

СОДЕРЖАНИЕ

Том 58, номер 5, 2022

Вариационный метод решения задачи о квазигеострофической циркуляции в двухслойном океане <i>В. Б. Залесный</i>	493
Вертикальный перенос импульса внутренними волнами в сдвиговом потоке при учете турбулентной вязкости и диффузии <i>А. А. Слепышев</i>	504
Хаотическая адвекция пассивной примеси в кольцевом баротропном струйном течении <i>В. П. Реутов, Г. В. Рыбушкина</i>	512
Двумерные периодические волны в невязкой непрерывно стратифицированной жидкости <i>А. А. Очиров, Ю. Д. Чашечкин</i>	524
О взаимной динамике тропических циклонов <i>М. И. Ярошевич</i>	534
Пылевая плазма ветропесчаного потока на опустыненных территориях <i>Г. И. Горчаков, В. М. Копейкин, А. В. Карпов, Р. А. Гуцин, О. И. Даценко, Д. В. Бунтов</i>	543
О динамике образования сульфатов в капельной влаге атмосферы с участием ионов переходных металлов <i>А. Н. Ермаков, А. Е. Алоян, В. О. Арутюнян</i>	554
Влияние учета непрямого эффекта сульфатного аэрозоля на радиацию и облачность по данным климатической модели ИВМ РАН <i>А. А. Полюхов, Н. Е. Чубарова, Е. М. Володин</i>	566
Сравнения результатов наземных измерений общего содержания озона вблизи Санкт-Петербурга <i>Г. М. Неробелов, О. Х. Аль-Субари, Ю. М. Тимофеев, Я. А. Виролайнен, А. В. Поберовский, А. А. Соломатникова</i>	576
Течения в проливе Брансфилда по геострофическим расчетам и данным инструментальных измерений <i>Р. З. Мухаметьянов, Д. И. Фрей, Е. Г. Морозов</i>	583
О переносе микропузырьков поверхностными волнами <i>О. А. Дружинин</i>	591
О причинах охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы <i>Г. В. Гвишвили, Л. Н. Лещенко</i>	601

Contents

Vol. 58, No. 5, 2022

Variational Method for the Solution of a Two-Layer Quasi-Geostrophic Ocean Circulation Problem <i>V. B. Zalesny</i>	493
Vertical Momentum Transfer by Internal Waves in a Shear Flow, Taking Into Account Turbulent Viscosity and Diffusion <i>A. A. Slepyshev</i>	504
Chaotic Advection of a Passive Scalar in the Annular Barotropic Jet Flow <i>V. P. Reutov and G. V. Rybushkina</i>	512
Two-Dimensional Periodic Waves in an Inviscid Continuously Stratified Fluid <i>A. A. Ochirov and Yu. D. Chashechkin</i>	524
On the Mutual Dynamics of Tropical Cyclones <i>M. I. Yaroshevich</i>	534
Dusty Plasma of Windsand Flux on Desertified Areas <i>G. I. Gorchakov, V. M. Kopeikin, A. V. Karpov, R. A. Gushchin, O. I. Datsenko, and D. V. Buntov</i>	543
Dynamics of Sulfate Formation in Atmospheric Droplet Phase with the Participation of Transient Metal Ions <i>A. N. Yermakov, A. E. Aloyan, and V. O. Arutyunyan</i>	554
The Indirect Effect of Sulfate Aerosol on Radiation and Cloud Cover Accounting According to the Inmcm <i>A. A. Poliukhov, N. Ye. Chubarova, and E. M. Volodin</i>	566
Comparison of Ground-Based Measurements of Total Ozone Content Near Saint-Petersburg <i>G. M. Nerobelov, O. Al-Subari, Yu. M. Timofeyev, Ya. A. Virolainen, A. V. Poberovskii, and A. A. Solomatnikova</i>	576
Currents in the Bransfield Strait Based on Geostrophic Calculations and Data of Instrumental Measurements <i>R. Z. Mukhametyanov, D. I. Frei, and E. G. Morozov</i>	583
On Microbubbles Transfer by Surface Waves <i>O. A. Druzhinin</i>	591
On the Causes of Cooling and Settling of the Middle and Upper Atmosphere <i>G. V. Givishvili and L. N. Leshchenko</i>	601

УДК 551.513: 556.013: 519.6

ВАРИАЦИОННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О КВАЗИГЕОСТРОФИЧЕСКОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ДВУХСЛОЙНОМ ОКЕАНЕ

© 2022 г. В. Б. Залесный*

*Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия***e-mail: vzalesny@yandex.ru*

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 29.04.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

Рассматривается новая вариационная постановка и метод решения задачи квазигеострофической динамики в двухслойном периодическом канале. Область имитирует лежащую в Южном океане зону Антарктического кругового течения. Особенностью задачи является двусвязность области ее решения (периодичность по широте). Используя разложение в ряды Фурье, задача сводится к нелинейной системе обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) по времени. Двусвязность области приводит к тому, что вместе с решением ОДУ требуется выполнить стационарное интегральное соотношение, определяющее полный расход течения. Предлагается вариационный численный алгоритм решения задачи, близкий к технике четырехмерного усвоения данных (4DVAR). Основой функции ценности является стационарное интегральное соотношение. С помощью серии вычислительных экспериментов изучаются стационарные режимы течений, зависящие от модельных параметров. Расчеты показывают, что наличие в рельефе дна высоких гармоник может вызывать формирование противотечения в нижнем слое. Противотечение устойчиво к небольшим вариациям возмущений рельефа и коэффициента турбулентной вязкости.

Ключевые слова: квазигеострофическая циркуляция, двухслойная модель океана, вариационный метод, 4DVAR алгоритм, стационарный режим течений

DOI: 10.31857/S0002351522050133

ВВЕДЕНИЕ

Квазигеострофические модели циркуляции в атмосфере и океане активно используются и развиваются на протяжении многих лет [1–13]. Можно выделить основные направления их развития. Это – математические вопросы, включая существование и единственность классических решений и задач ассимиляции данных [3–7]; методы исследования и оценка аттракторов атмосферной и океанической динамики [2, 3, 7, 9, 10], [6]; разработка численных алгоритмов [2, 6, 13]; исследование физических свойств их решений [8, 11, 12]. Во всех указанных направлениях получен ряд интересных результатов.

Данная работа является продолжением исследований [11, 12], развивая постановку задачи на нестационарный случай и двухслойный океан. Акцент делается не на параметризациях, а на новом вариационном методе решения задачи. Основная цель работы связана с построением эффективного численного алгоритма решения уравнений квазигеострофической динамики в двух-

слойном периодическом канале, имитирующем зону Антарктического кругового течения (АКТ). Математическая особенность задачи связана с тем, что область ее решения – двусвязная. Это приводит к тому, что вместе с эволюционной системой уравнений требуется выполнить стационарное интегральное соотношение. Рассматривается новый алгоритм, основанный на вариационном подходе, связанном с техникой сопряженных уравнений [2, 14–18]. С помощью серии вычислительных экспериментов изучаются некоторые стационарные режимы квазигеострофических течений, возникающие при различных модельных параметрах.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим двухслойную квазигеострофическую модель течений в периодическом канале, параллельном оси Ox [11, 12]. Система уравнений в верхнем 1-м и 2-м нижнем слое с граничными и начальными условиями имеет вид

$$\frac{\partial q_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u_1 q_1 - k_1 \frac{\partial q_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_1 q_1 - k_1 \frac{\partial q_1}{\partial y} \right) - \mu_1 \Delta \left(\frac{\partial v_1}{\partial x} - \frac{\partial u_1}{\partial y} \right) = \frac{1}{H_1} \left(\frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \right), \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u_2 q_2 - k_2 \frac{\partial q_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_2 q_2 - k_2 \frac{\partial q_2}{\partial y} \right) + (r - \mu_2 \Delta) \left(\frac{\partial v_2}{\partial x} - \frac{\partial u_2}{\partial y} \right) = 0, \quad (1.2)$$

$$q_i|_{x=0} = q_i|_{x=L_x}, \quad \frac{\partial q_i}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial q_i}{\partial x} \Big|_{x=L_x}, \quad i = 1, 2, \quad (1.3)$$

$$v_i q_i - k_i \frac{\partial q_i}{\partial y} = 0 \text{ при } y = 0, L, \quad (1.4)$$

$$q_i = q_i^0 \text{ при } t = 0. \quad (1.5)$$

Здесь q_i – квазигеострофический вихрь (КГВ) в i -ом слое, u_i, v_i – компоненты скорости, ψ_i – функции тока, k_i, μ_i, r – параметры турбулентного обмена и придонного трения, H_i – глубины слоев, τ_x, τ_y – компоненты ветра по осям Ox, Oy .

2. ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Пусть компоненты трения ветра на поверхности океана заданы следующим образом

$$\tau_x = \tau_0 \sin \left(\frac{\pi y}{L} \right), \quad \tau_y = 0. \quad (2.1)$$

Следуя [8, 11, 12], будем искать частное решение задачи (1.1)–(1.5) в виде

$$\psi_i = -U_i y + \Phi_i(x) \sin \left(\frac{\pi y}{L} \right), \quad (2.2)$$

$$u_i \equiv -(\psi_i)_y = U_i - \frac{\pi}{L} \cos \left(\frac{\pi y}{L} \right) \Phi_i(x), \quad (2.3)$$

$$v_i \equiv (\psi_i)_x = \sin \left(\frac{\pi y}{L} \right) \Phi_{ix}(x), \quad (2.4)$$

$$q_1 = \Delta \psi_1 + (f_0 + \beta y) - \frac{f_0^2}{g' H_1} (\psi_1 - \psi_2), \quad (2.5)$$

$$q_2 = \Delta \psi_2 + (f_0 + \beta y) + \frac{f_0^2}{g' H_2} (\psi_1 - \psi_2) + \frac{f_0}{H_2} B, \quad (2.6)$$

$$B = \sin(\pi y/L) h(x), \quad g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_0}. \quad (2.7)$$

Подставим (2.1)–(2.4) в (1.1)–(1.2) и проинтегрируем уравнения с учетом граничных условий (1.4) по y от 0 до L . После преобразований получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 - \frac{\alpha}{H_1} (\Phi_1 - \Phi_2) \right] + \left[\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 - \frac{\alpha}{H_1} (\Phi_1 - \Phi_2) \right]_x U_1 + \left[\beta + \frac{\alpha(U_1 - U_2)}{H_1} \right] \Phi_{1x} - \quad (2.8)$$

$$- k_1 \left[\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 - \frac{\alpha}{H_1} (\Phi_1 - \Phi_2) \right]_{xx} - \mu_1 \Delta \left(\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 \right) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 + \frac{\alpha}{H_2} (\Phi_1 - \Phi_2) \right] + \left[\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 + \frac{\alpha}{H_2} (\Phi_1 - \Phi_2) + \frac{f_0 h}{H_2} \right]_x U_2 + \left[\beta - \frac{\alpha(U_1 - U_2)}{H_2} \right] \Phi_{2x} - \quad (2.9)$$

$$- k_2 \left[\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 + \frac{\alpha}{H_2} (\Phi_1 - \Phi_2) + \frac{f_0 h}{H_2} \right]_{xx} + (r - \mu_2 \Delta) \left(\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 \right) = 0.$$

Умножим (1.1), (1.2) на $\cos(\pi y/L)$ и проинтегрируем их вначале по y , а затем по x . Получим

$$\frac{\gamma}{2} \frac{\partial (U_1 - U_2)}{\partial t} - 2\alpha (\Phi_{1x}, \Phi_2) + 3L_x k_1 \alpha (U_1 - U_2) = f_1, \quad (2.10)$$

$$\frac{\gamma}{2} \frac{\partial (U_1 - U_2)}{\partial t} - 2(\alpha \Phi_{1x} + f_0 h_x, \Phi_2) + 3L_x k_2 \alpha (U_1 - U_2) = f_2, \quad (2.11)$$

$$f_1 = \left(\frac{3\tau_0 \pi}{4} - 3k_1 \beta H_1 \right) L_x, \quad f_2 = 3L_x k_2 \beta H_2, \quad (2.12)$$

$$\gamma = \frac{3L_x L^2 \alpha}{\pi^2}, \quad \alpha = f_0^2 / g',$$

$$(\Phi_1, \Phi_2) \equiv \int_0^{L_x} \Phi_1 \Phi_2 dx. \quad (2.13)$$

Замечание. Использование параметризации крупномасштабного турбулентного обмена со вторыми производными требует дополнительно-го граничного условия для q_i на твердых стенках при $y = 0, L$. Естественными (в вариационном смысле) условиями будет обращение в ноль потоков q_i по нормали вида (1.4). Учитывая кинематические условия $v_1 = 0, v_2 = 0$, выполнение (1.4) возможно, например, если положить $k_i = 0$. Вопрос постановки данного краевого условия об-суждается в [12].

3. ФОРМУЛИРОВКА УРАВНЕНИЙ В ТЕРМИНАХ $V_1 = (U_1 + U_2)/2$, $V_2 = (U_1 - U_2)/2$

Введем новые переменные

$$V_1 = (U_1 + U_2)/2, \quad V_2 = (U_1 - U_2)/2,$$

и перепишем уравнения (2.8)–(2.11) с учетом соотношений

$$U_1 = V_1 + V_2, \quad U_2 = V_1 - V_2.$$

Получим

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[H_1 \left(\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 \right) - \alpha(\Phi_1 - \Phi_2) \right] + \\ & + \left[H_1 \left(\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 \right) - \alpha(\Phi_1 - \Phi_2) \right]_{xx} V_2 + \\ & + (\beta H_1 + 2\alpha V_2) \Phi_{1x} - \\ & - k_1 \left[H_1 \left(\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 \right) - \alpha(\Phi_1 - \Phi_2) \right]_{xx} + \\ & + H_1 \tilde{\mu}_1 \left(\Phi_{1xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1 \right) = 0, \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) \times \\ & \times \left[H_2 \left(\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 \right) + \alpha(\Phi_1 - \Phi_2) + f_0 h \right] - \\ & - \left[H_2 \left(\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 \right) + \alpha(\Phi_1 - \Phi_2) + f_0 h \right]_{xx} V_2 + \\ & + (\beta H_2 - 2\alpha V_2) \Phi_{2x} - \\ & - k_2 \left[H_2 \left(\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 \right) + \alpha(\Phi_1 - \Phi_2) + f_0 h \right]_{xx} + \\ & + H_2(r + \tilde{\mu}_2) \left(\Phi_{2xx} - \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2 \right) = 0, \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{3L^2 \alpha}{\pi^2} \frac{\partial V_2}{\partial t} + \frac{2\alpha}{L_x} (\Phi_{1x}, \Phi_2) - 6k_1 \alpha V_2 = \\ & = -3 \left(\frac{\tau_0 \pi}{4} - k_1 \beta H_1 \right), \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{f_0}{L_x} (h_x, \Phi_2) - 3(k_2 - k_1) \alpha V_2 = \\ & = \frac{3}{2} \left[\frac{\pi \tau_0}{4} - \beta(k_1 H_1 + k_2 H_2) \right], \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\tilde{\mu}_i = \mu_i (N^2 + \pi^2/L^2), \quad i = 1, 2.$$

Интегральное соотношение (3.4) есть разность (2.10)–(2.11).

Закон сохранения. Умножим (3.1)–(3.2), соответственно на Φ_1 , Φ_2 , проинтегрируем их по замкнутому контуру x от 0 до L_x и добавим соотношения (3.3), (3.4) умноженные, соответственно

на V_2 , $(V_1 - V_2)$. Складывая все уравнения, получим энергетическое соотношение

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{L_x} \left[H_1 \left(\Phi_{1x}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1^2 \right) + H_2 \left(\Phi_{2x}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2^2 \right) + \right. \\ & \left. + \alpha(\Phi_1 - \Phi_2)^2 + \frac{3\alpha L^2}{\pi^2} V_2^2 \right] dx = \\ & = - \int_0^{L_x} \left[H_1 k_1 \left(\Phi_{1xx}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_{1x}^2 \right) + H_2 k_2 \left(\Phi_{2xx}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_{2x}^2 \right) + \right. \\ & \left. + \alpha \left(k_1 \Phi_{1x}^2 + (k_1 + k_2) \Phi_{1x} \Phi_{2x} + k_2 \Phi_{2x}^2 \right) \right] dx - \\ & - \int_0^{L_x} \left[H_1 \tilde{\mu}_1 \left(\Phi_{1x}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1^2 \right) + H_2 (r + \tilde{\mu}_2) \times \right. \\ & \left. \times \left(\Phi_{2x}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2^2 \right) + 6k_1 \alpha V_2^2 \right] dx - \\ & - 3(k_2 - k_1) \alpha \int_0^{L_x} V_2 (V_1 - V_2) dx. \end{aligned}$$

Отсюда при $\mu_i = 0$, $v = 0$, $k_1 = k_2 = 0$ следует закон сохранения

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{L_x} \left[H_1 \left(\Phi_{1x}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_1^2 \right) + H_2 \left(\Phi_{2x}^2 + \frac{\pi^2}{L^2} \Phi_2^2 \right) + \right. \\ & \left. + \alpha(\Phi_1 - \Phi_2)^2 + \frac{3\alpha L^2}{\pi^2} V_2^2 \right] dx = 0. \end{aligned} \quad (3.5)$$

4. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ФУРЬЕ. ВАРИАЦИОННАЯ ФОРМУЛИРОВКА НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ

Будем искать решение (3.1)–(3.4) методом Галеркина, разлагая все функции от x в ряды Фурье по полной ортогональной системе $\{\sin(2n\pi x/L_x), \cos(2n\pi x/L_x)\}$:

$$\begin{aligned} \Phi_i & = \sum_n a_n^{(i)}(t) \cos(Nx) + \\ & + \sum_n b_n^{(i)}(t) \sin(Nx), \quad i = 1, 2, \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} h & = \sum_n c_n \cos(Nx) + \sum_n d_n \sin(Nx), \\ N & = 2n\pi/L_x, n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (4.2)$$

Подставим (4.1)–(4.2) в (3.1)–(3.4) и умножим уравнения скалярно на базисные функции $\sin(Nx)$, $\cos(Nx)$ для разных n . В силу ортогональности базиса получим после преобразований систему уравнений для коэффициентов разложения $a_n^{(i)}$, $b_n^{(i)}$, c_n , d_n

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) \left[(H_1 s_0 + \alpha) a_n^{(1)} - \alpha a_n^{(2)} \right] + \\ & + (V_1 + V_2) N \left[(H_1 s_0 + \alpha) b_n^{(1)} - \alpha b_n^{(2)} \right] = \quad (4.3) \\ & = (\beta H_1 + 2\alpha V_2) N b_n^{(1)} - \mu_1 H_1 s_0^2 a_n^{(1)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) \left[(H_1 s_0 + \alpha) b_n^{(1)} - \alpha b_n^{(2)} \right] - \\ & - (V_1 + V_2) N \left[(H_1 s_0 + \alpha) a_n^{(1)} - \alpha a_n^{(2)} \right] = \quad (4.4) \\ & = -(\beta H_1 + 2\alpha V_2) N a_n^{(1)} - \mu_1 H_1 s_0^2 b_n^{(1)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) \left[(H_2 s_0 + \alpha) a_n^{(2)} - \alpha a_n^{(1)} - f_0 c_n \right] + \\ & + (V_1 - V_2) N \left[(H_2 s_0 + \alpha) b_n^{(2)} - \alpha b_n^{(1)} - f_0 d_n \right] = \quad (4.5) \\ & = (\beta H_2 - 2\alpha V_2) N b_n^{(2)} - H_2 s_0 (r + \mu_2 s_0) a_n^{(2)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) \left[(H_2 s_0 + \alpha) b_n^{(2)} - \alpha b_n^{(1)} - f_0 d_n \right] - \\ & - (V_1 - V_2) N \left[(H_2 s_0 + \alpha) a_n^{(2)} - \alpha a_n^{(1)} - f_0 c_n \right] = \quad (4.6) \\ & = -(\beta H_2 - 2\alpha V_2) N a_n^{(2)} - H_1 s_0 (r + \mu_2 s_0) b_n^{(2)}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{3\alpha L^2}{\pi} \frac{\partial V_2}{\partial t} + 6\alpha k_1 V_2 = 3 \left[\frac{\pi \tau_0}{4} - \beta k_1 H_1 \right] - \\ & - \alpha \sum_n N \left(a_n^{(1)} b_n^{(2)} - b_n^{(1)} a_n^{(2)} \right), \quad (4.7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 6\alpha(k_1 - k_2)V_2 = 3 \left[\frac{\pi \tau_0}{4} - \beta(k_1 H_1 + k_2 H_2) \right] + \\ & + \sum_n N f_0 (c_n b_n^{(2)} - d_n a_n^{(2)}), \quad (4.8) \end{aligned}$$

$$s_0 = N^2 + \pi^2/L^2, \quad s_1 = H_1 s_0 + \alpha, \quad s_2 = H_2 s_0 + \alpha.$$

Таким образом, в результате преобразований исходная задача преобразована к системе шести уравнений (4.3)–(4.8) для шести неизвестных $a_n^{(1)}$, $b_n^{(1)}$, $a_n^{(2)}$, $b_n^{(2)}$, U_1 , U_2 . Видно, что если U_i заданы, то уравнения (4.3)–(4.6) распадаются на несвязанные подсистемы для отдельной гармоники n . При конечном наборе отличных от нуля коэффициентов $c_n \neq 0$, $d_n \neq 0$ ряды в (4.1)–(4.2) и система уравнений (4.3)–(4.8) конечны.

Итак, задача сведена к решению эволюционных уравнений (4.3)–(4.7) и стационарного интегрального соотношения (4.8). Решением задачи является вектор-функция $\Psi(t) = (a_n^{(1)}(t), b_n^{(1)}(t), a_n^{(2)}(t), b_n^{(2)}(t), V_2(t))$, и параметр V_1 . Особенностью задачи, значительно осложняющей ее численное решение, является отсутствие уравнения для V_1 . V_1 является параметром системы (4.3)–(4.7) и его следует подобрать так, чтобы в каждый момент времени выполнялось соотношение (4.8). Переформулируем задачу в виде, ис-

пользуемом при решении задач 4-х мерной вариационной ассимиляции [2, 13–16].

Следуя [2, 15], будем искать такое решение (4.3)–(4.7) с неизвестным параметром V_1 , на котором достигается минимум функционала J

$$\begin{aligned} J &= \frac{\lambda}{2} Z^2(t_0) + \frac{1}{2T} \int_{t_0}^{t_0+T} \eta(t) Z^2(t) dt \rightarrow \min, \quad (4.9) \\ Z(t) &= f_0 \sum_n N \left(a_n^{(2)} d_n - b_n^{(2)} c_n \right) - \\ & - 6(k_2 - k_1)\alpha V_2 - 3 \left[\frac{\pi \tau_0}{4} - \beta(k_1 H_1 + k_2 H_2) \right]. \end{aligned}$$

Здесь $t_0 \leq t \leq t_0 + T$ – отрезок “ассимиляции”, $\eta(t)$ – заданная безразмерная весовая функция (равная единице на интервале ассимиляции и нулю вне его), λ – заданный безразмерный параметр, равный нулю или единице. Таким образом, отрезок “ассимиляции” – это отрезки временной оси, на которых требуется выполнение среднего по времени квадрата интегрального соотношения (4.8). По аналогии с задачей вариационной ассимиляции данных это – отрезок, на котором имеются данные наблюдений. В нашем случае в качестве “данных” выступает величина подынтегрального выражения (4.9). Отметим, что если расход воды или массы задать как

$$\begin{aligned} U_{brt}^{dat} &= \frac{H_1 U_1 + H_2 U_2}{H_1 + H_2} \equiv \frac{(H_1 + H_2)V_1 + (H_1 - H_2)V_2}{H_1 + H_2}, \\ U_{brt} &= \frac{H_1 U_1 + H_2 U_2}{H_1 + H_2}, \end{aligned}$$

то функционал (4.9) можно выбрать в виде

$$\begin{aligned} J &= \frac{\lambda}{2} Z^2(t_0) + \frac{1}{2T} \int_{t_0}^{t_0+T} \eta(t) Z^2(t) dt + \\ & + \frac{\varepsilon}{2} \left[V_1 + \frac{H_1 - H_2}{H_1 + H_2} V_2(t_0) - U_{brt}^{dat}(t_0) \right]^2. \quad (4.10) \end{aligned}$$

Здесь третье слагаемое с малым коэффициентом $\varepsilon \ll 1$ играет роль ε – регуляризации вариационной задачи [2, 15, 16]. Ниже в численных экспериментах мы будем ориентироваться на расчет установившихся решений, для которых при больших временах ($t \rightarrow \infty$) выполняются стационарные аналоги уравнений (4.3)–(4.7).

5. СОПРЯЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ФУРЬЕ. МЕТОД РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ ОПТИМАЛЬНОСТИ

Используя известную технику [2, 15–18], решение вариационной задачи (4.3)–(4.7), (4.9) можно свести к решению системы прямых и сопряженных уравнений, часто называемой системой оптимальности.

Перепишем (4.3)–(4.7), (4.9) в матричном виде Сопряженные уравнения

$$\frac{d}{dt} B\Psi(t) + A\Psi(t) = F,$$

$$\Psi(t_0) = \Psi_0 \equiv (a_n^{(1)}(t_0), b_n^{(1)}(t_0), a_n^{(2)}(t_0), b_n^{(2)}(t_0), V_2(t_0)),$$

где A, B – квадратные матрицы, $\Psi(t)$ – вектор-решение, F – вектор правой части. Введем в рассмотрение расширенный функционал (или лагранжиан) L и скалярное произведение

$$L = J - \left(\frac{d}{dt} B\Psi + A\Psi - F, \Psi^* \right), \quad (\varphi, \psi) = \int_t^{t+T} \varphi\psi dt.$$

Используя необходимое условие оптимальности, приравняем производные от лагранжиана по $\Psi(t), \Psi(t_0), \Psi(t_0 + T), V_1$ к нулю. После преобразований получаем систему сопряженных уравнений, а также начальные и конечные условия для $\Psi^*(t)$ (см., например, [2]). Система оптимальности имеет вид.

Прямые уравнения

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) \left[s_1 a_n^{(1)} - \alpha a_n^{(2)} \right] + \\ & + (V_1 + V_2) N \left[s_1 b_n^{(1)} - \alpha b_n^{(2)} \right] - \\ & - (\beta H_1 + 2\alpha V_2) N b_n^{(1)} + \mu_1 H_1 s_0^2 a_n^{(1)} = 0, \\ & \left(\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) \left[s_1 b_n^{(1)} - \alpha b_n^{(2)} \right] - \\ & - (V_1 + V_2) N \left[s_1 a_n^{(1)} - \alpha a_n^{(2)} \right] + \\ & + (\beta H_1 + 2\alpha V_2) N a_n^{(1)} + \mu_1 H_1 s_0^2 b_n^{(1)} = 0, \\ & \left(\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) \left[s_2 a_n^{(2)} - \alpha a_n^{(1)} - f_0 c_n \right] + \\ & + (V_1 - V_2) N \left[s_2 b_n^{(2)} - \alpha b_n^{(1)} - f_0 d_n \right] - \\ & - (\beta H_2 - 2\alpha V_2) N b_n^{(2)} + \\ & + H_2 s_0 (r + \mu_2 s_0) a_n^{(2)} = 0, \\ & \left(\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) \left[s_2 b_n^{(2)} - \alpha b_n^{(1)} - f_0 d_n \right] - \\ & - (V_1 - V_2) N \left[s_2 a_n^{(2)} - \alpha a_n^{(1)} - f_0 c_n \right] + \\ & + (\beta H_2 - 2\alpha V_2) N a_n^{(2)} + \\ & + H_1 s_0 (r + \mu_2 s_0) b_n^{(2)} = 0, \\ & \frac{3\alpha L^2}{\pi} \frac{\partial V_2}{\partial t} + 6\alpha k_1 V_2 + \\ & + \alpha \sum_n N \left(a_n^{(1)} b_n^{(2)} - b_n^{(1)} a_n^{(2)} \right) = 3 \left(\frac{\pi \tau_0}{4} - \beta k_1 H_1 \right). \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{3\alpha L^2}{\pi} \frac{\partial V_2^*}{\partial t} + 6\alpha k_1 V_2^* + \\ & + N \left[(s_1 - 2\alpha) b_n^{(1)} - \alpha b_n^{(2)} \right] a_n^{*(1)} - \\ & - N \left[(s_1 - 2\alpha) a_n^{(1)} - \alpha a_n^{(2)} \right] b_n^{*(1)} - \\ & - N \left[(s_2 - 2\alpha) b_n^{(2)} - \alpha b_n^{(1)} - f_0 d_n \right] a_n^{*(2)} + \\ & + N \left[(s_2 - 2\alpha) a_n^{(2)} - \alpha a_n^{(1)} - f_0 c_n \right] b_n^{*(2)} - \\ & - 6(k_2 - k_1) \alpha \bar{J} = 0, \\ & \left[\left(-\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) s_1 + \mu_1 H_1 s_0^2 \right] a_n^{*(1)} - \\ & - N \left[(V_1 + V_2) s_1 - (\beta H_1 + 2\alpha V_2) \right] b_n^{*(1)} - \\ & - \alpha \left(-\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) a_n^{*(2)} + \\ & + \alpha (V_1 - V_2) N b_n^{*(2)} + \alpha \sum_n N b_n^{(2)} V_2^* = 0, \\ & \left[\left(-\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) s_1 + \mu_1 H_1 s_0^2 \right] b_n^{*(1)} + \\ & + N \left[(V_1 + V_2) s_1 - (\beta H_1 + 2\alpha V_2) \right] a_n^{*(1)} - \\ & - \alpha \left(-\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) b_n^{*(2)} - \\ & - \alpha (V_1 - V_2) N a_n^{*(2)} - \alpha \sum_n N a_n^{(2)} V_2^* = 0, \\ & \left[\left(-\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) s_2 + H_2 s_0 (r + \mu_2 s_0) \right] a_n^{*(2)} - \\ & - N \left[(V_1 - V_2) s_2 - (\beta H_2 - 2\alpha V_2) \right] b_n^{*(2)} - \\ & - \alpha \left(-\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) a_n^{*(1)} + \alpha (V_1 + V_2) N b_n^{*(1)} - \\ & - \alpha \sum_n N b_n^{(1)} V_2^* = f_0 \eta \left(\sum_n N d_n \right) \bar{J}, \\ & \left[\left(-\frac{d}{dt} + k_2 N^2 \right) s_2 + H_1 s_0 (r + \mu_2 s_0) \right] b_n^{*(2)} - \\ & - \alpha (V_1 + V_2) N a_n^{*(1)} - \alpha \left(-\frac{d}{dt} + k_1 N^2 \right) b_n^{*(1)} + \\ & + N \left[(V_1 - V_2) s_2 - (\beta H_2 - 2\alpha V_2) \right] a_n^{*(2)} + \\ & + \alpha \sum_n N a_n^{(1)} V_2^* = -f_0 \eta \left(\sum_n N c_n \right) \bar{J}, \\ & \bar{J} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \eta \left\{ f_0 \sum_n N \left(a_n^{(2)} d_n - b_n^{(2)} c_n \right) - \right. \\ & \left. - 6(k_2 - k_1) \alpha V_2 - 3 \left[\frac{\pi \tau_0}{4} - \beta (k_1 H_1 + k_2 H_2) \right] \right\} dt. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Напомним, что сопряженные уравнения можно получить, умножая прямые уравнения, соот-

ветственно, на $a_n^{*(1)}, b_n^{*(1)}, a_n^{*(2)}, b_n^{*(2)}, V_2^*$, интегрируя их по времени на интервале усвоения от t_0 до $t_0 + T$ и приравнявая нулю производные по $a_n^{(1)}, b_n^{(1)}, a_n^{(2)}, b_n^{(2)}, V_2$. Учет функционала (4.10) приводит к появлению слагаемых в правой части (5.2). В качестве управления выбираются начальные условия для прямой системы $a_n^{(1)}, b_n^{(1)}, a_n^{(2)}, b_n^{(2)}, V_2$ (в момент времени $t = t_0$) и параметр V_1 .

Система оптимальности (5.1)–(5.2) решается итерационно на отрезке $(t_0, t_0 + T)$, причем прямые уравнения (5.1) решаются вперед по времени, а сопряженные (5.2) в обратном времени. Решением задачи являются $a_n^{(1)}(t), b_n^{(1)}(t), a_n^{(2)}(t), b_n^{(2)}(t), V_2(t), a_n^{*(1)}(t), b_n^{*(1)}(t), a_n^{*(2)}(t), b_n^{*(2)}(t), V_2^*(t)$, плюс вектор управления $a_n^{(1)}(t_0), b_n^{(1)}(t_0), a_n^{(2)}(t_0), b_n^{(2)}(t_0), V_2(t_0), V_1$. Управление находится с помощью итерационного процесса: в наших расчетах использован алгоритм M1QN3 [19]. При решении прямой системы (5.1) используются начальные условия при $t = t_0$

$$\begin{aligned} a_n^{(1)}(t) &= a_n^{(1)}(t_0), b_n^{(1)}(t) = b_n^{(1)}(t_0), \\ a_n^{(2)}(t) &= a_n^{(2)}(t_0), b_n^{(2)}(t) = b_n^{(2)}(t_0), V_2(t) = V_2(t_0). \end{aligned} \quad (5.4)$$

При решении сопряженной системы (5.2) используются нулевые условия при $t = t_0 + T$

$$\begin{aligned} a_n^{*(1)}(t_0 + T) &= b_n^{*(1)}(t_0 + T) = a_n^{*(2)}(t_0 + T) = \\ &= b_n^{*(2)}(t_0 + T) = V_2^*(t_0 + T) = 0. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Правые части в начальных условиях (5.4) (компоненты вектора Ψ_0) зависят от компонент градиента лагранжиана, которые в свою очередь связаны с решением сопряженной системы при $t = t_0$. Нумеруя компоненты производной от лагранжиана $(\partial L)_i$ в соответствии с компонентами $\Psi_0 = (a_n^{(1)}(t_0), b_n^{(1)}(t_0), a_n^{(2)}(t_0), b_n^{(2)}(t_0), V_2(t_0), V_1)$, получим

$$\begin{aligned} (\partial L)_1 &= a_n^{*(1)}(t_0), \quad (\partial L)_2 = b_n^{*(1)}(t_0), \\ (\partial L)_3 &= a_n^{*(2)}(t_0) + \lambda f_0 \sum_n N d_n, \\ (\partial L)_4 &= b_n^{*(2)}(t_0) - \lambda f_0 \sum_n N c_n, \\ (\partial L)_5 &= V_n^{*(2)}(t) + \\ &+ \varepsilon \left(V_1 + \frac{H_1 - H_2}{H_1 + H_2} V_2 - V_{dat} \right) \frac{H_1 - H_2}{H_1 + H_2}, \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} (\partial L)_6 &= \int_{t_0}^{t_0+T} \left[(s_1 b_n^{(1)} - \alpha b_n^{(2)}) a_n^{*(1)} - (s_1 a_n^{(1)} - \alpha a_n^{(2)}) b_n^{*(1)} + \right. \\ &+ (s_2 b_n^{(2)} - \alpha b_n^{(1)} - f_0 d_n) a_n^{*(2)} - \\ &\left. - (s_2 a_n^{(2)} - \alpha a_n^{(1)} - f_0 c_n) b_n^{*(2)} \right] dt - \\ &- \frac{\varepsilon}{N} \left(V_1 + \frac{H_1 - H_2}{H_1 + H_2} V_2^0 - V_{dat} \right). \end{aligned}$$

6. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты сделаны для периодического зонального канала, протяженностью $L_x = 4 \times 10^6$ м, шириной $L = 10^6$ м, глубиной слоев $H_1 = 10^3$, $H_2 = 4 \times 10^3$ м (общая глубина $H_1 + H_2 = 5 \times 10^3$ м). Расчетная область имитирует положение Антарктического кругового течения, которое находится в Южном полушарии. В расчетах использовались следующие (либо близкие к ним) параметры

$$\begin{aligned} \tau_0 &= 10^{-4} m^2 sec^{-1}, \quad f_0 = -10^{-4} sec^{-1}, \\ \beta &= 1.4 \times 10^{-11} m^{-1} sec^{-1}, \quad L_x = 4 \times 10^6 m, \\ L_y &\equiv L = 10^6 m, \quad H_1 = 10^3 m, \quad H_2 = 4 \times 10^3 m, \\ \mu_1 = \mu_2 &= 1 m^2 sec^{-1}, \quad k_1 = 10^3, \quad k_2 = 10^3 m^2 sec^{-1}, \quad (6.1) \\ r &= 10^{-7} sec^{-1}, \quad \alpha = \frac{f_0^2 \rho}{g \Delta \rho} \approx 10^{-6} m^{-1}, \\ \rho_1 &= 10^3 (1 + 0.026), \quad \rho_2 = 10^3 (1 + 0.028) kg m^{-1}. \end{aligned}$$

Дополнительно укажем значения некоторых величин и параметры рельефа дна:

$$\begin{aligned} N &= 2\pi n / L_x, \quad s_0 = N^2 + \pi^2 / L^2, \\ s_i &= H_i s_0 + \alpha, \quad B = \sin(\pi y / L) h(x), \\ h(x) &= \sum_n [c_n \cos(2\pi n x / L_x) + d_n \sin(2\pi n x / L_x)]. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Алгоритм. Процесс решения задачи состоял из двух этапов. На первом этапе решалась прямая система (5.1) с фиксированным V_1 по схеме Кранка-Николсон. Интервал расчета по времени $0 \leq t \leq t_0 + T$ был достаточно большим. На втором этапе, на небольшом интервале по времени $t_0 \leq t \leq t_0 + T$, находилось решение системы оптимальности (5.1)–(5.2), (5.4)–(5.5), (4.9), включая параметр V_1 . Данная двухэтапная процедура итерационно повторялась до достижения (с заданной точностью) сходимости решения полной задачи. На втором этапе для решения оптимальной задачи использовалась стандартная программа M1QN3 [19]. Полное решение задачи, таким образом, включало решение прямой системы $a_n^{(1)}(t), b_n^{(1)}(t), a_n^{(2)}(t), b_n^{(2)}(t), V_2(t)$ при $t_0 < t \leq t_0 + T$, решение сопряженной системы

Таблица 1. Основные входные параметры модели в базовом эксперименте 1

№	c_n	d_n	$k_1 = k_2$	r	$\mu_1 = \mu_2$	n	U_1, U_2 cm/s	V_{ACC}, sv	$a_1, b_1,$	a_2, b_2	J_0, J_{opt} $\times 10^{10}$
1.1	100	0	10^3	10^{-7}	1	1	23 17	919 ∞	39114 2257	26760 1631	1 10^{-7}
1.2	100	0	10^3	10^{-7}	1	2	12 6.5	383 ∞	19306 1220	8320 815	4×10^{-2} 10^{-9}
1.3	200	0	10^3	10^{-7}	1	1	10 5	290 ∞	30975 1559	9814 815	0.3 3×10^{-9}
1.4	200	0	10^3	10^{-7}	10^3	1	10 4	264 ∞	29188 1602	8226 816	0.9 5×10^{-8}
1.5	100	0	10^3	10^{-5}	1	1	12 0.05	339 ∞	1257 4553	408 1631	0.3 10^{-9}
1.6	100	0	10^3	5×10^{-7}	1	1	13 0.06	383 ∞	18174 3683	7339 1629	0.2 5×10^{-7}
1.7	100 $H_i/5$	0	10^3	10^{-7}	1	1	27 22	232 ∞	235390 14606	193813 12284	92 8×10^{-4}

$a_n^{*(1)}(t), b_n^{*(1)}(t), a_n^{*(2)}(t), b_n^{*(2)}(t), V_2^*(t)$ при $t_0 \leq t \leq t_0 + T$ и вектор управления $a_n^{(1)}(t_0), b_n^{(1)}(t_0), a_n^{(2)}(t_0), b_n^{(2)}(t_0), V_2(t_0), V_1$.

Во всех расчетах в (4.9) было положено $\lambda = 1$, шаг по времени составлял $\Delta t = 10^6 c \approx 10$ сут., интервал 1-го этапа $10^{13} c \approx 2.7 \times 10^6$ лет, интервал 2-го этапа = 30 сут., число полных циклов 2-х этапной итерационной процедуры равнялось 20. В серии экспериментов использовались различные значения коэффициентов трения и диффузии k_i, r, μ_i , глубин слоев и т.д.

Замечание. Оценим приблизительное время выхода решения на стационарный режим, которое определяют параметры k_i, r, μ_i . Удержим в (5.1) слагаемые, обеспечивающие экспоненциальное затухание возмущений решения по времени. Оставляя только «диссипативную» часть четвертого уравнения (5.1), видно, что затухание происходит за счет трех диссипативных процессов, соответственно, с коэффициентами k_2, r, μ_2

$$\frac{d}{dt} b_n^{(2)} + \dots = - \left[k_2 N^2 + H_1 s_0 (r + \mu_2 s_0) / s_2 \right] b_n^{(2)},$$

$$b_n^{(2)}(t) = b_n^{(2)}(t_0) \times \exp \left\{ - \left[k_2 N^2 + H_1 s_0 (r + \mu_2 s_0) / s_2 \right] t \right\}. \quad (6.3)$$

Это позволяет грубо оценить время стационарирования (уменьшения в e^k) n -ой гармоники решения для всех диссипативных процессов – диффузии с коэффициентом μ_2 . С учетом (6.1)–(6.2) имеем

$$t \leq \kappa \left[k_2 N^2 + H_1 s_0 (r + \mu_2 s_0) / s_2 \right]^{-1} \approx \kappa \left(2.5 \times 10^{-9} + 10^{-10} + 10^{-15} n^2 \right)^{-1} n^{-2}. \quad (6.4)$$

Из (6.4) видно, что самый медленный процесс – это диффузия с коэффициентом μ_2 . Время затухания возмущений за каждого диссипативного процесса (с коэффициентами k_2, r, μ_2) в e -раз будет при $n = 1$, соответственно, 250, 3000 и 3×10^8 лет.

Эксперимент 1, базовый. В рамках базового эксперимента было проведено 7 расчетов: 1.1–1.7, отличающихся друг от друга высотой рельефа, глубиной канала и значением μ_i . Основная цель эксперимента состояла в подборе параметров и оценке особенностей численного решения оптимальной задачи. Во всех расчетах кроме 1.2 было положено $n = 1$, в первых шести расчетах принято $H_1 = 1$ км, $H_2 = 4$ км, $H_1 + H_2 = 5$ км, в последнем глубины уменьшены в 5 раз. Основные параметры модели базового эксперимента приведены в таблице 1. Здесь V_{ACC} – расход в свердрусах (аналог расхода АКТ): $V_{ACC} = U_1 H_1 + U_2 H_2, (1 sv \equiv 10^6 m^3/s)$; знак ∞ означает стационарность решения, J_0, J_{opt} – умноженные на 10^{10} , начальное и конечное значение минимизируемого функционала или функции ценности (4.9). Различные значения J_0 связаны с тем, что почти во всех начальных приближениях было положено $V_1 = 0.1, V_2 = 10^{-4}$.

Расчеты показывают, что использованные параметры модели дают разумную величину зональной скорости в верхнем слое $\sim 10 - 20$ см/с. Пер-

Таблица 2. Эксперимент 2. Зависимость решения от n

№	c_n	d_n	k_i	r	μ_i	n	U_1, U_2 см/с	V_{ACC}, sv	a_1 b_1	a_2 b_2	J_0, J_{opt} $\times 10^{10}$
1.1	100	0	10^3	10^{-7}	1	1	23 17	919 ∞	39114 2257	26760 1631	1 10^{-7}
2.1	100	0	10^3	10^{-7}	1	2	12 6.5	383 ∞	19306 1220	8320 815	4×10^{-2} 10^{-9}
2.2	100	0	10^3	10^{-6}	1	3	65 0.7	93 ~			217 10^{-3}
2.3	100	0	10^3	10^{-6}	1	4	6 0.2	69 ∞	4795 1363	-813 408	1022 4×10^{-6}
2.4	100	0	10^3	10^{-6}	1	5	55 -0.05	52 ∞	3895 2174	-1046 326	3921 4×10^{-8}
2.5	100	0	10^3	3×10^{-6}	1	6	6 0.3	73 ∞	2231 2129	-499 271	1280 3×10^{-9}

вый вариант 1.1 приводит к завышенной скорости в нижнем слое, что связано, как показывают расчеты 1.2, 1.3, с номером гармоники $n = 1$ и небольшой амплитудой рельефа. Во всех случаях вариационный алгоритм показал высокую скорость сходимости и точность. Минимизируемый функционал (4.9) уменьшался в процессе счета для 6-и расчетов, примерно, на 7–8 порядков, а для 1.7 – на 5 порядков.

Оценим использованные значения коэффициента придонного трения r , сравнивая его с величиной k_2 . Если предположить, что r лежит в пределах $(2\pi n/L_x)^2 k_2 < \varepsilon < 10^3 (2\pi n/L_x)^2 k_2$, то при $k_2 = 10^3 - 10^4$, $n = 1$, можно получить, что $10^{-9} < r < 10^{-6}$. Это явилось основанием выбора его значений в вариантах 1.5, 1.6. Сравнение вариантов 1.1, 1.5, 1.6, показывает разумность величины $r \approx 5 \times 10^{-7}$, при которой полный расход течений ближе к наблюдаемому расходу АКТ. Отметим, что если глубины уменьшить в три раза: $H_i/3$, то получим $U_1 = 34$ см/с, $U_2 = 28$ см/с, а расход будет $V_{ACC} = 492$ св. Для этого случая приблизительно выполняется реальная пропорция отношения длины и глубины АКТ.

Эксперименты 2, 3. Зависимость решения от номера гармоники n . Цель второго и третьего экспериментов состояла в изучении зависимости решения от гармоники n . Их результаты приведены в таблицах 2, 3. Расчеты проводились для различных параметров придонного трения и турбулентной вязкости КГВ. Выбирая в качестве основного $k_1 = k_2 \equiv k$, выпишем связь и зависимость остальных от n . Имеем

$$\begin{aligned} (1 + \pi^2/L^2/N^2)\mu_1 &\approx k \left[1 + \frac{\alpha}{H_1 N^2 (1 + \pi^2/L^2/N^2)} \right] \approx \\ &\approx k \left[1 + \frac{4}{(n^2 + 4)} \right], \\ r/N^2 + \mu_2 (1 + \pi^2/L^2/N^2) &\approx \\ &\approx k \left[1 + \frac{\alpha}{H_2 N^2 (1 + \pi^2/L^2/N^2)} \right] \approx k \left[1 + \frac{1}{(n^2 + 4)} \right], \\ N^2 = 4\pi^2 n^2/L_x^2, 1 + \pi^2/L^2/N^2 &\approx 1 + 4/n^2. \end{aligned}$$

Таким образом, при $k_1 = k_2 = 10^3$ и предположении, что вклад остальных диссипативных процессов меньше, верхнюю грань соответствующих коэффициентов можно оценить как

$$\begin{aligned} \mu_1 &\leq k \left[1 + 4/(4 + n^2) \right] / (1 + 4/n^2), \\ r &\leq N^2 k = (4\pi^2 n^2/L_x^2 + \pi^2/L^2) k \approx 6 \times 10^{-10} n^2 k. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что от номера волны существенно зависит только коэффициент r .

Отметим два результата, полученных в эксперименте 3. Во-первых, увеличение номера гармоники (см. (3.1)–(3.3)) приводит к уменьшению скоростей течений в обоих слоях и уменьшению расхода. Во-вторых, вариант 3.6 показывает, что при некоторых условиях, (например, при увеличении коэффициента придонного трения) в нижнем слое может формироваться противотечение. Для проверки чувствительности решения к изменению модельных параметров было проведено две серии дополнительных расчетов. В первой серии варьировалась амплитуда рельефа дна (табл. 4).

Таблица 3. Эксперимент 3. Роль высоких гармоник

№	c_n	d_n	k_i	r	μ_i	n	U_1, U_2 cm/s	V_{ACC}, sv	a_1 b_1	a_2 b_2	J_0, J_{opt} $\times 10^{10}$
3.1	50	0	10^3	10^{-7}	1	5	63 57	2914 ∞			25 5×10^{-6}
3.2	50	0	10^3	10^{-7}	1	10	23 17	887 ∞	-5460 487	-5072 326	126 3×10^{-11}
3.3	50	0	10^3	10^{-7}	1	15	12 7	386 ~			0.04 0.01
3.4	75	0	10^3	10^{-7}	1	15	17 11	628 ∞			4 2×10^{-10}
3.5	85	0	10^3	10^{-7}	1	15	20 14	752 ∞			8
3.6	85	0	10^3	10^{-6}	1	15	4.6 -0.41	295 ∞	-1001 1507	-1317 128	250 2×10^{-5}

Таблица 4. Чувствительность решения к изменению c_{15}

c_{15}	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
V_{ACC}	34.16	32.95	31.75	30.60	29.5	28.33	27.25	26.2	25.14	24.13
U_1	4.78	4.73	4.68	4.63	4.6	4.54	4.50	4.45	4.40	4.36
U_2	-0.34	-0.36	-0.38	-0.39	-0.41	-0.43	-0.44	-0.46	-0.47	-0.49

Таблица 5. Чувствительность решения к изменению k

$k \times 10^3, m^2 c^{-1}$	0.99	0.98	0.96	0.95	0.93	0.92	0.91	0.90	0.89
$V_{ACC}(с\theta)$	32.86	36.32	43.53	47.19	54.91	58.93	63.21	67.46	71.82
$U_1, U_2, m c^{-1}$	4.71 -0.36	4.83 -0.30	5.11 -0.19	5.25 -0.13	5.55 -0.015	5.72 0.04	5.90 0.01	6.07 0.17	6.26 0.23

Расчеты показывают, что решение остается стационарным и устойчивым. Противотечение, слегка изменяясь по величине, в нижнем слое присутствует, его скорость ≈ -0.4 см/с (табл. 4).

Во второй серии дополнительных расчетов варьировался коэффициент турбулентной вязкости КГВ ($k_1 = k_2 = k$). Результаты представлены в таблице 5. Видно, что противотечение в нижнем слое возникает лишь при повышении k : $k > 920 m^2 c^{-1}$. Примерно, при $k \leq 930$ в обоих слоях течения совпадают с направлением ветра. Увеличение k от $k \approx 930 m^2 c^{-1}$ приводит к уменьшению расхода и скоростей в верхнем и нижнем слоях. Скорость в нижнем слое направлена против ветра (отрицательна). Уменьшение коэффициента турбулентной вязкости от $k \approx 920$ приводит к увеличению расхода и скоростей в обоих слоях. Скорость в нижнем слое положительна.

Дополнительные расчеты показывают, что решения описывают стационарные предельные точки [4] и “непрерывно” зависят от возмущений рельефа и коэффициента турбулентной вязкости. Заметим, что в этой работе изучаются только стационарные режимы, наблюдаемые не для всех модельных параметров. Дополнительные расчеты подтверждают наличие устойчивых стационарных точек, описывающих режим противотечения.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирована новая вариационная формулировка и построен численный алгоритм решения уравнений, описывающих нестационарную квазигеострофическую динамику в двухслойном периодическом канале, имитирующем АКТ. Алгоритм решения задачи основан на технике сопряженных уравнений и состоит в итерационном решении системы оптимальности.

Рассчитан и изучен ряд стационарных режимов квазигеострофических циркуляций в океане, возникающих при различных модельных параметрах. Показано, что увеличение номера гармоники, генерируемой гармоникой рельефа дна, приводит к уменьшению скоростей течений в обоих слоях и уменьшению полного расхода АКТ. Наличие в рельефе дна высоких гармоник может приводить к формированию противотечения в нижнем слое. Противотечение устойчиво к небольшим вариациям возмущений рельефа дна и коэффициента турбулентной вязкости.

При некоторых характеристиках рельефа дна (наличие высоких гармоник) и значениях коэффициента турбулентной вязкости, в нижнем слое может формироваться противотечение. Оно стационарно, направлено против ветра и устойчиво к небольшим изменениям входных модельных параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 18-11-00163.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McWilliams J.C.* Fundamentals of Geophysical Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 2006. 299 p.
2. *Дымников В.П., Залесный В.Б.* Основы вычислительной геофизической гидродинамики. Москва: Геос, 2019. 448 с.
3. *Дымников В.П., Грицун А.С.* Ляпуновские показатели и размерность аттрактора двуслойной бароклинной модели атмосферы // ДАН СССР. 1996. Т. 347. № 4. С. 535–538.
4. *Дымников В.П., Филатов А.Н.* Основы математической теории климата. Москва: ВИНТИ, 1994. 252 с.
5. *Ипатова В.М.* Задача инициализации для модели общей циркуляции атмосферы. Москва: Труды МФТИ. 2012. Т. 12. № 2. С. 121–130.
6. *Agoshkov V.I., Ipatova V.M.* Convergence of solutions to the problem of data assimilation for a multilayer quasi-geostrophic model of ocean dynamics // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2010. V. 25. № 2. P. 105–115.
7. *Bernier Ch.* Existence of attractor for the quasi-geostrophic approximation of the Navier–Stokes equations and estimate of its dimension // Adv. Math. Sci. Appl. 1994. V. 4. № 2. P. 465–489.
8. *Charney J.G., Shukla J., and K.C. Mo.* Comparison of a barotropic blocking theory with observation // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 762–779.
9. *Gritsun A., Branstator G., Dymnikov V.* Construction of the linear response operator of a atmospheric general circulation model to small external forcing // Rus. J. Num. Anal. Math. Modelling. 2002. V. 17. № 5. P. 399–416.
10. *Gritsun A.S.* Unstable periodic trajectories of a barotropic model of the atmosphere // Russ. J. Num. Anal. Math. Modelling. 2008. V. 23. № 4. P. 345–367.
11. *Ивченко В.О., Залесный В.Б.* Диффузионно-ротационная параметризация вихревых потоков потенциального вихря: баротропное течение в зональном канале // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 1. С. 3–16.
12. *Ivchenko V.O., Zalesny V.B., Sinha B.* Is the coefficient of eddy potential vorticity diffusion positive? Part 1: barotropic zonal channel // J. Phys. Oceanogr. 2018. V. 48. № 6. P. 1589–1607.
13. *Dong-wook Shina, Younghun Kangb, Eun-Jae Parkb.* C0-discontinuous Galerkin methods for a wind-driven ocean circulation model: Two-grid algorithm // Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. № 328. 2018. P. 321–339.
14. *Марчук Г.И.* Избранные научные труды. Том II. Сопряженные уравнения и анализ сложных систем. Москва: РАН, 2018. 500 с.
15. *Шутяев В.П.* Методы усвоения данных наблюдений в задачах физики атмосферы и океана // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 1. С. 17–34.
16. Data assimilation for the Earth System. *Swinbank R., Shutyaev V., Lahoz W.A.* (eds.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London. 2003. 377 p.
17. *Shutyaev V.* Control operators and fundamental control functions in data assimilation. In *R.Swinbank*, (eds.). Data assimilation for the Earth System. 2003. P. 55–64.
18. *Zalesny V., Agoshkov V., Shutyaev V., Parmuzin E., Zakharova N.* Numerical Modeling of Marine Circulation with 4D Variational Data Assimilation / Journal of Marine Science and Engineering. 2020. 8. 503. 19 p.
19. *Gilbert J.C., Lemarechal C.L.* The modules M1QN3 and N1QN3. Version 2.0c (June 1995).

Variational Method for the Solution of a Two-Layer Quasi-Geostrophic Ocean Circulation Problem

V. B. Zalesny*

Marchuk Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, Gubkin str., 8, Moscow, 119333 Russia
*e-mail: vzalesny@yandex.ru

A new variational formulation and a method for solving the problem of quasi-geostrophic dynamics in a two-layer periodic channel are considered. The area imitates the zone of the Antarctic Circumpolar Current lying in the Southern Ocean. A feature of the problem is the doubly connected domain of its solution (periodicity

in latitude). Using the Fourier series, the problem is reduced to a nonlinear system of ordinary differential equations (ODE) in time. Due to the doubly connected domain together with the ODE solution it is required to satisfy a stationary integral relation that determines the total mean transport. A variational numerical algorithm for solving this problem is proposed, which is close to the four-dimensional variational data assimilation (4DVAR) technique. The basis of the cost function is a stationary integral relation. Several numerical experiments were carried out to study stationary regimes depending on the model parameters. The results show that the presence of high harmonics in the bottom relief function can cause the formation of an undercurrent in the lower layer. The undercurrent is stable to small variations in relief disturbances and the turbulent viscosity coefficient.

Keywords: quasi-geostrophic circulation, two-layer ocean model, variational method, 4DVAR algorithm, stationary-current regime

УДК 551.466.8

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ИМПУЛЬСА ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ ПРИ УЧЕТЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ И ДИФФУЗИИ

© 2022 г. А. А. Слепышев*

*Морской гидрофизический институт РАН, ул. Капитанская, 2, Севастополь, 299011 Россия***e-mail: slep55@mail.ru*

Поступила в редакцию 10.02.2022 г.

После доработки 29.04.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

В приближении Буссинеска рассматриваются свободные инерционно-гравитационные внутренние волны при учете турбулентной вязкости и диффузии в плоскопараллельном течении, перпендикулярном к направлению распространению волны. Для однородной стратификации и при постоянном сдвиге скорости течения аналитически решается краевая задача для амплитуды вертикальной скорости и находится дисперсионное соотношение. Мнимая часть частоты волны отрицательная, т.е. волна затухает. Определяются вертикальные волновые потоки импульса и скорость стокова дрейфа частиц жидкости. Учет турбулентной вязкости и диффузии несколько увеличивает вертикальный волновой поток импульса, а скорость стокова дрейфа, наоборот, уменьшает.

Ключевые слова: внутренние волны, волновой поток импульса, стоков дрейф**DOI:** 10.31857/S000235152205011X

Вертикальный обмен в океане играет ключевую роль в функционировании экосистемы, поэтому исследования механизмов обмена являются актуальной задачей. Традиционно процессы переноса по вертикали связывают с мелкомасштабной турбулентностью. Механизмы ее генерации самые разнообразные: обрушение поверхностных и внутренних волн, гидродинамическая неустойчивость течений и приливов, донное трение. Внутренние волны вследствие гидродинамической неустойчивости могут передавать энергию более мелкомасштабным внутренним волнам [1], которые, в свою очередь, вследствие нелинейных взаимодействий передают ее еще в более мелкие масштабы и в конце концов в турбулентность. Так реализуется каскадный механизм передачи энергии от внутренних волн в мелкомасштабную турбулентность. В натурном эксперименте это проявляется в присутствии пятен турбулентности в областях с пониженным числом Ричардсона, меньшим критического [1–5]. Однако турбулентность может поддерживаться внутренними волнами и при отсутствии гидродинамической неустойчивости за счет действия сдвига скорости течения [6]. Это более мягкий режим поддержания турбулентности без обрушения внутренних волн. Захват внутренних волн горизонтальными неоднородностями стратификации и течений приводит к фокусировке внутренних волн, ам-

плитуда волны подрастает вплоть до проявления нелинейных эффектов и диссипации энергии в турбулентность [7]. Аналогичный эффект имеет место при захвате внутренних волн на шельфе, когда волна распространяется в область уменьшения глубины.

Плотностная стратификация в пикноклине сильно подавляет мелкомасштабную турбулентность, в то время как пикноклин является волноводом для внутренних волн. Поэтому актуальным является исследование вклада внутренних волн в вертикальный обмен. Нелинейные эффекты при распространении пакетов внутренних волн проявляются в генерации средних на временном масштабе волны течений [8, 9]. Вертикальная составляющая этих течений на переднем и заднем фронте пакета имеет разные знаки, поэтому интегрального вертикального переноса не происходит. В стратифицированной среде мелкомасштабная турбулентность имеет перемежаемый характер и можно говорить об “эффективном” коэффициенте турбулентного обмена.

Внутренние волны при учете турбулентной вязкости и диффузии затухают [10–13]. Вертикальные волновые потоки импульса uw , vw при этом отличны от нуля [14]. При учете вращения Земли и среднего течения, у которого компонента скорости, перпендикулярная направлению рас-

пространения волны зависит от вертикальной координаты, вертикальные волновые потоки импульса отличны от нуля даже при отсутствии турбулентной вязкости и диффузии [15]. При этом мнимая часть частоты волны отлична от нуля и может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от частоты волны и номера моды [15]. В настоящей работе рассматривается влияние турбулентной вязкости и диффузии на эти эффекты. Для этого используется аналитически разрешимая модель однородной стратификации с постоянным сдвигом скорости течения и постоянными коэффициентами турбулентного обмена. Без учета турбулентной вязкости и диффузии ранее было получено в [16], что уравнение для амплитуды вертикальной скорости имеет комплексные коэффициенты, собственная функция комплексная, а частота волны действительная в случае, когда волна распространяется нормально к потоку. Вертикальные волновые потоки импульса отличны от нуля. Компонента скорости стокова дрейфа, перпендикулярная направлению распространению волны также отлична от нуля [16]. Ниже будет рассматриваться влияние турбулентной вязкости и диффузии на эти эффекты, т.к. турбулентная вязкость и диффузия без учета среднего течения также приводит к вертикальному переносу импульса [14]. Поскольку коэффициенты горизонтального турбулентного обмена на три-четыре порядка больше коэффициентов вертикального турбулентного обмена, то последними пренебрегается.

Постановка задачи. Рассматриваются свободные инерционно-гравитационные внутренние волны на плоскопараллельном стратифицированном течении с вертикальным сдвигом скорости в безграничном бассейне постоянной глубины при учете горизонтальной турбулентной вязкости и диффузии. Коэффициенты горизонтальной турбулентной вязкости K и диффузии M предполагаются не зависящими от пространственных координат и времени. Горизонтальным изменением поля средней плотности и скорости течения на рассматриваемых масштабах пренебрегается. Скорость течения $V_0(z)$ зависит от вертикальной координаты. В линейном приближении решается краевая задача для амплитуды вертикальной скорости и находится дисперсионное соотношение. Во втором порядке по амплитуде волны определяются скорость стокова дрейфа и вертикальные потоки импульса. Система уравнений гидродинамики в приближении Буссинеска для волновых возмущений имеет вид:

$$\frac{Du}{Dt} - f_v = -\frac{1}{\rho_0(0)} \frac{\partial P}{\partial x} + K \Delta_h u, \quad (1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu + w \frac{dV_0}{dz} = -\frac{1}{\rho_0(0)} \frac{\partial P}{\partial y} + K \Delta_h v, \quad (2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0(0)} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{g\rho}{\rho_0(0)} + K \Delta_h w, \quad (3)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -w \frac{d\rho_0}{dz} + M \Delta_h \rho, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

где x, y, z – две горизонтальные и вертикальная координаты, ось z направлена вертикально вверх, u, v, w – соответственно две горизонтальные и вертикальная компоненты волновой скорости течения, P и ρ – волновые возмущения давления и плотности, $\rho_0(z)$ – профиль невозмущенной средней плотности, $V_0(z)$ – скорость среднего течения, направленная вдоль оси y , g – ускорение свободного падения, f – параметр Кориолиса;

действие оператора $\frac{D}{Dt}$ раскрывается по формуле

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + (v + V_0) \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}.$$

Граничные условия на поверхности моря ($z = 0$) – условие “твердой крышки”, которое отфильтровывает внутренние волны от поверхностных волн [17] и отсутствие тангенциальных напряжений [15, 18]

$$w(0) = 0, \quad (6)$$

$$K \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad K \frac{\partial w}{\partial y} = 0, \quad z = 0. \quad (7)$$

Граничные условия на дне – условие непротекания и отсутствие тангенциальных напряжений (условие “гладкого скольжения” [9]):

$$w(-H) = 0, \quad (8)$$

$$K \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad K \frac{\partial w}{\partial y} = 0, \quad z = -H, \quad (9)$$

где H – глубина моря.

Линейное приближение. Решения в линейном приближении представляются в виде:

$$\begin{aligned} u_1 &= u_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \quad v_1 = v_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \\ w_1 &= w_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \quad P_1 = P_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.}, \\ \rho_1 &= \rho_{10}(z) A e^{i\theta} + \text{с.с.} \end{aligned} \quad (10)$$

где с.с. – комплексно сопряженные слагаемые, A – амплитудный множитель, θ – фаза волны; $\partial\theta/\partial x = k$, $\partial\theta/\partial t = -\omega$, k – горизонтальное волновое число, ω – частота волны. Предполагается, что волна распространяется вдоль оси x .

Подставляя (10) в систему (1)–(5) находим связь амплитудных функций $u_{10}, v_{10}, \rho_{10}, P_{10}$ с w_{10} в линейном приближении

$$u_{10} = \frac{i}{k} \frac{dw_{10}}{dz}, \quad (11)$$

$$\frac{P_{10}}{\rho_0(0)} = \frac{i}{k} \left[\frac{(\omega + ik^2 K) dw_{10}}{k dz} + \frac{f}{\omega + ik^2 K} \left(i \frac{dV_0}{dz} w_{10} - \frac{f}{k} \frac{dw_{10}}{dz} \right) \right], \quad (12)$$

$$\rho_{10} = -\frac{i}{(\omega + ik^2 M)} w_{10} \frac{d\rho_0}{dz}, \quad (13)$$

$$v_{10} = \frac{1}{(\omega + ik^2 K)} \left(\frac{f}{k} \frac{dw_{10}}{dz} - iw_{10} \frac{dV_0}{dz} \right).$$

Функция w_{10} удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 w_{10}}{dz^2} + a(z) \frac{dw_{10}}{dz} + b(z) w_{10} = 0, \quad (14)$$

где $a(z) = \frac{ifk \cdot \frac{dV_0}{dz}}{\omega + ik^2 K} \left[\omega + ik^2 K - \frac{f^2}{(\omega + ik^2 K)} \right]^{-1}$,

$$b(z) = k \left[\frac{if \frac{d^2 V_0}{dz^2}}{(\omega + ik^2 K)} - k(\omega + ik^2 K) + \frac{N^2 k}{(\omega + ik^2 M)} \right] \times \left[\omega + ik^2 K - \frac{f^2}{(\omega + ik^2 K)} \right]^{-1},$$

здесь $N^2 = -\frac{g}{\rho_0(0)} \frac{d\rho_0}{dz}$ – квадрат частоты Брента–Вайсяля.

Граничные условия для w_{10} следуют из (6), (8):

$$z = 0: w_{10} = 0, \quad (15)$$

$$z = -H: w_{10} = 0. \quad (16)$$

Граничные условия (7), (9) выполняются автоматически.

Нелинейные эффекты. Скорость стокова дрейфа частиц жидкости определяется по формуле [19]:

$$\mathbf{u}_s = \left(\int_0^t \mathbf{u} d\tau \nabla \right) \mathbf{u} \quad (17)$$

где \mathbf{u} – поле волновых эйлеровых скоростей; черта сверху означает осреднение по периоду волны. Горизонтальная компонента скорости стокова дрейфа, направленная вдоль волнового вектора, с точностью до членов, квадратичных по амплитуде волны, имеет вид

$$u_s = \frac{A_1 A_1^*}{k} \left[\frac{1}{\omega} \frac{d}{dz} \left(w_{10} \frac{dw_{10}^*}{dz} \right) + \text{c.c.} \right], \quad (18)$$

где $A_1 = A \exp(\delta\omega \cdot t)$, $\delta\omega = \text{Im}(\omega)$ – мнимая часть частоты.

Поперечная к направлению распространения волны горизонтальная компонента скорости стокова дрейфа определяется по формуле

$$v_s = A_1 A_1^* \frac{d}{dz} \times \left[\frac{w_{10}}{\omega(\omega^* - ik^2 K)} k \left(if \frac{dw_{10}^*}{dz} - k \frac{dV_0}{dz} w_{10}^* \right) \right] + \text{c.c.} \quad (19)$$

Используя (10) найдем вертикальные волновые потоки импульса \overline{uw} и \overline{vw} .

$$\overline{uw} = \frac{i}{k} |A_1^2| \left(w_{10}^* \frac{dw_{10}}{dz} - w_{10} \frac{dw_{10}^*}{dz} \right), \quad (20)$$

$$\overline{vw} = \frac{w_{10}^* |A_1^2|}{(\omega + ik^2 K)} \left(\frac{f}{k} \frac{dw_{10}}{dz} - iw_{10} \frac{dV_0}{dz} \right) + \text{c.c.} \quad (21)$$

При учете горизонтальной турбулентной вязкости и диффузии волновые потоки импульса (20), (21) и поперечная к направлению распространения волны компонента скорости стокова дрейфа (19) отличны от нуля.

Если турбулентную вязкость и диффузию не учитывать, то при $\frac{dV_0}{dz} \neq 0$ волновой поток импульса \overline{uw} и поперечная к направлению распространения компонента скорости стокова дрейфа v_s при учете вращения Земли отличны от нуля. Поток импульса \overline{vw} при этом отличен от нуля и при отсутствии течения, но при учете вращения Земли.

Если не учитывать ни вращение Земли, ни турбулентную вязкость и диффузию, то при $\frac{dV_0}{dz} \neq 0$ волновые потоки импульса (20), (21) нулевые, а поперечная к направлению распространения компонента скорости стокова дрейфа V_s (19) отлична от нуля.

Нормирующий множитель $|A_1|$ находится по известной величине максимальной амплитуды вертикальных смещений. Для этого выразим вертикальное смещение ζ , используя соотношение $\frac{d\zeta}{dt} = w$:

$$\zeta = \frac{iw_{10}}{\omega} A_1 \exp(ikx - i\omega_0 t) + \text{c.c.}$$

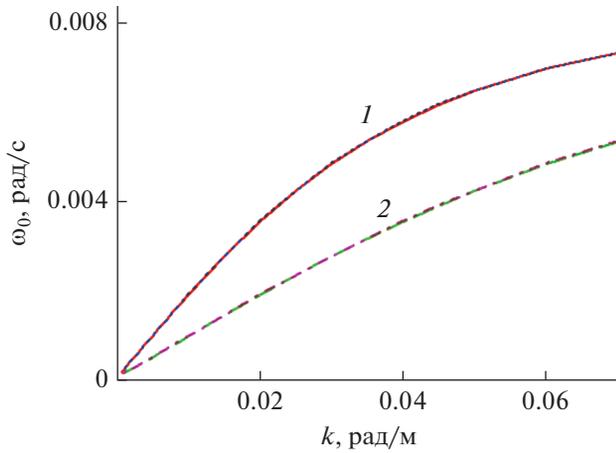


Рис. 1. Дисперсионные кривые: 1 – первая мода, 2 – вторая мода.

Отсюда следует

$$|A_1| = \frac{\zeta_{\max}}{2 \max |w_{10}/\omega|},$$

где $\omega_0 = \text{Re}(\omega)$. Таким образом, амплитуда вертикальных смещений пропорциональна $|w_{10}/\omega|$.

Результаты расчетов. Уравнение (14) допускает точное аналитическое решения для частного случая однородной стратификации и постоянного сдвига скорости, который мы и рассмотрим. В этом случае $N = \text{const}$, $\frac{dV_0}{dz} = V_{00} = \text{const}$, $V_0(z) = V_{00}(z + H)$, $H > 0$ Уравнение (14) упрощается к линейному однородному дифференциальному уравнению второго порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{d^2 w_{10}}{dz^2} + ia_1 \frac{dw_{10}}{dz} + b_1 w_{10} = 0, \quad (22)$$

где $a_1 = \frac{fkV_{00}}{(\omega + ik^2K)^2 - f^2}$, $b_1 = k^2(\omega + ik^2K) \times \left[\frac{N^2}{\omega + ik^2M} - (\omega + ik^2K) \right] \left[(\omega + ik^2K)^2 - f^2 \right]^{-1}$.

Решение краевой задачи (15), (16), (22) имеет вид:

$$w_{10}(z) = e^{\frac{ia_1 z}{2}} \times \left[\exp \left(iz \sqrt{\frac{a_1^2}{4} + b_1} \right) - \exp \left(-iz \sqrt{\frac{a_1^2}{4} + b_1} \right) \right]. \quad (23)$$

При этом справедливо дисперсионное уравнение, вытекающее из граничного условия (16) при $z = -H$:

$$k^2(\omega + ik^2K) \left[\frac{N^2}{\omega + ik^2M} - (\omega + ik^2K) \right] \times \left[(\omega + ik^2K)^2 - f^2 \right]^{-1} + \frac{f^2 k^2 V_{00}^2}{4} \left[(\omega + ik^2K)^2 - f^2 \right]^{-2} = \left(\frac{\pi n}{H} \right)^2, \quad (24)$$

где n – номер моды. При $K \rightarrow 0$, $M \rightarrow 0$ из (24) следует дисперсионное соотношение, полученное в работе [16]:

$$\omega^2 = f^2 - \frac{f^2 V_{00}^2}{2(N^2 - f^2) - 2\sqrt{(N^2 - f^2)^2 + f^2 V_{00}^2 \left(1 + \frac{\pi^2 n^2}{k^2 H^2} \right)}}. \quad (25)$$

При $V_{00} \rightarrow 0$ дисперсионное соотношение (25) переходит в известное соотношение для однородной стратификации [10, 17]:

$$\omega^2 = f^2 + \frac{k^2(N^2 - f^2)}{k^2 + \left(\frac{\pi n}{H} \right)^2}.$$

Коэффициент горизонтальной диффузии M зависит от масштаба явления по закону “4/3” [20, 21]:

$$M = C_1 l^{4/3}$$

Здесь под масштабом l подразумевается длина волны.

Дисперсионное уравнение (24) решается численно для фиксированного волнового числа и номера моды. Находится действительная и мнимая часть частоты волны при $N = 5$ цикл/ч, $H = 70$ м, $V_{00} = 1/140 \text{ с}^{-1}$, $C_1 = 0.01 \text{ см}^{2/3} \text{ с}^{-1}$. Число Ричардсона $\text{Ri} = N^2/V_{00}^2$ равно 1.5. При турбулентном числе Прандтля $\text{Pr}_T = 2$ из соотношения (7) работы [22] следует, что параметр анизотропии $R = 0.95$, что соответствует рассматриваемому случаю, когда горизонтальный масштаб турбулентности много больше вертикального [22]. Коэффициент турбулентной вязкости K связан с коэффициентом турбулентной диффузии M соотношением $K/M = \text{Pr}_T$, отсюда $K = 2M$. Зависимость действительной части частоты $\omega_0 = \text{Re}(\omega)$ от волнового числа k для первых двух мод показана на рис. 1. На этом же рисунке показаны дисперсионные кривые первых двух мод, когда турбулентная вязкость и диффузия не учитываются, т.е. при $K = M = 0$. Из рис. 1 следует, что учет турбулентной вязкости и диффузии на дисперсионные влияния практически не оказывает. Зависимость

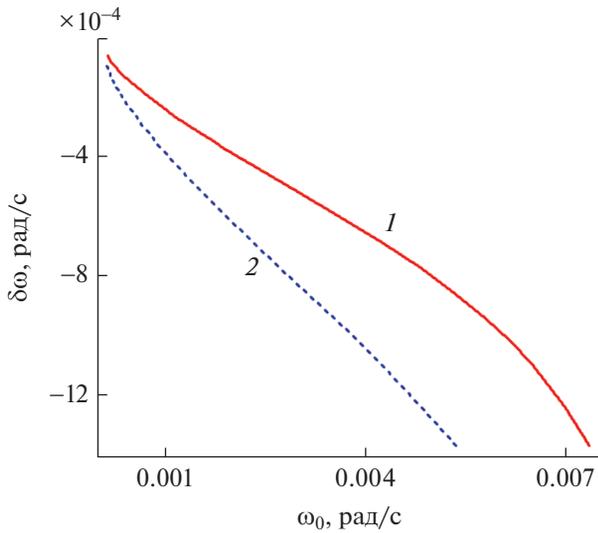


Рис. 2. Зависимость мнимой части частоты волны от действительной части частоты: 1 – первая мода, 2 – вторая мода.

мнимой части частоты волны $\delta\omega = \text{Im}(\omega)$ от волнового числа для первых двух мод показана на рис. 2. Мнимая часть частоты волны при учете турбулентной вязкости и диффузии отрицательная, т.е. волна затухает, а $\delta\omega$ – декремент затухания волны. У второй моды декремент затухания по модулю выше, чем у первой при фиксированной действительной части частоты волны.

Сравнение волновых потоков импульса \overline{uw} (20), \overline{vw} (21) приводится на рис. 3 для внутренней волны низшей моды при $k = 0.01$ рад/м, $\zeta_{\max} = 0.5$ м. Волновой поток \overline{vw} превышает по абсолютной величине поток \overline{uw} . На рис. 4 делается сопоставление волнового потока импульса \overline{uw} (20) при учете (сплошная кривая) и без учета турбулентной вязкости и диффузии при одной и той же максимальной амплитуде волны низшей моды $\zeta_{\max} = 0.5$ м при $k = 0.01$ рад/м. Из рис. 4 следует, что при учете турбулентной вязкости и диффузии волновой поток \overline{uw} больше.

На рис. 5 делается сопоставление волнового потока импульса \overline{vw} при учете (сплошная кривая) и без учета турбулентной вязкости и диффузии для низшей моды при $k = 0.01$ рад/м, $\zeta_{\max} = 0.5$ м. Волновой поток импульса \overline{vw} при учете турбулентной вязкости и диффузии преобладает над потоком без их учета в верхнем 40-метровом слое. Глубже, наоборот, преобладает поток без учета турбулентной вязкости и диффузии.

Вертикальные профили скорости стокова дрейфа u_s показаны на рис. 6 при учете турбулент-

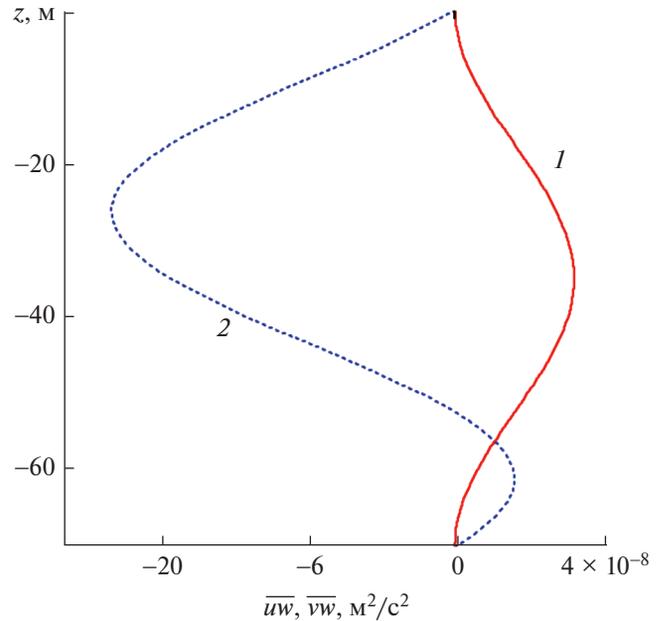


Рис. 3. Волновые вертикальные потоки импульса \overline{uw} (1), \overline{vw} (2) для первой моды внутренних волн.

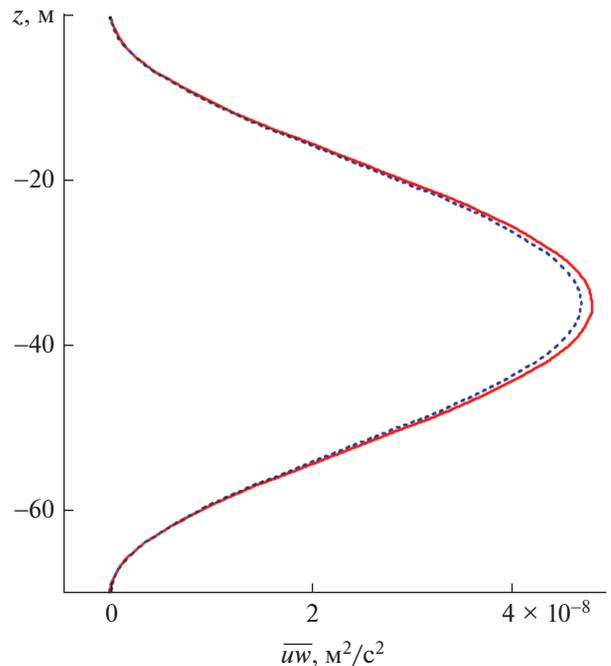


Рис. 4. Профили вертикального потока импульса \overline{uw} при учете турбулентной вязкости и диффузии и без их учета.

ной вязкости и диффузии (сплошная кривая) и без их учета для внутренних волн низшей моды при $k = 0.01$ рад/м. Из рис. 6 следует, что компонента скорости стокова дрейфа u_s практически не зависит от турбулентной вязкости и диффузии.

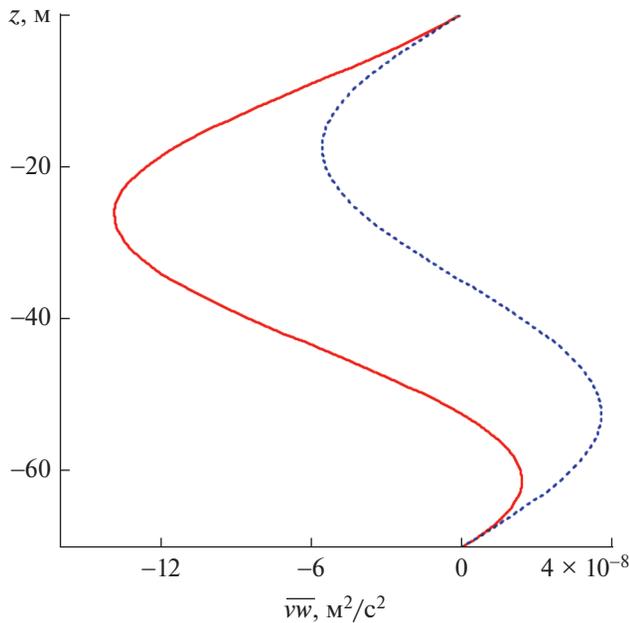


Рис. 5. Профили вертикального потока импульса \overline{vw} при учете турбулентной вязкости и диффузии и без их учета.

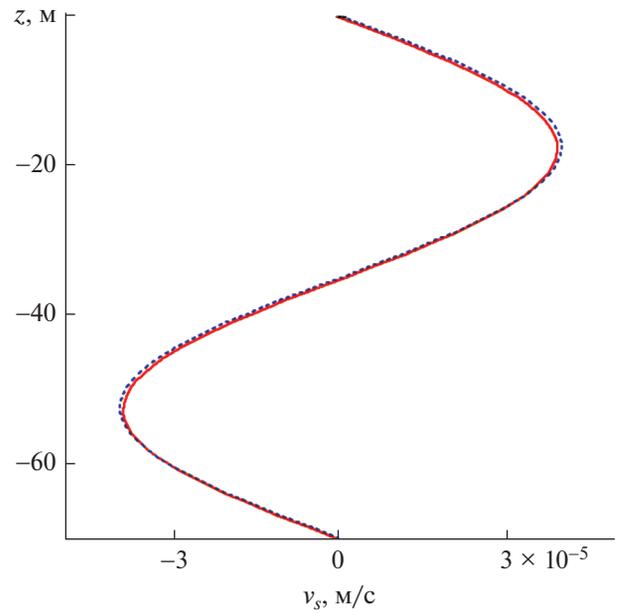


Рис. 7. Вертикальные профили скорости стокова дрейфа v_s при учете и без учета турбулентной вязкости и диффузии.

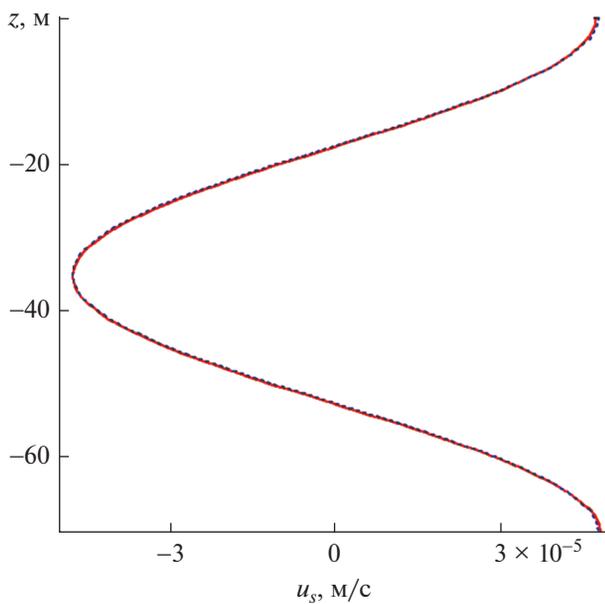


Рис. 6. Вертикальные профили скорости стокова дрейфа u_s при учете и без учета турбулентной вязкости и диффузии.

Вертикальные профили компоненты скорости стокова дрейфа v_s показаны на рис. 7 при учете турбулентной вязкости и диффузии (сплошная кривая) и без их учета. Сравнение компоненты скорости стокова дрейфа v_s , поперечной к на-

правлению распространения волны при учете и без учета турбулентной вязкости и диффузии показывает, что отличие очень слабое. Для исследования влияния турбулентной вязкости и диффузии на скорость стокова дрейфа увеличим коэффициенты горизонтального турбулентного обмена в 5 раз, т.к. имеет смысл говорить об интервале значений коэффициентов обмена. Вертикальные профили компонент скорости стокова дрейфа при учете (сплошная линия) и без учета турбулентной вязкости и диффузии показаны на рис. 8, 9. Из рис. 8 следует, что учет турбулентной вязкости и диффузии при увеличенных коэффициентах обмена несколько уменьшает максимумы модуля скорости стокова дрейфа u_s . Вертикальные профили поперечной к направлению распространения волны компоненты скорости стокова дрейфа v_s при учете увеличенных коэффициентов турбулентного обмена и без их учета показаны на рис. 9. Сплошная линия соответствует случаю учета турбулентной вязкости и диффузии. Сравнение поперечной к направлению распространения волны компоненты скорости стокова дрейфа v_s при учете увеличенных коэффициентов турбулентного обмена и без их учета показывает, что учет турбулентной вязкости и диффузии уже более значительно уменьшает максимальные по модулю значения этой компоненты скорости, чем у u_s .

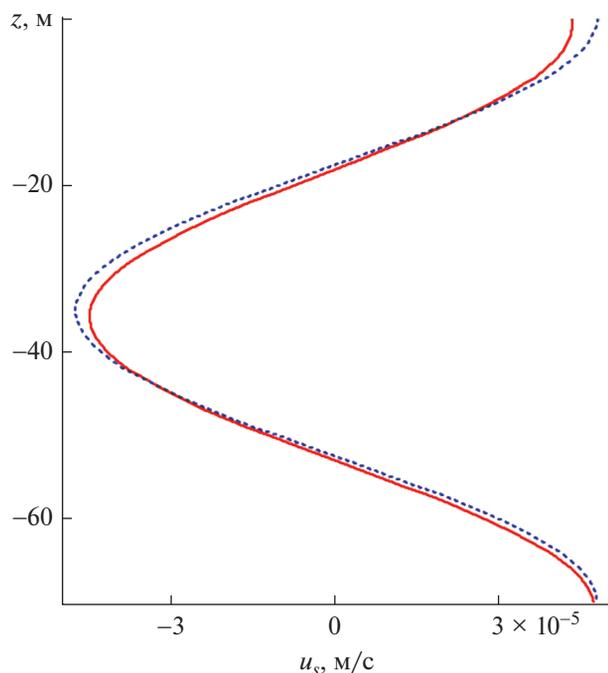


Рис. 8. Вертикальные профили скорости стокова дрейфа u_s без учета и при учете турбулентной вязкости и диффузии при увеличенных коэффициентах обмена.

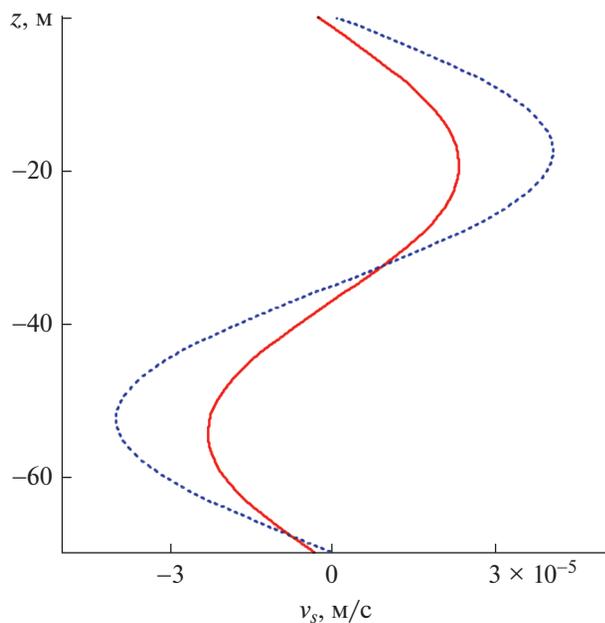


Рис. 9. Вертикальные профили компоненты скорости стокова дрейфа v_s без учета и при учете турбулентной вязкости и диффузии при увеличенных коэффициентах обмена.

ВЫВОДЫ

1. У инерционно-гравитационных внутренних волн в сдвиговом потоке мнимая поправка к частоте при учете горизонтальной турбулентной вязкости и диффузии отрицательная, т.е. волна затухает.

2. Вертикальный волновой поток импульса \overline{uw} у первой моды внутренних волн при учете горизонтальной турбулентной вязкости и диффузии превышает поток без их учета в верхнем 40-метровом слое, глубже, наоборот этот поток меньше потока без учета турбулентной вязкости и диффузии.

3. Вертикальный волновой поток импульса \overline{iw} при учете турбулентной вязкости и диффузии превышает этот поток без их учета.

4. Турбулентная вязкость и диффузия слабо влияет на скорость стокова дрейфа. Увеличение коэффициентов турбулентного обмена в пять раз приводит к тому, что продольная составляющая скорости стокова дрейфа u_s незначительно уменьшается, у поперечной компоненты скорости стокова дрейфа v_s уменьшение максимумов модуля скорости более значительное.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме: 0555-2021-0004 “Фундаментальные исследования океанологических процессов, определяющих состояние и эволюцию морской среды под влиянием естественных и антропогенных факторов, на основе методов наблюдения и моделирования” (шифр “Океанологические исследования”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пантелеев Н.А., Охотников И.Н., Слепышев А.А. Мелкомасштабная структура и динамика океана. Киев: Наук. думка, 1993. 195 с.
2. Самодуров А.С., Любицкий А.А., Пантелеев Н.А. Вклад опрокидывающихся внутренних волн в структурообразование, диссипацию энергии и вертикальную диффузию в океане // Морской гидрофизический журнал. 1994. № 3. С. 14–27.
3. Van Haren H., Gostiaux L., Morozov E., and Tarakanov R. Extremely long Kelvin-Helmholtz billow trains in the Romanche Fracture Zone // Geophysical Research Letters. 2014. V. 41. P. 8445–8451.
4. Holford J.M., Linden P.F. Turbulent mixing in a stratified fluid // Dynamics of atmosphere and oceans. 1999. V. 30. № 4. P. 173–198.
5. Ostrovskii A.G., Zatsepin A.G. Intense ventilation of the Black Sea pycnocline due to vertical turbulent exchange in the Rim Current area // Deep – Sea Res. 2016. V. 116. P. 1–13.
6. Ivanov A.V., Ostrovsky L.A., Soustova I.A., Thimring L.Sh. Interaction of internal waves and turbulent in the upper layer of the ocean // Dynamics of Atmospheres and Ocean. 1984. V. 3. № 7. P. 221–232.

7. *Бадулин С.И., Цимринг Л.Ш., Шрира В.И.* Захват и вертикальная фокусировка внутренних волн в пикноклине горизонтальными неоднородностями стратификации и течений // Докл. АН СССР. 1983. Т. 273. № 2. С. 459–463.
8. *Борисенко Ю.Д., Воронович А.Г., Леонов А.И., Миропольский Ю.З.* К теории нестационарных слабонелинейных внутренних волн в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1976. Т. 12. № 3. С. 293–301.
9. *Grimshaw R.* The modulation of an internal gravity wave packet and the resonance with the mean motion // Stud. In Appl. Math. 1977. V. 56. P. 241–266.
10. *Ле Блон П., Майсек Л.* Волны в океане. Москва: Мир, 1981. Ч. 1. 480 с. Ч. 2. 365 с.
11. *LeBlond P.H.* On damping of internal gravity waves in a continuously stratified ocean // Journal of Fluid Mechanics. 1966. V. 25. № 1. P. 121–142.
12. *Островский Л.А., Соустова И.А.* Верхний перемешанный слой как сток энергии внутренних волн // Океанология. 1979. Т. 19. № 6. С. 973–981.
13. *Sukoriansk S. and Galperin B.* An analytical theory of the buoyancy - Kolmogorov subrange transition in turbulent flows with stable stratification // Philosophical Transactions of the Royal Society. Series A. 2013. 371: 20120212.
<https://doi.org/10.1098/rsta.2012.0212>
14. *Слепышев А.А.* Вертикальный перенос импульса внутренними волнами при учете турбулентной вязкости и диффузии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 3. С. 342–350.
15. *Slepyshev A.A.* Vertical Transfer of Momentum by Inertia-Gravity InternalWaves on a Two-Dimensional Shear Flow // *Physical Oceanography*, [e-journal], 2021. V. 28. № 4. P. 445–459.
16. *Слепышев А.А., Лактионова Н.В.* Вертикальный перенос импульса внутренними волнами в сдвиговом потоке // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 194–200.
17. *Миропольский Ю.З.* Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Ленинград: Гидрометеопиздат, 1981. 302 с.
18. *Черкесов Л.В.* Гидродинамика волн. Киев: Наук. думка, 1980. С. 222.
19. *Longuet-Higgins M.S.* On the transport of mass by time varying ocean current // Deep-Sea Research 1969. V. 16. № 5. P. 431–447.
20. *Озмидов Р.В.* Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. Москва: Наука, 1968. 200 с.
21. *Боуден К.* Физическая океанография прибрежных вод. Москва: Мир, 1988. С. 285.
22. *Соустова И.А., Троицкая Ю.И.* и др. Простое описание турбулентного переноса в стратифицированном сдвиговом потоке применительно к описанию термогидродинамики внутренних водоемов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. № 6. С. 689–699.

Vertical Momentum Transfer by Internal Waves in a Shear Flow, Taking Into Account Turbulent Viscosity and Diffusion

A. A. Slepyshev*

Marine Hydrophysical Institute of the Russian Academy of Sciences, st. Kapitanskaya, 2, Sevastopol, 299011 Russia

*e-mail: slep55@mail.ru

In the Boussinesq approximation, free inertia-gravity internal waves are considered taking into account turbulent viscosity and diffusion in a plane-parallel flow perpendicular to the direction of wave propagation. For homogeneous stratification and with a constant flow velocity shear, the boundary value problem for the vertical velocity amplitude is analytically solved and the dispersion relation is found. The imaginary part of the wave frequency is negative, i.e. the wave is fading. The vertical wave momentum fluxes and the velocity of the Stokes drift of liquid particles are determined. Accounting for turbulent viscosity and diffusion somewhat increases the vertical wave momentum flux, while the Stokes drift velocity, on the contrary, decreases it.

Keywords: internal waves, wave momentum flux, Stokes drift

УДК 551.466.2;551.509.313.11;532.517.3

ХАОТИЧЕСКАЯ АДВЕКЦИЯ ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ В КОЛЬЦЕВОМ БАРОТРОПНОМ СТРУЙНОМ ТЕЧЕНИИ

© 2022 г. В. П. Реутов^а *, Г. В. Рыбушкина^а **^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: reutov@appl.sci-nnov.ru

**e-mail: ryb@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 28.04.2022 г.

После доработки 31.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

Исследуется хаотическая адвекция пассивной примеси при возбуждении цепочек вихревых структур в кольцевых баротропных течениях со сложным двухструйным профилем скорости, моделирующих мезомасштабные зональные течения в океане и атмосфере Земли и в лабораторных экспериментах. Основное внимание уделено хаотической адвекции в режиме эйлеровского динамического хаоса. Описание генерации структур основывается на численном решении уравнений баротропно-го (квазидвумерного) течения с учетом внешнего трения и бета-эффекта. На стенках кольцевого канала ставятся условия непротекания и прилипания. Найдены критические значения параметров на пороге возникновения неустойчивости и изучен переход к эйлеровскому хаосу в двух струйных течениях со сложным профилем скорости. На основе вычисления конечно-временного ляпуновского показателя определены области кольцевого течения, в которых возникает лагранжев хаос (стохастическое перемешивание). Показано, что в результате расширения областей стохастического перемешивания при переходе в режим эйлеровского хаоса, возможно распространение изначально локализованной пассивной примеси по всему объему течения. Приведены оценки, подтверждающие возможность наблюдения рассмотренных эффектов в реальных условиях.

Ключевые слова: баротропное струйное течение, динамический хаос, хаотическая адвекция

DOI: 10.31857/S0002351522050108

ВВЕДЕНИЕ

Исследование хаотической адвекции пассивной примеси в присутствии вихревых структур на фоне мезомасштабных сдвиговых течений в океане и атмосфере Земли остается одной из важных задач геофизической гидродинамики [1–5]. Хаотическая адвекция, связанная с генерацией цепочек вихревых структур, наблюдалась экспериментально в двумерном кольцевом течении [6]. Имеющиеся данные показывают, что в океане и погодном слое атмосферы возможны зональные течения со сложным многоструйным профилем скорости, осциллирующем в меридиональном направлении [7–10]. Согласно теореме Го (Куо), необходимым условием неустойчивости идеального баротропного течения на бета-плоскости в линейном приближении является наличие точек с нулевым градиентом потенциальной завихренности [11–13]. Исследования перехода к турбулентности, проведенные в работах [14–18], показали, что при возбуждении цепочек структур в баротропных (квазидвумерных) течениях со сложным профилем скорости, имеющим несколько таких точек, воз-

можно установление динамического хаоса при умеренных надкритичностях, достижимых в реальных условиях. Установлено, что на всех стадиях перехода к динамическому хаосу в баротропных течениях со сложным профилем скорости сохраняются квазистационарные цепочки структур с замкнутыми линиями тока, модуляция которых возрастает при увеличении надкритичности. При этом генерация дополнительных (по отношению к основной волне) спектральных компонент поля скорости приводит к образованию стохастических слоев в окрестности границ замкнутых линий тока и, соответственно, к хаотической адвекции пассивной примеси, обусловленной стохастическим перемешиванием частиц примеси [16]. Кроме того, образование стохастических слоев может сопровождаться поперечным к потоку (боквым) переносом жидких частиц. Это явление неоднократно исследовалось в приложении к океанскому течению Гольфстрим и другим меандрирующим струям [1, 2, 19].

В данной работе изучается хаотическая адвекция пассивной примеси при возбуждении цепочек вихревых структур в баротропных (квазидву-

мерных) кольцевых течениях со сложным двух-струйным профилем скорости, моделирующих крупномасштабные зональные течения в океане и атмосфере Земли и в лабораторных экспериментах. Основное внимание уделено качественным особенностям хаотической адвекции в режиме динамического хаоса. В отличие от работы [18] изучается хаотическая адвекция пассивной примеси, локализованной в начальный момент времени. Описание генерации вихревых цепочек основывается на численном решении уравнений баротропной модели течения с учетом внешнего трения и бета-эффекта. На стенках кольцевого канала ставятся условия непротекания и прилипания. Один из профилей скорости совпадает с изученным в [16] при анализе перехода к хаосу в приближении плоскопараллельного течения, что позволяет сравнить возникновение динамического хаоса в плоскопараллельной и кольцевой моделях течения. Другой профиль скорости характеризуется более сильным разделением струй и более сильной неустойчивостью, что способствует развитию динамического хаоса при выраженном влиянии бета-эффекта. Анализ хаотической адвекции и распространения примеси в кольцевом течении проводится в рамках динамически согласованной модели, основанной на численном решении квазигеострофических уравнений в цилиндрических координатах. Обсуждение динамических моделей хаотической адвекции при возбуждении цепочек вихревых структур можно найти в работах [2, 14–18]. Для идентификации областей перемешивания используется метод, основанный на вычислении конечно-временного ляпуновского показателя [14], позволяющий выделить области лагранжева хаоса, которые характеризуются экспоненциальным “разбеганием” траекторий жидких частиц, переносящих пассивную примесь. Приводятся оценки, подтверждающие возможность реализации изучаемых явлений в натуральных условиях и в лабораторном эксперименте.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И АППРОКСИМАЦИИ

Рассмотрим квазидвумерное (баротропное) течение в кольцевом канале между жесткими стенками в приближении бета-плоскости с учетом внешнего (донного) трения. Перейдем к безразмерным переменным, используя характерную скорость течения U и пространственный масштаб радиального сдвига скорости L . Перейдем от декартовых координат (x, y) к цилиндрическим координатам (r, θ) , полагая $x = r \cos \theta$ и $y = r \sin \theta$. Кольцевой канал имеет срединный радиус r_0 , а координаты стенок есть $r = r_0 \pm b$, где b – полуширина канала. Исходные уравнения запишем в цилиндрических координатах через безразмер-

ную относительную завихренность ζ и функцию тока ψ [12, 17]

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right) - \frac{\beta}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = -\lambda(\zeta - \zeta_0) + R^{-1} \Delta(\zeta - \zeta_0), \quad \Delta \psi = -\zeta, \quad (1)$$

где $\Delta = \partial^2/\partial r^2 + (1/r)\partial/\partial r + (1/r^2)\partial^2/\partial \theta^2$ – двумерный лапласиан, $R = UL/\nu$ – число Рейнольдса (ν – эффективная кинематическая вязкость жидкости), $\lambda = \lambda^{**}L/U$ и $\beta = \beta^{**}L^2/U$ безразмерные аналоги коэффициента внешнего трения λ^{**} и градиента параметра Кориолиса β^{**} ; $\zeta_0 = \partial v_\theta(r)/\partial r + (1/r)v_\theta(r)$ – относительная завихренность равновесного течения с профилем азимутальной скорости $v_\theta(r)$. Члены $\sim \zeta_0$ в уравнениях (1) моделируют внешнее воздействие, которое поддерживает стационарный профиль скорости равновесного течения $v_\theta(r)$. Радиальная и азимутальная компоненты скорости связаны с функцией тока выражениями $v_r = (1/r)(\partial \psi/\partial \theta)$, $v_\theta = -(\partial \psi/\partial r)$.

Все переменные представим в виде суперпозиции средних и осциллирующих по θ с периодом 2π составляющих

$$\zeta = \bar{\zeta}(r, t) + \tilde{\zeta}, \quad \psi = -\int \bar{v}_\theta(r, t) dr + \tilde{\psi}, \quad v_\theta = \bar{v}_\theta(r, t) - \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial r}, \quad (2)$$

где $\bar{v}_\theta(r, t)$ – профиль средней азимутальной скорости, $\bar{\zeta} = \partial \bar{v}_\theta(r, t)/\partial r + (1/r)\bar{v}_\theta(r, t)$ – средняя завихренность, осциллирующие поля обозначены знаком “тильда”. Решение ищется в виде усеченного комплексного ряда Фурье

$$(\tilde{\psi}, \tilde{\zeta}) = \sum_{\substack{m=-K \\ m \neq 0}}^K (\hat{\psi}_m(r, t), \hat{\zeta}_m(r, t)) e^{im\theta}, \quad (3)$$

где K – количество “ненулевых” гармоник, $\hat{\psi}_m$ и $\hat{\zeta}_m$ – комплексные профили m -ой гармоники завихренности и функции тока. Полная система уравнений включает в себя связанные уравнения для $\hat{\zeta}_m$ и $\hat{\psi}_m$ и профиля азимутальной скорости $\bar{v}_\theta(r, t)$. На стенках канала задаются граничные условия непротекания и прилипания:

$$\hat{\psi}_m|_{r=r_0 \pm b} = 0, \quad \frac{\partial \hat{\psi}_m}{\partial r} \Big|_{r=r_0 \pm b} = 0, \quad \bar{v}_\theta|_{r=r_0 \pm b} = 0. \quad (4)$$

Рассмотрим квазидвумерное двухструйное течение в кольцевом канале с радиальным профилем азимутальной компоненты скорости вида

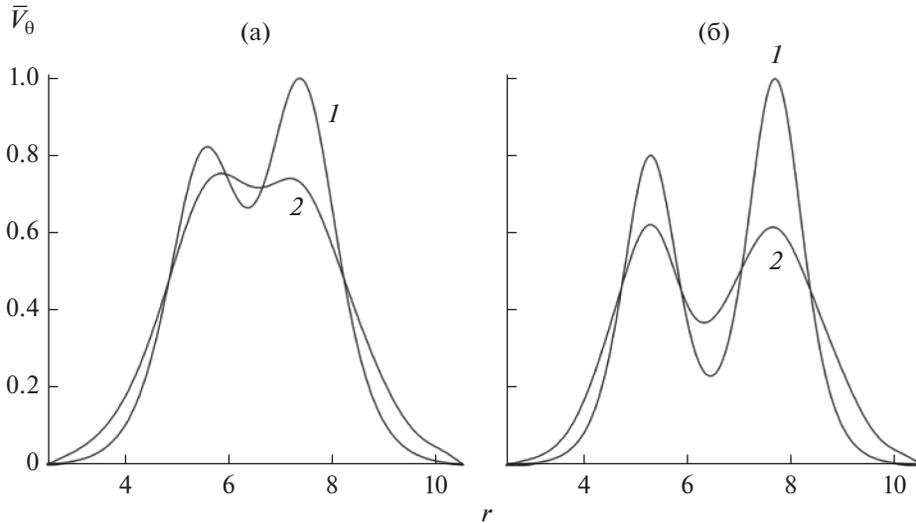


Рис. 1. Профили азимутальной скорости струйных течений P_1 (а) и P_2 (б) между стенками кольцевого канала $2.5 < r < 10.5$: 1 – равновесное течение, 2 – режим динамического хаоса при $R_c = 60$, $\beta = 0$, $\gamma = 3.39$ (а) и при $R_c = 60$, $\beta_c = 0.3$, $\gamma = 3.17$ (б).

$$v_0(r') = \frac{f(r')f_{\max}^{-1} - \alpha}{1 - \alpha}, \quad (5)$$

$$f(r') = a_1 \operatorname{sech}^2[\kappa_1(r' - d - s)] + a_2 \operatorname{sech}^2[\kappa_2(r' - d + s)],$$

где $r' = r - r_0$, r_0 – срединный радиус канала. Функция $f(r')$ определяет шаблон профиля скорости; $a_{1,2}$, $\kappa_{1,2}$ и s – положительные свободные параметры, ответственные за высоту, ширину и взаимный сдвиг струй; f_{\max} – максимальное значение функции $f(r')$. В представленных ниже расчетах $b = 4$ и соответственно $-4 \leq r' \leq 4$. Параметр “отсечки” α введен для задания двух точек обращения $v_0(r')$ в ноль и находится из условия, что интервал между этими точками $2b = 8$. Максимальное значение скорости на профиле (5) всегда равно единице. Параметр сдвига d обеспечивает выполнение условия прилипания на стенках кольцевого канала: $v_0(r') = 0$ при $r' = \pm 4$. К семейству (5) относится равновесный профиль скорости плоскопараллельного течения $u_0(y)$, введенный в работе [16] (с заменой декартовой координаты y на r'). В этом случае $a_1 = 1$, $a_2 = 0.8$, $\kappa_{1,2} = 1.1$, $s = 0.95$, $f_{\max} = 1.049824$, $\alpha = 0.004208037$, $d = -0.0492887$. Данный профиль азимутальной скорости показан на рис. 1а кривой 1 и в дальнейшем обозначается посредством P_1 . В данной работе рассматривается также равновесный двухструйный профиль скорости с углубленным провалом между струями, который имеет параметры $a_1 = 1$, $a_2 = 0.8$, $\kappa_{1,2} = 1.4$, $s = 1.2$, $f_{\max} = 1.003865$, $\alpha = 0.00140363$

и $d = -0.0397814$. Он представлен кривой 1 на рис. 1б и в дальнейшем обозначен как P_2 .

ЛИНЕЙНАЯ ЗАДАЧА И ВЫЧИСЛЕНИЕ КОНЕЧНО-ВРЕМЕННОГО ЛЯПУНОВСКОГО ПОКАЗАТЕЛЯ

Решение линейной задачи на собственные значения проводилось по схеме, описанной в [15–18]. После линеаризации уравнений (1)–(4) на фоне равновесного профиля скорости (5) решение ищем в виде $(\tilde{\psi}, \tilde{\zeta}) = (f_1, f_2) \exp(im\theta - i\omega t)$, где $m = 1, 2, \dots$ – волновое число, ω – циклическая частота ($f_{1,2}(r)$ – комплексные функции). В данном случае $\Omega = \operatorname{Re} \omega / m$ есть азимутальная фазовая скорость пространственной гармоники с номером m , равная угловой частоте вращения цепочки структур, созданной этой гармоникой. Будем считать, что скорость струйного течения в максимуме профиля скорости U увеличивается при постоянных значениях размерностных параметров β^{**} , λ^{**} и ν . Введем надкритичность течения $\gamma = U/U_c$, где U_c – критическая скорость возникновения неустойчивости. В соответствии с принятыми нормировками изменение введенных выше безразмерных параметров связано соотношениями $\gamma = \lambda_c / \lambda = \beta_c / \beta = R/R_c$ (индексом c отмечены критические значения на границе потери устойчивости). Исходя из заданных величин R_c и β_c , построим зависимость собственной частоты ω от волнового числа m для наиболее неустойчивой моды течения в отсутствие внешнего трения ($\lambda = 0$).

После этого в соответствии с известным свойством собственных значений в данной задаче [12, 13] найдем критическое волновое число m_c , при котором достигается максимальное значение инкремента данной моды, совпадающее с критическим значением безразмерного параметра внешнего трения: $\lambda_c = \max_m [\text{Im } \omega(m; R_c, \beta_c)] = \text{Im } \omega(m_c; R_c, \beta_c)$. Необходимые в дальнейшем результаты расчета критических значений m_c , λ_c и $\text{Re } \omega(m_c)$ для течений равновесными профилями скорости P_1 и P_2 показаны в таблице 1. Как и в случае плоскопараллельной модели течения с профилем скорости P_1 , рассмотренной в [16], задано критическое значение числа Рейнольдса $R_c = 60$. Расчеты показали, что при $R > 60$ максимальный инкремент неустойчивости в отсутствие внешнего трения ($\lambda = 0$) слабо зависит от R и близок к “невязкому” пределу.

Видно, что уменьшение критического значения λ_c для профиля P_1 при переходе от $\beta = 0$ к $\beta_c = 0.1$ составляет приблизительно 8%. В то же время, для профиля P_2 переход от $\beta = 0$ к $\beta_c = 0.3$ демонстрирует существенное влияние β -эффекта на линейную неустойчивость. Отметим, что во всех примерах азимутальные фазовые скорости возбуждаемых волн Ω малы.

Для исследования нелинейного развития баротропной неустойчивости кольцевого течения уравнения (1) с граничными условиями прилипания и непротекания на стенках канала решались численно псевдоспектральным методом, описанным в [15–18]. Для вычисления спектров использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье (FFT), который включал в себя 128 комплексных гармоник. Совместная система уравнений для комплексных амплитудных профилей гармоник $\hat{\psi}_m$, $\hat{\xi}_m$ и азимутальной компоненты средней скорости $\bar{v}_\theta(r, t)$ с граничными условиями (4) приведена в [17]. Дискретизация по радиальному направлению содержала 240 равноотстоящих узлов. Для подавления эффектов алиасинга в усеченном разложении (3) полагалось $K = 42$ [17, 18]. Основные расчеты проводились для течений с двумя указанными выше равновесными профилями азимутальной скорости P_1 и P_2 в кольцевом канале с параметрами $b = 4$ и $r_0 = 6.5$ при критическом значении числа Рейнольдса $R_c = 60$.

Как отмечалось во Введении, рождение дополнительных к основной волне спектральных компонент с различной фазовой скоростью и возникновение динамического хаоса при умеренных надкритичностях возможно в течениях со сложным профилем скорости, к которым относятся двухструйные течения, описанные в п. 1. Переход к динамическому хаосу изучался по той же схеме, которая использовалась в [15, 16] для плоскопараллельных баротропных течений и в [17, 18] для кольцевых течений.

Таблица 1. Результаты вычисления критических параметров m_c , λ_c и $\text{Re } \omega(m_c)$ для двух кольцевых баротропных течений с профилями скорости P_1 и P_2

	R_c	β_c	m_c	λ_c	$\text{Re } \omega(m_c)$
P_1	60	0	6	0.1063	0.3224
P_1	60	0.1	6	0.09769	0.2667
P_2	60	0	9	0.1381	0.4588
P_2	60	0.3	9	0.1096	0.3193

Как и в п. 1, в этих работах принималось, что единственным изменяемым параметром является скорость течения, связанная с надкритичностью γ . С учетом результатов линейной теории увеличение надкритичности $\gamma = \lambda_c / \lambda$ от порогового значения $\gamma = 1$ проводилось посредством скачкообразного уменьшения λ шаг за шагом с малым декрементом $\Delta\lambda = 0.005$. После каждого шага связанные между собой безразмерные параметры γ , λ , β и R поддерживались постоянными в течение интервала времени $\Delta t = 2000$ вплоть до следующего шага. Выбор Δt обеспечивал переход к новому установившемуся режиму генерации цепочек структур с замкнутыми линиями тока. Начальные условия после каждого скачка параметров соответствовали значениям полей перед скачком с добавлением малых шумовых “затравок” [15]. В рамках данной схемы строились эволюционные диаграммы, описывающие эволюцию интегральных амплитуд гармоник азимутальной скорости $B_m = \left(\int_{r_0-b}^{r_0+b} |v_{\theta m}|^2 dr \right)^{1/2}$,

где m – номер пространственной гармоники, $v_{\theta m} = -\partial \hat{\psi}_m(r, t) / \partial r$ – амплитудные профили гармоник азимутальной скорости [17]. Такие диаграммы были построены для плоскопараллельных течений в [15, 16] и для кольцевых течений в [17, 18]. С помощью этих диаграмм, дополненных вычислением частотно-волновых спектров продольной скорости $v_\theta(r, \theta, t)$ на фиксированных уровнях по r , выделялись основные режимы генерации волн и структур при переходе к динамическому хаосу. Расчеты показали, что как в плоскопараллельных, так и в кольцевых течениях на начальной стадии после потери устойчивости обычно возбуждается периодическая нелинейная волна, после чего происходит чередование мультигармонических режимов с дискретным частотно-волновым спектром, для которых характерно наличие гармоник с различными фазовыми скоростями. При переходах между ними обычно происходило уменьшение номера доминирующей гармоники спектра. Возникновение динамического хаоса характеризуется рождением квазисплош-

ного частотно-волнового спектра (в котором расстояние по частоте между компонентами уменьшается с ростом длины реализации во времени). В зависимости от профиля скорости течения и его параметров существование эйлеровского хаоса возможно в ограниченной области по γ (с последующим возобновлением мультигармонических режимов) либо во всей расчетной области по γ , размеры которой ограничены применимостью выбранной схемы численного решения. В данной работе описанные выше схемы исследования перехода к хаосу применяются к двухструйным течениям с профилями скорости P_1 и P_2 .

Эффективным методом идентификации областей перемешивания и хаотической адвекции является вычисление пространственного распределения конечно-временного ляпуновского показателя (КВЛП), характеризующего экспоненциальное “разбегание” траекторий жидких частиц [14, 18]. Систему уравнений, описывающую кольцевое струйное течение, следует дополнить уравнениями движения жидких частиц, переносящих пассивную примесь. Это позволяет получить распределение КВЛП для всего течения. Уравнения движения частиц пассивной примеси в цилиндрических координатах (r, θ) имеют вид [17, 18]

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta}, \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{r} \bar{v}_\theta(r, t) - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial r} \right). \quad (6)$$

Производя варьирование траекторий жидких частиц в окрестности основных траекторий $[r(t), \theta(t)]$, определенных уравнениями (6) при различных начальных условиях, получим следующую систему уравнений для вариации траектории по радиальному и азимутальному направлениям:

$$\frac{d\delta r}{dt} = \left(-\frac{1}{r^2} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \theta \partial r} \right) \delta r + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \theta^2} \delta \theta, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\delta \theta}{dt} = & \left(-\frac{1}{r^2} \bar{v}_\theta(r, t) + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{v}_\theta(r, t)}{\partial r} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial r^2} \right) \delta r - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial r \partial \theta} \right) \delta \theta. \end{aligned} \quad (8)$$

Конечно-временной ляпуновский показатель h определен выражением [14]

$$h = \frac{1}{T} \ln \left[\frac{|\delta \vec{l}(T)|}{|\delta \vec{l}(0)|} \right] \left(|\delta \vec{l}| = \sqrt{(\delta r)^2 + r^2 (\delta \theta)^2} \right), \quad (9)$$

где $\delta \vec{l}$ – вектор смещения траектории частицы, T – временной интервал. Ляпуновский показатель h стремится к постоянному значению при достаточно большом T , однако в расчетах с фиксированным T в некоторых областях течения предельные значения показателя не достигаются либо

расхождение траекторий не является экспоненциальным и определяется сдвигом скорости [14]. В то же время вычисление КВЛП позволяет изучать изменение конфигурации областей лагранжева хаоса по мере увеличения T [14]. Начальные координаты частиц-трассеров можно задавать как в установившемся мультигармоническом режиме, так и в режиме эйлеровского динамического хаоса.

Для анализа распространения частиц пассивной примеси, их начальное распределение задавалось в эллиптических областях, внешняя граница которых описывается уравнением

$$\frac{(\theta - \theta_0)^2}{\Delta \theta^2} + \frac{(r - r_0)^2}{\Delta r^2} = 1, \quad (10)$$

где r_0 и θ_0 – радиальная и азимутальная координаты центра эллипса, Δr и $\Delta \theta$ – полуоси эллипса по радиальному направлению и азимутальному углу.

ПЕРЕХОД К ХАОСУ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ

Расчеты, проведенные для кольцевого струйного течения с равновесным профилем скорости P_1 , показали, что при $\beta = 0$ в области $1 < \gamma < 1.89$ возбуждается строго периодическая нелинейная волна с волновым числом $m = 6$ (значение λ_c из Таблицы согласуется результатами численного решения). В интервале $1.89 < \gamma < 3.15$ получены два мультигармонических режима с дискретным частотно-волновым спектром и различными фазовыми скоростями пространственно-временных гармоник.

На рис. 2 показан мгновенный снимок линий тока и результаты вычисления КВЛП в мультигармоническом режиме, возникающем при $\gamma = 2.29$. Как и в плоскопараллельном течении с равновесным профилем скорости P_1 , в кольцевом струйном течении с данным профилем скорости генерируются две цепочки структур с замкнутыми линиями тока, находящиеся на краях струи. Линии тока на рис. 2а показаны в системе отсчета внутренней (ближайшей к внутренней границе кольца) цепочки структур, имеющей угловую скорость $\Omega = 0.087$ с вращением против часовой стрелки. Следует отметить, что замкнутые линии тока внешней цепочки, которая имеет угловую скорость $\Omega = 0.047$, оказываются немного “сжатыми” по радиальной координате по сравнению с их изображением в сопутствующей внешней цепочке системе отсчета. Число структур с замкнутыми линиями тока соответствует двум главным пикам в частотно-волновом спектре, построенном на окружности $r = 5.17$ (аналогично см. [17, 18]). Вычисление КВЛП проводилось путем решения уравнений (6) – (9) в лабораторной системе от-

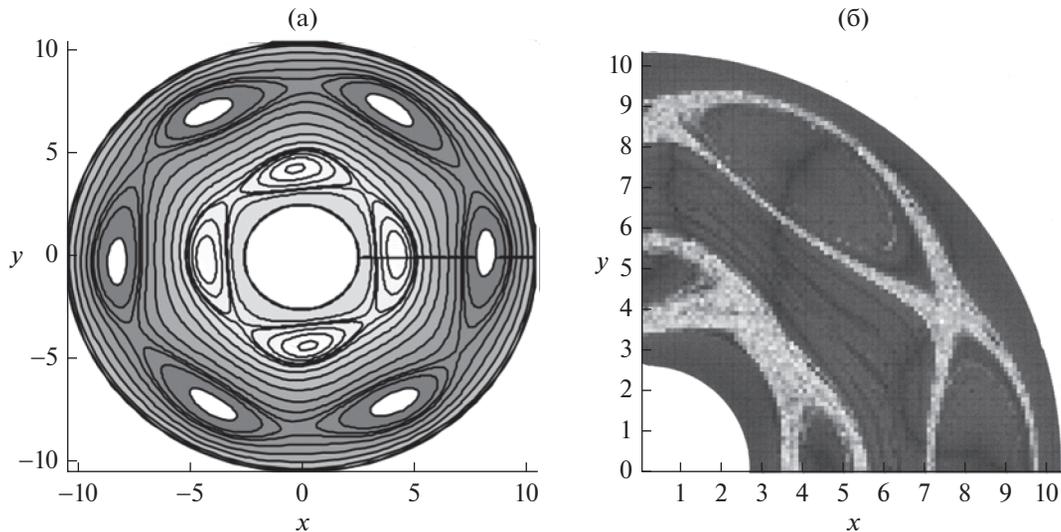


Рис. 2. Мгновенный снимок линий тока в системе отсчета “внутренней” цепочки структур (а) и распределение КВЛП при $T = 1000$ на сетке 200×200 точек в системе координат $[r(0), \theta(0)]$ (б) в струйном течении с профилем скорости P_1 при $R_c = 60, \beta = 0, \gamma = 2.29$ (здесь и далее на рис. 3 и 4 тоновые изображения даны в градациях серого; x и y – декартовы координаты).

счета на сетке начальных координат частиц $[r(0), \theta(0)]$, содержащей 200×200 равноотстоящих узлов в сегменте кольцевого течения $-4 < r(0) - r_0 < 4, -\pi/4 < \theta(0) - \theta_* < \pi/4$ (θ_* – азимутальный угол, определяющий ориентацию сегмента). Начальный момент $t = 0$ при вычислении КВЛП выбирался в установившемся режиме генерации цепочек. Распределение КВЛП на рис. 2б, полученное на интервале $T = 500$, показано в цилиндрических координатах $[r(0), \theta(0)]$ в шкале градаций серого (белый цвет отображает максимальное значение, черный – минимальное). Распределение КВЛП имеет мозаичную структуру с хаотическим чередованием светлых и темных точек. Это позволяет предположить, что данное множество является квазифрактальным [20]. Узкие светлые области, содержащие максимальные значения КВЛП, определяют границы стохастических слоев, в которых происходит хаотическое перемешивание частиц примеси. Светлые области на рис. 2б показывают стохастические слои, окаймляющие границы замкнутых линий тока, как они выглядят в сопровождающих цепочки системах отсчета [14]. Показано, что функция распределения числа частиц с начальными координатами в узлах сетки по значениям соответствующего им показателя $f(h)$ [14, 18] имеет несимметричную колоколообразную форму с максимумом при $h \approx 0.023$ и спаданием по краям в два раза при $h \approx 0.013$ и $h \approx 0.026$. Фактически $f(h)$ характеризует частоту появления различных значений показателя в момент $t = T$.

Чтобы описать эволюцию распределения пассивной примеси, уравнения движения частиц-трассеров (б) решались в лабораторной системе отсчета (переход в сопровождающую систему отсчета приводит к повороту мгновенного распределения частиц в целом). Результаты вычислений на временных интервалах, близких к T , согласуются с полученными в [18] для реверсивной струи. Когда частицы-трассеры располагались в эллиптической области (10), покрывающей один из замкнутых контуров на рис. 2б, в хаотическом перемешивании участвовали только частицы, близкие к внешней границе этой эллиптической области, тогда как основная масса частиц внутри нее оставалась неподвижной. В данном случае отсутствует заметный поперечный к потоку (боковой) перенос частиц примеси, которому препятствует барьер, созданный примыкающим к границам замкнутых линий тока круговым течением [2, 18]. Расчеты подтвердили наличие автомодельных степенных законов зависимости среднего смещения частиц по азимутальной координате θ и его дисперсии от времени, характерных для аномального транспорта (аналогично см. [15–18]).

Эйлеровский динамический хаос возникает скачкообразно при $\gamma > 3.15$. На рис. 3а представлен мгновенный снимок линий тока, полученный в системе отсчета вращающейся с угловой скоростью внутренней цепочки в режиме динамического хаоса ($\gamma = 3.39$). Сравнение линий тока на рис. 2а и 3а показывает, что при увеличении надкритичности модуляция замкнутых линий тока возрастает. На внутренней цепочке можно ви-

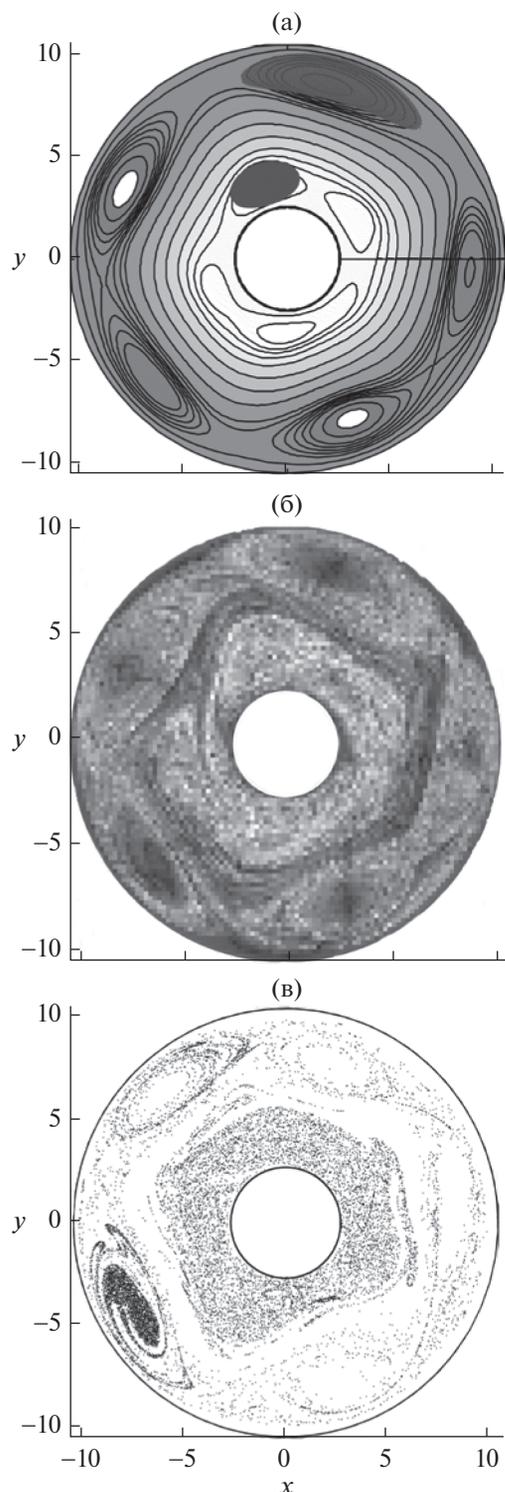


Рис. 3. Мгновенный снимок линий тока в системе отсчета внутренней цепочки структур (а), распределение КВЛП при $T = 500$ на сетке 200×400 точек в системе координат $[r(0), \theta(0)]$ (б) и мгновенное распределение частиц-трассеров в режиме эйлеровского динамического хаоса (в) при $R_c = 60$, $\beta = 0$, $\gamma = 3.39$. Темные эллиптические области на линиях тока показывают локализацию частиц-трассеров в начальный момент $t = 0$.

деть составные структуры, аналогичные рассмотренным в [17]. Угловые фазовые скорости внутренней и внешней цепочек имеют значения $\Omega = 0.086$ и $\Omega = 0.043$. При расчетах КВЛП в хаотическом режиме ($\gamma = 3.39$) равномерная сетка с начальными координатами частиц $[r(0), \theta(0)]$ содержала 200×400 равноотстоящих узлов по $r(0)$ и $\theta(0)$, расположенных по всей окружности кольцевого канала. Как и на рис. 2б, распределение КВЛП на рис. 3б построено в цилиндрической системе координат $[r(0), \theta(0)]$. Из рис. 3б видно, что область лагранжева хаоса охватывает не только внутреннюю цепочку структур с линиями тока, показанными на рис. 3а, но и прилегающее к границе замкнутых линий тока круговое течение. Этот результат согласуется с утверждением работы [14], согласно которому возникновение эйлеровского динамического хаоса происходит одновременно с проникновением лагранжева хаоса вовнутрь замкнутых линий тока. Аналогичный эффект отмечался в [18] для реверсивной струи. На внешней цепочке видны “провалы” КВЛП в центральной части замкнутых линий тока. Это можно объяснить более слабой нестационарностью внешней цепочки по сравнению с внутренней. Между цепочками находится темная кольцевая область с близкими к нулю значениями h , в которой перемешивание отсутствует. В данном случае функция распределения числа узлов сетки по значениям показателя $f(h)$ имеет максимум при $h \approx 0.015$ и спадает в два раза при $h \approx 0.0071$ и $h \approx 0.024$.

Образование обширных областей лагранжева хаоса приводит к качественным изменениям в распространении изначально локализованной пассивной примеси. Расчеты проводились в лабораторной системе отсчета для частиц-трассеров с начальными координатами в темных эллиптических областях, показанных на рис. 3а. На рис. 3в представлено мгновенное распределение частиц-трассеров, полученное в конце интервала времени $T = 500$ при равномерном начальном распределении 7897 трассеров в каждой из эллиптических областей. Как видно из рис. 3в, трассеры равномерно заполняют область лагранжева хаоса, покрывающую внутреннюю цепочку на рис. 3б. Распределение частиц во внешней цепочке локализовано в окрестности границ замкнутых линий тока, что также согласуется с распределением КВЛП на рис. 3б. При этом наиболее значительно уменьшается число трассеров в узком внешнем слое эллиптической области вблизи границы замкнутых линий тока. На месте темной полосы в серединной части кольцевого канала на изображении КВЛП видна светлая кольцевая область, в которой частицы отсутствуют. Расчеты, проведенные с введением в поток одного из двух пятен примеси, отмеченных на рис. 2б, показали, что

каждое из них определяет показанное на рис. 3в распределение примеси со своей стороны от границы этой полосы. Таким образом, полоса с близким к нулю КВЛП играет роль барьера, препятствующего распространению частиц примеси в поперечном к потоку направлении [1, 2, 18].

Полученные выше результаты по переходу к эйлеровскому динамическому хаосу в кольцевом течении с профилем скорости P_1 при $\beta = 0$ можно сравнить с представленными в работе [16] для плоскопараллельной модели течения с таким же профилем скорости. Следует иметь в виду, что в плоской модели с периодическими граничными условиями число структур на периоде течения можно варьировать, тогда как в кольцевом течении оно однозначно определено решением нелинейной системы уравнений. В работе [16] число структур, возбуждаемых после превышения порога возникновения неустойчивости при $\beta = 0$, принималось равным 7, тогда как в кольцевом течении с профилем скорости P_1 сначала возникает цепочка из 6-ти структур (см. табл. 1). Как видно из рис. 3а, в хаотическом режиме число одиночных структур с замкнутыми линиями тока в цепочках равно 5. Согласно [16], при $\beta = 0$ в плоскопараллельном течении динамический хаос возникает при переходе надкритичности через пороговое значение $\gamma = 1.81$, которое в 1.9 раза меньше указанного выше для течения в кольце. Таким образом, даже при близких периодах структур и одинаковых равновесных профилях скорости при переходе к кольцевому течению порог возникновения динамического хаоса сдвигается в сторону более высоких надкритичностей. В расчетах для плоского течения с профилем скорости P_1 при $\beta = 0.4$ порог возникновения эйлеровского хаоса возростал до $\gamma = 2.15$ [16]. В кольцевом течении с таким же профилем азимутальной скорости уже при $\beta = 0.1$ режим динамического хаоса не был обнаружен в интервале надкритичностей вплоть до $\gamma_{\max} = 6.0$. Поскольку в соответствии с Таблицей при $\beta = 0.1$ бета-эффект слабо влияет на линейную неустойчивость, можно сделать вывод, что при переходе от плоского течения к кольцевому усиливается стабилизирующее воздействие β -эффекта на переход к динамическому хаосу эйлеровских полей. Таким образом, неустойчивость кольцевого течения с профилем скорости P_1 оказывается слишком слабой для возникновения динамического хаоса при существенном влиянии бета-эффекта на линейную неустойчивость. В связи с этим был рассмотрен профиль скорости P_2 , который характеризуется более сильной неустойчивостью в отсутствие внешнего трения. Отметим, что в кольцевом течении с профилем скорости P_1 даже при существенном воздействии бета-эффекта на линей-

ную неустойчивость (например, при $\beta = 0.25$) были получены мультигармонические режимы, которые приводят к локализации лагранжева хаоса в окрестности границ замкнутых линий тока, как это показано на рис. 2б. В этом случае возможна азимутальная хаотическая адвекция (включая аномальную диффузию), однако вдоль цепочек переносятся только частицы узкого внешнего слоя эллиптического пятна пассивной примеси, покрывающего структуру с замкнутыми линиями тока (подобно тому, как это показано на рис. 3в).

Построение эволюционной диаграммы для амплитуд гармоник $B_m(t)$ и частотно-волновых спектров для струйного течения с профилем скорости P_2 проводилось при $\beta = 0.3$. Как видно из Таблицы в данном случае бета-эффект оказывает существенное влияние на величину λ_c . Показано, что режим периодической нелинейной волны реализуется в интервале надкритичностей $1 < \gamma < 2.0$, после чего начинается чередование мультигармонических режимов. Динамический хаос эйлеровских полей возникает скачкообразно при $\gamma > 2.97$. Типичный мгновенный снимок линий тока в режиме динамического хаоса ($\gamma = 3.17$) представлен на рис. 4а. Видно, что в системе отсчета внутренней цепочки структур с угловой частотой вращения $\Omega = 0.07$, возбуждаются три цепочки структур с замкнутыми линиями тока. Изучение динамики цепочек с помощью видеопленки показало, что все они демонстрируют квазипериодическое изменение в пространстве и во времени, однако наиболее нестабильной является промежуточная (расположенная в средней части кольцевого канала) цепочка структур, которая периодически появляется в результате «вспучивания» круговой линии тока. Структуры быстро достигают максимального размера (этот момент показан на рис. 4а), после чего начинают изгибаться в направлении вращения внешней цепочки (на рис. 4а это направление по часовой стрелке). Цикл завершается слиянием структур с круговой линией тока в результате перемещения их центров в сторону уменьшения r . Рождение структур синхронизовано с внутренней цепочкой, а кратковременное азимутальное перемещение их центров — с внешней. Этим можно объяснить тот факт, что промежуточная цепочка хорошо видна в системе отсчета внутренней цепочки и сглаживается в системе отсчета внешней дорожки (имеющей угловую частоту $\Omega = 0.0275$).

Распределение КВЛП в режиме динамического хаоса, рассчитанное с помощью формул (6)–(9) на равномерной сетке начальных значений координат частиц $[r(0), \theta(0)]$ с числом узлов 400×500 , показано на рис. 4б (построение в цилиндрической системе координат $[r(0), \theta(0)]$). Видно, что область лагранжева хаоса покрывает

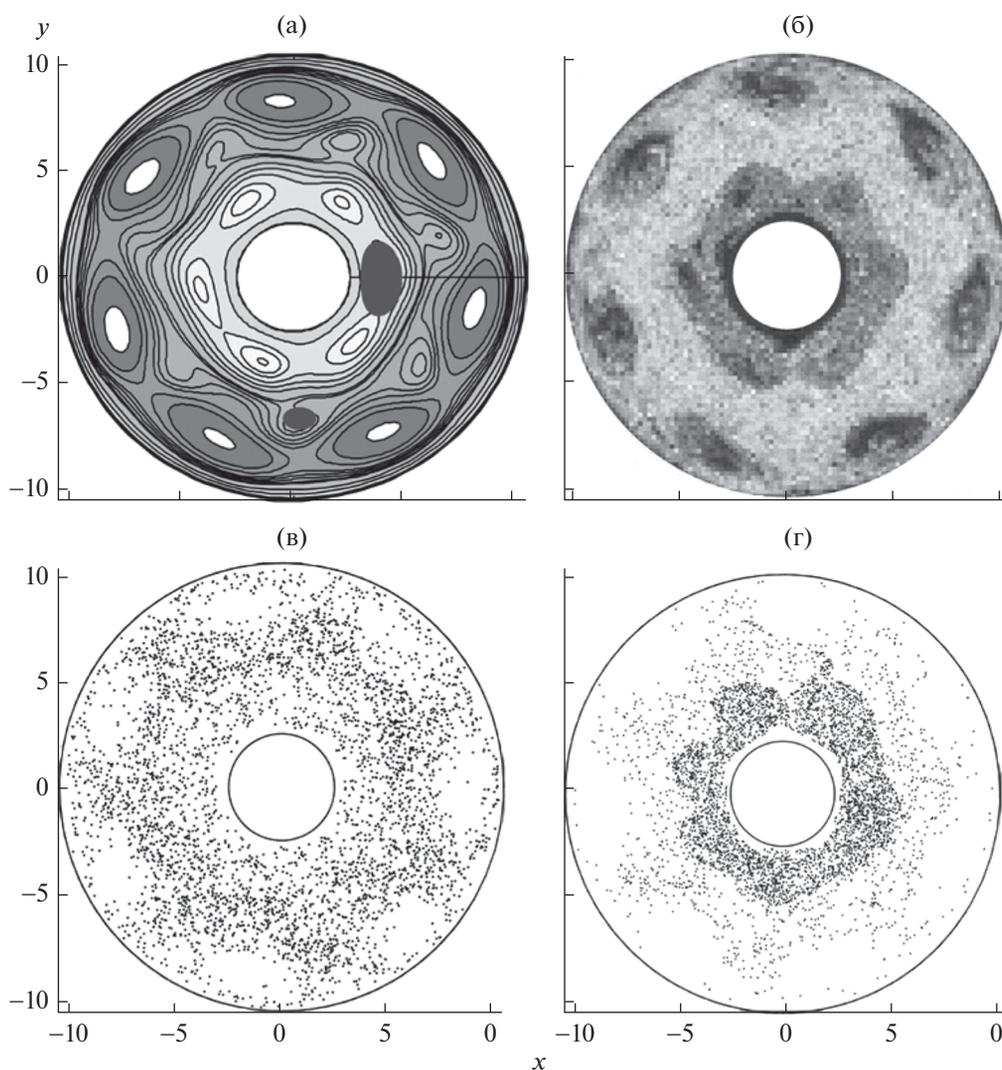


Рис. 4. Мгновенный снимок линий тока в системе отсчета внутренней цепочки структур (а), распределение КВЛП при $T = 1000$ на сетке 400×500 точек в системе координат $[r(0), \theta(0)]$ (б) и мгновенные распределения частиц-трассеров в режиме эйлеровского динамического хаоса, возникающие при локализации примеси в промежуточной (в) и внутренней цепочках структур (г) в струйном течении с профилем скорости P_2 при $R_c = 60$, $\beta = 0.3$, $\gamma = 3.17$. Темные эллиптические области на линиях тока показывают начальную локализацию частиц-трассеров в начальный момент $t = 0$.

промежуточную цепочку структур и проникает в пространство между замкнутыми линиями тока внешней цепочки. Кроме того, кольцевая область лагранжева хаоса с более низкими значениями h охватывает внутреннюю цепочку структур. В данном случае функция распределения числа узлов сетки по значениям показателя $f(h)$ имеет максимум при $h \approx 0.025$ и спадает в два раза при $h \approx 0.0085$ и $h \approx 0.034$. Расчеты распространения пассивной примеси проводились отдельно для двух равномерных распределений частиц-трассеров в эллиптических областях (10), расположенных во внешней и внутренней цепочках (они показаны темными пятнами на рис. 4а). На рис. 4в

изображено мгновенное распределение частиц-трассеров, полученное при локализации эллиптической области с равномерным распределением 3970 частиц в промежуточной цепочке. Время движения трассеров совпадает с временным интервалом $T = 1000$, принятым при построении распределения КВЛП на рис. 4б. Видно, что распределение частиц имеет хаотический характер и почти полностью заполняет течение. Наиболее плотное кольцо частиц находится в серединной части кольцевого канала, где отмечается наибольшая концентрация высоких значений КВЛП. Более низкая концентрация частиц-трассеров наблюдается во внутренней и внешней цепочках. Частицы

отсутствуют внутри замкнутых линий тока внешней цепочки, нестационарность которой наименее выражена. Отметим, что пустоты в распределении частиц повторяют форму границ замкнутых линий тока в системе отсчета, сопутствующей данной цепочке, что соответствует распределению КВЛП на рис. 4б. На рис. 4г представлено мгновенное распределение частиц-трассеров, которые в начальный момент находятся в эллиптической области, расположенной на замкнутых линиях тока внутренней цепочки и содержащей 5114 трассеров. В данном случае также происходит полное размывание пятна с распространением примеси по всему кольцевому течению, однако наибольшая плотность частиц наблюдается в кольцевой области, покрывающей внутреннюю цепочку. За пределами этой области оказывается относительно небольшое число частиц. Поскольку области лагранжева хаоса во внутренней и промежуточной цепочках не перекрываются, можно предположить, что прохождение примеси через разделяющую их границу возможно благодаря эффекту поперечного к потоку (бокового) переноса [2, 18]. Таким образом, результаты расчета мгновенного распределения частиц-трассеров, представленные на рис. 4в и 4г, согласуются с распределением КВЛП на рис. 4б.

Оценим возможность реализации перехода к динамическому хаосу и для лабораторного кольцевого течения с профилем скорости P_1 в отсутствие β -эффекта, подразумевая создание этого течения МГД-методом [12, 13]. В качестве исходных параметров зададим $R_c = 60$, $\beta = 0$, $\lambda_c = 0.1063$, $\nu = 0.01 \text{ см}^2/\text{с}$ и размерностный радиус кольца $r_0 L = 14 \text{ см}$. Поскольку $r_0 = 6.5$, находим пространственный масштаб $L = 2.15 \text{ см}$, ширину канала $8L = 17.2 \text{ см}$ и внутренний радиус кольца $(r_0 - 4)L = 5.38 \text{ см}$. Из формулы для числа Рейнольдса находим $U_c = \nu R_c / L = 0.28 \text{ см/с}$. Используя выражение для размерностного коэффициента внешнего трения [12, 13] $\lambda^{**} = 2\nu/H^2$, где H – толщина жидкого слоя и формулу $\lambda_c = L\lambda^{**}/U_c$, получим толщину жидкого слоя $H = \sqrt{2\nu L/(U_c \lambda_c)} = 1.2 \text{ см}$. Рассмотренный выше режим динамического хаоса (см. рис. 3) возникает при $U = 3.39U_c = 0.95 \text{ см/с}$. Текущая размерностная единица времени $L/U = 2.26 \text{ с}$. Аномальный перенос в мультигармоническом режиме с линиями тока на рис. 2а и лагражевым хаосом на рис. 2б происходит при $U = 2.29U_c = 0.64 \text{ см/с}$. Таким образом, оценки допускают возможность реализации режима динамического хаоса и сопутствующего ему распространения локализованной примеси в лабораторном течении.

Оценим возможность динамического хаоса и хаотической адвекции в кольцевом течении с

профилем скорости P_2 для погодного слоя земной атмосферы. Выберем размерностный радиус кольца из условия равенства длины соответствующей окружности $2\pi r_0 L$ длине окружности на поверхности Земли $2\pi R_E \cos \varphi$, где R_E – радиус Земли, φ – широта места. Отсюда находим пространственный масштаб нормировки сдвига скорости $L = (R_E/r_0) \cos \varphi$. Полагая $R_E = 6371 \text{ км}$ [11, 12], $\varphi = 67.5^\circ$, $r_0 = 6.5$, получим $L = 375 \text{ км}$, ширину кольцевого канала $8L = 3000 \text{ км}$ и внутренний радиус кольца $(r_0 - 4)L = 937.5 \text{ км}$. Исходя из принятого в расчетах $\beta_c = 0.3$, найдем критическую скорость $U_c = \beta^{**} L^2/\beta_c = 4.1 \text{ м/с}$, где $\beta^{**} = 2\Omega_0 \cos(\varphi)/R_E = 2.29 \times 10^{-11} \cos(\varphi) \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ($\Omega_0 = 7.292 \times 10^{-5} \text{ рад/с}$ – угловая частота вращения Земли [11, 12]). Рассмотренный в данной работе хаотический режим (см. рис. 4) возможен при скорости течения $U = \gamma U_c \approx 13 \text{ м/с}$ и значении размерностного коэффициента внешнего трения $\lambda^{**} = U_c \lambda_c / L = 1.2 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Размерностная единица времени в хаотическом режиме $L/(\gamma U_c) = 2.88 \times 10^4 \text{ с}$. Таким образом, приведенные оценки допускают возможность реализации рассмотренного течения в атмосфере.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучена хаотическая адвекция локализованной пассивной примеси при переходе к динамическому хаосу в баротропных течениях с модельными двухструйными профилями скорости, порождающими цепочки волновых структур с замкнутыми линиями тока. В качестве индикатора областей лагранжева хаоса (стохастического перемешивания) использовано распределение конечно-временного показателя Ляпунова, построенное в системе начальных координат жидких частиц. Показано, что при одинаковом профиле скорости порог возникновения эйлеровского динамического хаоса в кольцевом течении сдвигается в сторону более высоких надкритичностей по сравнению с плоскопараллельной моделью. Кроме того, в этом случае обнаружено усиление стабилизирующего влияния бета-эффекта на возникновение эйлеровского хаоса.

В мультигармоническом режиме, предшествующем динамическому хаосу, области лагранжева хаоса и стохастические слои смешения локализуются в окрестности границ замкнутых линий тока, как эти границы видны в сопутствующих этим цепочкам системах отсчета. В данном случае только небольшая часть эллиптического пятна пассивной примеси распределяется по стохастическим слоям вдоль всей цепочки структур. Установлено, что качественные изменения в распро-

странении пассивной примеси происходят в режиме эйлеровского динамического хаоса, переход к которому связан с образованием обширных областей лагранжева хаоса. Основным выводом состоит в том, что в режиме эйлеровского хаоса становится возможным распределение локализованной в начальный момент примеси по всему объему течения. Распространение примеси существенным образом зависит от профиля скорости. Так, для течения с профилем скорости P_1 в отсутствие бета-эффекта получено равномерное распределение частиц-гассеров в кольцевой области, охватывающей внутреннюю цепочку структур, и распространение примеси в пределах узких стохастических слоев вдоль внешней цепочки. Показано, что возникновение эйлеровского хаоса в кольцевом течении с профилем скорости P_2 при выраженном влиянии бета-эффекта приводит к образованию нестабильной промежуточной цепочки структур, в результате чего область лагранжева хаоса охватывает почти весь объем течения. В этом случае при локализации эллиптического пятна пассивной примеси в пределах промежуточной цепочки происходит почти равномерное распределение примеси по всему объему течения. Локализация примеси во внутренней цепочке структур приводит к ее равномерному распределению вдоль этой цепочки, за пределы которого проникает относительно небольшая часть частиц примеси. Представленные результаты могут быть использованы для интерпретации данных натурных наблюдений и анализа результатов вычислений в рамках комплексных прогностических моделей климата и распространения загрязнений, а также при постановке лабораторных экспериментов.

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № 0030-2021-0011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rogerson A.M., Miller P.D., Pratt L.J., Jones C.K.R.T. Lagrangian motion and fluid exchange in a barotropic meandering jet // *J. Phys. Oceanogr.* 1999. V. 29. P. 2635–2655.
2. Wiggins S. The dynamical system approach to Lagrangian transport in oceanic flows // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2005. V. 37. P. 295–328.
3. Del-Castillo-Negrete D. Asymmetric transport and non-Gaussian statistics of passive scalars in vortices in shear // *Phys. Fluids A.* 1998. V. 10. № 3. P. 576–594.
4. Кошель К.В., Пранц С.В. Хаотическая адвекция в океане. Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2008. 360 с.
5. Aref H. et al. Frontiers of chaotic advection // *Rev. Mod. Phys.* 2017. V. 89. № 2. P. 025007. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.025007>
6. Solomon T.H., Weeks E.R., Swinney H.L. Chaotic advection in a twodimensional flow: Levy flights and anomalous diffusion // *Physica D.* 1994. V. 76. P. 70–84.
7. Vasavada A.R., Showman A.P. Jovian atmospheric dynamics: an update after Galileo and Cassini // *Rep. Prog. Phys.* 2005. V. 68. P. 1935–1996. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/8/r06>
8. Young R.M.B., Read P.L., Wang Y. Simulating Jupiter’s weather layer. Part I: Jet spin-up in a dry atmosphere // *Icarus.* 2019. V. 326. P. 225–252. <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.12.005>
9. Nakano H., Hasumi H. A series of zonal jets embedded in the broad zonal flows in the Pacific obtained in eddy-permitting ocean general circulation models // *J. Phys. Oceanogr.* 2005. V. 35(4). P. 474–488.
10. Maximenko N.A., Bang B., Sasaki H. Observational evidence of alternating zonal jets in the world ocean // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. L12607. <https://doi.org/10.1029/2005GL022728>
11. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 2. Перевод с англ. М: Мир, 1984. 398 с.
12. Должанский Ф.В. Основы геофизической гидродинамики. М: Физматлит, 2011. 264 с.
13. Должанский Ф.В., Крымов В.А., Манин Д.Ю. Устойчивость и вихревые структуры квазидвумерных сдвиговых течений // *УФН.* 1990. Т. 160. № 7. С. 1–47.
14. Finn J.M., Del-Castillo-Negrete D. Lagrangian chaos and Eulerian chaos in shear flow dynamics // *Chaos.* 2001. V. 11. № 4. P. 816–832.
15. Reutov V.P., Rybushkina G.V. Anomalous transport of a passive scalar at the transition to dynamical chaos in a barotropic shear layer // *Eur. J. Mech. /B Fluids.* 2019. V. 74(3). P. 211–218. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2018.11.017>
16. Реутов В.П., Рыбушкина Г.В. Нестационарные цепочки волновых структур и аномальный перенос пассивной примеси в баротропном струйном течении // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2019. Т. 55. № 6. С. 201–210. <https://doi.org/10.31857/S0002-3515556201-210>
17. Reutov V.P., Rybushkina G.V. Transition to the dynamical chaos and anomalous transport of a passive scalar in the annular Kolmogorov flow // *Phys. Fluids.* 2020. V. 32. P. 106601. <https://doi.org/10.1063/5.0023254>
18. Reutov V.P., Rybushkina G.V. Dynamical chaos and lateral transport of a passive scalar in the annular reverse jet flow. *Russian Journal of Nonlinear Dynamics.* 2021. V. 17. № 3. P. 263–274. <https://doi.org/10.20537/nd210302>
19. Liu Y., Wilson C., Green M.A., Hughes C. W. Gulf Stream transport and mixing processes via coherent structure dynamics // *Journal of Geophysical Research: Oceans.* 2018. V. 123. <https://doi.org/10.1002/2017JC013390>
20. Будянский М.В., Пранц С.В., Улейский М.Ю. Хаотическая адвекция в меандрирующем струйном потоке // *Нелинейная динамика.* 2006. Т. 2. № 2. С. 165–180.

Chaotic Advection of a Passive Scalar in the Annular Barotropic Jet Flow

V. P. Reutov¹, * and G. V. Rybushkina¹, **

¹*Institute of Applied Physics, RAS, 46 Ulyanov St., Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: reutov@appl.sci-nnov.ru*

***e-mail: ryb@appl.sci-nnov.ru*

The chaotic advection of a passive scalar at the excitation of vortex structure chains in barotropic annular flows with a complex two-jet velocity profile, modeling mesoscale zonal flows in the Earth's atmosphere and ocean, as well as in laboratory experiments, is studied. The main attention is paid to the chaotic advection arising in the regime of the Eulerian dynamical chaos. Description of the generation of the vortex structure chains is based on the numerical solution of equations of the barotropic (quasi-two-dimensional) flow with allowance for external friction and beta effect. The nonpercolation and sticking conditions on the annular channel walls are specified. Critical parameter values of the instability onset are determined and the transition to the Eulerian dynamical chaos in two jet flows with complex velocity profiles is studied. The regions of the annular flow, in which the Lagrangian chaos (stochastic mixing) occurs, are identified by calculating the finite-time Lyapunov exponent. It is found that, as a result of the expansion of the regions of stochastic mixing at passage in the regime of Eulerian chaos, the initially localized passive scalar can spread throughout the flow. Estimates confirming the possibility of observing the considered effects in real conditions are made.

Keywords: barotropic jet flow, dynamical chaos, chaotic advection

УДК 532.65

ДВУМЕРНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В НЕВЯЗКОЙ НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

© 2022 г. А. А. Очиров^а, *, Ю. Д. Чашечкин^б, **^аЯрославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, д. 14, Ярославль, 150003 Россия^бИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1, Москва, 119526 Россия

*e-mail: otchirov@mail.ru

**e-mail: yulidch@gmail.com

Поступила в редакцию 25.04.2022 г.

После доработки 27.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

Исследовано распространение двумерных периодических волн в невязкой непрерывно стратифицированной жидкости со свободной поверхностью в диапазоне частот от 10^{-4} до 5×10^2 Гц. Приведены дисперсионные соотношения, а также выражения для фазовых и групповых скоростей для поверхностных и внутренних волн в физических наблюдаемых переменных. Показано, что при достижении длиной волны значений порядка масштаба стратификации жидкость ведет себя как однородная. С приближением частоты волны к частоте плавучести скорость переноса энергии уменьшается: групповая скорость поверхностных волн стремится к нулю, а фазовая — к бесконечности. В случае инфинитезимальных возмущений стратифицированной жидкости со свободной поверхностью поверхностные и внутренние волны существуют в разделенных частотных интервалах.

Ключевые слова: поверхностные волны, внутренние волны, стратифицированная жидкость

DOI: 10.31857/S000235152205008X

ВВЕДЕНИЕ

Исследования волн — периодических течений жидкостей, в которых дисперсионное соотношение задает связь между частотой и длиной волны или волновым числом, занимают важное место в физических науках об атмосфере, океане и прикладной гидродинамике в силу фундаментальности темы и важности практических приложений. Несмотря на более чем тысячелетнюю историю наблюдений и экспериментальных исследований и более чем трехсотлетний период активных усилий теоретиков, многие вопросы теории волн, эффектов нестационарности, нелинейности, диссипации, вопросы практических приложений нуждаются в уточнении. Традиционно, начиная с работ Эйлера, Лагранжа, Даламбера внимание уделяется изучению отдельных типов волн — гравитационных, звуковых, инерциальных в жидких или газообразных средах. Первоначально рассматривались гравитационные волны на поверхности актуально однородной жидкости, плотность которой одинакова в пространстве и неизменна во времени. Полученные результаты отражены в большом числе оригинальных и обзорных статей, обобщены в известных трактатах [1, 2]. По наблюдениям волновой картины перед и позади рыболовной лески на дрейфующей яхте, Томсон иден-

тифицировал капиллярные волны [3], описание которых приводится в современных учебниках в практически неизменной оригинальной форме.

Постепенно появляющиеся примеры наблюдений заметного влияния даже слабых вариаций переменной плотности на свойства течений в атмосфере, в океане и в лаборатории стимулировали изучение волн в неоднородной жидкости, вначале — в двухслойной в работах Дж.Г. Стокса [4]. Анализируя эксперименты по моделированию перьевых облаков, Рэлей вывел уравнения и рассчитал предельную частоту бегущих внутренних волн в непрерывно стратифицированной жидкости [5]. Удивительным образом, глубокая статья Рэрея выпала из научного оборота и долгое время оставалась неизвестной широкому кругу исследователей. Только через сорок лет финский ученый В. Вайсяля вновь вычислил частоту собственных колебаний непрерывно стратифицированной жидкости применительно к динамике разрабатываемых шаров-зондов [6], а через два года английский метеоролог Д. Brent определил ее значение при интерпретации спектров сигналов микробарографов [7].

Активные исследования влияния стратификации на волновые движения, которые стали формироваться в начале сороковых годов прошлого

века в Германии [8], получили широкое развитие в конце шестидесятых годов прошлого века в Великобритании [9] и довольно скоро в других странах. Стали изучаться все основные свойства отдельных типов волновых движений – групповые и фазовые скорости [2, 10], эффекты рефракции [11], дифракции [12], интерференции, нелинейности [13] и в гидросфере, и в атмосфере [14].

Однако реальная картина морского волнения [15], как правило, нестационарна вследствие ветрового разгона, диссипативного затухания и нелинейного взаимодействия волн между собой, с неоднородными течениями и топографией, существенно отличается от идеализированной в современных теоретических построениях. Волны легко разрушаются с образованием пенных шапок, вытянутых по ветру сплошных струек и последовательностей капель (капельных струй) [16]. В свою очередь, волны меняют морфологию дна в море, реках и каналах [17]. Короткие капиллярные волны на склонах гравитационных волн, [18], меняют шероховатость контактной поверхности, определяющую взаимодействие океана и атмосферы (расчеты распространения капиллярных волн по сферической поверхности проведены в [19]). Визуализация капельных течений показывает сложность многомасштабной картины волнового переноса вещества, включающего образование вихрей, и тонких волокон [10].

В природных условиях в поле силы тяжести, подвижные среды – атмосфера и океан, естественно стратифицируются под действием сил плавучести при изменении температуры, солёности и давления и допускают существование бегущих внутренних волн [5, 10]. Типичные значения периода (частоты) плавучести $T_b = 2\pi/N$ составляют 5–10 мин ($N \sim 0.01 \text{ с}^{-1}$) в сезонном термоклине и 20–60 мин в годовом термоклине в океане ($N \sim 0.001 \text{ с}^{-1}$) [20, 21]. Во всех случаях отношение изменчивости плотности и ее вариаций в течении являются малыми, что позволяет представлять ее распределение в виде

$$\rho = \rho_{00}(1 + q) = \rho_{00}(1 + r(z) + s(x, z, t)), \quad (1)$$

функция $r(z)$ задает исходную стратификацию, а $s(x, z, t)$ – волновое возмущение плотности.

Научный и практический интерес представляет изучение свойств волн в жидкости со свободной поверхностью, по которой могут распространяться периодические гравитационно-капиллярные волны с учетом эффектов непрерывной стратификации, обеспечивающих существование внутренних волн.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Современное математическое описание течений жидкостей и газов базируется на полной системе фундаментальных уравнений неразрывности, переноса вещества (диффузии Фика), тепла (Фурье) и импульса (Навье-Стокса) [22]. Однако ключевые свойства различных типов волновых процессов, которые обычно изучаются в приближении невязкой жидкости [1, 2, 5, 10, 13], сохраняются в виде регулярной части решений задач в полной постановке. Следуя традиции, далее рассматривается задача о распространении периодических волн – поверхностных капиллярно-гравитационных и внутренних волн в невязкой экспоненциально стратифицированной жидкости, влиянием диссипативных факторов (эффектами вязкости, диффузии и теплопроводности), как и сжимаемостью жидкости, пренебрегается.

Рассмотрение проводится в декартовой системе координат $Oxyz$, в которой плоскость Oxy совпадает с равновесным уровнем жидкости $z = 0$, а ось Oz направлена вертикально вверх против направления действия сил тяжести \mathbf{g} . Отклонение свободной поверхности от равновесного значения описывается функцией $z = \zeta(x, y, t)$. Невозмущенная несжимаемая жидкость характеризуется распределением плотности по глубине $\rho_0(z) = \rho_{00}r(z)$, которое описывается масштабом, $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$, частотой $N = \sqrt{g/\Lambda} \text{ с}^{-1}$, периодом плавучести $T_b = 2\pi/N$, и коэффициентом поверхностного натяжения σ или его нормированным на плотность значением $\gamma = \sigma/\rho_{00}$. Для упрощения записи обычно выбирается экспоненциальное распределение плотности, к которому может быть приведено произвольное гладкое распределение плотности с использованием преобразования масштабов, приведенного в [23].

Математическая формулировка задачи основана на предельно редуцированной системе фундаментальных уравнений в приближении Буссинеска [22], в которой уравнение состояния заменяет невозмущенное распределение плотности.

$$z < \zeta: \begin{cases} \rho_0(z) = \rho_{00} \exp(-z/\Lambda) \\ \partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \mathbf{g}. \\ \partial_t \rho + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Здесь приняты обозначения: $\mathbf{u} = \sum_i u_i \mathbf{e}_i$ – вектор скорости, P – гидродинамическое давление. Рассмотрим задачу в плоской постановке, считая, что волновое движение не зависит от горизонтальной координаты y . В этом случае, принимая во внима-

ние несжимаемость жидкости, можно ввести функцию тока ψ такую, что: $u = \partial_z \psi$, а $w = -\partial_x \psi$ и в линейной постановке в приближении Буссинеска в случае экспоненциальной стратификации с масштабом Λ система (2) преобразуется в уравнение (подробный вывод приводится в приложении А):

$$z < 0: \partial_{tt} \Delta \psi + N^2 \partial_{xx} \psi \exp(-z/\Lambda) = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) дополняется кинематическим и динамическим граничными условиями на свободной поверхности жидкости. В линейном приближении после процедуры снесения граничных условий на невозмущенную поверхность $z = 0$ граничные условия принимают вид [2]:

$$z = 0: \partial_t \zeta + \partial_x \psi = 0, \quad (4)$$

$$-\rho_{00} g \partial_x \zeta - \rho_{00} \partial_{tz} \psi + \sigma \partial_{xxx} \zeta = 0. \quad (5)$$

С учетом (4) условие (5) приводится к следующему уравнению

$$g \partial_{xx} \psi - \partial_{ttz} \psi - \gamma \partial_{xxxx} \psi = 0. \quad (6)$$

Решение уравнений (3, 6) находится методами теории возмущений [25–27].

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Для поверхностных волн частота которых превышает частоту плавучести $\omega > N$ решение (6) ищется в виде:

$$\psi = A_+ \exp(k_z z + ik_x x - i\omega t) + A_- \exp(k_z z - ik_x x - i\omega t). \quad (7)$$

Поскольку коэффициенты в уравнении (3) зависят от глубины z , решение вида (7) нужно понимать как коротковолновое ВКБ-приближение к задаче [26].

Подстановка (7) в (3) приводит к связи между горизонтальной и вертикальной компонентами волнового вектора k_x и k_z :

$$k_x^2 = k_z^2 \frac{1}{1 - N_\omega^2 \exp(-z/\Lambda)}, \quad N_\omega = N/\omega \quad (8)$$

Подставляя (7) в граничные условия (6) получим дисперсионное соотношение:

$$gk_x^2 - \omega^2 k_z + \gamma k_x^4 = 0. \quad (9)$$

Используя (8) дисперсионное уравнение (9) преобразуется в:

$$k_z^3 - \frac{g}{\gamma} k_z (1 - N_\omega^2) + \frac{\omega^2}{\gamma} (1 - N_\omega^2)^2 = 0. \quad (10)$$

В силу громоздкости выражений значения корней кубического уравнения (10) здесь не приводятся.

Для удобства дальнейшего анализа выражения (8) и (10) приводятся к безразмерному виду с использованием естественных масштабов задачи – в качестве масштаба времени выбирается величина, обратная частоте плавучести $T_N = 1/N$, а масштаба длины – капиллярная постоянная $\delta_g^y = \sqrt{\gamma/g}$. В качестве малого параметра выбирается отношение собственных масштабов задачи $\epsilon = \delta_g^y/\Lambda$. Тогда с $k_{x*} = k_x \delta_g^y$ и $\omega_* = \omega/N$ формулы (8) и (10) принимают вид

$$k_{x*}^2 = k_{z*}^2 \frac{\omega_*^2}{\omega_*^2 - \exp(-z/\Lambda)}, \quad (11)$$

$$k_{z*}^3 + \frac{\omega_*^2 - 1}{\omega_*^2} k_{z*} - \epsilon \frac{(\omega_*^2 - 1)^2}{\omega_*^2} = 0. \quad (12)$$

Не все решения уравнения (12) имеют физический смысл. Для обеспечения затухания движения с глубиной необходимо выполнение условия $\text{Re}(k_z) > 0$. Как показывает анализ, этому условию удовлетворяет только один корень. Представление корней дисперсионного уравнения и доказательство единственности физически реализуемого корня приводится в приложении Б.

В более привычном виде выражение для дисперсионного уравнения (10) приводится в форме зависимости частоты ω от волнового числа k_z

$$\omega = \pm \sqrt{\frac{2N^2 + k_z(g + \gamma k_z^2) \pm k_z \sqrt{(g + \gamma k_z^2)^2 + 4\gamma N^2 k_z}}{2}}. \quad (13)$$

Рассмотрение показывает, что из всех значений выражения (13) условию физической реализации удовлетворяет только один корень, которому соответствуют верхние знаки. В отсутствие стратификации ($N \rightarrow 0$) (13) переходит в известное дисперсионное соотношение для капиллярно-гравитационных волн [1, 2]:

$$\omega = \sqrt{gk_z (1 + \delta_g^y k_z^2)}.$$

Традиционно дисперсионное уравнение представляют именно в таком виде, а не в форме (12). Поскольку частота волнового движения несет в себе энергетический смысл, она должна быть действительной и положительно определенной величиной. Волновое число, напротив, учитывающее ослабление волн с удалением от источника, может быть комплексным. Действительная часть компоненты k_x и мнимая часть компоненты k_z в этом случае характеризуют волновое движение, а мнимая часть компоненты k_x и действительная часть компоненты k_z описывают пространственное затухание волны. Выбор более адекватного

представления базовых параметров бегущих волн нуждается в экспериментальном обосновании.

Если частота волны меньше частоты плавучести $\omega < N$, решение (6) можно искать в виде внутренних волн:

$$\psi = [\alpha \exp(ik_z z) + \beta \exp(-ik_z z)] \times [A_+ \exp(ik_x x - i\omega t) + A_- \exp(-ik_x x - i\omega t)]. \quad (14)$$

Подстановка (14) в (3) приводит к:

$$k_x^2 = k_z^2 \frac{1}{N_\omega^2 \exp(-z/\Lambda) - 1}. \quad (15)$$

Подставляя (14) в граничные условия (6) получим дисперсионное соотношение:

$$gk_x^2(\alpha + \beta) - i\omega^2 k_z(\alpha - \beta) + \gamma k_x^4(\alpha + \beta) = 0, \quad (16)$$

которое с использованием (15) приводит к связи между амплитудами α и β :

$$\beta = -\frac{1 - i\delta_k^\theta + k^2 \delta_g^{\gamma^2} \cos^2 \theta}{1 + i\delta_k^\theta + k^2 \delta_g^{\gamma^2} \cos^2 \theta} \alpha, \quad (17)$$

$$\alpha + \beta = \frac{2i\delta_k^\theta}{1 + i\delta_k^\theta + k^2 \delta_g^{\gamma^2} \cos^2 \theta} \alpha, \quad \delta_k^\theta = \frac{\sin \theta}{k\Lambda}.$$

Здесь использованы обозначения $k^2 = k_x^2 + k_z^2$ – квадрат волнового числа, $\cos \theta = \omega/N$ – безразмерный параметр, характеризующий отношение частоты волнового движения во внутренней волне к частоте плавучести. Угол θ характеризует направление распространения групповой скорости волны по отношению к вертикали или фазовой скорости – к горизонтали. Полученные соотношения описывают внутренние гравитационно-капиллярные волны, которые испытывают отражение от свободной поверхности. Из выражений (17) для коротких внутренних волн ($k\Lambda \gg 1$) следует, что

$$\beta \approx -\alpha, \quad (18)$$

что означает, согласно (14), отсутствие поверхностной волны: вся энергия, падающая на свободную поверхность, отражается и распространяется уже в виде отраженной волны. Энергия низкочастотных движений, вносимых на свободную поверхность атмосферными возмущениями, также переносится внутренними волнами в толщу жидкости, что обеспечивает низкую плотность энергии в спектральном диапазоне с периодом в интервале от нескольких минут до нескольких часов и длинами волн от нескольких сотен метров до нескольких сотен километров [24].

В теории однородной жидкости в теоретических построениях широко используется свойство потенциальности поверхностных волн [2]. В стратифицированной жидкости это свойство теряется вследствие действия механизма бароклинной гене-

рации завихренности [2]. С учетом связи ротора скорости с функцией тока в двумерном течении [2]:

$$\text{rot} \mathbf{u} = -\Delta \psi, \quad (19)$$

из (7) и (8) следует, что завихренность поверхностных волн в стратифицированном океане ненулевая и равна

$$\Omega_S = \text{rot} \mathbf{u} = AN_{S+} k_z^2 \exp(k_z z + ik_x x - i\omega t) + AN_{S-} k_z^2 \exp(k_z z - ik_x x - i\omega t). \quad (20)$$

Оценка у завихренности для внутренних волн следует из формул (14) и (15):

$$\Omega_I = \text{rot} \mathbf{u} = (\alpha e^{ik_z z} + \beta e^{-ik_z z}) \times (AN_{I+} e^{ik_x x - i\omega t} + AN_{I-} e^{-ik_x x - i\omega t}) k_z^2, \quad (21)$$

$$AN_{S\pm} = A_{\pm} \frac{N_\omega^2 \exp(-z/\Lambda)}{1 - N_\omega^2 \exp(-z/\Lambda)},$$

$$AN_{I\pm} = A_{\pm} \frac{N_\omega^2 \exp(-z/\Lambda)}{N_\omega^2 \exp(-z/\Lambda) - 1}.$$

Рассмотрим амплитуды $AN_{S\pm}$ и $AN_{I\pm}$ в предельных случаях. Вблизи поверхности жидкости ($z \rightarrow 0$) выполняются переходы:

$$AN_{S\pm} \rightarrow A_{\pm} \frac{N_\omega^2}{1 - N_\omega^2}, \quad AN_{I\pm} \rightarrow A_{\pm} \frac{N_\omega^2}{N_\omega^2 - 1}. \quad (22)$$

И для поверхностных и для внутренних волн выражение (22) при приближении частоты волнового движения к частоте плавучести неограниченно растет и в пределе достигает бесконечно больших значений. Поверхностные волны с очень большими частотами ($\omega \gg N$) обладают нулевой завихренностью (в этом случае выражение (22) для поверхностных волн устремляется к нулевому значению). Внутренние волны с малыми частотами ($\omega \ll N$) обладают конечной завихренностью (выражение (22) для внутренних волн в этом случае стремится к постоянному значению A_{\pm}).

На глубине (при $z \rightarrow -\infty$) выполняются переходы:

$$AN_{S\pm} \rightarrow -A_{\pm}, \quad AN_{I\pm} \rightarrow A_{\pm}. \quad (23)$$

Таким образом, для поверхностных волн можно сделать вывод, что завихренность экспоненциально затухает с глубиной (см. выражение (20)), а внутренние волны на глубине обладают конечной завихренностью.

ПОСТРОЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ

Расчеты показывают, полученные выражения в предельных переходах сводятся к общепринятым, однако, наблюдения и сравнения с экспериментом построения лучше выполнять в пространстве

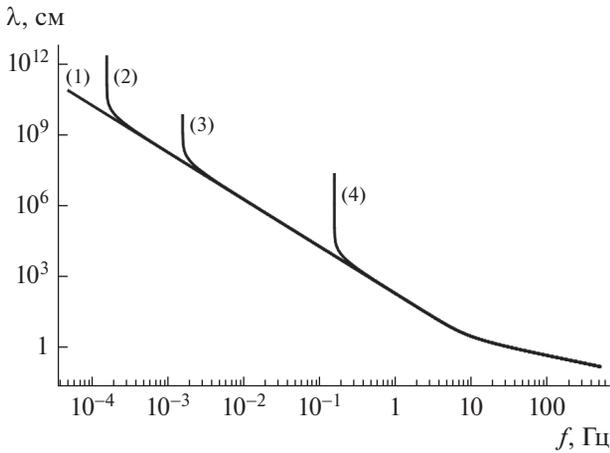


Рис. 1. Зависимость длины волны от частоты волнового движения.

физически наблюдаемых величин — длины, частоты, групповой скорости волны. Для выполнения построений необходимо, в первую очередь, определить понятие модуля волнового вектора, поскольку остальные величины прямо или косвенно зависят от него. В двумерном случае модуль волнового вектора можно определить двумя способами:

$$|k_1| = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}, \quad (22)$$

$$|k_2| = \sqrt{\operatorname{Re}(k_x)^2 + \operatorname{Im}(k_z)^2}. \quad (23)$$

Согласно наиболее общему определению волновой вектор — это градиент фазы волны. В выражении (22) учтены компоненты волнового вектора, отвечающие за затухание и за волновое движение, тогда как в выражении (23) компоненты, отвечающие за затухание, отсутствуют. Отличие в значениях величин (22) и (23) составляет $\sqrt{2}$ раз. Поскольку пространственное затухание не оказывает влияния на фазу волнового движения, более предпочтительным и физически обоснованным выглядит определение (23). В дальнейшем в этой работе мы будем придерживаться его.

В таком случае длина волны легко находится следующим образом:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{\operatorname{Re}(k_x)^2 + \operatorname{Im}(k_z)^2}}. \quad (24)$$

Подставляя дисперсионные соотношения в (24) получим зависимость длины волны от частоты волнового движения. Эта зависимость изображена на рис. 1 (здесь и далее все построения будут выполнены для жидкости с параметрами воды $\sigma = 72$ дин/см, $\rho_{00} = 1$ г/см³, $g = 981$ см/с²). Цифрой (1) обозначены зависимости для нестратифицированной жидкости ($N = 0$ с⁻¹). Цифрой (2)

обозначены зависимости для очень слабо стратифицированной жидкости ($N = 0.001$ с⁻¹), что соответствует годовому термоклину в океане [20, 21]. Цифрой (3) обозначены зависимости для слабо стратифицированной жидкости ($N = 0.01$ с⁻¹). Такая ситуация свойственна сезонному термоклину в океане [20, 21]. Цифрой (4) обозначены зависимости для сильно стратифицированной жидкости ($N = 1$ с⁻¹). Такие значения воспроизводимы в лабораторных условиях для жидкости с сильной стратификацией.

Из рис. 1 видно, что различия в генерируемых длинах волн между жидкостью с очень слабой стратификацией и однородной жидкостью начинают проявляться на очень больших длинах волн (порядка 10^9 см). При больших значениях стратификации различия проявляются для меньших длин волн.

Отдельный интерес представляет собой скорость распространения фазового фронта и скорость переноса энергии. Фазовая скорость волнового движения задается соотношением:

$$C_{ph} = \frac{\omega \mathbf{k}}{k^2} = \left\{ \frac{\omega k_x}{k_x^2 + k_z^2}; \frac{\omega k_z}{k_x^2 + k_z^2} \right\}. \quad (25)$$

Групповая скорость волнового движения, характеризующая за перенос энергии волной, определяется как градиент частоты волнового движения в пространстве волновых чисел:

$$C_{gr} = \left\{ \frac{\partial \omega}{\partial k_x}; \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right\}. \quad (26)$$

На рис. 2 представлены зависимости фазовой и групповой скоростей от частоты для жидкостей с разной стратификацией. Фазовые скорости обозначены на рисунке пунктирными линиями, групповые скорости — сплошными. Цифрами от (1) до (4) помечены графики зависимостей фазовых скоростей, а цифрам от (5) до (8) соответствуют графики зависимостей групповых скоростей при разных уровнях стратификации. Цифрами (1) и (8) обозначены зависимости для однородной жидкости ($N = 0$ с⁻¹), (2) и (7) — для очень слабо стратифицированной жидкости ($N = 0.001$ с⁻¹), (3) и (6) — для слабо стратифицированной жидкости ($N = 0.01$ с⁻¹). Цифрами (4) и (5) обозначены зависимости для сильно стратифицированной жидкости ($N = 1$ с⁻¹).

С увеличением частоты длина волны уменьшается. При достижении длиной волны значений, сопоставимых с масштабом стратификации

Λ (порядка 10^3 см для сильно стратифицированной жидкости, зависимости для которой обозначены литерой (4) и (5), порядка 10^7 см для слабо стратифицированной жидкости, зависимости для которой обозначены литерой (3) и (6) и порядка 10^9 см для очень слабо стратифицированной жидкости, зависимости для которой обозначены литерой (2) и (7)) стратификация для волны перестает быть заметна и все кривые ведут себя так, как ведут себя как для однородной жидкости (кривые, обозначенные литерой (1) и (8)).

И фазовая и групповая скорости обладают экстремумом – минимумом, причем своего минимального значения фазовая скорость достигает при большей частоте, чем групповая. На больших частотах групповая скорость превышает фазовую. С уменьшением частоты обе скорости уменьшаются и при некотором значении сравниваются – скорость переноса фазы волны совпадает со скоростью переноса энергии группой волн. Дальнейшее уменьшение частоты приводит к еще одному примечательному значению – частоте, при которой наблюдается минимальное значение групповой скорости волнового движения.

С уменьшением частоты волнового движения увеличивается длина волны и становится заметно влияние стратификации: с приближением к частоте плавучести фазовая скорость неограниченно возрастает, а групповая скорость устремляется к нулю. Частота плавучести является в некотором роде критической частотой: в идеальной жидкости поверхностные волны с частотой меньше, чем частота плавучести не реализуются (см. приложение Б).

Для наблюдения удобнее строить зависимости фазовой и групповой скоростей не от частоты, а от длины волны. При построении зависимостей для идеальной нестратифицированной жидкости в [2] проводилась нормировка на длину волны, при которой достигается минимум фазовой скорости. Учитывая важность групповой скорости как показателя переноса энергии, предпочтительнее выглядит выбор длины волны ее минимального значения. В аналитическом виде это сделать довольно затруднительно. На рис. 3 представлены зависимости фазовой и групповой скорости от длины волны для жидкостей с разной стратификацией. Обозначения на рис. 3 соответствуют обозначениям, введенным на рис. 2. Литерами (9) и (10) помечены линии, отмечающие минимум фазовой и групповой скоростей соответственно.

Из рис. 2 и 3 видно, что существует два характерных значения скорости: минимальное значение фазовой скорости C_{ph}^{min} и минимальное значение групповой скорости волн C_{gr}^{min} .

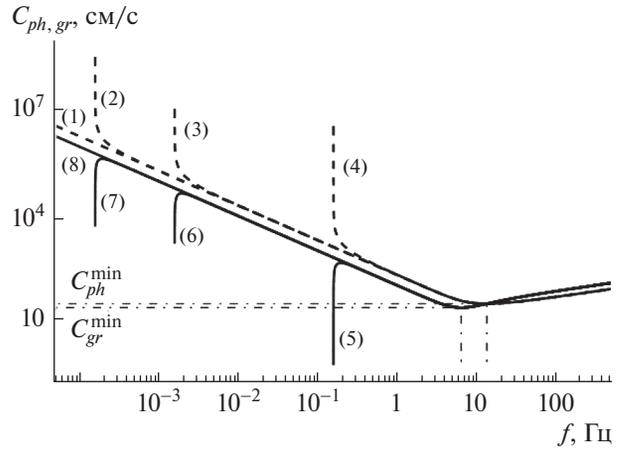


Рис. 2. Зависимость фазовой (пунктирные линии) и групповой (сплошные линии) скоростей от частоты волнового движения.

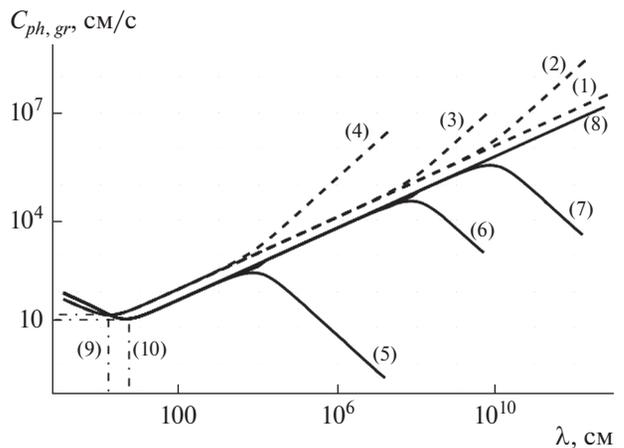


Рис. 3. Зависимость фазовой (пунктирная линия) и групповой (сплошная линия) скорости от длины волны.

Также интерес представляет значение частоты f_* (длины волны λ_*), при которой фазовая и групповая скорость сравниваются. Для жидкости, для которой были выполнены построения ($\sigma = 72$ дин/см, $\rho_{00} = 1$ г/см³, $g = 981$ см/с²) эти особенные значения совпадают и для однородной и для стратифицированной жидкости. Своего минимального значения $C_{ph}^{min} = 23.06$ см/с фазовая скорость достигает при значениях частоты $f_{ph}^{min} = 13.5$ Гц и длины волны $\lambda_{ph}^{min} = 1.7$ см. Минимальная групповая скорость $C_{gr}^{min} = 17.7$ см/с достигается при значениях частоты $f_{gr}^{min} = 6.5$ Гц и длины волны $\lambda_{gr}^{min} = 4.3$ см. Интересно, что групповая и фазо-

вая скорости сравниваются при характерном значении частоты $f_{\pm} = f_{ph}^{\min} = 13.5$ Гц и длины волны $\lambda_{\pm} = \lambda_{ph}^{\min} = 1.7$ см и принимают значение $C_{ph}^{\pm} = C_{gr}^{\pm} = C_{ph}^{\min} = 23.06$ см/с.

В эксперименте значительные отличия в скорости распространения фазового фронта и группы волн стоит ожидать на таких длинах волн, значения которых сопоставимы с масштабом стратификации Λ . С увеличением длины волны различия должны быть более заметны и существенны. При малых длинах волн по сравнению с масштабом стратификации последняя незаметна для волнового движения и в таких моделях жидкость можно считать однородной, что существенно упрощает расчеты.

ВЫВОДЫ

Проведен анализ распространения поверхностных волн в идеальной экспоненциально стратифицированной несжимаемой жидкости в плоской постановке в физически наблюдаемых переменных.

Показано, что при достижении длиной волны значений порядка масштаба стратификации жидкость ведет себя как однородная. С приближением частоты к частоте плавучести перенос энергии уменьшается: групповая скорость поверхностных волн стремится к нулю, а фазовая — к бесконечности.

В случае инфинитезимальных возмущений стратифицированной жидкости со свободной поверхностью получено: поверхностные и внутренние волны существуют в различных частотных областях. Геометрия распространения внутренних волн обеспечивает снижение интенсивности поверхностных возмущений с частотами, меньшими частоты плавучести.

Приложение А

В приближении Буссинеска второе уравнение системы (2) с учетом принятой функции распределения плотности (1) запишется следующим образом:

$$\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho_{00}} + (1 + r(z) + s(x, z, t)) \mathbf{g}. \quad (\text{A.1})$$

В линейном приближении уравнение (A.1) по компонентам запишется:

$$\begin{cases} \partial_t u = -\partial_x P / \rho_{00} \\ \partial_t w = -\partial_z P / \rho_{00} - (r(z) + s(x, z, t)) g. \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Стоит отметить, что в выражении (A.2) отсутствуют компоненты давления, отвечающие за гид-

ростатическое давление столба жидкости постоянной плотности ρ_{00} . Запишем компоненты скорости через функцию тока Ψ и произведем дифференцирование верхнего уравнения системы (A.2) по координате z , а нижнего уравнения — по координате x :

$$\begin{cases} \partial_{tzz} \Psi = -\partial_{xz} P / \rho_{00} \\ -\partial_{txx} \Psi = -\partial_{xz} P / \rho_{00} - g \partial_x s. \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Вычтем из верхнего уравнения нижнее и получим уравнение, связывающее функцию тока Ψ и возмущение плотности s :

$$-g \partial_x s + \partial_t \Delta \Psi = 0. \quad (\text{A.4})$$

Уравнение неразрывности с учетом принятых предположений и обозначений переписывается в виде:

$$\rho_{00} \partial_t s + \rho_{00} (1 + r + s) \operatorname{div} \mathbf{u} + \mathbf{u} \nabla \rho = 0. \quad (\text{A.5})$$

С учетом введения функции тока:

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = \partial_x u + \partial_z w = \partial_{xz} \Psi - \partial_{zx} \Psi = 0, \quad (\text{A.6})$$

уравнение неразрывности переписывается:

$$\partial_t s + \partial_z \Psi \partial_x s - \partial_x \Psi (\partial_z r + \partial_z s) = 0. \quad (\text{A.7})$$

И в линейном приближении справедливо:

$$\partial_t s - \partial_x \Psi \partial_z r = 0. \quad (\text{A.8})$$

Продифференцируем уравнение (A.4) по времени, уравнение (A.8) — по переменной x и домножим последнее на g и сложим результаты:

$$\partial_{tt} \Delta \Psi - g \partial_{xx} \Psi \partial_z r = 0. \quad (\text{A.9})$$

Для случая экспоненциальной стратификации уравнение (A.9) можно записать в явном виде:

$$\partial_{tt} \Delta \Psi + \partial_{xx} \Psi \exp(-z/\Lambda) g/\Lambda = 0. \quad (\text{A.10})$$

С точностью до принятых в работе обозначений уравнение (A.10) совпадает с уравнением (3) в основном тексте работы.

Кроме того, можно показать, что решение линеаризованной задачи (7), (14) обнуляет нелинейный член $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ в уравнении Эйлера в системе (2). Действительно, подстановка и (7) и (14) в $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ дает:

$$\begin{aligned} i \partial_x u + w \partial_z u &= \partial_z \Psi \partial_{xz} \Psi - \partial_x \Psi \partial_{zz} \Psi = 0, \\ i \partial_x w + w \partial_z w &= -\partial_z \Psi \partial_{xx} \Psi + \partial_x \Psi \partial_{xz} \Psi = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Следовательно, можно утверждать, что решение линеаризованной задачи удовлетворяет полной нелинейной системе (2) в данной постановке задачи.

Первый корень дисперсионного уравнения (13) принимает вид:

$$k_z = \frac{2 \times 3^{1/3} (1 - \omega^2) + 2^{1/3} \omega^2 \left(\frac{9\epsilon (1 - \omega^2)^2}{\omega^2} + \sqrt{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - 1)^3 (4 + 27\epsilon^2 \omega^2 (\omega^2 - 1))}{\omega^6}} \right)^{2/3}}{6^{2/3} \omega^2 \left(\frac{9\epsilon (1 - \omega^2)^2}{\omega^2} + \sqrt{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - 1)^3 (4 + 27\epsilon^2 \omega^2 (\omega^2 - 1))}{\omega^6}} \right)^{1/3}}. \quad (\text{Б.1})$$

Для поверхностных волн $\omega > 1$ выражение в знаменателе всегда положительно. Первое слагаемое в числителе отрицательно, а второе – положительно. Если пренебречь малыми слагаемыми, содержащими ϵ (которые вносят положительный вклад), то получим выражение, совпадающее с аналогичным для идеальной однородной жидкости:

$$2 \times 3^{1/3} (1 - \omega^2) + 2^{1/3} \omega^2 \left(\sqrt{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - 1)^3 4}{\omega^6}} \right)^{2/3}. \quad (\text{Б.2})$$

Сравнивая отрицательное и положительное слагаемые можно увидеть, что они равны друг другу только при $\omega = 1$. Учет стратификации жидкости приводит только к увеличению модулю положительного слагаемого.

Два оставшихся корня комплексно сопряженные и выглядят следующим образом:

$$k_z = \frac{2 \times 3^{1/3} (\omega^2 - 1) - 2^{1/3} \omega^2 \left(\frac{9\epsilon (1 - \omega^2)^2}{\omega^2} + \sqrt{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - 1)^3 (4 + 27\epsilon^2 \omega^2 (\omega^2 - 1))}{\omega^6}} \right)^{2/3}}{2 \times 6^{2/3} \omega^2 \left(\frac{9\epsilon (1 - \omega^2)^2}{\omega^2} + \sqrt{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - 1)^3 (4 + 27\epsilon^2 \omega^2 (\omega^2 - 1))}{\omega^6}} \right)^{1/3}} \pm \frac{2 \times 3^{5/6} (\omega^2 - 1) + 2^{1/3} \sqrt{3} \omega^2 \left(\frac{9\epsilon (1 - \omega^2)^2}{\omega^2} + \sqrt{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - 1)^3 (4 + 27\epsilon^2 \omega^2 (\omega^2 - 1))}{\omega^6}} \right)^{2/3}}{2 \times 6^{2/3} \omega^2 \left(\frac{9\epsilon (1 - \omega^2)^2}{\omega^2} + \sqrt{3} \sqrt{\frac{(\omega^2 - 1)^3 (4 + 27\epsilon^2 \omega^2 (\omega^2 - 1))}{\omega^6}} \right)^{1/3}}. \quad (\text{Б.3})$$

Видно, что действительная часть комплексно сопряженных корней с точностью до множителя $-\frac{1}{2}$ совпадает с первым корнем.

Условие физической реализации корней дисперсионных соотношений возникает из-за необходимости затухания движения с глубиной:

$$\text{Re}(k_z) > 0, \quad (\text{Б.4})$$

и существования компонент в волновом векторе, отвечающих за волновое движение:

$$\text{Im}(k_z) \neq 0, \quad (\text{Б.5})$$

и/или

$$\text{Re}(k_x) \neq 0. \quad (\text{Б.6})$$

Условию (Б.4) удовлетворяет только корень (Б.1). Причем для поверхностных волн это условие выполняется как для волн с частотой больше частоты плавучести (в безразмерных переменных $\omega > 1$) так и для волн с частотой меньше частоты плавучести ($\omega < 1$).

Для поверхностных волн связь между компонентами k_x и k_z в безразмерном виде выглядит следующим образом:

$$k_x = k_z \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega^2 - 1}}. \quad (\text{Б.7})$$

и для волн с частотой больше частоты плавучести

$$\operatorname{Re}(k_x) = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - 1}} \operatorname{Re}(k_z) > 0, \quad (\text{Б.8})$$

а для волн с частотой меньше частоты плавучести справедливо:

$$\operatorname{Re}(k_x) = \frac{\omega}{\sqrt{1 - \omega^2}} \operatorname{Im}(k_z). \quad (\text{Б.9})$$

Для реальных жидкостей $\varepsilon \ll 1$ и если выполнить разложение в ряд по малому параметру ε выражение (Б.1), то как минимум до слагаемых 20 порядка малости в компоненте волнового числа k_z не обнаруживается мнимой составляющей. Исходя из выражений (Б.9) и условий физической реализации корней дисперсионного уравнения (Б.4) – (Б.6) можно утверждать, что для поверхностных волн физически реализуем только один корень (Б.1) в области частот больших, чем частота плавучести.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00598 “Гидродинамика и энергетика капли и капельных струй: формирование, движение, распад, взаимодействие с контактной поверхностью”, <https://rscf.ru/project/19-19-00598/>).

Авторы благодарны неизвестному члену редакционной коллегии журнала за ценные замечания

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лэмб Г. Гидродинамика. М.-Л.: ГИТТЛ, 1949. 928 с.
2. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе И.В. Теоретическая гидромеханика. Ч. I М.: Государственное Издательство Физико-математической литературы, 1963. 585 с.
3. Thomson W. Hydrokinetic solutions and observations // Phil. Mag. 1871. V. 42. P. 362–377.
4. Stokes G.G. On the theory of oscillatory waves // Trans. Cambridge Phil. Soc. 1847. V. 8. P. 441–455.
5. Rayleigh (Lord). Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density // Proc. London Math. Soc. 1882. V. s1–14, Is. 1. P. 170–177.
6. Väisälä V. Über die Wirkung der Windschwankungen auf die Pilotbeobachtungen // Soc. Sci. Fenn. Commentat. Phys.-Math. 1925. V. 2. P. 19–37.
7. Brunt D. The period of simple vertical oscillations in the atmosphere // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1927. V. 53. P. 30–32.
8. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: ИИЛ, 1951. 576 с.
9. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Мир, 1981. 598 с.
10. Чашечкин Ю.Д. Перенос вещества окрашенной капли в слое жидкости с бегущими плоскими гравитационно-капиллярными волнами // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 2. С. 218–229.
11. Lautenbacher C. Gravity wave refraction by islands // J. Fluid Mech. 1970. V. 41(3), P. 655–672.
12. Miles J. On surface-wave diffraction by a trench // J. Fluid Mech. 1982 V. 115. P. 315–325.
13. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны М: Мир. 1977.
14. Гаврилов Н.М., Попов А.А. Моделирование сезонных изменений интенсивности внутренних гравитационных волн в нижней термосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 1. С. 79–91.
15. Kinsman B. Wind waves. New Jersey: Prentice-Hall, Englewood Cliffs. USA. 1965. 676 p.
16. Holthuijsen L.H. Waves in oceanic and coastal waters. Cambridge: CUP. 2007. 388 p.
17. Потапов И.И., Силакова Ю.Г. О развитии волновых возмущений донной поверхности в реках и каналах // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 2. С. 212–217.
18. Hung L.-P., Tsa W.-T. The formation of parasitic capillary ripples on gravity–capillary waves and the underlying vortical structures // J. Phys. Oceanogr. 2009. V. 39. Iss. 2. P. 263–269.
19. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Поверхностные колебания свободно падающей капли идеальной жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 2. С. 206–212.
20. Федоров К.Н. Тонкая технохалинная структура океана. Л.-д, Гидрометеиздат. 1976. 184 с.
21. Thorpe S.A. The turbulent ocean. Cambridge University Press, 2005.
22. Chashechkin Y.D. Foundations of Engineering Mathematics Applied for Fluid Flows // Axioms. 2021. V. 10(4). 286.
23. Кистович Ю.В., Чашечкин Ю.Д. Линейная теория распространения пучков внутренних волн в произвольно стратифицированной жидкости // Прикладная механика и техническая физика. 1998. Т. 39. № 5. С. 88–98. <https://doi.org/10.1007/BF02468043>
24. Munk W.H. Long ocean waves // In: The Sea: Ideas and observations on progress in the study of the Sea. N.Y. J. Wiley. 1962. P. 647–663.
25. de Bruijn N.G. Asymptotic methods in analysis. Amsterdam. North–Holland Publishers. 1958. де Брэйен Н.Г. Асимптотические методы в анализе. М.: ИИЛ. 1961. 247 с.
26. Froman N., Froman P.O. JWKB approximation. Contribution to the theory. Amsterdam. North–Holland Publishers. 1965. Фрёман Н., Фрёман П.У. ВКБ-приближение. М.: ИИЛ. 1967. 168 с.
27. Nayfeh A. H. Introduction to perturbation techniques. A Wiley-Interscience Publication. – 1981. Найфэ А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984, 535 с.

Two-Dimensional Periodic Waves in an Inviscid Continuously Stratified Fluid**A. A. Ochirov^{1, *} and Yu. D. Chashechkin^{2, **}**¹*P.G. Demidov Yaroslavl State University, Sovetskaya Str. 14, Yaroslavl, 150003 Russia*²*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, Prospekt Vernadskogo 101-1, Moscow, 119526 Russia***e-mail: otchirov@mail.ru****e-mail: yulidch@gmail.com*

The propagation of two-dimensional periodic waves in an inviscid continuously stratified liquid with a free surface in the frequency range from 10^{-4} to 5×10^2 Hz is investigated. Dispersion relations are given, as well as expressions for phase and group velocities for surface and internal waves in physically observable variables. It is shown that when the wavelength reaches values of the order of the stratification scale, the liquid behaves as homogeneous. As the wave frequency approaches the buoyancy frequency, the energy transfer rate decreases: the group velocity of surface waves tends to zero, and the phase velocity tends to infinity. In the case of infinitesimal perturbations of a stratified fluid with a free surface, surface and internal waves exist in separated frequency intervals.

Keywords: surface waves, internal waves, stratified liquid

УДК 550.341:551.515

О ВЗАИМНОЙ ДИНАМИКЕ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ

© 2022 г. М. И. Ярошевич*

*e-mail: myarosh32@gmail.com

Поступила в редакцию 14.04.2022 г.

После доработки 24.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

Рассматриваются взаимосвязи энергетического характера в динамике циклонической активности тропических циклонов (ТЦ). Выявленные взаимосвязи, представленные регрессионными соотношениями, охватывают диапазон разных масштабов этапов циклонической активности. Установленные взаимосвязи могут служить оперативными оценками прогностического характера в ближайшей динамике циклонической активности.

Ключевые слова: тропические циклоны, циклоническая активность, взаимосвязи этапов циклонической активности

DOI: 10.31857/S0002351522050121

1. ВВЕДЕНИЕ

В статье приведены основные результаты многолетних исследований тропических циклонов (ТЦ) автором данной статьи. В основу рассмотрения проблемы изначально положено представление об энергетической взаимозависимости между ТЦ в процессе глобального циклогенеза. Исследуется статистика параметров ТЦ с нахождением соответствующих регрессионных соотношений.

Надо отметить, что зачастую явление каждого ТЦ исследуется отдельно [1–6]. Такой подход обусловлен, по меньшей мере, следующими причинами. ТЦ – достаточно сложное и комплексное явление, разумное исследование которого возможно, при упрощении, в частности, с отделением от влияния внешних факторов. К тому же ТЦ представляет собой мощный концентрированный вихрь, легко выделяющийся из окружающей среды. Соответственно, циклоны развивающиеся одновременно или последовательно во времени энергетически нередко полагаются независимыми событиями. Следует отметить, что известны редкие исследования взаимодействия двух одновременно действующих ТЦ. Было установлено, что взаимодействие циклонов носит простой гидродинамический кинематический характер – синхронное вращение вокруг оси, расположенной на линии, соединяющей их центры [7, 8].

ТЦ зарождаются и действуют в открытой системе “океан-атмосфера” с потенциально множеством источников и стоков. Ресурсы системы, благоприятствующие циклонической активности, ограничены. Поэтому предположение о кон-

курении за эти ресурсы, а значит и о взаимозависимости одновременно или близких по времени действующих циклонов, кажется, достаточно оправданным. В [9] был приведен ряд аргументов в пользу такого подхода и была предложена нелинейная модель, развивающая идейно близкий подход В.В. Шулейкина [10] и описывающая взаимодействие ТЦ с верхним слоем океана.

Ниже приведен ряд основных результатов анализа циклонической активности, продемонстрировавших энергетические взаимозависимости различных этапов этого сложного и комплексного явления.

Исходной информацией всех расчетных экспериментов служат метеоданные более 2000 ТЦ (депрессий, штормов, тайфунов), произошедших в течение 1945–2015 годов, в северо-западной части Тихого океана (5–45° N и 115–175° E). Данные о ТЦ были взяты из открытого источника: <http://weather.unisys.com/hurricane/>¹.

2. НЕКОТОРЫЕ ВЗАИМОСВЯЗИ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ

1. В первую очередь рассматривалась задача о возможной связи характера уже развитого тропического циклона с его начальной стадией. Наиболее значимым оказалось рассмотрение в качестве “начала” циклона первые его двое суток. При

¹ Прим. ред. В настоящее время ресурс недоступен, данные сохранены на <https://web.archive.org/web/20180511082527/http://weather.unisys.com/hurricane/>. Надо выбирать данные по годам в столбце West Pacific.

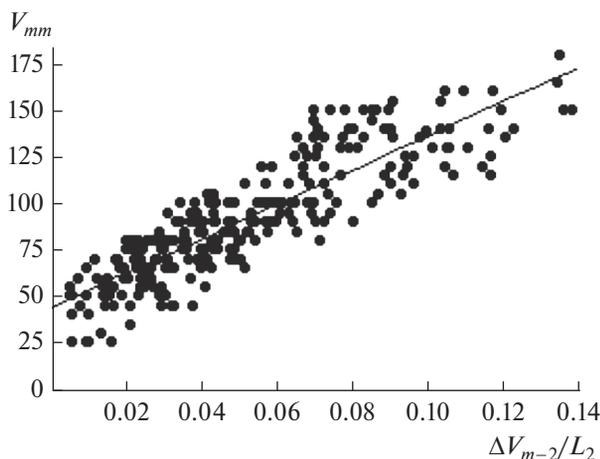


Рис. 1. Зависимость максимальной скорости ветра ТЦ V_{mm} (уз.) и разности скоростей ветра в конце первых двух суток действия циклона ΔV_{m-2} (уз.) к пути, пройденным ТЦ L_2 (км). Регрессионная связь реализуется по соотношению $V_{mm} = 44 + 915\Delta V_{m-2}/L_2$.

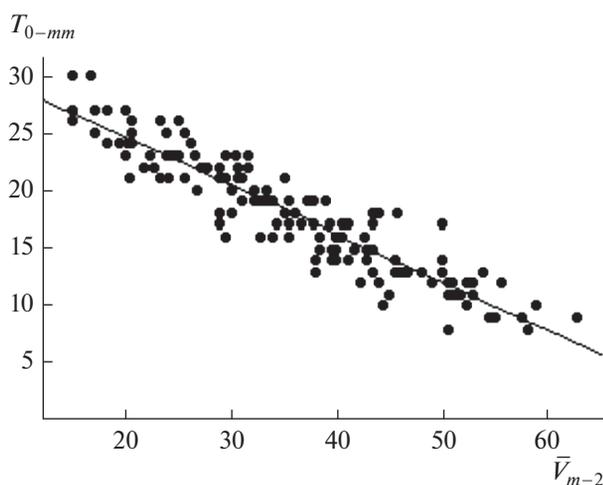


Рис. 2. Зависимость длительности времени от начала циклона до достижения максимальной скорости ветра в циклоне T_{0-mm} от средней скорости ветра в течение первых двух суток действия циклона \bar{V}_{m-2} . Зависимость отражена соотношением $T_{0-mm} = 33.6 - 0.44 \cdot \bar{V}_{m-2}$. T_{0-mm} выражено в 6-часовых отрезках времени; \bar{V}_{m-2} — в узлах.

этом, выбирались тайфуны и сильные штормы с $V_{mm} \geq 50$ узлов (V_{mm} — максимальная скорость ветра в рассматриваемом циклоне) и только те ТЦ, которые по метеосводкам начинались со скорости ветра $V_m \leq 25$ узлов.

Была обнаружена линейная связь между максимальной скоростью ветра ТЦ V_{mm} и отношением разности скоростей ветра в конце первых двух суток действия циклона и в его начале ΔV_{m-2} к пути,

пройденным ТЦ за это время L_2 (рис. 1). Регрессионная связь имеет вид: $V_{mm} = 44 + 915\Delta V_{m-2}/L_2$, где скорость берется в узлах, расстояние — в км.

2. Рассматривалась связь времени нарастания циклона T_{0-mm} (время от начала ТЦ до достижения в нем максимальной скорости ветра) со средней скоростью ветра в течение первых двух суток циклона \bar{V}_{m-2} . Зависимость на рис. 2 носит линейный характер: $T_{0-mm} = 33.6 - 0.44\bar{V}_{m-2}$. Здесь T_{0-mm} выражено в 6-часовых отрезках времени; \bar{V}_{m-2} — в узлах.

В [11, 12] было показана также наличие хорошей корреляции между средней скоростью перемещения тайфуна на его нарастающем этапе и средней скоростью его перемещения в его первые двое суток.

Отметим также достаточно убедительную иллюстрацию того, что две важные характеристики циклона V_{mm} и T_{0-mm} задаются, в целом, начальным этапом развития ТЦ. Хотя окружающая среда влияет, безусловно, на развитие циклона, определяющим является его начальное состояние. Оно же, как и основная интенсификация, в свою очередь, определяется условиями, существующими на предыстории при возникновении ТЦ.

3. Отдельно была рассмотрена возможность энергетической взаимосвязи уже между самими циклонами. В периоды высокой циклонической активности, ТЦ чаще всего действуют группами. В этих случаях должна сильнее осуществляться «конкуренция» между циклонами [9] и в связи с этим, вероятно, четче проявятся закономерности возможных взаимосвязей. В наших исследованиях мы в качестве группы рассматриваем хронологический ряд, последовательно, фрагментарно или полностью во времени, совпадающих друг с другом ТЦ. В группу включаются и циклоны, когда, согласно метеосводкам, время между завершением одного циклона и началом последующего циклона не превышает одних суток. Метеосводки о циклонах начинаются и заканчиваются, как правило, при значениях максимальной скорости ветра в $V_m = 20-25$ узлов. Такие условия соответствуют уже состоянию депрессии. Физически ТЦ начинается раньше, равно как и заканчивается позже даты, указываемой в базах данных. Обозначенный нами здесь разрыв между ТЦ в одни сутки является достаточно условным ограничением. На самом же деле в этих случаях нет временного интервала между циклонами.

Далее была предпринята попытка в группе одновременно действующих ТЦ найти признак, определяющий общее влияние всех циклонов группы на развитие одного из циклонов этой же группы. Фактически, выявлялась взаимосвязь ТЦ

внутри группы. Здесь в качестве “основных” циклонов, то есть, циклонов относительно которых определяется влияние других циклонов, рассматриваются только тайфуны. В роли же “влияющих” рассматриваются практически все циклоны. В принципе же в настоящем исследовании все группы ТЦ равноправны. Каждый из циклонов может быть и в роли “основного” и в роли “влияющего” циклона.

Интенсивность “влияющих” циклонов может отразиться на различных характеристиках “основного” циклона. В частности, в качестве характеристики «основного» циклона рассматривается среднее значение скорости нарастания квадрата скорости ветра — $F = (V_{mm}^2 - V_{m1}^2) / \Delta t_{mm-m1}$, в зависимости от “влияющих” ТЦ. Здесь V_{m1} — скорость ветра в начале “основного” циклона, V_{mm} — максимальная скорость ветра “основного” циклона, Δt_{mm-m1} — время между значениями V_{m1} и V_{mm} . (F можно рассматривать в качестве меры среднего значения скорости нарастания кинетической энергии “основного” циклона [13]).

Показателем “влияния” определяется $\sum V_{rij}^2$, в которой V_{rij} — скорость ветра в i -ое время конкретного дня j -го “влияющего” циклона на расстоянии r до конкретных координат “основного” циклона.

Значения V_{rij}^2 определяются из соотношения $V_{rij}^2 = V_{mij}^2 \exp(-\alpha t^2) / r$, где V_{mij} — максимальная скорость ветра j -го “влияющего” циклона в i -ое время, t — время между i -ым временем “влияющего” циклона и временем “основного” циклона, α — коэффициент затухания энергии ветра во времени², r — расстояние от “влияющего” циклона до конкретных координат “основного” циклона). Таким образом, $P = \sum V_{rij}^2$ — это сумма значений квадратов скоростей ветра в фиксированные моменты времени всех циклонов, предшествующих “основному” циклону и фрагментарно совпадающих во времени с нарастающим этапом “основного” циклона. Поскольку V_{rij}^2 , в целом отражает относительную величину кинетической энергии на фиксированных (6-часовых) интервалах времени, то предполагается, что предложенный показатель “влияния”, определенным образом характеризует энергетически циклоническую

² Здесь $\alpha = 3.49 \times 10^{-6}$. В расчете значения α исходили из предположения, что самая высокая скорость циклонического ветра в 180 морских узлов (92.6 м/с) по истечении 15 суток снизится до 1 м/с. Вывод зависимости V_{rij}^2 подробней изложен в [14].

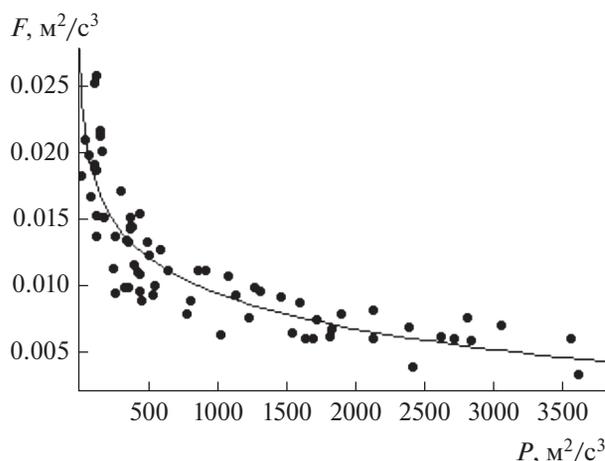


Рис. 3. Зависимость среднего значения ускорения от относительной кинетической энергии “основного” циклона F от суммарной относительной кинетической энергии “влияющих” тропических циклонов P . Регрессионная кривая соответствует $F = 0.7P^{-0.3}$. Здесь “влияющие” циклоны совпадают по времени целиком или частично со временем нарастающего этапа “основного” циклона.

ситуацию на рассматриваемой территории в данный момент времени [14].

Зависимость среднего значения ускорения от относительной кинетической энергии “основного” циклона F от суммарной относительной кинетической энергии “влияющих” тропических циклонов P , представлена на рис. 3. В роли “основных” циклонов рассматривались тайфуны с $V_{mm} \geq 100$ узлов, а “влияющими”, как уже отмечалось, здесь были все циклоны, фрагменты которых по времени целиком или частично совпадают с нарастающим этапом “основного” циклона. Как видно из рис. 3, с усилением энергетического “веса” “влияющих” циклонов средняя скорость нарастания “основного” циклона падает как $F = 0.7P^{-0.3}$.

Отметим, что схожая с рис. 3 степенная зависимость наблюдается при выборе в качестве “основных” циклонов тайфунов с $V_{mm} \geq 70$. При этом анализе влияние оценивалось не только по совпадающим во времени фрагментам “основного” и “влияющих” циклонов, но и по всем циклонам (фрагментам циклонов), что действовали в пределах 5 суток до начала “основного” циклона. Фактически здесь предполагалось, что влияние определяется всей циклонической обстановкой начиная за 5 суток до начала “основного” циклона и до достижения им значения V_{mm} .

4. Рассмотрим группы ТЦ далее иным образом. Выделяем “основной” циклон, но в данном случае выбираем для этого самый мощный циклон группы. Целью такого рассмотрения был во-

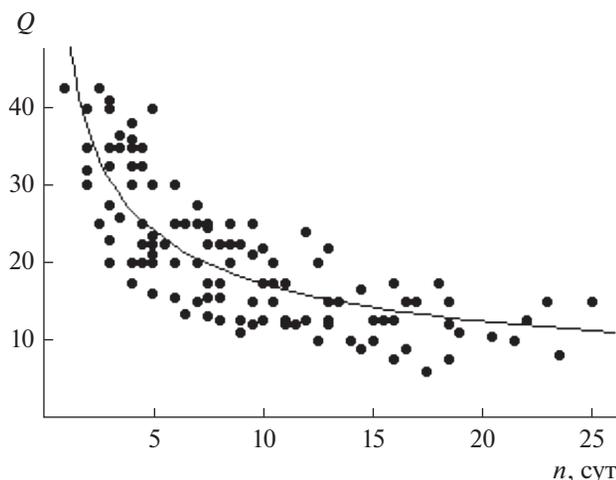


Рис. 4. Скорость ослабления предшествующего тропического циклона $Q = (V_{mm} - V_2)/2$ (уз./сут.) в зависимости от интервала времени n (сут.) между моментами максимальных скоростей ветра предшествующего и основного тропических циклонов группы. V_{mm} , V_2 – соответственно максимальная скорость ветра циклона и скорость его ветра по завершении двух суток. Регрессионная связь выражена соотношением $Q = 51.6 n^{-0.47}$.

прос о “предчувствии” предшествующими по времени циклонами группы развития в будущем этого “основного” циклона. В качестве “основных” рассматривались циклоны, максимальная скорость ветра которых $V_{mm} \geq 130$ узлов.

Соответственно, определялись скорости ослабления предшествующих циклонов в зависимости от временного интервала n между моментами максимальных значений скоростей ветра предшествующих циклонов и основного циклона. Среднее значение скорости ослабления циклона должно бы определяться по разности его максимальной скорости ветра и скорости ветра в конце циклона. Однако, в ряде случаев, по метеосводкам, окончание циклона отмечено при скоростях ветра штормового уровня, что, конечно, не может восприниматься в качестве разумной оценки времени окончания циклона. В этой связи ослабление циклона определялось по разности максимальной скорости ветра V_{mm} и скорости ветра спустя двое суток $V_2 - Q = (V_{mm} - V_2)/2$. Многие тропические депрессии и слабые тропические штормы, у которых отмеченное время ослабления менее двух суток, исключались из выборки.

Были проведены обширные расчеты и определены распределения интервалов времени между максимальной скоростью ветра основного циклона и максимальными скоростями ветра предшествующих циклонов [15]. Результаты представлены на

рис. 4, где отмечается степенная связь между величинами, оцениваемая как $Q = 51.6 n^{-0.47}$. Можно сделать вывод, что по мере уменьшения временного интервала n между моментами максимальных скоростей ветра предшествующего и основного тропических циклонов группы скорость ослабления циклонического ветра предшествующих циклонов усиливается.

Таким образом, отслеживая поток циклонов в реальном времени по последовательной динамике их ослабления, создается возможность, хотя и оценочно, “предчувствовать” возможное приближение времени основного тайфуна группы.

Изложенные в этом разделе результаты, как кажется, довольно убедительно свидетельствуют о существовании энергетических взаимозависимостей ТЦ, действующих в группах. Скорее всего, возможные взаимосвязи между циклонами отнюдь не исчерпываются приведенными зависимостями. В этой связи представляются оправданными исследования как единой сложной структуры группы фрагментарно или полностью совпадающих во времени тропических циклонов.

3. МОДЕЛЬ ЦИКЛОНИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ В ЗОНЕ ДЕЙСТВИЯ ЦИКЛОНОВ

5. Приведенные выше зависимости, наряду с другими результатами схожего характера, указывают на более глубокую взаимную интеграцию ТЦ между собой. Был рассмотрен ряд постановок задач, в которых не удалось получить значимых выводов. Один из таких примеров – получение достоверной оценки энергетической роли в общей динамике циклонической активности каждого из группы ТЦ в часто встречаемых случаях одновременного или почти одновременного их действия. Для определенного разрешения подобных проблем была предложена, довольно простая модель, совместного энергетического представления всех действующих в зоне циклонов в данный момент времени [16, 17].

Кратко изложим суть модели. Основой расчетов является метод оценки кинетической энергии отдельного циклона, которая пропорциональна квадрату скорости ветра [13]. Координаты реальных циклонов, приведенные в метеосводках в 00 ч и 12 ч гринвичского времени рассматриваются в модели в качестве “источников” ветра и центров круговых ветровых полей³. Вся зона, где действуют ТЦ, делится на элементарные квадраты размерами в за-

³ В тропическом циклоне ветровые поля не совсем круглые. Представление их в реальном виде сильно усложнило бы модель и расчеты, в связи, с чем ветровые поля представлялись в виде окружностей.

висимости от решаемой задачи (например, $2^\circ \times 2^\circ$). В каждое фиксированное время (00 ч и 12 ч) рассматриваются “источники” всех циклонов, действовавших на этот момент времени. По соответствующим каждому “источнику” значениям максимальной скорости ветра V_m и радиусу максимальных ветров r_m , рассчитываются множество значений r и V_r . Величина r — это расстояния от “источника” до центров всех рассматриваемых элементарных квадратов, а V_r — соответствующие скорости ветра в центрах элементарных квадратов. Значения V_r определяются из соотношения $V_r = V_m (r_m/r)^k$ [1, 2]. Здесь $k = 0.5$, как величина, наиболее часто оцениваемая в натурных экспериментах в циклонической зоне северо-западной части Тихого океана [1]. По значениям V_r для каждого элементарного квадрата и от каждого “источника” рассчитывается значение V_r^2 , которое здесь условно назовем кинетической энергией. К энергии, рассчитанной для данного момента времени, прибавляется энергия, вычисленная по “источникам” в прошлые моменты времени, естественно, с учетом прошедшего отрезка времени. При этом ослабление энергии во времени оценивается по экспоненте, исходя из примерно того времени ослабления реальных циклонов [1, 2]. В каждом элементарном квадрате формируется суперпозиция значений энергии. Сумма суперпозиционных энергий всех элементарных квадратов E_k и характеризует циклоническую активность (циклоническую энергию) на данный момент времени по всей рассматриваемой площади. В итоге годовой поток циклонов, предстает хронологической последовательностью, состоящей из 730 или 732 значений энергии E_k , отражающей общую динамику циклонической активности в течение года. Эта последовательность, приведенная на рис. 5, представляет собой перемежаемые ряды всплесков циклонической активности и циклонического затишья.

Здесь необходимо, как кажется, сделать одно примечание в связи с вышеописанной моделью. ТЦ зарождаются и развиваются при определенных сочетаниях ряда синоптических характеристик среды. Эти характеристики довольно сложно определяются в непрерывном режиме. Нам известны далеко не все факторы определяющие характер ТЦ. В приведенной модели мы абстрагировались от синоптических факторов и возможных неопределенностей, полагая, что они, интегрировано, представлены в скорости циклонического ветра, или в энергии ветра. Следует также отметить, что изменение циклонической активности, определяемое моделью, достаточно

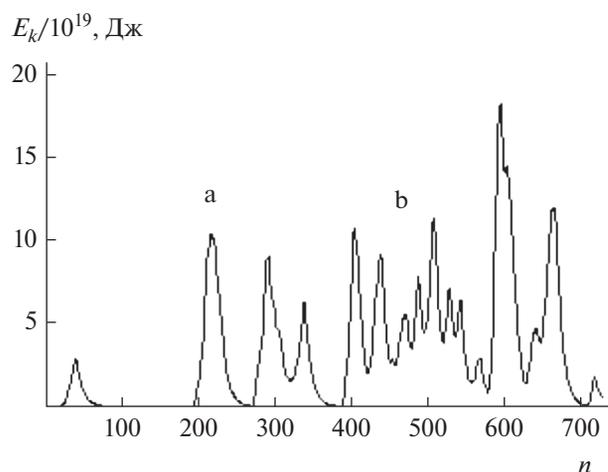


Рис. 5. Пример годовой динамики циклонической активности (2003 г). По вертикальной оси — суммарная кинетическая энергия циклонов, по горизонтальной оси — годовой ряд полусуток. Вертикальный профиль энергии отдельного циклона — (а), вертикальный профиль энергии группы фрагментарно совпадающих во времени циклонов (б). В контуре сложного всплеска (б) каждый “пик” — это обозначение максимальной энергии одного из циклонов группы.

хорошо отражает циклоническую ситуацию с ее динамикой.

б. В ряде расчетных экспериментов исследовалась возможность существования энергетической взаимосвязи между двумя хронологически следующими друг за другом всплесками циклонической активности. Рассмотрим здесь один из результатов — наиболее простой по количеству участвующих параметров и достаточно выразительный по характеру взаимозависимости.

В расчетах участвуют три параметра: $(\sum E_k)_1$ — суммарная энергия первого по хронологии всплеска циклонической активности, $(\sum E_k)_2$ — суммарная энергия следующего по хронологии всплеска и отношение энергии второго всплеска к энергии первого всплеска — $(\sum E_k)_2 / (\sum E_k)_1$.

Почему здесь рассматривается взаимосвязь $(\sum E_k)_2 / (\sum E_k)_1$ и $(\sum E_k)_1$, а не напрямую взаимосвязь между $(\sum E_k)_2$ и $(\sum E_k)_1$? Годовые циклонические активности по ряду параметров сильно между собой различаются. Большой всплеск в году относительно слабой циклонической активности может оказаться равным малому или среднему всплеску года большей циклонической активности. В этом случае, выявляя взаимосвязь между $(\sum E_k)_2$ и $(\sum E_k)_1$ по годам мы получили бы большой разброс точек с ненадежной закономерностью.

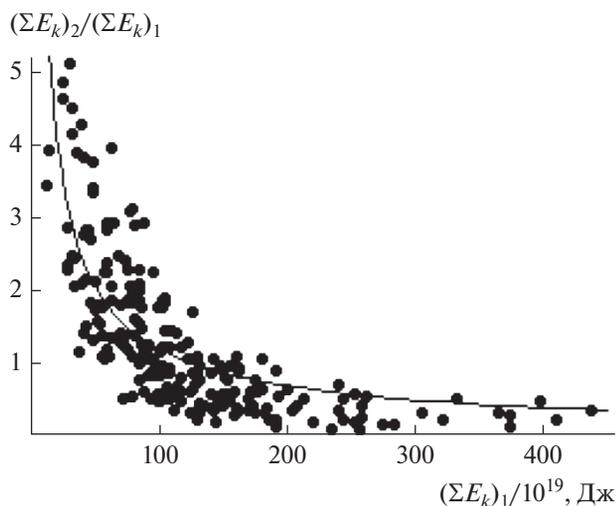


Рис. 6. Зависимость между отношением суммарных энергий последовательных всплесков циклонической активности $(\sum E_k)_2 / (\sum E_k)_1$ к суммарной циклонической энергии предшествующего всплеска $(\sum E_k)_1$. Сплошная линия – степенная аппроксимация $(\sum E_k)_2 / (\sum E_k)_1 = 46.15 \times (\sum E_k)_1^{-0.79}$.

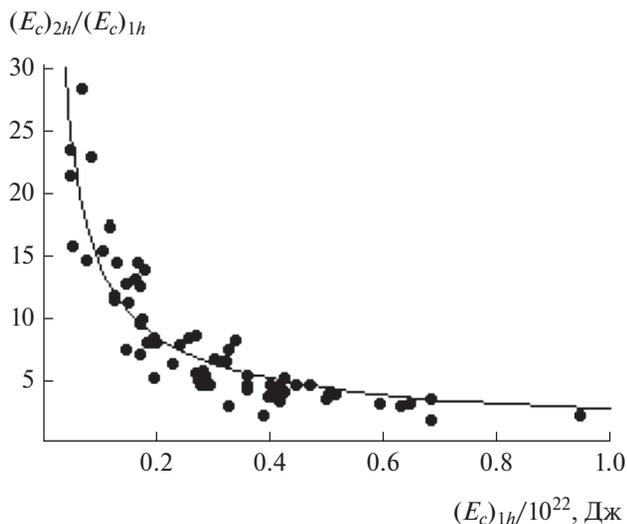


Рис. 7. Зависимость между отношением суммарной энергии 2-е полугодие $(E_c)_{2h}$ к суммарной энергии за 1-е полугодие $(E_c)_{1h}$ к суммарной энергии за 1-е полугодие одного и того же года. Сплошная линия – степенная аппроксимация $(E_c)_{2h} / (E_c)_{1h} = 2.58 \times (E_c)_{1h}^{-0.73}$.

стью искомой связи. Исследуя же взаимосвязь $(\sum E_k)_2 / (\sum E_k)_1$, мы искусственно как бы нормируем сезоны, а стало быть, и всплески. На рис. 6 показан характер этих взаимосвязей, аппроксимируе-

мый степенным регрессионным соотношением $(\sum E_k)_2 / (\sum E_k)_1 = 46.15 \times (\sum E_k)_1^{-0.79}$.

Соответственно, оценив значение $(\sum E_k)_1$, мы можем представить примерно суммарное значение энергии следующего – предстоящего всплеска циклонической активности. Главное же в полученном результате – это иллюстрация существования энергетической взаимосвязи между соседними всплесками циклонической активности.

7. Схожие принципы были положены в основу постановки следующего эксперимента. Рассматривалась возможная взаимозависимость суммарных значений циклонической энергии за первое $(E_c)_{1h}$ и второе $(E_c)_{2h}$ полугодия одного и того же года.

Регрессионная связь между $(E_c)_{1h}$ и $(E_c)_{2h} / (E_c)_{1h}$ представлена на рис. 7. Как и в предыдущем исследовании закономерность взаимозависимости гораздо лучше проявилась в представленном относительном соотношении, нежели при попытках выявить связь напрямую между $(E_c)_{1h}$ и $(E_c)_{2h}$. Причины те же, что и при сопоставлении всплесков – значительные различия в годовых значениях циклонической активности. Таким образом, и в данном случае выявлена новая энергетическая взаимосвязь двух крупных по времени этапов циклонической активности.

8. Далее, как показалось, вполне логично рассмотреть возможные межгодовые взаимосвязи циклонических энергий. Иначе говоря, следовало выяснить – влияет ли циклоническая активность текущего года на циклоническую активность следующего за ним года. При этом, сразу, интуитивно исходили из того, что искомую связь следует искать, соотнося энергию конца рассматриваемого года с энергией начала следующего года. Такое решение основывалось на представлении, что физические циклонические процессы в среде, происходящие в период “поздняя осень – зима – ранняя весна”, более связаны между собой, чем, если бы в решаемой задаче сопоставлялись годовые или даже полугодовые энергии. По крайней мере, как казалось, для начала только так можно было выявить последовательную межгодовую связь циклонической активности. В расчетном эксперименте, в частности, исследовалось, возможное, влияние суммарной циклонической энергии за последние сто дней года $(\sum E_c)_e$, на суммарную энергию первых ста дней последующего года $(\sum E_c)_b$.

Здесь необходимо вновь обратить внимание на то, что было сказано выше, – значения годовых энергий ощутимо между собой различаются. Поэтому, и в этом случае последовательные сопо-

ставления значений $(\sum E_c)_e$ и $(\sum E_c)_b$ приводят к графику с сильным разбросом точек, из которого не просматривается какая-либо закономерность. В целях хотя бы частичного решения этой проблемы здесь под $(\sum E_c)_e$ и $(\sum E_c)_b$ рассматривались их относительные значения – деленные на суммарные годовые энергии соответствующего года. Такое своеобразное нормирование, позволило увидеть существование определенной связи между значениями $(\sum E_c)_b$ от $(\sum E_c)_e$, представленную на Рис. 8. По соответствующему регрессионному соотношению при изменениях величины $(\sum E_c)_e$ в пределах 0.1–0.7, что соответствует всему диапазону этих значений, величина $(\sum E_c)_b$, в среднем, вырастает в 7 раз. Как кажется, закономерность приемлемо четкая.

На рис. 8 наблюдается относительно большой разброс точек. Он объясним, по крайней мере, двумя факторами. Это уровень точности определения скоростей циклонических ветров V_m , приводимых в исходных метеорологических сводках. В расчетных экспериментах, мы воспользовались очень большим количеством этих значений. Второй фактор, возможно, связан с применяемой нами формулой расчетов скоростей ветра на расстояниях – $V_r = V_m (r_m/r)^k$ [1, 2]. Нами обычно рассматривается значение $k = 0.5$, как наиболее часто выявленная в наблюдениях величина. Однако в [1] отмечается, что на некоторых расстояниях значение “ k ” может варьировать в пределах от 0.5 до 1. При этом, случаи, когда $0.5 < k < 1$ не оговариваются. К сожалению, других способов более точного определения скорости ветра на удалении от зоны максимальных ветров автору не известны.

С таким же методическим подходом были исследованы и возможные влияния суммарных энергий, определенных для больших интервалов времени. Тенденция взаимного влияния сохранялась. Однако, с ростом временных интервалов, для которых рассчитывается суммарная энергия, степень влияния уменьшается. Последнее как раз и показывает, что не энергия большей части предшествующего года влияет на энергию последующего года, а влияет суммарная энергия конца предшествующего года.

Выявленная здесь энергетическая взаимосвязь между хронологически последовательными годовыми циклоническими активностями позволяет, как кажется, достаточно обоснованно рассматривать многолетнюю динамику этой активности как единый непрерывный процесс.

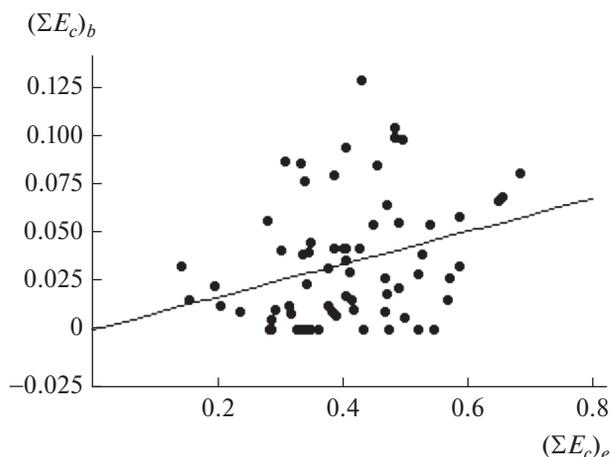


Рис. 8. Зависимость относительной суммарной величины циклонической энергии достигнутой за первые 100 дней текущего года $(\sum E_c)_b$ от относительной суммарной величины циклонической энергии достигнутой за последние 100 дней хронологически предшествующего года $(\sum E_c)_e$. Сплошная линия – регрессионная зависимость $(\sum E_c)_b = -0.0002 + 0.085 \cdot (\sum E_c)_e$.

Рассмотрим допущение феноменологического характера. В зоне действия тропических циклонов в открытой системе “атмосфера-океан” непрерывно во времени и в пространстве изменяются значения физических характеристик, в комплексе определяющие характер тропического циклона. При определенном уровне значений и совместимости этих характеристик “система” сбрасывает порцию энергии в форме тропического циклона. Но и после этого процесс непрерывного изменения значений характеристик не прерывается и длится до формирования следующего циклона или группы в той или иной мере совпадающих по времени циклонов. И так – непрерывно по всей многолетней последовательности циклонической активности. Предложенное допущение представляется физически достаточно реалистичным.

Особое место в динамике циклонической активности занимают всплески этой активности (рис. 5). Всплески между собой очень различаются по целому ряду, характеризующих их параметров. В проведенных нами довольно многочисленных расчетных экспериментах выявлены разнообразные и важные связи между параметрами хронологически последовательных всплесков. По сути, основные характеристики всплеска определяются параметрами предшествующего всплеска и частично характеристиками затишья циклонической активности между рассматриваемыми всплесками. Внешний вид всплесков и особенно их взаимосвязи позволяют, как кажется, деталь-

ней и тоньше понимать разнообразие возможностей среды в части “взбросов” циклонической энергии. Это представляется достаточно важным.

Результаты этих исследований всплесков здесь не приведены, так как работы еще продолжаются и это уже несколько иная тема.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты иллюстрируют непрерывную иерархическую линию энергетических взаимозависимостей: параметров внутри отдельного тропического циклона, между близкими по времени циклонами и между разномаштабными этапами многолетней динамики циклонической активности интегрированной по всей рассматриваемой циклонической зоне. Таким образом, предполагается возможность в исследованиях рассматривать многолетнюю динамику циклонической активности, как единый непрерывный процесс.

Используемые здесь подходы позволяют, как нам кажется, разнообразнее и детальнее выявлять и изучать возможности окружающей среды в формировании циклонической активности.

Полученные регрессионные соотношения могут служить, своего рода, оценками прогноза ближайшего развития циклонической активности.

Представленные нами методы исследований динамики тропических циклонов и динамики циклонической активности при их дальнейшем развитии представляются достаточно эффективными при рассмотрении тропических циклонов как коллективного явления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хаин А.П., Сутырин Г.Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 272 с.
2. Gray W.M. Recent advances in tropical cyclone research from rawinsonde composite analysis. Fort Collins (Color.). Dep. Atm. Sci., Colo. State Univ., 1981. 407 p.
3. Иванов В.Н., Пудов В.Д. Структура термического следа тайфуна Тесс в океане и оценка некоторых параметров энергообмена при штормовых условиях. В кн. Тайфун – 75. Л.: Гидрометеоздат, 1977. С. 66–82.
4. Frank W.M. The structure and energetics of the tropical cyclone. Atm. Sci. Paper № 258. 1976. Colorado. St. Univ. 180 p.
5. Colomb A., Kriat T., Leroux M.-D. On the Rapid Weakening of Very Intense Tropical Cyclone Hellen (2014) // Monthly Weather Review. 2019. V.147. № 8. P. 2717–2737. <https://doi.org/10.1175/MWR-D-18-0309.1>
6. Hoover B.T., Velden C.S. Adjoint-Derived Impact of Assimilated Observations on Tropical Cyclone Intensity Forecasts of Hurricane Joaquin (2015) and Hurricane Matthew (2016) // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2020. V. 37. № 8. P. 1333–1352. <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-20-0006.1>
7. Ситников И.Г., Похил А.Э. Взаимодействие тропических циклонов между собой и с другими барическими образованиями (ч. I, обзорная статья) // Метеорология и гидрология. 1998. № 5. С. 30–38.
8. Ситников И.Г., Похил А.Э. Взаимодействие тропических циклонов между собой и с другими барическими образованиями (ч. II, обзорная статья) // Метеорология и гидрология. 1999. № 7. С. 36–50.
9. Ярошевич М.И., Ингель Л.Х. Тропический циклон как элемент системы океан – атмосфера // Доклады Академии Наук. 2004. Т. 399. № 3. С. 397–400.
10. Шулейкин В.В. Расчет развития, движения и затухания тропических ураганов и главных волн, создаваемых ураганами. Л.: Гидрометеоздат, 1978. с. 97.
11. Ярошевич М.И. Зависимость интенсивности тропического циклона от динамики скорости ветра на начальном этапе его развития // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 2. С. 251–254.
12. Ярошевич М.И. Иерархия взаимосвязей в динамике циклонической активности тропических циклонов // Исследование Земли из Космоса. 2017. № 6. С. 65–74.
13. Голицын Г.С. Статистика и энергетика тропических циклонов // Доклады Академии Наук. 1997. Т. 354. № 4. С. 535–538.
14. Ярошевич М.И. Энергетический признак взаимовлияния группы частично совпадающих во времени тропических циклонов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 5. С. 575–578.
15. Ярошевич М.И. Об одной особенности динамики интенсивностей тропических циклонов, действующих группой // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 4. С. 45–48.
16. Ярошевич М.И. Динамика сезонных значений суммарных интенсивностей тропических циклонов // Доклады Академии Наук. 2007. Т. 413. № 4. С. 549–552.
17. Ярошевич М.И. О некоторых взаимосвязях в динамике активности тропических циклонов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 4. С. 547–551.
18. Ярошевич М.И. Циклоническая активность тропических циклонов и ее динамика – единый непрерывный процесс // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. № 5. С. 547–550.

On the Mutual Dynamics of Tropical Cyclones

M. I. Yaroshevich*

**e-mail: myarosh32@gmail.com*

The relations of energy character in the dynamics of cyclonic activity of tropical cyclones (TC) are considered. The relationships revealed, represented by regression relations, cover a range of different scales of cyclonic activity stages. The relationships revealed can serve as operational estimates of the prognostic character in the nearest dynamics of cyclonic activity.

Keywords: Tropical cyclones, cyclonic activity, relationships between the stages of cyclonic activity

УДК 550.37, 551.510, 551.551

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА ВЕТРОПЕСЧАНОГО ПОТОКА НА ОПУСТЫНЕННЫХ ТЕРРИТОРИЯХ

© 2022 г. Г. И. Горчаков^а, *, В. М. Копейкин^а, А. В. Карпов^а, Р. А. Гушин^а,
О. И. Даценко^а, Д. В. Бунтов^а

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

*e-mail: gengor@ifaran.ru

Поступила в редакцию 29.04.2022 г.

После доработки 16.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

На опустыненных территориях в Астраханской обл. и Калмыкии в ветропесчаном потоке выполнены измерения электрических токов сальтации и токов, обусловленных ветровым переносом частиц пылевого аэрозоля. Представлены эмпирические функции распределения удельного заряда сальтирующих частиц в ветропесчаном потоке для условий квазинепрерывной и всплесковой сальтации. Установлено, что поверхностная плотность электрических зарядов достигает $+25$ нКл/м². Показано, что локальная напряженность электрического поля на поверхности сальтирующих частиц может превышать 450 кВ/м. Предложен механизм аномально высокой электризации ветропесчаного потока, включая инициирование высокоскоростной сальтации: электрические (коронные) разряды на подстилающей поверхности, что позволяет рассматривать ветропесчаный поток как пылевую плазму. Разработана аналитическая модель вылета сальтирующих частиц с подстилающей поверхности при коронном разряде. Показано, что при инициировании сальтации коронным разрядом скорость вылета заряженных частиц может превышать 1 м/с.

Ключевые слова: опустынивание, электризация ветропесчаного потока, электрические токи сальтации, обусловленные ветровым переносом частиц пылевого аэрозоля электрические токи, плотность электрических зарядов на подстилающей поверхности, локальная напряженность электрического поля, удельный заряд, коронный разряд, пылевая плазма ветропесчанного потока, инициирование сальтации коронными разрядами, скорость вылета сальтирующих частиц

DOI: 10.31857/S0002351522050054

1. ВВЕДЕНИЕ

При наблюдаемом в настоящее время потеплении климата [1] возрастает вероятность погодных аномалий, что может привести к ускорению процессов опустынивания и аридизации [2]. На песчаных и опустыненных территориях взаимодействие атмосферы и подстилающей поверхности осуществляется через ветропесчаный поток (от песчаной поземки до песчаной бури) [3–6], который переносит огромные массы песка, формирует ландшафты и выносит в атмосферу большое количество минерального пылевого аэрозоля [7, 8]. Пылевой аэрозоль прямо и косвенно влияет на радиационный режим атмосферы [9], на процессы в биосфере [10] и на здоровье населения [11]. В ветропесчаном потоке (ВПП) основным процессом является сальтация – скачкообразное перемещение песчинок [3, 4, 12]. Процессы в ВПП недостаточно изучены. Сравнительно недавно установлено, что в ВПП наряду с песчаной фракцией и пылевым аэрозолем содержится фрак-

ция алевритовых частиц [13] (с размерами примерно от 10 до 100 мкм [14]). Алевритовая фракция ВПП заслуживает особого внимания, поскольку динамика алевритовых частиц отличается от динамики песчаных частиц и от динамики частиц пылевого аэрозоля [15–18].

Интенсивность сальтации, которая, как правило, характеризуется величиной твердого расхода или проинтегрированным по высоте массовым потоком сальтации, (общий расход по терминологии [6]) зависит от скорости ветра в приземном слое атмосферы [3–5, 7] или от динамической скорости [19] (скорости трения), что лежит в основе представлений о механизме сальтации. Однако современные модели не могут объяснить ряд важных особенностей процесса сальтации. До сих пор неясно, почему вертикальная компонента скорости вылета сальтирующих частиц (СЧ) с подстилающей поверхности практически не зависит от динамической скорости [20, 21]. Не обнаружен механизм генерации “высокоскорост-

ных” СЧ, которые не могут появиться как при отскоках СЧ, так и в процессе выбивания с подстилающей поверхности (ПП) новых СЧ [22]. Недостаточно изучены и электрические процессы в ВПП.

В настоящей работе представлены результаты комплексных экспериментов по исследованию электризации ВПП на опустыненных территориях (ОТ). Приведены результаты измерений электрических токов сальтации (ЭС). Проанализированы результаты определения удельного заряда (УЗ) сальтирующих частиц. Выполнено сопоставление вариаций напряженности, электрического поля (НЭП) в приповерхностном слое атмосферы (ППСА) и ЭТС. Получена оценка плотности электрических зарядов на ПП и локальных значений НЭП в ВПП. Представлены результаты измерений электрических токов, обусловленных переносом частиц пылевого аэрозоля в ППСА. Показано, что вариации электрических характеристик ВПП с периодами примерно от 30 с до 30 мин определяются конвективно обусловленной изменчивостью горизонтальной компоненты скорости ветра (ГКСВ) в приземном слое атмосферы. Рассмотрен механизм инициирования сальтации электрическими разрядами на ПП. Представлена аналитическая модель вылета СЧ с ПП при электрическом (коронном) разряде. Показано, что при коронном разряде скорость вылета СЧ может превышать 1 м/с.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ САЛЬТАЦИИ

Ветропесчаный поток отличается аномально высокой электризацией. Согласно данным измерений на опустыненной территории [23] напряженность электрического поля в ППСА достигала (на высоте 1.7 см) 167 кВ/м, а средний удельный заряд сальтирующих частиц $\gamma = q/m$, где q и m – электрический заряд и масса песчинки, оказались равным +60 мкКл/кг. Удельный заряд измерялся с помощью ловушки Фарадея. Соответствующий средний электрический заряд на сальтирующей песчинке составляет примерно +280 фемтокулон, поскольку средний размер песчинок в рассматриваемом случае равен 150 мкм. Отсюда следует, что в ветропесчаном потоке возникают сравнительно большие квазигоризонтальные электрические токи сальтации, которые на несколько порядков превышают вертикальные электрические токи хорошей погоды ($1.0\text{--}2.5$ пА/м²) [24, 25].

ЭС были впервые измерены нами в августе 2005 г. на опустыненной территории в Калмыкии [26]. Последующие ежегодные измерения в 2006–2016 гг. [27] на опустыненных территориях в Астраханской обл. и Калмыкии показали, что ЭТС наблюдаются всегда при возникновении сальтации. В 2011 г. измерения ЭТС выполнялись син-

хронно на 4 уровнях (3.0, 5.0, 22 и 42 см) [28]. На рис 1а (кривая 1) показан пример дневного хода плотности электрического тока сальтации j на высоте 2 см (1), а также напряженности электрического поля E на высоте 2.5 см (2), по данным измерений на опустыненной территории в Астраханской обл. 15.08.2009 с временным разрешением 1 с. Результаты измерения плотности ЭТС в условиях квазинепрерывной (almost non-intermittent). Измерения ЭТС проводились в условиях всплесковой или перемежающейся (intermittent) сальтации. В частности, в период времени примерно от 14:45 до 16:50 можно выделить на рис. 1 (кривая 1) пять интенсивных всплесков с средней длительностью около 25 мин. Сопоставление с результатами синхронных измерений горизонтальной компоненты скорости ветра (1 на рис 1б) показало, что указанные всплески ЭТС обусловлены вариациями скорости ветра в рассматриваемый период времени, который на рис 1б выделен пунктирными линиями 2 и 3. В [27] по данным измерений на ОТ в Калмыкии, установлено, что изменение плотности ЭТС и концентрации СЧ с периодами примерно 30 с до 30 мин определяются конвективно обусловленными вариациями скорости ветра. Результаты измерения ЭТС с временным разрешением 1 с (рис. 1) свидетельствуют о том, что вариации наблюдаемого тока сальтации определяются не только низкочастотной конвективно обусловленной изменчивостью скорости ветра, но и турбулентными пульсациями V (короткие интенсивные всплески ЭТС). В августе–сентябре 2021 г. были проведены измерения электрических токов сальтации на ОТ в Астраханской обл.

Выполнен статистический анализ осредненных вариаций (время осреднения 1 мин) плотности ЭТС в нижнем слое сальтации, толщина которого составляет около 9 см [17, 18], на высоте 4 см и в верхнем слое сальтации на высоте 12 см по данным измерений на опустыненной территории в Астраханской обл. вблизи р. Волги 31.08.2021. На рис. 2а представлены результаты измерений плотности ЭТС j_1^s на высоте 4 см (кривая 1) и плотности ЭТС на высоте 12 см (кривая 2) 31.08.2021 в период с 11:00 до 15:00, а на рис. 2б соответствующие результаты измерений (время осреднения 1 мин) ГКСВ на высоте 3 м (кривая 1). Нетрудно видеть, что измерения проводились в условиях квазинепрерывной сальтации. Поскольку в процессе измерений наблюдался заметный тренд скорости ветра, указанный период был разделён на три интервала: от 11:00 до 12:00 (I), от 12:20 до 13:40 (II) и от 13:40 до 15:00 (III). Рассчитаны статистические характеристики вариаций j_s (нА/м²) и скорости ветра V (м/с), включая средние значения и стандартные отклонения, а также значение асимметрии и эксцесса. Эмпирические функции распределения (ЭФР)

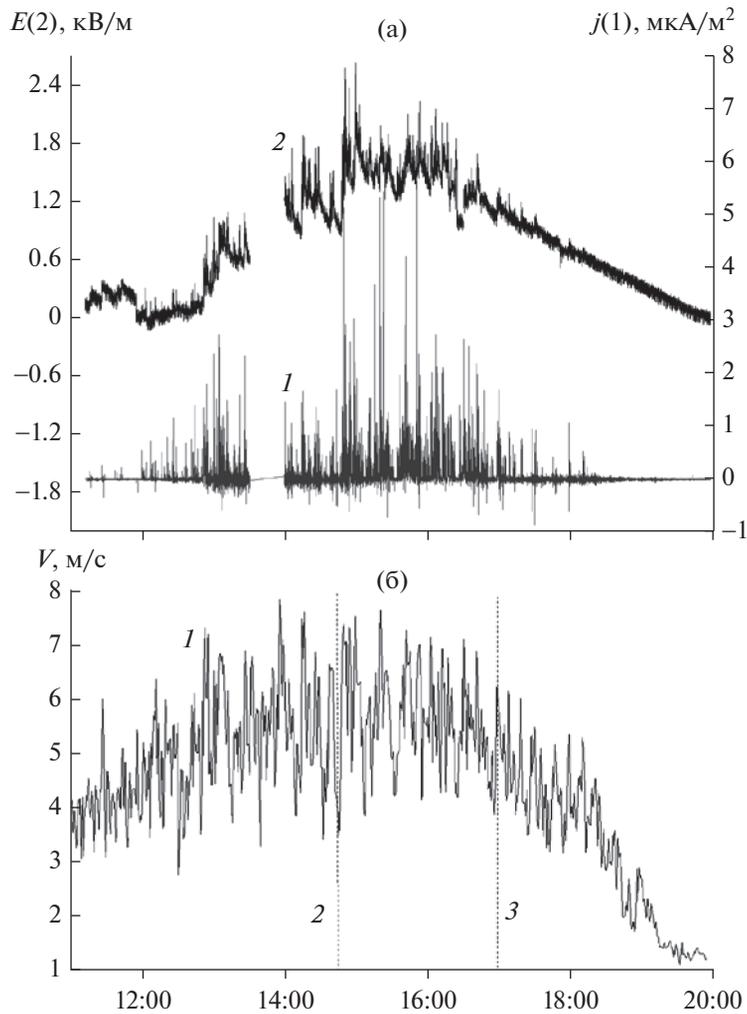


Рис. 1. Дневной ход плотности электрического тока сольтации на высоте 2.0 см (1), напряженности электрического поля на высоте 2.5 см (2) по данным измерений с временным разрешением 1 с (а) и горизонтальная компонента скорости ветра (1) в приземном слое атмосферы на высоте 2 м (б) с осреднением 1 мин на опустыненной территории в Астраханской обл. 15.08.2009 (2 и 3 – выделение периода интенсивной всплесковой сольтации).

j_s на высотах 4 и 12 см для периода измерений 31.08.2021 с 11:00 до 15:00 представлены на рис. 3а и 3б.

Видно, что плотность ЭТС на высоте 4 см в рассматриваемом случае оказалась знакопостоянной, а на высоте 12 см знакопеременной с незначительным преобладанием в среднем положительного тока. Следует отметить, что на интенсивность сольтации и плотности ЭТС влияет не скорость ветра V , а разность $V - V_0$ [15, 17, 18, 29], где V_0 – пороговая скорость сольтации, которая в данном случае примерно равна 5.0 м/с.

3. УДЕЛЬНЫЙ ЗАРЯД САЛЬТИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Для оценки влияния электризации ВПП на динамику сольтации необходимо изучить вариации

удельного заряда сальтирующих частиц. В июле 2014 г. по данным измерений ЭТС на ОТ в Калмыкии были определены значения среднего удельного заряда в нижнем слое сольтации на высоте 5 см в условиях всплесковой сольтации [27]. В частности, для режима неотрицательных токов сольтации 27.07.2014 показано, что УЗ менялся примерно от +10 до +150 мкКл/кг (среднее значение +48.5 мкКл/кг). Эмпирическая функция распределения УЗ для условий всплесковой сольтации показана на рис. 4а.

Вариации УЗ в условиях квазинепрерывной сольтации проанализированы по данным измерений на ОТ Астраханской обл. в августе 2011 г. Согласно данным измерений 23.08.2011 УЗ менялся от +20 мкКл/кг до +80 мкКл/кг [25] (среднее значение +42.3 мкКл/кг). ЭФР удельного заряда для рассматриваемого случая показана на рис. 4б. В

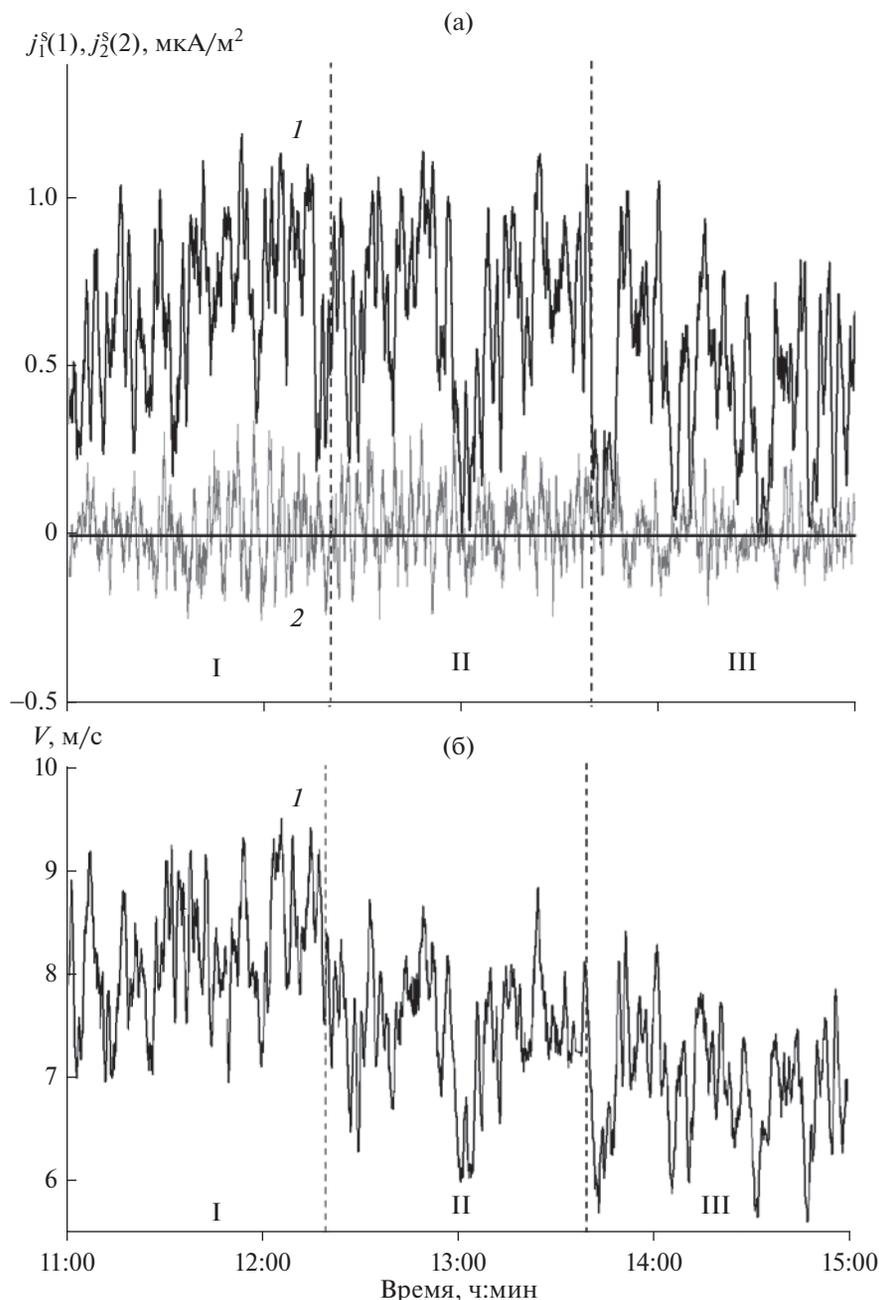


Рис. 2. Временная изменчивость плотности электрических токов сальтации на высоте 4 (1) и 12 см (2) (а) и горизонтальная компонента скорости ветра в приземном слое атмосферы на высоте 2 м (б) на опустыненной территории в Астраханской обл. 31.08.2021 (временное осреднение 1 мин).

этот день ЭТС измерялись на четырех высотах (3.0, 5.0, 22 и 42 см) и токи сальтации оказались знакопеременными. Доля УЗ положительных токов на высотах 5 см в среднем составляла 0.81, а в верхнем слое сальтации (22–42 см) она снижалась до 0.75. В общем случае при оценке УЗ кроме γ необходимо использовать дополнительные параметры, как, например, модуль УЗ и УЗ для периодов положительного тока сальтации [28].

Отметим также, что 23.08.2011 на опустыненной территории наблюдалось уменьшение массовой концентрации сальтирующих частиц в слое от 22 до 42 см больше чем на порядок [28] при сравнительно небольшом уменьшении суммарного электрического заряда частиц. Отсюда следует, что на высотах от 22 до 42 см происходит уменьшение среднего размера сальтирующих частиц, что обусловлено увеличением доли алеври-

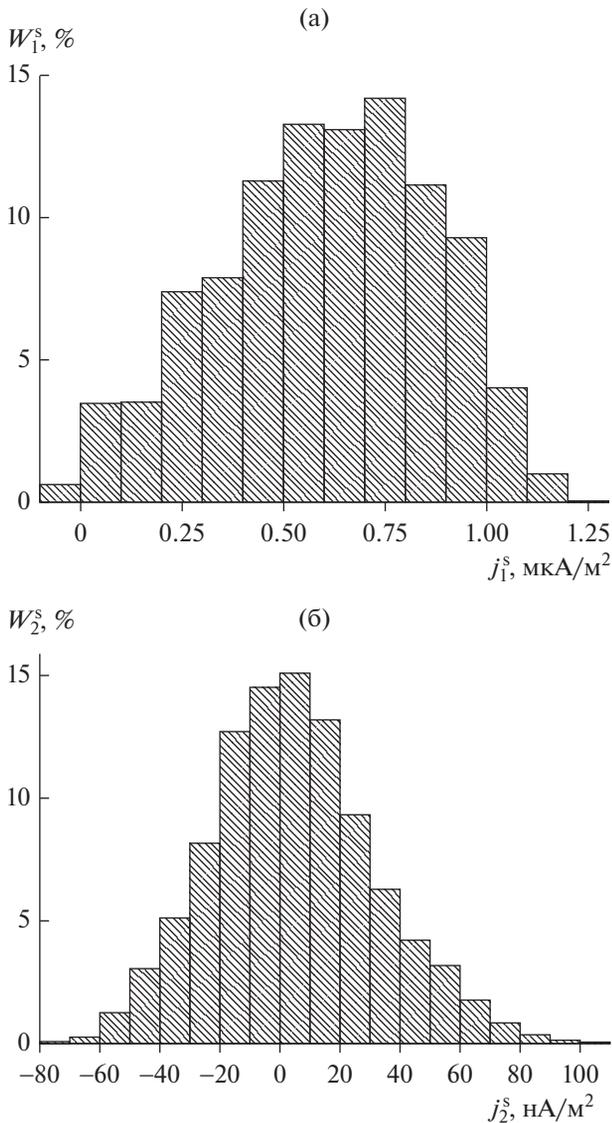


Рис. 3. Эмпирические функции распределения плотности электрического тока сальтации на высотах 4 (а) и 12 см (б).

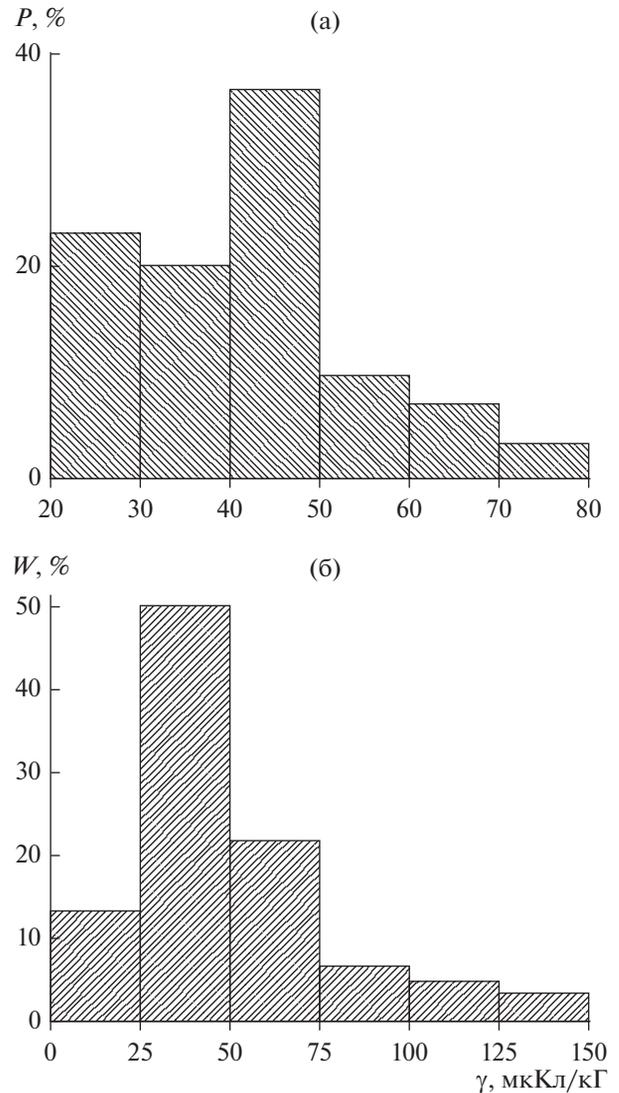


Рис. 4. Эмпирические функции распределения удельного заряда на высоте 5 см в условиях квазинепрерывной сальтации по данным измерений 23.08.2011 на опустыненной территории в Астраханской обл. (а) и в условиях всплесковой сальтации по данным измерений 27.07.2014 на опустыненной территории в Калмыкии (б).

товых частиц [13] в этом слое ветропесчаного потока [6].

4. НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

На заряженную частицу действует электрическая сила $\vec{F}_p = q\vec{E}$, где q – заряд частицы и \vec{E} – вектор напряженности электрического поля. В большинстве работ предполагается, что отличается от нуля только вертикальная компонента поля E_z . Как отмечено выше, рекордно высокое значение напряженности электрического поля (167 кВ/м) было зарегистрировано в [23]. В [30] наблюдались большие значения (порядка 100 кВ/м)

горизонтальной и вертикальной компоненты электрического поля, что может быть обусловлено перемещением вблизи пункта наблюдения заряженных вихревых структур, например, пылевых смерчей (dust devils [31]).

Следует отметить, что при наблюдавшихся в [23] максимальной напряженности электрического поля 167 кВ/м, среднем удельном заряде +60 мкКл/кг и среднем значением размера сальтирующих частиц 150 мкм действующая на частицу электрическая сила компенсирует силу тяжести, что приводит к значительному удлинению траектории сальтирующей частицы.

На опустыненных территориях в Калмыкии и Астраханской обл. при проведении нами полевых экспериментов напряженность электрического поля в ВПП, как правило, не превышала 3 кВ/м.

На рис. 1а представлен пример дневного хода напряженности электрического поля E (кривая 2) в ветропесчаном потоке на ОТ в Астраханской области 15.08.2009. Напряженность поля E определялась на высоте 2.5 см с помощью “Измерителя напряженности электрического поля ЭСПИ-301А” (ООО МПО “Омега Инженеринг” г. Москва) с временным разрешением 1 с. В наблюдаемую на высоте 2.5 см напряженность поля вносят вклад сальтирующие в слое от 0 до 2.5 см заряженные частицы, о чем свидетельствуют синхронные “высокочастотные” вариации напряженности поля и электрического тока сальтации (кривая 1 на рис. 1а). Следует отметить, что напряженность электрического поля в ВПП не падает до нуля при отсутствии ЭТС в периоды между всплесками сальтации. Медленно меняющаяся в течение дня компонента E обусловлена эволюцией плотности поверхности заряда σ , которая 25.08.2009 достигала +25 нКл/м² [29].

Результаты синхронных измерений НЭП, ЭТС и скорости ветра в приземном слое атмосферы свидетельствует о том, что наблюдаемые “высокочастотные” вариации напряженности электрического поля в ВПП обусловлены турбулентными пульсациями с периодами от 1 с примерно до 1 мин и конвективно обусловленными вариациями с периодами от 1 до 30 мин горизонтальной компоненты скорости ветра. Отметим, что четкой границы между турбулентными и конвективно обусловленными вариациями V в приземном слое атмосферы нет.

5. ЛОКАЛЬНАЯ НАПРЯЖЁННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЕТРОПЕСЧАНОМ ПОТОКЕ

Электрическое поле в ВПП неоднородно. В частности, должны иметь место неоднородности НЭП, обусловленные неоднородностью распределения зарядов на подстилающей поверхности, в том числе, зарядами отдельных песчаных частиц.

Из представленных в [23] данных следует что сальтирующая частица с средним размером 150 мкм при удельном заряде +60 мКл/кг несет электрический заряд равный примерно +280 фКл. Оказалось, что в приближении идеальной сферической частицы напряженность электрического поля на ее поверхности

$$E_p = \frac{q_p}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_p^2}, \quad (1)$$

примерно равна 450 кВ/м. В (1) $(4\pi\epsilon_0)^{-1} = 9 \times 10^9$ Н М²/Кл², q_p и r_p – заряд и радиус частицы,

ϵ – диэлектрическая проницаемость воздуха, которая близка к единице.

Реальные песчаные частицы на опустыненных территориях заметно отличаются от сферических. Допустим, что минимальный радиус кривизны для несферической частицы равен 30 мкм. В этом случае максимальная напряженность электрического поля на поверхности частицы будет близка к напряженности электрического пробоя в сухом воздухе [32].

6. ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦАМИ ПЫЛЕВОГО АЭРОЗОЛЯ

Опустыненные территории являются источником пылевого минерального аэрозоля, который генерируется на ПП под воздействием ВПП (процесс sandblasting [33]). Нами выполнены прямые измерения вертикальных турбулентных потоков пылевого аэрозоля с опустыненных территорий [34, 35]. Получены оценки скорости выноса пылевого аэрозоля с подстилающей поверхности.

Значительный интерес представляет электризация частиц пылевого аэрозоля в ветропесчаном потоке [29]. При электризации ПА на ОТ в приповерхностном и приземном слоях атмосферы появляются соответствующие объемные заряды Q_a . Благодаря ветровому переносу заряженных частиц пылевого аэрозоля возникает квазигоризонтальный электрический ток (ЭТПА), плотность которого $j_a(z) = Q_a(z)V(z)$, где V – скорость ветра и z – высота.

Измерения ЭТПА были впервые выполнены нами ОТ в Калмыкии 30.07.2014 на высотах 5, 12 и 30 см и затем на ОТ в Астраханской обл. в период с 12.08 по 26.08.2015 в течение 5 дней на высотах 4 и 32 см и в период с 5.08 по 28.08.2016 течение 6 дней на высотах 5 и 32 см. Измерения проводились с использованием модифицированных проточных ловушек Фарадея с большей эффективной площадью поверхности приемного электрода, на котором осаждаются частицы ПА.

В августе–сентябре 2021г на ОТ в Астраханской обл. были выполнены измерения ЭТПА на высотах 4 и 12 см синхронно с измерениями ЭТС на указанных высотах. На рис. 5 представлены результаты измерений ЭТПА 31.08.2021 на высотах 4 см (рис. 5а) и 12 см (рис. 5б). Рассчитаны статистические характеристики осредненных значений (время осреднения 1 мин). На рис. 6 показаны эмпирические функции распределения плотности электрических токов обусловленных ветровым переносом частиц ПА на высотах 4 см рис. 6а и 12 см рис 6б. ЭТС как в нижнем, так и в верхнем слое сальтации оказались знакопеременными с преобладанием положительных токов. Зависимость от высоты для ЭТПА значительно слабее, чем для ЭТС. Как и следовало ожидать в

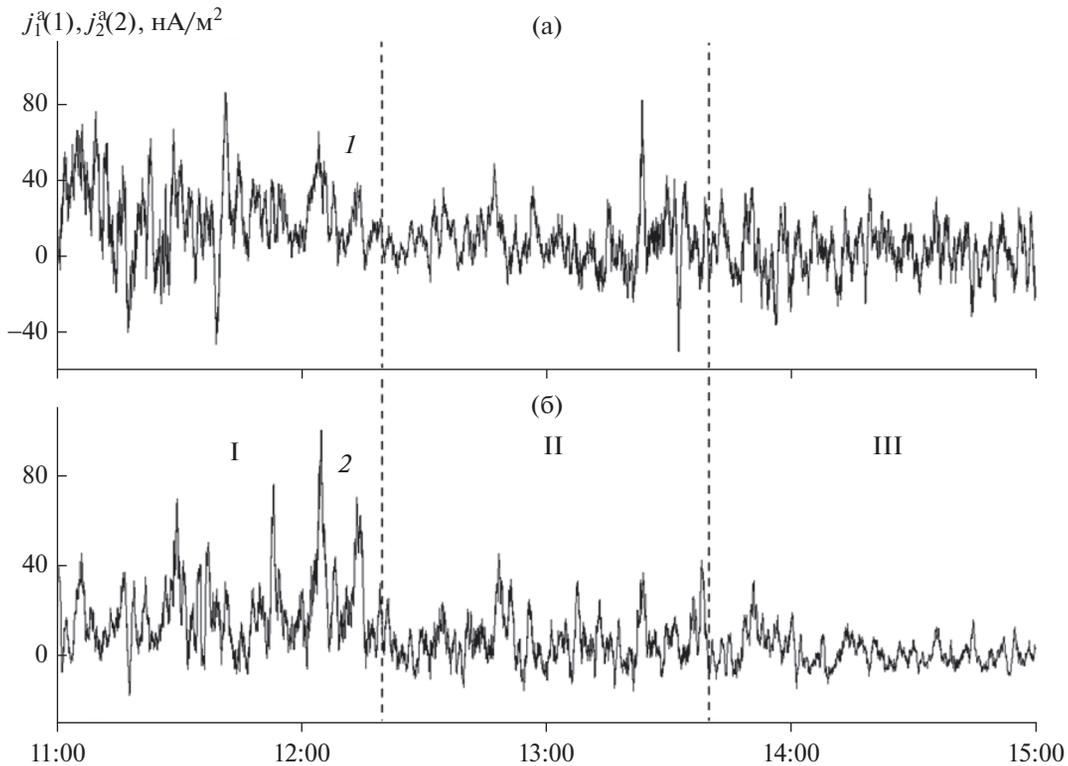


Рис. 5. Временная изменчивость плотности электрических токов, обусловленных ветровым переносом заряженных частиц пылевого аэрозоля, по данным измерений 31.08.2021 на высотах 4 (а) и 12 см (б). Время осреднения 1 мин.

приповерхностном слое атмосферы (в слое сальтации) ЭТС слабее ЭТПА.

В [29] показано, что низкочастотные вариации объемного заряда ПА и, соответственно, ЭТПА коррелирует с конвективно обусловленными вариациями ЭТС. Однако в целом следует иметь в виду, что на ЭТС и ЭТПА действуют и другие факторы. В частности, на формирование вертикального распределения ЭТПА, в-первую очередь влияет турбулентная диффузия.

7. ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ВЕТРОПЕСЧАНОГО ПОТОКА

Как показали экспериментальные исследования, ветропесчаный поток отличается аномально высокой электризацией. Во-первых, во всех 14 экспедициях на ОТ в Астраханской обл. и Калмыкии в период 2005—2021 гг. регистрировались большие значения электрических токов сальтации. При этом по порядку величины, наблюдаемые средние удельные заряды сальтирующих частиц оказались сопоставимыми с удельным зарядом частиц, измеренным в [23]. Во-вторых, в экстремальных случаях [23, 30], напряженность электрического поля в ветропесчаном потоке может достигать 100 кВ/м и даже больших значений, что радикально влияет на параметры сальтации, включая высоту и дальность полета саль-

тирующих частиц [36, 37]. В-третьих, локальная напряженность электрического поля на поверхности сальтирующих частиц может достигать значений порядка сотен кВ/м и даже критических для электрического пробоя в атмосфере значений. В-четвертых, генерируемые на подстилающей поверхности под воздействием ветропесчаного потока частицы пылевого аэрозоля также оказались заряженными, что может влиять на вертикальный перенос пылевого аэрозоля в приповерхностном и приземном слоях атмосферы. В данной работе показано, что заряжены не только частицы, но и подстилающая поверхность.

Естественно предположить, что существует единый механизм электризации всех компонент ветропесчаного потока. Представляет также интерес электризация аэрозоля в аридных регионах в отсутствие сальтации [38, 39].

8. ВЕТРОПЕСЧАНЫЙ ПОТОК КАК ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА

“Универсальным” механизмом электризации ВПП являются электрические разряды на подстилающей поверхности. В газовых разрядах могут существовать достаточно устойчивые дисперсные структуры, состоящие из заряженных частиц. Эти структуры в совокупности с газовой плазмой элек-

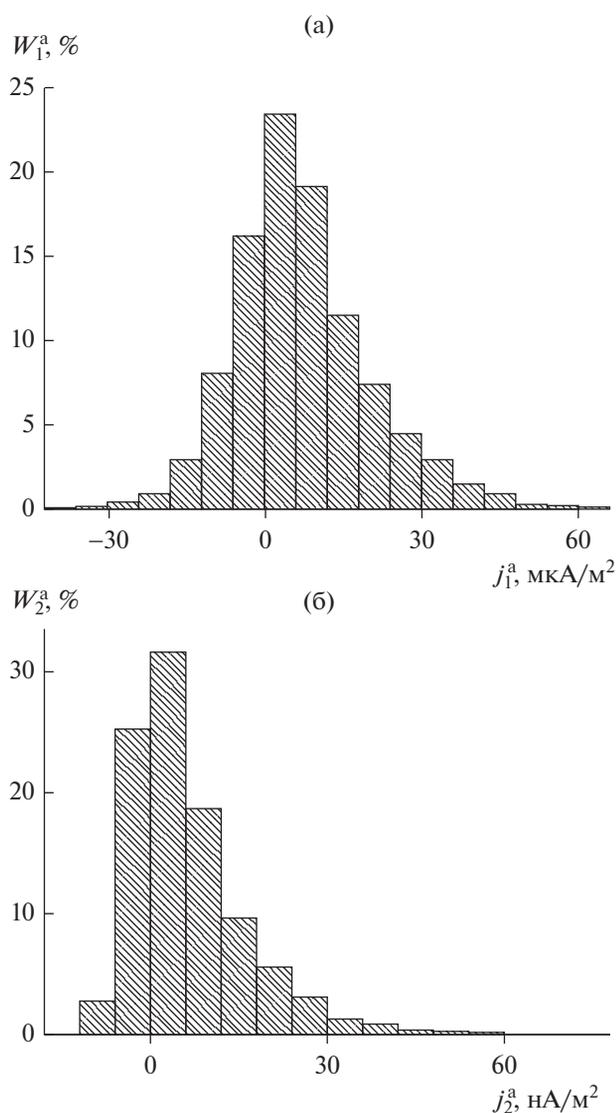


Рис. 6. Эмпирические функции распределения плотности аэрозольного тока на высотах 4 (а) и 12 см (б).

трического разряда называют пылевой плазмой [40, 41]. Как известно, пылевые (пыльные) и песчаные бури являются источниками радиоизлучения [42].

В атмосферном воздухе возможны коронный и искровой разряды. Отметим, что при коронном разряде возникает плазма, состоящая из электронов и легких ионов [42].

9. КОРОННЫЙ РАЗРЯД В АТМОСФЕРЕ И В ВЕТРОПЕСЧАНОМ ПОТОКЕ

При напряженности электрического поля больше примерно 30 кВ/м [43] возникают коронные разряды (положительная или отрицательная корона) на предметах с малым радиусом кривизны [42, 44]. Известно, что “тихие разряды” на подстилающей поверхности являются

важной составной частью глобальной электрической цепи и вносят значительный вклад в глобальный электрический ток [45]. Коронные разряды играют существенную роль в электризации облаков [46].

Для возникновения коронного разряда необходим источник высокого напряжения. В случае ветропесчаного потока таким источником является большой заряд на сальтирующей частице, что обеспечивает высокое напряжение на ее поверхности. Важное значение имеет геометрия коронирования, которая обеспечивает усиление напряженности электрического поля (с коэффициентом до 10^4 [42]). В случае ветропесчаного потока достаточно усиления напряженности электрического поля в несколько раз, что может быть достигнуто при столкновении заряженной сальтирующей частицы с другой (несферической) частицей с достаточно малым минимальным радиусом кривизны поверхности.

10. ИНИЦИИРОВАНИЕ САЛЬТАЦИИ ПРИ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

Сальтация возникает при взаимодействии воздушного потока на ПП, когда скорость ветра превышает так называемую пороговую скорость сальтации и крупные частицы с размером больше 50–60 мкм отрываются от ПП (аэродинамическое инициирование сальтации [4–7]). Ускоренные ветром крупные частицы либо отскакивают от ПП (rebounding), либо выбивают с ПП новые сальтирующие частицы (splashing), либо остаются на ПП [4, 7]. При неизменной скорости ветра, что легко осуществить в ветровых каналах, наблюдается режим квазистационарной сальтации. Однако процессы гидродинамического инициирования, отскока от ПП и выбивания новых сальтирующих частиц с ПП не могут объяснить наличие в ВПП высокоскоростных сальтирующих частиц (скорость вылета с ПП порядка 1 м/с) [22].

В [42] показано, что слаботочные коронные разряды в лабораторных условиях представляют собой последовательность импульсных разрядов. Отдельные импульсы коронных разрядов в ВПП могут инициировать вылет сальтирующих частиц с ПП. В.В. Смирнов установил [42], что при коронном разряде выделяется электрический заряд порядка десятков пикокулон.

Предположим, что при столкновении упомянутый выше песчинки с размером 150 мкм и зарядом $q_p = +280$ фКл с находящимися на ПП частицами алевритовой и песчаной фракций или частицами минеральной пыли может произойти перераспределение зарядов между частицами, которое приведет к локальному повышению напряженности электрического поля и последующему пробое и к высвобождению электрическо-

го заряда $q_c = +20$ пКл. Поэтому на указанную частицу будет действовать электрическая сила

$$F_p = q_p q_c / 4\pi\epsilon\epsilon_0 z^2, \quad (2)$$

где z – расстояние между центрами зарядов. Рассмотрим случай, когда разгоняемая электрическим полем заряженная песчинка вылетает вертикально вверх.

Без учета упругой силы, возникающий при соударении частицы с ПП, уравнение движения песчинки имеет вид

$$d^2z/dt^2 = bz^{-2}, \quad (3)$$

где $b = \gamma q_c / 4\pi\epsilon_0$, которое представляет собой “уравнение свободного падения” [47]. В рассматриваемом случае $b = 10.8 \times 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}^2$. Уравнение (3) имеет решение [47]

$$z \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + 2b = Cz, \quad (4)$$

где C – константа.

Предположим, что начальное расстояние между центрами зарядов $z_0 = 0.1d_p = 15$ мкм.

С учетом начальных условий получаем

$$\left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = \frac{2b}{z_0} \left(1 - \frac{z_0}{z} \right). \quad (5)$$

Асимптотическая скорость ($z \gg z_0$) сальтирующие песчинки

$$w_{as} = \sqrt{2b/z_0} = 1.2 \text{ м/с}, \quad (6)$$

поскольку $w(z) = w_{as} \sqrt{\frac{1-z_0}{z}}$. Скорость песчинки достигает $0.95 w_{as}$, когда она смещается на величину размера частицы 150 мкм.

Таким образом, электрические разряды на ПП могут инициировать сальтацию высокоскоростных частиц в ВПП.

Отметим, что при этом характеристики электрических разрядов не зависят от динамической скорости [19], что позволяет объяснить установленную ранее в эксперименте особенность процесса сальтации [20, 21].

Параметры задачи q_p , q_c , d_p и z_0 могут меняться в сравнительных широких пределах, что может привести к большому разбросу скорости вылета сальтирующих частиц с ПП.

При разрядах на ПП возможна фрагментация алевритовых и песчаных частиц и генерация заряженных частиц ПА.

Электрические разряды на ПП не объясняют все процессы электризации ВПП и, в частности, начальный этап накопления зарядов на частицах. На начальном этапе электризации ВПП суще-

ственную роль может играть трибоэлектричество и туннельный эффект передачи заряда [48].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем:

Выполнено экспериментальное исследование электризации ветропесчаного потока на опустыненных территориях. Приведены результаты синхронных измерений электрических токов сальтации и электрических токов, обусловленных переносом заряженных частиц пылевого аэрозоля в нижнем (на высоте 4 см) и верхнем (на высоте 12 см) слоях сальтации. Получены эмпирические функции распределения удельного заряда сальтирующих частиц для условий квазинепрерывной и всплесковой сальтации.

Определена поверхностная плотность электрических зарядов на подстилающей поверхности.

Установлено, что локальная напряженность электрического поля на поверхности сальтирующих частиц в ветропесчаном потоке может достигать 450 кВ/м и больше.

Предложен механизм инициирования сальтации и электризации ветропесчаного потока коронными разрядами на подстилающей поверхности.

Разработана аналитическая модель вылета заряженных сальтирующих частиц с подстилающей поверхности.

Показано, что при инициировании вылета частиц с подстилающей поверхности коронными разрядами начальная скорость сальтирующих частиц может превышать 1 м/с.

Авторы благодарят Г.С. Голицына за полезные советы и О.Г. Чхетиани за обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-17-00214).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- IPCC. Special Report “Global Warming of 1.5°C. 2018.
- Золотокрылин А.Н. Климатическое опустынивание. М.: Наука, 2003. 247 с.
- Bagnold R.A. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes. London: Methuen, 1941. 265 p.
- Shao Y. Physics and Modeling of Wind Erosion. N.Y.: Springer, 2000. 393 p.
- Zheng X.Y. Mechanics of windblown sand movements. Berlin: Springer-Verburg, 2009. 290 p.
- Семенов О.Е. Введение в экспериментальную метеорологию и климатологию песчаных бурь. Алматы: КазНИИЭК, 2011. 580 с.
- Kok J.F., Parteli E.J.R., Michaels T.I., Karam D.B. The physics of wind-blown sand and dust // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. 106901. P. 1–119.

8. Mahowald N., Albani S., Kok J.F., Engelstaeder S., Scanza R., Ward D.S., Flanner M.G. The size distribution of desert dust aerosols and its impact on the Earth system // *Aeolian Research*. 2014. V. 15. P. 53–71.
9. Miller R., Tegen I., Perlwitz J. Surface radiative forcing by soil dust aerosol and the hydrologic cycle // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. DO4203.
10. Mather B.A., Prospero J.M., Mackie D., Gaiero D., Hesse P.P., Balkanski Y. Global connections between aeolian dust, climate and ocean biogeochemistry at the present day and at the last glacial maximum // *Earth Sci. Rev.* 2010. V. 99. P. 61–97.
11. Brunekreef B., Holgate S.T. Air Pollution and Health // *Lancet*. 2002. V. 360. P. 1233–1242.
12. Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя воздуха Л.: Гидрометеиздат, 1978. 158 с.
13. Горчаков Г.И., Бунтов Д.В., Карпов А.В., Копейкин В.М., Мирсаитов С.Ф., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Алевритовая фракция сальтирующих частиц в ветропесчаном потоке на опустыненной территории // Доклады РАН. Науки о Земле. 2019. Т. 488. № 2. С. 193–196.
14. Pettijohn F.G. Sedimentary Rocks. New York: Harper, 1957. 526 p.
15. Горчаков Г.И., Бунтов Д.В., Карпов А.В., Копейкин В.М., Мирсаитов С.Ф., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Влияние ветра на распределение сальтирующих частиц по размерам // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 10. С. 848–855.
16. Карпов А.В., Gorchakov G.I., Gushchin R.A., Datsenko O.I. Aleurite particle saltation modeling // *Proc. SPIE* 11208. 2020. 112084Y.
17. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Гуцин Р.А., Даценко О.И., Бунтов Д.В. Вертикальные профили концентраций сальтирующих частиц на опустыненной территории // Доклады РАН. Науки о Земле. 2021. Т. 496. № 2. С. 211–214.
18. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Гуцин Р.А., Даценко О.И., Бунтов Д.В. Вертикальное распределение алевритовых и песчаных частиц в ветропесчаном потоке над опустыненной территорией // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 5. С. 555–564.
19. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы // Л.: Гидрометеиздат, 1988. 414 с.
20. Namikas S.L. Field measurement and numerical modelling of aeolian mass flux distributions on a sandy beach // *Sedimentology*. 2003. V. 50. P. 303–326.
21. Rasmussen K.R., Sorensen M. Vertical variation of particle speed and flux in aeolian saltation: Measurement and modeling // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. FO2S12.
22. Ho T.D., Dupont P., Moctar A.O.E., Valance A. Particle velocity distribution in saltation transport // *Physical Review E*. 2012. V. 85. № 5. 052301.
23. Schmidt D.S., Schmidt R.A., Dent Y.D. Electrostatic force on saltating sand // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № D8. P. 8997–9001.
24. Анисимов С.В., Мареев Е.А., Шихова Н.М., Дмитриев Э.М. Механизмы формирования пульсаций электрического поля приземной атмосферы // Изв. Вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44. № 7. С. 8–18.
25. Донченко В.А., Кабанов М.В., Кауль Б.В., Нагорский П.М., Самохвалов И.В. Электрооптические явления в атмосфере // Томск: НТЛ, 2015. 314 с.
26. Горчаков Г.И., Ермаков В.И., Копейкин В.М., Исаков А.А., Карпов А.В., Ульяненко А.В. Электрические токи сальтации в ветропесчаном потоке // Доклады АН. 2006. Т. 410. № 2. С. 259–262.
27. Горчаков Г.И., Копейкин В.М., Карпов А.В., Титов А.А., Бунтов Д.В., Кузнецов Г.А., Гуцин Р.А., Даценко О.И., Курбатов Г.А., Серегин А.О., Соколов А.В. Вариации удельного заряда сальтирующих песчинок в ветропесчаном потоке на опустыненной территории // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 1. С. 31–39.
28. Горчаков Г.И., Копейкин В.М., Карпов А.В., Бунтов Д.В., Соколов А.В. Удельный заряд сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // Доклады АН. 2014. Т. 456. № 4. С. 476–480.
29. Gorchakov G.I., Karпов A.V., Kopeikin V.M., Buntov D.V., Gushchin R.A., Datsenko O.I. Dust aerosol emission on the desertified area // *Proc. SPIE* 11560, 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics, Atmospheric Physics, 2020. 1156076.
30. Bo T.L., Zheng X.J. A field observational study of electrification within a dust storm in Minqin, China // *Aeolian Research*. 2013. V. 8. P. 39–47.
31. Sinclair P.C. General characteristics of dust devils // *Journal of Applied Meteorology and Climatology*. 1969. V. 8. № 1. P. 32–45.
32. Саранин В.А. Напряженность электрического поля заряженных проводящих шаров и пробой воздушного промежутка между ними // Успехи физических наук. 2002. Т. 172. № 12. С. 1449–1454.
33. Alfaro S.C., Gaudichet A., Gomes L., Maille M. Modeling the size distribution of a soil aerosol produced by sandblasting // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 11239–11249.
34. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Гуцин Р.А. Турбулентные потоки пылевого аэрозоля на опустыненной территории // Доклады РАН. Науки о земле, 2020, Т. 494. № 2. С. 53–57.
35. Карпов А.В., Горчаков Г.И., Гуцин Р.А., Даценко О.И. Вертикальные турбулентные потоки пылевого аэрозоля // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 5. С. 565–574.
36. Kok J.F., Renno N.O. Electrostatics in wind-blown sand // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. № 1. 01450L.
37. Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М., Соколов А.В., Бунтов Д.В. Влияние силы Эсфмана, подъёмной силы и электрической силы на перенос частиц в ветропесчаном потоке // Доклады АН. 2016. Т. 467. № 3. С. 336–341.
38. Esposito F., Molinaro R., Papa C.I., Molfese C., Cozzolino F., Marty L., Taj-Eddine K., Di Achille G., Franzese G., Silvestro S., Ori G.G. The role of the atmospheric electric field in the dust-lifting process // *Geophysical Research Letters*. 2016. V. 43. № 10. P. 5501–5508.
39. Малиновская Е.А., Чхетиани О.Г. Панчишкина И.Н. Петрова Г.Г., Петров А.Н. О связи приземного электрического поля и аридного аэрозоля при

- различных ветровых условиях // Доклады РАН. Науки о земле. 2022. Т. 502. № 2. С. 69–78.
40. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* Пылевая плазма // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 5. С. 495–544.
41. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.* Физика неидеальной плазмы. М.: Физматиз, 2010, 528 с.
42. *Смирнов В.В.* Ионизация в тропосфере СПб: Гидрометеиздат, 1992. 312 с.
43. *Сивухин Д.В.* Электричество: Общий курс физики. М.: Наука: ФМЛ, 1983. 687.
44. *Стишков Ю.К., Самусенко А.В., Ашихмин И.А.* Коронный разряд и электрогазодинамические течения в воздухе // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. №. 12. С. 1331–1345.
45. *Кашлева Л.В.* Атмосферное электричество // СПб: РГГУ, 2008. 116 с.
46. *Синькевич А.А., Довгалюк Ю.А.* Коронный разряд в облаках // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 11–12. С. 908–919.
47. *Камке Э.* Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Физматиз. 1961. 703 с.
48. *Kok J.F., Lacks D.J.* Electrification of granular systems of identical insulators // Physical Review E. 2009. V. 79. № 5. 051304.

Dusty Plasma of Windsand Flux on Desertified Areas

G. I. Gorchakov^{1, *}, V. M. Kopeikin¹, A. V. Karpov¹,
R. A. Gushchin¹, O. I. Datsenko¹, and D. V. Buntov¹

¹*Institute of Atmospheric Physics A.M. Obukhov RAS, Pyzhyovskiy pereulok, 3, Moscow, 119017 Russia*
**e-mail: gengor@ifaran.ru*

Electric currents of the saltation and electric currents of the dust aerosol transport measurements have been carried out in the lower and the upper layers of the saltation on the desertified areas in Astrakhan oblast and Kalmykia: Statistical characteristic of the electric currents variations were calculated. Empirical function distributions of the specific charge for the saltating particle in the windsand flux are presented for the conditions of the almost non-intermittent and intermitted saltation. It is established that the electric charge surface density reaches $+25 \text{ nC/m}^2$. It is shown that local electrical field on the saltating particle surface can exceed 450 kV/m . Abnormal high electrization of the windsand flux, including high-energy saltation initiation: electric corona discharged on the underlying surface has been suggested, that the windsand flux can be treated as dusty plasma. Analytical model of the saltating particle lift-off from the underlying surface by corona discharge has been worked out. It is shown that the saltating particle launch velocity can exceed 1 m/s .

Keywords: desertification, windsand flux, electrization, electric current of saltation, electric current of the dust aerosol transport, electric charge density, local electrical field, specific charge, corona discharge, dusty plasma of windsand flux, electric saltation initiation, saltating particle launch velocity

УДК 551.511.32+551.516.6

О ДИНАМИКЕ ОБРАЗОВАНИЯ СУЛЬФАТОВ В КАПЕЛЬНОЙ ВЛАГЕ АТМОСФЕРЫ С УЧАСТИЕМ ИОНОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

© 2022 г. А. Н. Ермаков^{a, *}, А. Е. Алоян^{b, **}, В. О. Арутюнян^b^aИнститут энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе ФИЦ ХФ им. Н.Н. Семенова РАН, Ленинский пр., 38, к. 2, Москва, 119334 Россия^bИнститут вычислительной математики РАН, ул. Губкина, Москва, 8119333 Россия

*e-mail: polclouds@yandex.ru

**e-mail: ezmakr2010@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 07.04.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

Применительно к моделированию образования сульфатов в атмосфере проводится обобщение данных лабораторных опытов по кинетике жидкофазного окисления SO_2 растворенным кислородом в присутствии суммы ионов Mn/Fe. Найдено, что имеющиеся в литературе эмпирические выражения для скорости этого процесса не воспроизводят данных физического моделирования. Обсуждается механизм жидкофазного окисления SO_2 с участием ионов Mn/Fe, удовлетворительно описывающий экспериментальные данные. Этот цепно-каталитический процесс осуществляется с участием свободных ион-радикалов и характеризуется разветвлением цепей. В этих рамках находит естественное толкование явление синергизма — эффекта известного неаддитивного усиления каталитического действия пары этих ионов. В работе приводятся предварительные оценки динамики образования сульфатов в капельной влаге атмосферы, указавшие на существенный вклад каталитического (нефотохимического) формирования сульфатов даже при невысокой кислотности капельной влаги и относительно низких концентрациях ионов Mn/Fe.

Ключевые слова: атмосфера, капельная влага, диоксид серы, ионы переходных металлов, синергизм, разветвление цепей

DOI: 10.31857/S0002351522050030

ВВЕДЕНИЕ

Окисление диоксида серы в атмосферной капельной влаге, сопровождающееся формированием сульфатов ($[\text{S(VI)}] = [\text{HSO}_4^-] + [\text{SO}_4^{2-}]$), играет ключевую роль в самоочищении атмосферы (кислотные дожди) [1]. Важную роль этот процесс играет и в образовании сульфатов в аэрозоле [2, 3]. Их формирование в атмосфере рассматривается обыкновенно с участием захватываемых из воздуха OH , O_3 и H_2O_2 , возникающих в фотохимических реакциях [2]. Вместе с тем в качестве окислителей SO_2 могут вовлекаться также NO_2 , HONO , HOCl , перекисные соединения (CH_3OOH и др.) и молекулярный кислород в присутствии ионов Mn/Fe, что указывает на существование нефотохимических источников сульфатов в атмосфере [3]. На недооценку их роли в высоких широтах ранее указывалось по результатам моделирования глобального распределения сульфатов в атмосфере

[4]. В последние годы участились, однако, сообщения о масштабном образовании нефотохимических сульфатов (десятки $\text{мкг м}^{-3} \text{ч}^{-1}$) и в средних широтах (severe haze episodes) [5–8]. Для воспроизведения динамики формирования сульфатов в атмосфере, в том числе и в экстремальных условиях в [5–8], использовались WRF-Chem, WRF-Chem-AWAC [8, 9] и другие модели. При этом расчеты скорости образования сульфатов с участием ионов переходных металлов выполнялись с применением эмпирических выражений [10, 11], встречающихся, однако серьезные возражения [12]. Для определения действительного участия ионов переходных металлов в формировании сульфатов в атмосфере необходимо детальное рассмотрение данных по кинетике каталитических реакций и существующих выражений для скорости реакции. Цель настоящей работы — опираясь на результаты обобщения известных данных лабораторного моделирования жидкофазного окисле-

ния SO_2 в присутствии переходных металлов и многолетние исследования авторов механизма этого процесса [12–14], выявить особенности его динамики в характерных условиях атмосферы.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

О происхождении сульфатов в атмосфере с участием ионов переходных металлов свидетельствуют данные прямого контроля в холодное время изотопного состава атомарного кислорода ($\Delta^{17}\text{O}$) в сульфатах частиц не морского происхождения (non-sea salt, NSS) [15, 16]. В соответствии с [17] до ~ 200 нг/м³ в январе, например, обязано их присутствию в Арктической дымке (Arctic Haze) в Alert (Canada) именно каталитическому процессу. В [6] сообщалось и о совпадении по времени пиковых концентраций сульфатов (≈ 30 мкг/м³) и ионов марганца (≈ 70 нг/м³) в аэрозольных частицах (Baoding, апрель, 2015) при формировании дымки в Китае, что косвенно подтверждает участие этих ионов в образовании сульфатов. В [18] по результатам глобального моделирования образования сульфатов с участием различных оксидантов указывалось, что на долю каталитического процесса приходится от 9 до 17% их содержания в атмосфере. При этом в [3] и других работах подчеркивалось, что вклад этого процесса значим лишь при достаточно высокой кислотности капель ($\text{pH} \leq 3.5$), что связывалось с ухудшением растворимости соединений железа при более высоких pH .

Сам факт катализа ионами переходных металлов жидкофазного окисления диоксида серы установлен уже более века назад. Наиболее активными в их ряду принято считать ионы марганца и железа [2, 12, 18]. Несмотря на обширную библиографию [19, 20] и многочисленные ссылки в этих обзорах, механизм действия ионов Mn и Fe, как и явление синергизма парного их действия, остаются неясными [12–14]. Отчасти об этом говорит и факт использования в модели WRF-Chem эмпирических выражений для скорости реакции с участием этих ионов. Сомнения вызывает сам подход к нахождению этих выражений. В [10, 11] вклад неаддитивного усиления действия пары Mn/Fe ($w_{\text{Mn_Fe}}$) находили, вычитая из наблюдаемой скорости реакции ($w_{\text{набл}}$) найденные в независимых опытах скорости процессов с участием ионов марганца (w_{Mn}) и железа (w_{Fe}): $w_{\text{Mn_Fe}} = w_{\text{набл}} - w_{\text{Mn}} - w_{\text{Fe}}$. В [10] выражение для рассчитанного таким образом вклада неаддитивного усиления действия пары Mn/Fe (си-

нергизма) при $\text{pH} \leq 4.2$ имеет вид: $w_{\text{Mn_Fe}} = 3.7 \times 10^7 [\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}][\text{S(IV)}]/(10^{-\text{pH}})^{-0.74}$ моль л⁻¹ с⁻¹. Похожее выражение $w_{\text{Mn_Fe}} = 10^{10} \times [\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}][\text{S(IV)}]$ моль л⁻¹ с⁻¹ приводится в [11] и для $\text{pH} 3$. Здесь $[\text{S(IV)}] = [\text{SO}_2] + [\text{HSO}_3^-] + [\text{SO}_3^{2-}]$ – суммарная концентрация (моль/л) компонентов диоксида серы в растворе, а римские цифры при символах химических элементов обозначают валентное их состояние в растворе, но не заряд ионов.

В основе подхода к нахождению $w_{\text{Mn_Fe}}$ [10, 11] лежит неоправданное допущение о независимости каталитической активности ионов железа и марганца. Оно находится в противоречии с активированным характером реакций инициирования окисления SO_2 с участием ионов марганца [21], что делает эти ионы каталитически неактивными в рассматриваемой реакции [12]. Наблюдаемое вопреки этому быстрое окисление S(IV) в присутствии добавок этих ионов (т.н. марганцевый “катализ”), как отмечалось в [12, 22], следует приписывать инициированию с участием неустраиваемых (*unavoidable*) ионов примесного железа ($\sim 10^{-8}$ моль/л). Здесь кавычки указывают, что явления катализа жидкофазного окисления SO_2 только ионами марганца, по-видимому, вовсе не существует [12, 22]. Поэтому нельзя считать корректным и приводимое в [10, 11] выражение для коэффициента синергизма $S = w_{\text{набл}}/(w_{\text{Mn}} + w_{\text{Fe}})$, характеризующего эффект неаддитивного ускорения реакции в присутствии ионов марганца и железа. При этих вычислениях в [10] и других работах из виду упускается различие концентраций примесных ионов железа ($[\text{Fe}^*]$) по ходу “катализа” ионами марганца и ионами Fe, вводимыми в раствор при “железном” катализе.

О МЕХАНИЗМЕ КАТАЛИЗА ИОНАМИ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Отмеченные трудности в интерпретации природы эффекта синергизма пары ионов Mn/Fe и выделении его вклада в наблюдаемую скорость реакции удается обойти, рассматривая данный жидкофазный процесс в рамках цепного механизма с участием в качестве переносчиков цепи радикалов SO_{3-5} и Mn(III) [12] (см. табл. 1). Каталитическая активность ионов марганца связывается при этом с их активацией ионами железа, находящимися в растворах даже в следовых концентрациях [12, 22] (см. реакцию (1) в табл. 1). Вместе они образуют синергическую пару, в которой не-

Таблица 1. Механизм катализа ионами марганца и железа окисления S(IV) ($\mu \approx 0$) [14]

№	Реакция	Константа скорости
1	$\text{Fe(OH)SO}_3\text{H}^+ \rightarrow \text{Fe}^{2+} + \text{SO}_3^- + \text{H}_2\text{O}$	0.2*
2	$\text{SO}_3^- + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_5^-$	2.5×10^9
3a	$\text{SO}_5^- + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{HSO}_5^- + \text{SO}_3^-$	3.4×10^3
3b	$\text{SO}_5^- + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{SO}_4^{2-} + \text{SO}_4^- + \text{H}^+$	2×10^2
4	$\text{SO}_4^- + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{SO}_4^{2-} + \text{SO}_3^- + \text{H}^+$	7.5×10^8
5a	$\text{SO}_5^- + \text{SO}_5^- \rightarrow \text{SO}_4^- + \text{SO}_4^- + \text{O}_2$	8.7×10^7
5b	$\text{SO}_5^- + \text{SO}_5^- \rightarrow \text{S}_2\text{O}_8^{2-} + \text{O}_2$	1.3×10^7
6	$\text{HSO}_5^- + \text{HSO}_3^- + \text{H}^+ \rightarrow 2\text{SO}_4^{2-} + 3\text{H}^+$	10^{7**}
7	$\text{Fe}^{2+} + \text{SO}_5^- \xrightarrow{\text{H}^+} \text{Fe}^{3+} + \text{HSO}_5^-$	3.2×10^6
8	$\text{Fe}^{2+} + \text{SO}_4^- \rightarrow \text{Fe}^{3+} + \text{SO}_4^{2-}$	3.0×10^8
9	$\text{Fe}^{2+} + \text{HSO}_5^- \rightarrow \text{Fe}^{3+} + \text{SO}_4^- + \text{OH}^-$	3.5×10^4
10	$\text{Mn}^{2+} + \text{SO}_5^- \xrightarrow{\text{H}^+} \text{Mn(III)} + \text{HSO}_5^-$	1.0×10^8
11	$\text{Mn(III)} + \text{HSO}_3^- \rightarrow \text{Mn}^{2+} + \text{SO}_3^- + \text{H}^+$	1.3×10^6
12	$\text{Mn(III)} + \text{SO}_5^- \xrightarrow{\text{H}^+} \text{Mn(IV)} + \text{HSO}_5^-$	$\approx 1 \times 10^8$
13	$\text{Mn(III)} + \text{Mn(III)} \rightarrow \text{Mn}^{2+} + \text{Mn(IV)}$	$\approx 1 \times 10^5$

Константа скорости 2-го порядка, л моль⁻¹ с⁻¹.

* Константа скорости 1-го порядка, с⁻¹.

** Константа скорости 3-го порядка (k_3^0), л² моль⁻² с⁻¹.

активные сами по себе ионы марганца многократно усиливают каталитические свойства ионов Fe. Явление их синергизма вызвано не только снижением энергетического барьера иницирования, связанного с вовлечением ионов железа в (1), но и с ускорением лимитирующей стадии продолжения цепи за счет быстрых реакций (10, 11) (табл. 1). Одновременно с этим в присутствии ионов марганца растет также скорость иницирования реакции (1), что вызвано смещением распределения ионов железа по зарядовым формам ($\zeta_{\text{Mn}} = [\text{Fe(III)}]/[\text{Fe(II)}]$) в пользу Fe(III) [12]. Как показано в этой публикации, распределение их концентраций регулируется в основном конкуренцией реакций (6) и разветвления цепи (9)

с участием HSO_5^- . При этом взамен исчезающего в реакции разветвления HSO_5^- возникает два новых переносчика цепи: Fe(III) и SO_4^- . Это влечет за собой рост их концентраций, сопровождающийся подъемом ζ_{Mn} и увеличением скорости образования сульфатов [14]. Все сказанное находится в согласии с результатами независимого прямого контроля распределения валентных форм ионов железа в аэрированных растворах и скорости образования сульфатов (pH 3.8, $[\text{S(IV)}] = 2 \times 10^{-4}$, $[\text{Fe}]_0 = 1.8 \times 10^{-6}$ моль/л) при возрастании в растворах содержания ионов марганца: $(0.18-1.8) \times 10^{-6}$ моль/л [23]. Здесь и далее $[\text{Fe}]_0 = [\text{Fe(II)}] + [\text{Fe(III)}]$ – концентрация ионов железа в растворе.

Таблица 2. Равновесие ионизации, гидролиза и комплексообразования компонентов растворов при каталитическом окислении сульфита ($T = 298 \text{ K}$, $\mu \approx 0$ [19])

№	Равновесие	Константа равновесия K_1
1	$\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}^+ + \text{OH}^-$	$1.8 \times 10^{-16} \text{ моль}^2/\text{л}^2$
2	$\text{SO}_{2(\text{aq})} \rightleftharpoons \text{HSO}_3^- + \text{H}^+$	$1.3 \times 10^{-2} \text{ моль}/\text{л}$
3	$\text{HSO}_3^- \rightleftharpoons \text{SO}_3^{2-} + \text{H}^+$	$6.24 \times 10^{-8} \text{ моль}/\text{л}$
4	$[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_6]^{3+} \rightleftharpoons [\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_5(\text{OH})]^{2+} + \text{H}^+$	$6 \times 10^{-3} \text{ л}/\text{моль}$
5	$[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_5(\text{OH})]^{2+} + \text{HSO}_3^- \rightleftharpoons [\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_4(\text{HSO}_3)(\text{OH})]^+$	$6 \times 10^2 \text{ л}/\text{моль}$
6	$[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_5(\text{OH})]^{2+} \rightleftharpoons [\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_4(\text{OH})_2]^+ + \text{H}^+$	$7 \times 10^{-5} \text{ моль}/\text{л}$
7	$[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_6]^{3+} + \text{HSO}_3^- \rightleftharpoons [\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_5(\text{HSO}_3)]^{2+} + \text{H}_2\text{O}$	$72 \text{ л}/\text{моль}$
8	$[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_6]^{3+} + \text{SO}_3^{2-} \rightleftharpoons [\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_5(\text{SO}_3)]^+ + \text{H}_2\text{O}$	$7.3 \times 10^6 \text{ л}/\text{моль}$
9	$[\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_5(\text{OH})]^{2+} + \text{SO}_3^{2-} \rightleftharpoons [\text{Fe}(\text{H}_2\text{O})_4(\text{SO}_3)] + \text{H}_2\text{O}$	$2 \times 10^7 \text{ л}/\text{моль}$
10	$\text{Fe}(\text{OH})_3 \rightleftharpoons \text{Fe}^{3+} + 3\text{OH}^-$	$2.6 \times 10^{-38} \text{ моль}^4/\text{л}^4$ [22]

О КИНЕТИКЕ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

В северном полушарии концентрации переходных металлов в атмосфере характеризуют колебания от <1 до $1000 \text{ нг}/\text{м}^3$ [24–26]. В атмосфере Европы содержание Fe и Mn различается в десятки раз: $65\text{--}82$ и $3.7\text{--}4.4 \text{ нг}/\text{м}^3$, соответственно, а содержание диоксида серы колеблется в диапазоне $1.13\text{--}2.52 \text{ мкг}/\text{м}^3$ [27]. При этом большая часть железа в атмосферной влаге находится в нерастворимом состоянии [18]. При $\text{pH} \approx 4.5$ ($T = 298 \text{ K}$), например, нижняя граница содержания растворенного железа не опускается ниже уровня $\approx 4 \times 10^{-7} \text{ моль}/\text{л}$, отвечающего равновесию трудно растворимого гидроксида 3-валентного железа ($\text{Fe}(\text{OH})_3$): $K_{10} = 2.6 \times 10^{-38} \text{ моль}^4/\text{л}^4$ [24] (см. табл. 2). С учетом этого содержание растворимого железа при заданном уровне загрязнения им воздуха в Европе и типичном содержании капельной влаги в атмосфере ($L = 3 \times 10^{-4} \text{ л}/\text{м}^3$ [28]) будем иметь: $[\text{Fe}^{3+}] \approx 4 \times 10^{-7} \text{ моль}/\text{л}$ ($7 \times 10^{-3} \text{ мкг}/\text{м}^3$). Для концентрации HSO_3^- – основной реакционной формы S(IV) в атмосфере, концентрации ионов марганца в каплях, а также соотношения ($\alpha = [\text{Mn(II)}]/[\text{HSO}_3^-]$), определяющих режим каталитической реакции [14], находим: $[\text{HSO}_3^-] \approx 3.5 \times 10^{-7}$, $[\text{Mn(II)}] \approx 2.5 \times 10^{-7} \text{ моль}/\text{л}$ и $\alpha \leq 1$. Оцененные уровни концентраций этих компонентов

в атмосфере близки к таковым в лабораторных опытах по кинетике реакции в “пробирках” [10, 11, 22, 23], а также в других экспериментах [29–31]. Ниже проводится обобщение их результатов и детальное рассмотрение на этой основе динамики каталитического окисления диоксида серы в атмосфере.

Из представленного в табл. 1 механизма каталитического процесса следует, что образование ключевого для реакции промежуточного продукта HSO_3^- в рассматриваемых условиях осуществляется в цепочке реакций (10, 11), а большая его часть расходуется в реакции (6), так как $[\text{HSO}_3^-]/[\text{Fe(II)}] \gg 1$ ($\zeta_{\text{Mn}} \gg 1$) [12–14]. Гибель цепей осуществляется главным образом в реакции рекомбинации $\text{SO}_5^- + \text{Mn(III)}$ (12). Так, даже при минимальных $[\text{Mn(II)}]$ ($\alpha = 5 \times 10^{-3}$) в опытах [10], например, $w_{12}/w_{5b} = (k_{10}k_{12}/k_{5b}k_{11})\alpha \approx 3$. В оценке w_{12}/w_{5b} принимали, что процесс формирования HSO_3^- протекает по цепному механизму с длиной цепи ($\nu \approx w_{10}/w_{12}$) превышающей, по крайней мере, 10^2 звеньев, т.е. $(w_{10} - w_{11}) \ll (w_1 - (w_{5b} + w_{12} + w_{13}))$ и $[\text{SO}_5^-]/[\text{Mn(III)}] = k_{11}[\text{HSO}_3^-]/k_{10}[\text{Mn(II)}]$. В подтверждение в [12] по данным [22] в опытах с добавками Mn(III) ($\alpha \approx 1$) нами сообщалось что $\nu \approx 10^4$.

С учетом вышесказанного в стационарных условиях получаем: $[\text{SO}_5^-] = k_9 k_{11} [\text{Fe(II)}] / k_6 k_{12}$ и $[\text{HSO}_5^-] = k_9 k_{10} k_{11} \alpha [\text{Fe(II)}] / k_6^2 k_{12}$. Концентрацию Fe(II) найдем из уравнения $\zeta_{\text{Mn}} = k_9 [\text{HSO}_5^-] / k_1 \chi$ полагая, что $[\text{Fe(III)}] \approx [\text{Fe}]_0$, т.е. $\zeta_{\text{Mn}} \gg 1$. Это приближение находится в согласии с данными опытов [31]; замена ионов Fe(II) на Fe(III) не повлекла за собой изменений скорости гетерогенного окисления SO_2 в этих опытах. Здесь $\chi = [\text{Fe(OH)SO}_3\text{H}^+] / [\text{Fe(III)}]$ – доля каталитически активного комплекса ионов трехвалентного железа $\text{Fe(OH)SO}_3\text{H}^+$ в общем содержании ионов железа в виде: Fe^{3+} , FeOH^{2+} и др. [19] (см. табл. 2):

$$\chi = K_4 [\text{HSO}_3^-] \left(1 + \frac{[\text{H}^+]}{K_3} + K_4 [\text{HSO}_3^-] + \frac{K_5}{[\text{H}^+]} + \frac{K_6 [\text{H}^+][\text{HSO}_3^-]}{K_3} + \frac{K_2 K_7 [\text{HSO}_3^-]}{K_3} + \frac{K_2 K_8 [\text{HSO}_3^-]}{[\text{H}^+]} \right)^{-1}.$$

С учетом этого будем иметь: $[\text{Fe(II)}] \approx \approx (k_1 \chi k_6^2 k_{12} / k_9^2 k_{10} k_{11} \alpha)^{1/2}$ и $[\text{SO}_5^-] \approx \approx (k_1 \chi k_{11} [\text{Fe}]_0 / k_{10} k_{12} \alpha)^{1/2}$. Для скорости жидкофазного окисления S(IV) по ходу катализа ионами марганца и ионов железа, окончательно находим:

$$w_{\text{набл}} \approx k_{\text{набл}} [\text{HSO}_3^-], \quad (\text{I})$$

где $k_{\text{набл}} = (4k_1 \chi^* k_{10} k_{11} [\text{Mn(II)}] [\text{Fe}]_0 / k_{12})^{1/2}$ и $\chi^* = \chi / [\text{HSO}_3^-]$. Из вида этого выражения следует, что парный катализ ионами переходных металлов характеризует первый порядок по HSO_3^- ($w_{\text{набл}} \sim \sim k_{\text{набл}} [\text{HSO}_3^-]$) и половинный (1/2) порядок из произведения концентраций ионов металлов: ($w_{\text{набл}} \sim ([\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}])^{1/2}$). О таком порядке реакции по S(IV) (HSO_3^-) сообщалось и по результатам лабораторных экспериментов [10, 11, 22, 23]:

$w_{\text{набл}} \sim [\text{S(IV)}] ([\text{HSO}_3^-])$, но при этом указывалось на более высокие порядки реакции по ионам металлов: $w_{\text{набл}} \sim [\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$. В сравнении с приводившимися в [10, 11] многочленными эмпирическими уравнениями для $w_{\text{набл}}$ найденное аналитическое выражение содержит лишь один член. Такой его вид свидетельствует о том, что мерой синергизма ионов марганца и железа, т.е. явления не аддитивного ускорения ими процесса является в действительности сама величина наблюдаемой скорости этой реакции – $w_{\text{набл}}$, а не $w_{\text{Mn-Fe}}$. По аналогии скорость “катализа” ионами марганца, т.е. процесса в присутствии ионов примесного железа ($[\text{Fe}^*]$) ($w_{\text{Mn-Fe}^*}$) следует, поэтому,

рассматривать также в качестве меры синергизма ионов Mn/Fe^* .

В оригинальных работах, за исключением [32], где приведено аналитически определенное значение $[\text{Fe}^*]$, данных о содержании примесных ионов железа в растворах нет. Об их концентрации в опытах по “катализу” ионами марганца можно однако судить, отождествляя найденные в этих экспериментах численные значения наблюдаемые константы скорости этого процесса (k_{Mn}) с таковыми по ходу совместного действия ионов Mn/Fe при контролируемом уровне $[\text{Fe}]_0$. Приравнивая ($k_{\text{Mn}}[\text{Mn}]$, с^{-1}) к величине $k_{\text{набл}}$ применительно к условиям опытов [10] будем иметь:

$[\text{Fe}^*] = (k_{\text{Mn}})^2 k_{12} [\text{Mn(II)}] / (4\chi_{\text{pH}=4.2}^* k_1 k_{10} k_{11})$. Здесь $k_{\text{Mn}} \approx 1.6 \times 10^3$ л моль $^{-1}$ с^{-1} (рН 4.2) [10], а k_i – фигурирующие в выражении для $k_{\text{набл}}$ (II) константы скорости реакций (1, 10–12) в табл. 1. При $[\text{Mn(II)}] = 10^{-6}$ моль/л [10], например, приходим к $[\text{Fe}^*] \approx 1.5 \times 10^{-8}$ моль/л, что близко к оцениваемым нами ранее уровням содержания Fe^* в аэрированных растворах S(IV) [12], косвенно подтверждающая участие ионов примесного железа в “катализе” ионами марганца.

Возвращаясь к обсуждению характеристики неаддитивного действия ионов Mn/Fe , для величины синергетического коэффициента в этих рамках будем иметь: $S = w_{\text{набл}} / w_{\text{Mn-Fe}^*} = = ([\text{Fe}]_0 / [\text{Fe}^*])^{1/2}$. Скорость “железного” катализа в расчетах S в соответствии с [10] можно при этом не учитывать. Данный канал образования сульфатов нельзя считать, во-первых, независимым. Во-вторых, образование сульфатов в реакциях радикалов SO_5^- по каналам (5а, 5б) оказывается подавленной в присутствии ионов Mn(II) из-за более быстрого расходования этих радикалов в параллельной реакции с Mn(III) (12): $w_{12} / w_{5a} \gg 1$. Из найденного нами выражения для S следует, что величина синергетического коэффициента не зависит от содержания ионов марганца, а определяется лишь концентрациями ионов вводимого и примесного железа в растворах. Это говорит о том, что быстрые реакции с участием ионов марганца не являются лимитирующими звеньями образования сульфатов. Принимая $[\text{Fe}]_0 = 10^{-6}$ [10] и $[\text{Fe}^*] \approx 10^{-8}$ моль/л для величины эффекта неаддитивного ускорения реакции находим: $S \approx 10$. Это примерно в полтора раза ниже приводившегося в [10] максимального значения S при этой концентрации ионов трехвалентного железа (14.4), но примерно вдвое выше приводимого в цитиру-

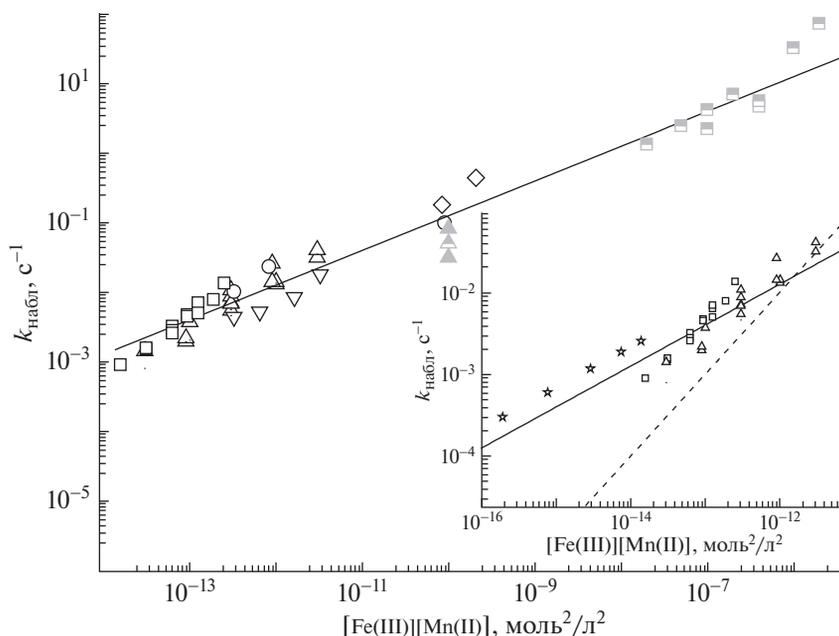


Рис. 1. Катализ ионами марганца и железа кислородного окисления SO_2 . Зависимость наблюдаемой константы скорости реакции $k_{\text{набл}}$, с^{-1} от $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$. Данные лабораторных опытов в растворах. $T = 298 \text{ K}$, $\text{pH} = 3$ и $[\text{HSO}_3^-] = 10^{-5} \text{ моль/л}$. \square [10], \triangle [11], \circ [22], ∇ [23], \diamond [29]. Серым цветом показаны \triangle по гетерофазному окислению SO_2 в каплях [31]. На половину закрашенными в серый цвет показаны данные при температурах отличных от $T = 298 \text{ K}$: \square [30] (323 K), \triangle [31] (281 K). На вставке показаны зависимости $k_{\text{набл}}$ (сплошная линия) и пунктир $k_{\text{Mn-Fe}}([\text{Mn(II)}][\text{Fe(II)}])$, с^{-1} при низких $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$: \star и \square [10]; \triangle [11].

емой публикации S при минимальной их концентрации ($1.25 \times 10^{-7} \text{ моль/л}$).

ДАННЫЕ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как отмечалось, к их рассмотрению привлекались данные опытов в “пробирках”, концентрационные условия которых близки к атмосферным ($0.05 \leq \alpha \leq 1$) [10, 11, 22, 23]. Часть данных заимствовали также из результатов динамических экспериментов (проточные условия [29], барботажа [30]). В дополнение к динамическим экспериментам, которые исключают тормозящее влияние подвода в зону реакции кислорода, к рассмотрению привлекались и результаты опытов по гетерофазному окислению SO_2 в каплях малых размеров, находившихся в контакте с воздухом, содержащем примесь диоксида серы [31]. Сформированный таким образом массив данных, охватывает диапазон концентраций ионов металлов ($\approx 10^{-7} - 10^{-3} \text{ моль/л}$) и S(IV) (от $\sim 2 \times 10^{-6}$ до $\sim 1 \times 10^{-2} \text{ моль/л}$).

Ввиду различия условий (pH , $[\text{S(IV)}]$) в [10, 11, 22, 23, 29–31] приводимые на Рис. 1 данные о зависимо-

сти $k_{\text{набл}} = w_{\text{набл}}/[\text{HSO}_3^-]$ (с^{-1}) от $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$ пересчитывались к $\text{pH} = 3$ и $[\text{HSO}_3^-] = 10^{-5} \text{ моль/л}$:

$$k_{\text{набл}} = k_{\text{набл}_i} (\chi_{\text{pH}=3}^* / \chi_i^*)^{-1/2}, \text{ см. выражение (I).}$$

Здесь $k_{\text{набл}_i}$ и χ_i^* – наблюдаемые константы реакции, а χ_i^* – доля в этих опытах каталитически активного комплекса ионов Fe(III) в рассматриваемых источниках. Внимание привлекает неплохое согласие при близких $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$ приведенных к одинаковым условиям данных опытов по гетерофазному окислению [31] и результатов экспериментов по кинетике реакции в “пробирках” [10, 11, 22, 23], что указывает на малую роль диффузионных ограничений [33]. Вопреки сообщаемым в [10, 34] высоким активационным барьерам для каталитической реакции ($\approx 16 \text{ ккал/моль}$) приведенные к одинаковым условиям данные не обнаруживают и слишком заметного влияния температуры ($T = 281 - 323 \text{ K}$) на $k_{\text{набл}}$ в опытах [30, 31].

ПОРЯДОК РЕАКЦИИ ПО ИОНАМ ПМ

Приведенные на рис. 1 данные хотя и обнаруживают разброс, но группируются вокруг линии:

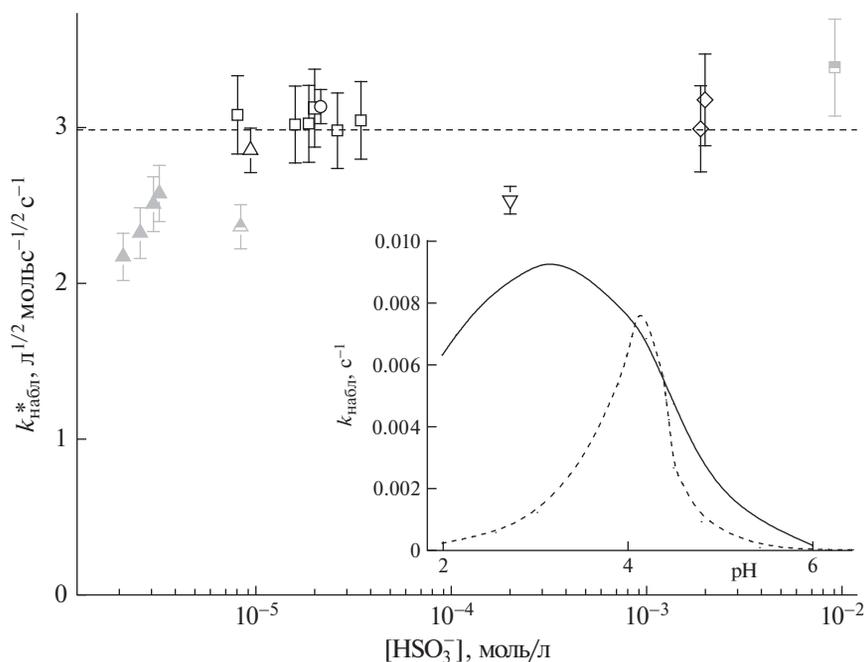


Рис. 2. Зависимость наблюдаемой константы скорости реакции $k_{\text{набл}}^* = k_{\text{набл}}/(\chi^*[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}])^{1/2}$ от $[\text{HSO}_3^-]$. Данные в растворах: $T \approx 281\text{--}323\text{ K}$, pH 3. \square [10], \triangle [11], \circ [22], ∇ [23], \diamond [29] Серым цветом показаны \triangle по гетерофазному окислению SO_2 в каплях: \triangle [31]. Закрашенные в серый цвет наполовину точки показывают данные при температурах отличных от 298K: \square [30] (323 K), \triangle [31] (281 K). На вставке показаны pH зависимости $k_{\text{набл}}$ (сплошная линия) и $k_{\text{Mn-Fe}}([\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}])$ (пунктир).

$k_{\text{набл}} \sim ([\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}])^{1/2}$. Этот результат служит доказательством половинного порядка реакции из произведения $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$, см. (I), но находится в противоречии с данными [10, 11] о первых порядках реакции по Mn(II) и Fe(III). Иллюстрация различия отклика реакции на рассматриваемые здесь различия порядков по ионам металлов приводится на вставке рисунка. Здесь представлены данные о зависимости $k_{\text{набл}}$ и $k_{\text{Mn-Fe}} = w_{\text{Mn-Fe}}/[\text{S(IV)}]$ [10] от $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$ (сплошная и пунктирная линии соответственно). При этом данные о $k_{\text{набл}}$ при самых низких $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$ ($\leq 10^{-13}$ моль²/л²) рассчитывались по данным опытов по “катализу” ионами марганца. Полученные таким образом данные естественным образом продолжают ход зависимости $k_{\text{набл}}$ в область экстремально низких $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$, вновь подтверждая участие ионов примесного железа в марганцевом “катализе”. Из данных вставки следует, что $k_{\text{Mn-Fe}}$ [10] при низких $[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}]$ заметно уступают по величине $k_{\text{набл}}$, что связано с ошибочным представлением о $w_{\text{набл}}$ как суммы независимых каталитических каналов рассматриваемой реакции: w_{Mn} , w_{Fe} и $w_{\text{Mn-Fe}}$.

ПОРЯДОК РЕАКЦИИ ПО S(IV)

Подтверждение сообщавшемуся первому порядку каталитической реакции по S(IV) в [10, 11, 22, 23, 29–31] находим в данных Рис. 2. Здесь показано, как сказывается влияние $[\text{HSO}_3^-]$ на наблюдаемую константу скорости рассматриваемой реакции. Для нивелирования различий концентраций ионов Mn/Fe в этих публикациях в качестве наблюдаемых констант скорости реакции рассматривались пересчитанные к одинаковым условиям величины: $k_{\text{набл}}^* = k_{\text{набл, pH=3}}/(\chi_{\text{pH=3}}^*[\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}])^{-1/2}$. Каждая из точек усреднялась по массиву данных о $w_{\text{набл}}$ и $[\text{S(IV)}]$ приводимых в цитируемых публикациях. Так, массив данных в [10] включает 30 индивидуальных значений $w_{\text{набл}}$ при разных $[\text{Mn(II)}]$ и $[\text{Fe(III)}]$. Значительное их число приводится также в других публикациях, что было принято во внимание при усреднении $k_{\text{набл}}^*$.

Несмотря на разброс, данные рис. 2 свидетельствуют о близости к постоянству $k_{\text{набл}}^*$ в диапазоне концентраций HSO_3^- от $\approx 2 \times 10^{-6}$ до 10^{-2} моль/л, что указывает на первый порядок реакции по HSO_3^- . Усредненное по всем данным абсолютное

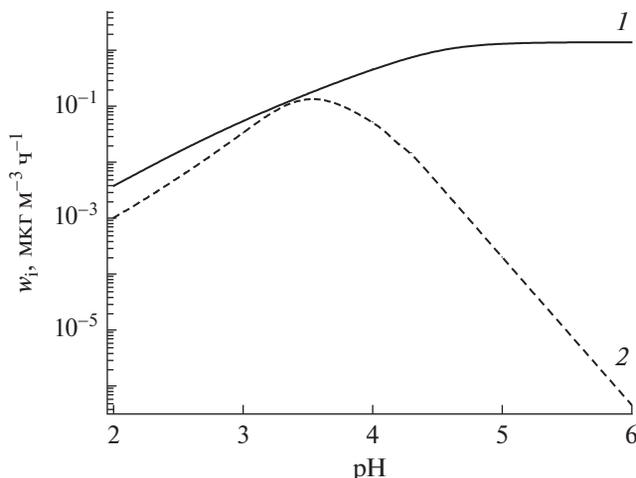


Рис. 3. Зависимость скорости образования сульфатов ($\text{мкг м}^{-3} \text{ч}^{-1}$) от кислотности капель при катализе ионами марганца и железа кислородного окисления диоксида серы в капельной фазе атмосферы, $T = 298 \text{ К}$, Содержание диоксида серы 5 ppb, концентрации марганца железа: 1.7 и 5 нг/м^3 , объем жидкой влаги в воздухе 10^{-3} л/м^3 (1 г/м^3) [10]. Сплошная кривая 1 – расчет $w_{S(V)}$ с использованием $k_{\text{набл}}^*$, кривая 2 с использованием $k_{\text{Mn_Fe}}^*$.

значение $k_{\text{набл}}^* = 980 \text{ л}^{1/2} \text{ моль}^{-1/2} \text{ с}^{-1}$ этой константы скорости неплохо согласуется с найденным по выражению для $k_{\text{набл}}^* = (4k_1k_{10}k_{11.1}/k_{12})^{1/2} = (4 \times 0.2 \times 1.3 \times 10^6 \times 10^8/10^8) \approx 10^3 \text{ л}^{1/2} \text{ моль}^{-1/2} \text{ с}^{-1}$, используя для вычислений значения констант скорости реакций (1, 10–12), приведенных в табл. 1. Это согласие найденных при усреднении и вычислениях величин $k_{\text{набл}}^*$ дополнительно свидетельствует о корректности рассматриваемой картины механизма каталитического процесса.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ОТ КИСЛОТНОСТИ

На вставке рис. 2 показана pH зависимость $k_{\text{набл}}$ для рассматриваемых в [10] концентрационных условиях ($[S(IV)] \approx 10^{-5}$, $[Mn(II)] = 2.5 \times 10^{-7}$ и $[Fe(III)] = 7.5 \times 10^{-7} \text{ моль/л}$). Ее вид демонстрирует колоколообразный характер. Подобный характер обнаруживает и pH зависимость наблюдаемой константы скорости $k_{\text{Mn_Fe}}^*[Mn(II)] \cdot [Fe(III)]$, рассчитанной нами по данным [10] (пунктирная линия). При этом просматривается сужение максимума и его смещение к большим pH, Причина – ошибочное представление о $w_{\text{набл}}$ как о сумме независимых каталитических каналов рассматриваемой реакции: w_{Mn} , w_{Fe} и $w_{\text{Mn_Fe}}$ и необоснованный вычет $w_{\text{Mn}} + w_{\text{Fe}}$ из $w_{\text{набл}}$ при нахождении $k_{\text{Mn_Fe}}^*$.

В рассматриваемых концентрационных условиях максимум $k_{\text{набл}}$ наблюдается при $\text{pH} \approx 3.5$. Такое поведение зависимости $k_{\text{набл}}$ от pH указы-

вает на то, что доминирующая часть ионов железа в экспериментах [10, 11, 22, 23] находится в форме Fe(III), т.е. $\zeta_{\text{Mn}} \gg 1$ и $[Fe(III)] \approx [Fe]_0$, так как вид этой зависимости в деталях воспроизводит вид pH зависимости χ [12–14]. Распределение концентраций Fe(III) по формам (χ^*) при низком содержании S(IV) в растворах (10^{-5} моль/л) в зависимости от pH регулируют в основном процессы гидролиза Fe(III) по первой (3) и второй ступеням (5) [17] (см. табл. 2). Отметим, что процессы гидролиза благоприятствуют росту растворимости трехвалентного железа в форме $FeOH^{2+}$ и $Fe(OH)_2^+$, что игнорируется в [10, 11] и других публикациях. В отсутствие учета этих форм ионов железа, т.е. рассматривая ионы Fe^{3+} в качестве единственного компонента Fe(III), заданное содержание железа в [10] оказывается в растворимой форме лишь при $\text{pH} \leq 3.5$. Последующий рост pH (≥ 3.5) приводит к смещению влево равновесия (10, табл. 2), что ведет к формированию практически нерастворимого $Fe(OH)_3$. В результате концентрация трехвалентного железа в растворе драматически падает. Вместе с этим снижаются и скорость инициирования (1) и $w_{\text{набл}}$. С этим и связана значимость каталитического формирования сульфатов в атмосфере лишь при невысоких pH. Учет же в растворе содержания $FeOH^{2+}$ и $Fe(OH)_2^+$ наряду с Fe^{3+} показывает, что вводимое в растворы железо ($7.5 \times 10^{-7} \text{ моль/л}$) оказывается в растворенном состоянии и при pH 4.4. В силу одновременно возрастающей при этом раствори-

мости диоксида серы, в каплях усиливается также образование комплексов FeHSO_3^{2+} , FeSO_3^+ и др. [19] (см. табл. 2). Их образование способствует не только дальнейшему росту растворимости железа, но и росту концентрации *каталитически активной* ($\text{Fe}(\text{OH})\text{SO}_3\text{H}^+$, табл. 2) формы ионов железа. С учетом сказанного можно ожидать, что нефотохимический процесс окисления растворенного диоксида серы с участием ионов Mn/Fe в атмосфере оказывается, по-видимому, значимым в гораздо более широком диапазоне pH, чем рассматривалось ранее [3, 5, 35].

О КАТАЛИТИЧЕСКОМ ОБРАЗОВАНИИ СУЛЬФАТОВ В АТМОСФЕРЕ

Как проявляет себя рассматриваемая каталитическая реакция с участием ионов марганца и железа при формировании сульфатов в капельной влаге в атмосфере, в том числе и при повышенных pH? На рис. 3 в качестве примера приводятся рассчитанные нами скорости каталитического образования сульфатов ($\text{мкг м}^{-3} \text{ч}^{-1}$) в атмосферной капельной влаге (1 г/м^3) в зависимости от кислотности капель (pH 2–6) для приводимых в [10] концентрационных условий (см. кривую 1). Здесь $w_{\text{S(VI)}} = w_{\text{набл}} LM_{\text{SO}_4^{2-}} \times 3600 \times 10^6 = k_{\text{набл}}^* (\chi^* [\text{Mn(II)}][\text{Fe(III)}])^{1/2} [\text{HSO}_3^-] LM_{\text{SO}_4^{2-}} \times 3600 \times 10^6$. При вычислениях учитывали зависимость от pH распределения ионов трехвалентного железа, растворимости железа

$$[\text{Fe}_p] = K_{10} \frac{(10^{-\text{pH}})^3}{K_w^3} \left(1 + \frac{K_3}{10^{-\text{pH}}} + \frac{K_3 K_4 [\text{HSO}_3^-]}{10^{-\text{pH}}} + \frac{K_3 K_5}{(10^{-\text{pH}})^2} + K_6 [\text{HSO}_3^-] + \frac{K_2 K_7 [\text{HSO}_3^-]}{10^{-\text{pH}}} + \frac{K_2 K_3 K_7 [\text{HSO}_3^-]}{(10^{-\text{pH}})^2} \right),$$

а также растворимости диоксида серы (см. табл. 2). В выражении $K_w = K_1 [\text{H}_2\text{O}] = 10^{-14} \text{ моль}^2/\text{л}^2$ – ионное произведение воды при $T = 298 \text{ К}$ [36], см. (1) в табл. 2. В выражении для $w_{\text{S(VI)}}$: $M_{\text{SO}_4^{2-}} = 96 \text{ г/моль}$ – молекулярный вес сульфатов, а 3600 и 10^6 – размерные коэффициенты с/ч и мкг/г. Для сравнения на рис. 3 приведены также скорости формирования сульфатов, вычисленные нами по данным вычленения $w_{\text{Mn-Fe}}$ в экспериментах [10]:

$$w_{\text{S(VI)}}^* = k_{\text{Mn-Fe}}^* [\text{Mn(II)}][\text{Fe}_p][\text{S(IV)}] LM_{\text{SO}_4^{2-}} \times 3600 \times 10^6, \text{ см. пункт 2. Расчеты } w_{\text{S(VI)}} \text{ и } w_{\text{S(VI)}}^* \text{ выпол-}$$

нялись для $T = 298 \text{ К}$, содержания диоксида серы 5 ppb ($\approx 13 \text{ мкг/м}^3$) и при концентрациях марганца и железа в атмосфере равных, соответственно ≈ 1.7 и 5 нг/м^3 [10].

Из данных рис. 3 видно, что рост pH (≤ 3.5) сопровождается увеличением и $w_{\text{S(VI)}}$, и $w_{\text{S(VI)}}^*$. Причиной служит отмеченный выше рост в капельной фазе содержания HSO_3^- , вызванный смещением равновесия растворимости диоксида серы вправо: см. (2) в табл. 2. При этом темпы роста $w_{\text{S(VI)}}^*$ с увеличением pH выглядят несколько более высокими. Причиной служит уже отмечавшийся спад растворимости трехвалентного железа по мере увеличения pH и связанное с этим уменьшение w_{Fe} . В результате $w_{\text{Mn-Fe}}$ с увеличением pH приближается к $w_{\text{набл}}$, а вместе с этим $w_{\text{S(VI)}}^*$ становится ближе к $w_{\text{S(VI)}}$. Их величины практически сравниваются при $\text{pH} \approx 3.5$, свидетельствуя о пренебрежимо малой роли w_{Mn} в образовании сульфатов.

При $\text{pH} > 3.5$ поведение расчетных кривых 1 и 2 кардинально изменяется. Ход кривой 2 указывает при этом на драматический спад $w_{\text{S(VI)}}^*$. Причиной служит уменьшение скорости инициирования (1, табл. 1) с увеличением pH вследствие уменьшения концентрации Fe(III). Результатом является снижение скорости образования сульфатов. В противовес кривая 1 обнаруживает близость к насыщению скорости формирования сульфатов $w_{\text{S(VI)}} \approx 1.4 \text{ мкг м}^{-3} \text{ч}^{-1}$, несмотря на высокие pH. Такое поведение реакции обязано исключительно связыванию ионов трехвалентного железа в комплексы (FeOH^{2+} , см. табл. 2). Оставшееся в растворе благодаря этому большее содержание ионов трехвалентного железа, в том числе и в виде $\text{Fe}(\text{OH})\text{SO}_3\text{H}^+$ поддерживает скорость инициирования реакции (1) на уровне достаточном, чтобы обеспечить близость к постоянству $w_{\text{S(VI)}}$ с ростом pH. Это происходит за счет одновременного прироста с увеличением pH скорости продолжения цепи (10, 11, табл. 1), вызванного ростом растворимости диоксида серы. Все это вновь подтверждает потенциальную значимость каталитической (нефотохимической) реакции с участием переходных металлов в образовании сульфатов в атмосфере при гораздо более высоких pH в сравнении с рассматриваемыми ранее [3, 5, 35].

Для абсолютной величины константы скорости конверсии SO_2 в сульфаты в расчете на газовую фазу находим: $k_{\text{набл_SO}_2\text{газ}} = w_{\text{набл}}RTL/P_{\text{SO}_2} = k_{\text{набл}}^* (\chi^*[\text{Mn}][\text{Fe}_p \times 10^{-9}/M_{\text{Mn}}])^{1/2} K_{298} H_{\text{SO}_2\text{298}} R \times TL^{1/2}/10^{-\text{pH}}$, с^{-1} . Здесь P_{SO_2} – парциальное давление диоксида серы, атм, $[\text{Mn}]$ – концентрация марганца в атмосфере $\text{нг}/\text{м}^3$, $[\text{Fe}_p]$ – концентрация растворенного трехвалентного железа, $M_{\text{Mn}} = 55$ г/моль – атомный вес марганца, $H_{\text{SO}_2\text{298}} = 1.23$ моль л^{-1} атм $^{-1}$ [36] – константа Генри, характеризующая физическую растворимость диоксида серы при $T = 298$ К, $R = 8.2 \times 10^{-5}$ м 3 атм моль $^{-1}$ град $^{-1}$ – универсальная газовая постоянная и 10^{-9} г/нг – размерный коэффициент. Абсолютная величина $k_{\text{набл_SO}_2\text{газ}}$ определяется при этом в основном кислотностью капель, которая определяет в свою очередь содержание растворенного железа. При характерных для атмосферы Европы концентрационных условиях $\text{pH} 4.5$, $[\text{Mn(II)}] \approx 3$ нг/м 3 и $[\text{Fe}_p] \approx 4 \times 10^{57}$ моль/л, находим $k_{\text{набл_SO}_2\text{газ}} \approx 1.5 \times 10^{-5}$ с^{-1} . Эта величина почти вчетверо уступает по абсолютной величине эффективной константы скорости образования сульфатов в реакции с озоном ($k_{\text{набл_газ_O}_3} = 1.5 \times 10^9 H_{\text{O}_3\text{298}} P_{\text{O}_3} H_{\text{SO}_2\text{298}} K_I K_{II} RTL / (10^{-\text{pH}})^2 \approx 4 \times 10^{-6}$ с^{-1}) даже при близкой к максимальной концентрации озона в тропосфере (30 ppb): $\text{O}_3 + \text{SO}_3^{2-} \rightarrow \text{SO}_4^{2-} + \text{O}_2$. Здесь 1.5×10^9 л моль $^{-1}$ с^{-1} – константа скорости реакции растворенного озона с SO_3^{2-} [37], P_{O_3} – парциальное давление озона (атм), а $H_{\text{O}_3\text{298}} = 1.1 \times 10^{-2}$ моль л^{-1} атм $^{-1}$ [36] – константа Генри, характеризующая растворимость озона при $T = 298$ К. Проведенные оценки показывают, что скорость реакции окисления диоксида серы молекулярным кислородом в присутствии ионов Mn/Fe не слишком разнится от скорости реакции с участием присутствующего в воздухе в высокой концентрации озона даже при $\text{pH} 5$, что подчеркивает значимость этого процесса в атмосфере и при невысокой кислотности капель. На недооценку этого и других нефотохимических источников сульфата в атмосфере указывалось и в [38]. Результаты моделирования и натуральных измерений в цитируемой публикации удалось согласовать только за счет допущения нефотохимического превращения SO_2 в сульфаты в атмосфере с усредненной по году константой скорости $(1-2) \times 10^{-6}$ с^{-1} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обобщены данные по кинетике катализа ионами Mn/Fe жидкофазного окисления SO_2 молекулярным кислородом. Приведен механизм жидкофазного окисления SO_2 с участием ионов переходных металлов, удовлетворительно описывающий эти данные. Этот процесс, развивающийся по цепному механизму, характеризуется разветвлением цепей с участием нарабатываемого по ходу промежуточного продукта HSO_5^- . В этих рамках естественным образом удается истолковать происхождение явления синергизма, т.е. эффекта неаддитивного усиления каталитического действия пары ионов Mn/Fe в образовании сульфатов. Приведены результаты предварительных расчетов участия ионов переходных металлов в этом процессе в атмосфере. По результатам этих расчетов сделан вывод о существенности вклада каталитического действия пары ионов Mn/Fe в образовании сульфатов даже при невысокой кислотности капель и низких концентрациях ионов переходных металлов. Полученные в работе выражения для скорости образования сульфатов можно использовать для расчетов динамики накопления сульфатов в атмосфере в WRF-Chem и других моделях высокого уровня.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 19-05-50007 (Микромир), а также при финансировании Госзадания ИЭП ХФ РАН им. В.Л. Тальрозе (тема АААА-А20-120011390097-9).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРА

1. Langner J., Rodhe H. A global three-dimensional model of the tropospheric sulfur cycle // J. Atmos. Chem. 1991. V. 13. № 3. P. 225–263.
2. Warneck P., Mirabel P., Salmon G.A., et al. Review of the activities and achievements of the EUROTRAC subproject HALIPP (Ed. P. Warneck), Heterogeneous and liquid phase processes, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996. P. 7.
3. Seinfeld J. H., Pandis S.N., Atmospheric Chemistry and Physics, from Air Pollution to Climate Change. John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, USA, 2016. 1152 P.
4. Feichter J., Kjellstrom E., Rodhe H., et al., Simulation of the tropospheric sulfur cycle in a global climate model // Atmos. Environ. 1996. V. 30. № 10–11. P. 1693–1707.
5. Cheng Y.F., Zheng G., Way Ch., Mu Q. Reactive nitrogen chemistry in aerosol water as a source of sulfate during haze events in China // Science Advances. 2016. V. 2. № 12. e1601530.

6. Wang G.H., Zhang R.Y., Gomes M.E., et al. Persistent sulfate formation from London fog to Chinese haze // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 2016. V. 113. № 48. P. 13630–13635.
7. Xie Y.Z., Liu Z.R., Wen T.X. et al. Characteristics of chemical composition and seasonal variations of PM_{2.5} in Shijiazhuang, China: impact of primary emissions and secondary formation // Sci. Total Environ. 2019. V. 677. P. 215–229.
8. Zheng G.J., Duan F.K., Su H., et al. Exploring the severe winter haze in Beijing: the impact of synoptic weather, regional transport and heterogeneous reactions. // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. № 6. P. 2969–2983.
9. Grell G.A., Peckham S., Schmitz R., McKeen S.A., Frost G.J., Eder B. Fully coupled “online” chemistry within the WRF model // Atmos. Environ. 2005. V. 39. № 37. P. 6957–6975.
10. Ibusuki T., Takeuchi K. Sulfur dioxide oxidation by oxygen catalyzed by mixtures of manganese(II) and iron(III) at environmental reaction conditions // Atmos. Environ. 1987. V. 21. № 7. P. 1555–1560.
11. Martin L.R., Good T.W. Catalyzed oxidation of sulfur dioxide in solution: the iron-manganese synergism // Atmos. Environ. 1991. V. 25A. № 10. P. 2395–2399.
12. Ermakov A.N., Purmal A.P. Catalysis of $\text{HSO}_3^-/\text{SO}_3^{2-}$ oxidation by manganese ions // Kinetics and Catal. 2002. V. 43. № 2. P. 249–260.
13. Yermakov A.N., Purmal A.P. Iron-catalyzed oxidation of sulfite: From established results to a new understanding. *Progr. React. Mech.* 2003. V. 28. P. 189–255.
14. Ермаков А.Н. О катализе ионами марганца окисления сульфита. Кинетика реакции в избытке ионов металла // Кинетика и катализ. 2021. Т. 62. № 5. С. 518–526.
15. Matsuhisa Y., Goldsmith J.R., Clayton R.N. Mechanisms of hydrothermal crystallization of quartz at 250 C and 15kbar // Geochim. Cosmochim. Acta. 1978. V. 42. № 2. P. 173–182.
16. Farquhar J., Savarino J., Jackson T.L., Thiemens M.H. Evidence of atmospheric sulphur in the Martian regolith from sulphur isotopes in meteorites // Nature. 2000. V. 404. P. 50–52.
17. Mc-Cabe J.R., Savarino J., Alexander B., Gong S. Isotopic constraints on non-photochemical sulfate production in the Arctic winter // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. № 5. L05810.
18. Alexander B., Park R.J., Jacob, D.J., Gong, S.L. Transition metal-catalyzed oxidation of atmospheric sulfur: global implications for the sulfur budget // J. Geophys. Res. Atmos. 2009. V. 114. D02309.
19. Brandt Ch., van Eldik R. Transition Metal-Catalyzed Oxidation of Sulfur(IV) Oxides. Atmospheric-Relevant Processes and Mechanisms // Chem. Rev. 1995. V. 95. P. 119–190.
20. Kuo D.T.F., Kirk D.W., Jia C.Q. The chemistry of aqueous S(IV)–Fe–O₂ system: State of the art // J. Sulfur Chem. 2006. V. 27. № 5. P. 461–530.
21. Stanbury D.M. Reduction potentials involving inorganic free radicals in aqueous solution // Adv. Inorg. Chem. 1989. V. 33. P. 69–138.
22. Berglund J., Fronaeus S., Elding L.I. Kinetics and mechanism for manganese-catalyzed oxidation of sulfur(IV) by oxygen in aqueous solution // Inorg. Chem. 1993. V. 32. № 21. P. 4527–4537.
23. Grgić I., Berčić G. A Simple Kinetic model for autoxidation of S(IV) oxides catalyzed by iron and/or manganese ions // J. Atmos. Chem. 2001. V. 39. № 2. P. 155–170.
24. Graedel T.E., Weschler C.J. Chemistry within aqueous atmospheric aerosols and raindrops // Rev. Geophys. 1981. V. 19. № 4. P. 505–539.
25. Matthijsen J., Bultjes P.J.H., Sedlak D.H. Cloud model experiments of the effect of iron and copper on tropospheric ozone under marine and continental conditions // Meteorol. Atmos. Phys. 1995. V. 57. № 1. P. 43–60.
26. Sedwick P.N., Sholkovitz E.R., Church T.M. Impact of anthropogenic combustion emissions on the fractional solubility of aerosol iron: Evidence from the Sargasso Sea, Geochem // Geophys. Geosyst. 2007. V. 8. № 10. Q10Q06.
27. www.emep.int.
28. Knollenberg R.G. Techniques for probing cloud microstructure. In: Clouds: Their formation. Optical properties and Effects, Hobbs P.V., Deepak A. eds. P. 15–91, Academic Press, New-York, 1981.
29. Coughanowr D.R., Krause F.E. The reaction of SO₂ and O₂ in aqueous solutions of MnSO₄ // Ind. Eng. Chem. Fund. 1965. V. 4. № 1. P. 61–66.
30. Ulrich R.K., Rochelle G.T., Prada R.E. Enhanced oxygen absorption into bisulfite solutions containing transition metal ion catalysts // Chem. Engng Sci. 1986. V. 41. № 8. P. 2183–2191.
31. Barrie L.A., Georgii H.W. An experimental investigation of the absorption of sulphur dioxide by water drops containing heavy metal ions // Atmos. Environ. 1976. V. 10. № 9. P. 743–749.
32. Huss A.Jr., Lim P.K., Eckert C.A. Oxidation of aqueous sulfur dioxide. 1. Homogeneous manganese(II) and iron(III) catalysis at low pH // J. Phys. Chem. 1982. V. 86. № 21. P. 4224–4228.
33. Schwartz S.E., Freiberg J.E. Mass-transport limitation to the rate of reaction of gases in liquid droplets: Application to oxidation of SO₂ in aqueous solutions // Atmos. Environ. 2007. V. 15. № 7. P. 1129–1144.
34. Grgić I., Hudnik V., Bizjak M., Levec J. Aqueous S(IV) oxidation—I. Catalytic effects of some metal ions. Atmos. Environ. 1991. V. 25A. № 8. P. 1591–1597.
35. Liu T., Clegg S.L., Abbatt J.P.D. Fast oxidation of sulfur dioxide by hydrogen peroxide in deliquesced aerosol particles // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 2020. V. 117. № 3. P. 1354–1359.
36. Herrmann H., Ervens B., Jacobi H.-W., Wolke R., Nowacki P., Zellner R. CAPRAM2.3: A chemical aqueous phase radical mechanism for tropospheric chemistry // J. Atmos. Chem. 2000. V. 36. № 3. P. 231–284.
37. Hoffman M.R. On the kinetics and mechanism of oxidation of aqueous sulfur dioxide by ozone // Atmos. Environ. 1986. V. 20. № 6. P. 1145–1154.
38. Kasibhatla P., Chameides W.L., and St. John J., A three-dimensional global model investigation of seasonal variations in the atmospheric burden of anthropogenic sulfate aerosols, J. Geophys. Res., 1997. 102 (D3). P. 3737–3759.

Dynamics of Sulfate Formation in Atmospheric Droplet Phase with the Participation of Transient Metal Ions

A. N. Yermakov^{1, *}, A. E. Aloyan^{2, **}, and V. O. Arutyunyan²

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

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

*e-mail: polclouds@yandex.ru

**e-mail: ezmakr2010@yandex.ru

Laboratory data on the kinetics of aqueous-phase oxidation of SO₂ with dissolved oxygen in the presence of Mn/Fe ions are summarized in relation to the modeling of sulfate formation in the atmosphere. The empirical expressions available in the literature for the speed of this process have been found not to reproduce the data of physical modeling. A mechanism of liquid-phase oxidation of SO₂ with the participation of Mn/Fe ions satisfactorily describing experimental data is discussed. This chain-catalytic process involves free ion-radicals and is characterized by branching chains. This framework allows the phenomenon of synergism (the effect of the well-known nonadditive enhancement of the catalytic action of a pair of these ions) to be naturally interpreted. We present preliminary estimates for the sulfate production in atmospheric droplet moisture, indicating a significant contribution of catalytic (nonphotochemical) formation of sulfates even with low acidity of droplet moisture and relatively low concentrations of Mn/Fe ions.

Keywords: atmosphere, droplet moisture, sulfur dioxide, transition metal ions, synergism, branching of chains

УДК 551.510.42;551.5;551.521

ВЛИЯНИЕ УЧЕТА НЕПРЯМОГО ЭФФЕКТА СУЛЬФАТНОГО АЭРОЗОЛЯ НА РАДИАЦИЮ И ОБЛАЧНОСТЬ ПО ДАННЫМ КЛИМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИВМ РАН

© 2022 г. А. А. Полухов^{а, *}, Н. Е. Чубарова^{а, **}, Е. М. Володин^{б, ***}^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
ГСП-1, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия^бИнститут вычислительной математики РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119991 Россия

*e-mail: aeromsu@gmail.com

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

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

Поступила в редакцию 09.05.2022 г.

После доработки 25.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

В модели ИВМ РАН обновлена параметризация облачно-аэрозольного взаимодействия, в которой учитывается содержание сульфатного аэрозоля. Проведены оценки влияния учета сульфатного аэрозоля на количество облачных частиц, балла облачности, баланса радиации на ВГА и облачного пропускания солнечной радиации у поверхности Земли. Показано, что учет сульфатного аэрозоля в параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия позволяет корректно воспроизводить в модели ИВМ РАН изменения облачного пропускания с 1980 по 2005 года по сравнению с данными реанализа ERA-Interim и данными модели реконструкции солнечной радиации для ряда станций, расположенных в северной Евразии, где наблюдаются сильные изменения содержания сульфатного аэрозоля. Среднеглобальный радиационный форсинг за счет непрямого аэрозольного воздействия составляет по предварительным оценкам -0.13 Вт/м² для 2005 г. относительно 1850 г.

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

DOI: 10.31857/S0002351522050091

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема воздействия аэрозоля в климатической системе включает в себя множество тесно связанных между собой физических и химических процессов. Для отделения влияния аэрозолей на радиацию за счет прямого эффекта и облачность за счет не прямых эффектов вводят соответствующие термины: радиационно-аэрозольное радиационное воздействие и облачно-аэрозольное радиационное воздействие соответственно.

То, как аэрозоли влияют на свойства облаков и осадки сильно зависит от типов облачности [1]. Для “теплых” облаков наиболее изучен эффект уменьшения размера капель и увеличения отражательной способности облаков из-за увеличения количества капель, вследствие увеличения количества ядер конденсации, которыми являются аэрозольные частицы [2]. Кроме того, этот эффект может приводить к увеличению продолжительности жизни облачности и подавлению осадков [3, 4]. Облака глубокой конвекции отличаются более

сложной термодинамикой и микрофизикой. В них крайне сложны процессы облачно-аэрозольного воздействия. Многочисленные наблюдения показывали рост высоты облаков и увеличение облачного покрова с увеличением количества аэрозолей [5, 6]. В то же время моделирование этих процессов показало, что это термодинамическое усиление за счет аэрозолей незначительно или даже наблюдается подавление конвекции, особенно для облаков с холодным основанием облака, или сильным сдвигом ветра [7, 8].

Численное моделирование является ключевым методом в изучении облачно-аэрозольного взаимодействия, так как по данным наблюдений в настоящее время сложно отделить облачно-аэрозольное взаимодействие от метеорологических эффектов [1]. Современные климатические модели являются мощным инструментом, позволяющим оценивать климатические изменения в прошлом и будущем [9]. Одной из важнейшей задач для надежных оценок климатической измен-

чивости является адекватное восстановление трендов облаков и солнечной радиации у поверхности Земли. И несмотря на активное развитие модельных блоков, позволяющих воспроизводить не прямые эффекты аэрозолей и оценивать влияние облачно-аэрозольного воздействия на солнечную радиацию, наблюдаемые региональные тренды облачности и радиации плохо воспроизводятся моделями в рамках проектов CMIP [10–13]. Неопределенность в оценках эффективного радиационного воздействия аэрозоля до сих пор имеет самый большой вклад в общую неопределенность эффективного радиационного воздействия с 1750 года [14]. Один из путей уменьшения неопределенности, состоит в использовании новых уточненных параметризаций облачно-аэрозольного взаимодействия.

Сульфатный аэрозоль, вследствие его гидрофильности и большого содержания в атмосфере, наиболее эффективно участвует в процессах облачно-аэрозольного взаимодействия [15]. Поэтому именно его часто рассматривают в параметризациях облачно-аэрозольного взаимодействия.

На территории Европы и Европейской территории России в настоящее время наблюдаются значимые отрицательные тренды аэрозольной оптической толщины, связанные с уменьшением антропогенного загрязнения [16, 17]. Кроме того, есть свидетельства того, что уменьшается содержание сульфатного аэрозоля на территории Европы [18, 19]. Это подтверждается также данными EMEP [20] и восстановленными данными по содержанию сульфатов из ледниковых кернов Альп [21] и Эльбруса [22]. Уменьшение сульфатного аэрозоля также отражается в значительном сокращении сульфатов в атмосферных осадках в Москве в начале 21 века [23]. Известно, что большая часть сульфатного аэрозоля формируется из антропогенных выбросов [24]. Таким образом можно ожидать, что наблюдаемое сильное уменьшение количества сульфатного аэрозоля в атмосфере приведет к существенному изменению облачных свойств и может повлиять на тренды облачности и, как следствие, на солнечную радиацию.

Целью данного исследования является оценка влияния изменения содержания сульфатного аэрозоля на радиацию и облачность с использованием параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия в модели INMCM48.

2. ОПИСАНИЕ ДАННЫХ И МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для оценки эффектов облачно-аэрозольного взаимодействия использовалась климатическая модель Института Вычислительной Математики INMCM48 [25]. Пространственное разрешение

модели составляет 2×1.5 градуса в атмосфере и 1×0.5 градуса в океане. Количество вертикальных уровней составляет 21 в атмосфере и 40 в океане, шаг интегрирования по времени 12 мин. Расчеты проведены на суперкомпьютере ИВМ РАН. Скорость расчета составляла около 6 лет модельного времени за сутки реального. Сульфатный аэрозоль в модели рассчитывается в зависимости от концентрации диметилсульфида в океане, скорости приводного ветра с поправкой на температуру воды. Антропогенная составляющая сульфатного аэрозоля задается согласно эмиссиям CMIP6 [26]. В модели значительно был улучшен расчет естественной компоненты сульфатного аэрозоля [27] за счет уточнения пространственно-временного распределения концентрации диметилсульфида в океане и параметризации его потока в атмосферу; а также коэффициентов вымывания для конвективной и крупномасштабной облачности и учета гравитационного осаждения и закрытости океана льдом.

Самый экономичный способ включить в модель не прямые эффекты аэрозолей – это задать количественную связь между концентрацией аэрозольных частиц и количеством облачных капель. Большинство параметризаций основано на экспоненциальной зависимости концентрации облачных капель от смеси сульфатного аэрозоля и морской соли [28]:

$$N_d = \exp(a_0 + a_1 \ln m_{aer}), \quad (1)$$

где N_d – счетная концентрация облачных капель (см^{-3}), m_{aer} – массовая концентрация аэрозоля ($\text{кг}/\text{м}^3$).

Коэффициенты $a_0 = 5.1$ и $a_1 = 0.41$, с появлением спутниковых данных постоянно уточняются. Сравнения со спутниковыми измерениями прибора MODIS показали, что расчет количества облачных капель с использованием данных коэффициентов завышает наблюдаемые значения и, вследствие этого, коэффициенты были изменены на $a_0 = 4.3$ и $a_1 = 0.3$ [29]. В дальнейшем на основе реанализа MERRA2 и результатов проекта AEROCOM-II были получены новые коэффициенты ($a_0 = 4.86$ и $a_1 = 0.41$) [30]. Сравнения расчетов количества облачных капель с использованием трех указанных наборов коэффициентов параметризации представлены на рис. 1.

При проведении расчетов в модели INMCM48 была реализована параметризация облачно-аэрозольного взаимодействия с коэффициентами по [30]. В качестве контрольного эксперимента использовался коэффициент $a_1 = 0$, задание которого приводит к отсутствию зависимости числа облачных капель от массовой концентрации

сульфатного аэрозоля и неизменному их количеству. Кроме того, учитывалось влияние сульфатного аэрозоля на критическую водность, поэтому сульфатный аэрозоль напрямую влияет и на расчет балла облачности. Таким образом косвенно можно учитывать второй непрямой эффект аэрозоля, однако отделить его влияние от первого непрямого эффекта аэрозоля в данной конфигурации модели нельзя.

Численные эксперименты проводились следующим образом. Начальные и граничные условия для атмосферы и океана (внешнее воздействие, температура, давление, влажность на модельных уровнях и так далее) во всех экспериментах задавались одинаковыми, по состоянию на 2005 год. При этом и естественные источники газов-предшественников сульфатного аэрозоля задавались одинаковыми. Изменялись в экспериментах только антропогенные эмиссии газов-предшественников сульфатного аэрозоля, задаваемые для условий доиндустриального периода (1850 г.), для периода с высокими концентрациями сульфатного аэрозоля на территории Европы (1980 г.) и для последнего года экспериментов в рамках CMIP5 (2005 г.), когда наблюдались низкие значения сульфатного аэрозоля в Европе. Расчет проводился на 10 модельных лет и анализировались средние величины по 10 годам. Такой подход позволяет отдельно оценить влияние изменения эмиссий антропогенных газов-предшественников сульфатного аэрозоля.

Кроме того, одновременно производился расчет модели с полным отсутствием сульфатного аэрозоля, что необходимо для оценки радиационного эффекта на верхней границе атмосферы. Сравнение расчета радиационного баланса на ВГА в 2005 году с расчетом радиационного баланса на ВГА в 1850 году позволяет оценить полный радиационный форсинг антропогенного сульфатного аэрозоля, включая прямой и непрямой радиационные эффекты. В то же время разность радиационных балансов на ВГА между расчетами с использованием сульфатного аэрозоля в параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия и без него позволило оценить радиационный форсинг для непрямого воздействия антропогенного аэрозоля для 2005 года относительно 1850 года.

Важным показателем при анализе облачно-аэрозольного взаимодействия является облачное пропускание (CQ), как интегральный показатель изменения микро- и макрофизических, оптических и радиационных характеристик облака:

$$CQ = Q_{cloud} / Q_{clear}, \quad (2)$$

где Q_{cloud} — солнечная радиация в облачных условиях, Q_{clear} — солнечная радиация при ясном не-

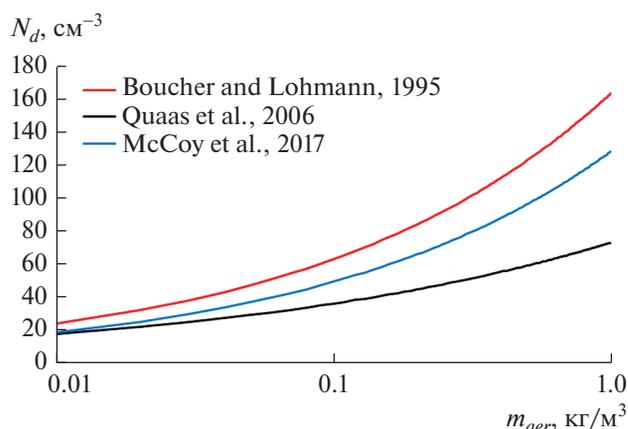


Рис. 1. Зависимость концентрации облачных частиц (см^{-3}) от массовой концентрации аэрозоля по данным параметризаций облачно-аэрозольного взаимодействия [28] (красная линия), [29] (черная линия) и [30] (синяя линия).

бе. Здесь и далее под солнечной радиацией мы понимаем плотность потока солнечного излучения от всей небесной полусферы, т.е суммарную радиацию.

Полученные результаты численных экспериментов для 1980 и 2005 гг. сравнивались с данными реанализа ERA-Interim [31], осредненными соответственно для периодов 1979–1981 гг. и 2004–2006 гг., а также с результатами расчетов по модели реконструкции солнечной радиации [32] для ряда наземных станций, расположенных в северной Евразии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1 Оценка непрямого эффекта сульфатного аэрозоля

Общая схема взаимодействия сульфатного аэрозоля с облачными частицами, согласно первому непрямому эффекту, выглядит следующим образом: при уменьшении количества сульфатного аэрозоля уменьшается количество ядер конденсации и уменьшается количество облачных частиц, что приводит при постоянном водосодержании к росту размера капель и уменьшению оптической толщины облака и его альбедо. Таким образом, в первую очередь учет сульфатного аэрозоля в параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия отражается в увеличении количества облачных частиц. Наибольшие концентрации сульфатного аэрозоля и, как следствие, его влияние на облачность, наблюдается в 1980 году в Европе, когда был максимум эмиссии антропогенных газов предшественников сульфатного аэрозоля. Так, увеличение количества облачных частиц в столбе атмосферы в 1980 году за счет уве-

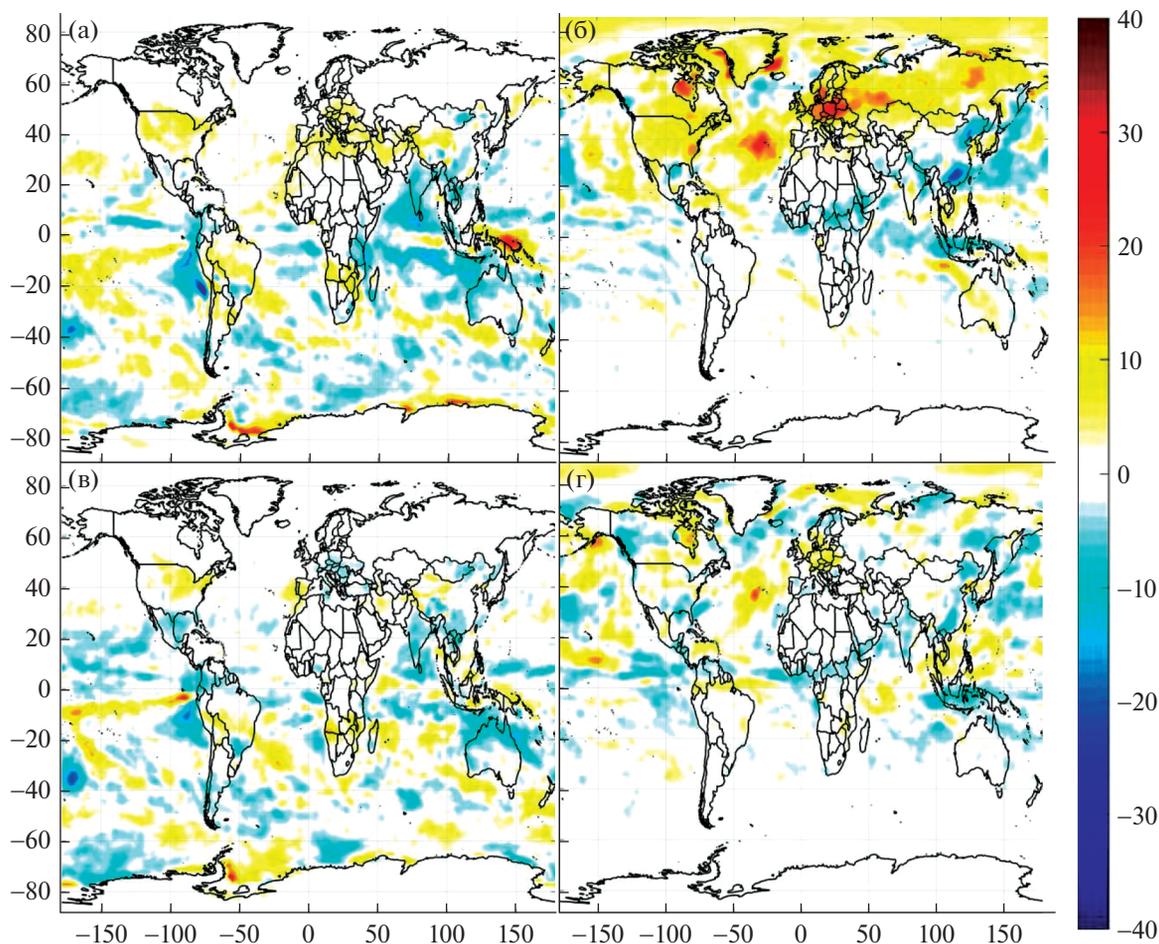


Рис. 2 Разность радиационного баланса на ВГА между 2005 и 1980 гг. (а, б) и между 2005 и 1850 гг. (в, г) по данным численных экспериментов с учетом облачно-аэрозольного взаимодействия зимой (а, в) и летом (б, г).

личения концентрации сульфатного аэрозоля по данным расчетов достигает 15 см^{-2} в летний период. В другие годы отмечается меньшее влияние сульфатного аэрозоля вследствие уменьшения эмиссии антропогенных газов предшественников сульфатного аэрозоля. В 2005 году увеличение содержания облачных частиц в столбе атмосферы при учете сульфатного аэрозоля в параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия не превышает 10 см^{-2} . Таким образом, за счет уменьшения эмиссии антропогенных газов предшественников сульфатного аэрозоля, из-за того, что уменьшается количество ядер конденсации, уменьшается количество облачных капель в столбе атмосферы для территории Европы и ЕТР на 5 см^{-2} с 1980 по 2005 гг. Данный отрицательный тренд подтверждается сравнениями со спутниковыми данными с 2003 по 2017 года для различных регионов мира [33, 34] порядка $15\text{--}20 \text{ см}^{-3}$ в 10 лет. Однако в данных работах авторы рассматривают величины концентраций облачных частиц, а не количество

облачных частиц в столбе атмосферы, поэтому полученные значения трендов могут отличаться.

Количество облачных капель участвует в расчете радиуса капель и, следовательно, оптических свойств облачности. Оптические свойства облаков влияют на балл облачности косвенно, через изменение радиационных источников тепла в атмосфере. В частности, при включении сульфатного аэрозоля в параметризацию облачно-аэрозольного взаимодействия для территории Европы и ЕТР также наблюдается увеличение балла общей облачности относительного контрольного эксперимента. В 1980 году в летний период рост достигает 0.2 (или 2-х баллов), в 2005 году в летний период не превышает 0.1 (1-го балла). При этом количество облачности в летний период с 1980 по 2005 году уменьшается на 0.07 (0.7 балла).

Наиболее сильный эффект облачно-аэрозольного взаимодействия проявляется в увеличении нижнего балла облачности, так как наибольшая концентрация сульфатного аэрозоля находится в

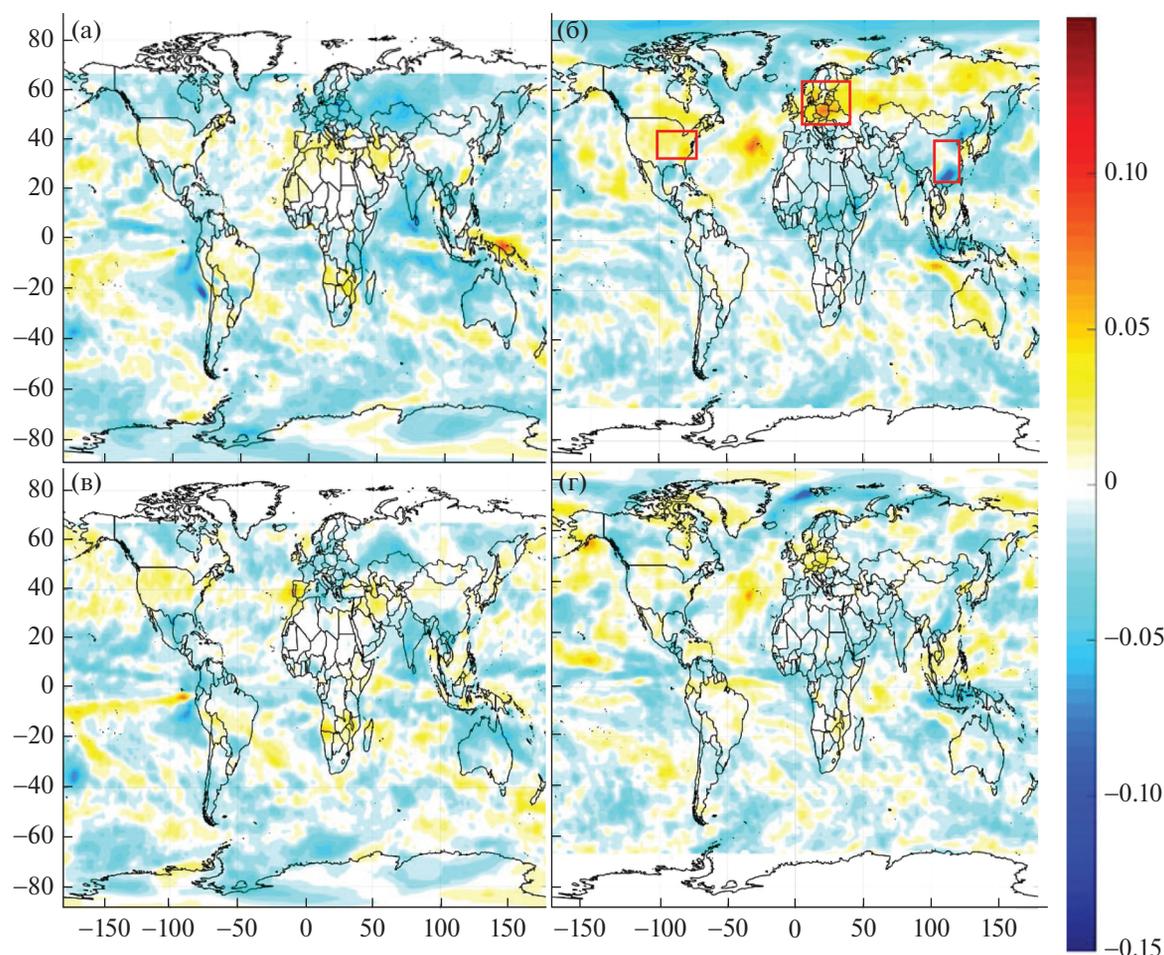


Рис. 3 Разность облачного пропускания между численными экспериментами с учетом облачно-аэрозольного взаимодействия между 2005 и 1980 гг. (а, б) и между 2005 и 1850 гг. (в, г) в зимний (а, в) и в летний период (б, г). Красными рамками обозначены области со значимыми измерениями облачного пропускания (подробнее на рис. 4).

нижних 2 километрах (от 900 до 700 гПа), что влияет на формирование ядер конденсации и концентрацию облачных капель [35]. Балл нижней облачности увеличивается в течение всего года более чем на 0,05 (или 0.5 балла), при этом самый сильный эффект наблюдается в летний период для 1980 года и достигает 0.2 (2-х баллов), когда количество капельной облачности для данной территории максимально.

В результате изменение характеристик облачности значимо влияет на общий радиационный баланс на верхней границе атмосферы (ВГА) (рис. 2).

Заметное изменение радиационного баланса на ВГА в 2005 г. относительно 1980 г. за счет эффектов облачно-аэрозольного взаимодействия наблюдается особенно в летний период года в северном полушарии в регионах, где отмечаются тренды сульфатного аэрозоля. Так, вследствие уменьшения выбросов газов-предшественников сульфатного аэрозоля в Европе и на восточном

побережье США, и уменьшения балла облачности, радиационный баланс на ВГА увеличивается на 20–30 Вт/м². С другой стороны, из-за бурного роста экономики и развития промышленности Китая увеличивается эмиссия газов-предшественников аэрозолей [15, 36], что приводит к уменьшению радиационного баланса на ВГА на 20 Вт/м². По нашим оценкам полный радиационный эффект сульфатного аэрозоля на ВГА составил 4–7 Вт/м² для летнего сезона 2005 года. При сравнении радиационного баланса на ВГА с использованием сульфатного аэрозоля в параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия и без нее по нашим оценкам радиационный форсинг за счет непрямого аэрозольного воздействия составил –0.13 Вт/м² для 2005 г. относительно доиндустриального периода (1850 г). Эти оценки сопоставимы с результатами других авторов. Например, в IPCC 2021, оценка радиационного форсинга сульфатного аэрозоля в облачно-аэро-

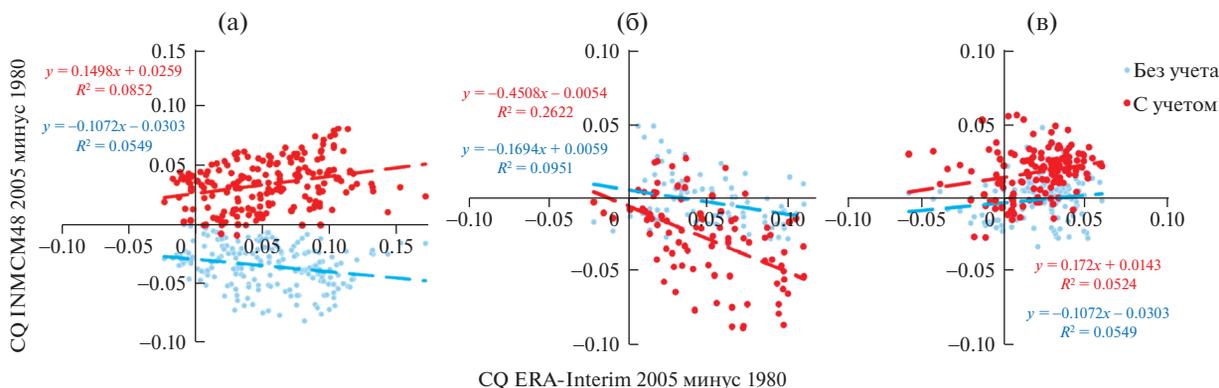


Рис. 4. Изменение облачного пропускания в модели INMCM5 (2005 г. минус 1980 г.) и по данным реанализа ERA-Interim (2004–2006 минус 1979–1981) в летний период для территории Европы (а), Китая (б) и восточного побережья США (в).

зольном взаимодействии составляет -0.5 Вт/м^2 . В публикациях [37–39] оценки варьируются от -0.28 до -1 Вт/м^2 .

3.2 Оценка влияния сульфатного аэрозоля на расчет облачного пропускания

Для анализа изменения солнечной радиации у поверхности Земли была рассчитана разность облачного пропускания с использованием эмиссий сульфатного аэрозоля между 2005, 1980 и 1850 гг. для зимнего и летнего периода (рис. 3).

Изменения эмиссии сульфатного аэрозоля с 1980 по 2005 года приводят к увеличению облачного пропускания на 0.07 – 0.1 в Европе, 0.05 на восточном побережье США и уменьшению на 0.05 – 0.1 в Китае в летний период. Увеличение облачного пропускания на больше части Евразии также подтверждается по данным реанализа ERA-Interim, данным измерений и модели реконструкции [12, 29]. Так, для территории Евразии отмечается тенденция увеличения солнечной радиации [32], до 7% за 10 лет с 1979 по 1999 года. Данные изменения авторы связывают с уменьшением эффективного балла облаков за этот период (от -6.7 до 18.4% за 10 лет) и с отрицательным трендом аэрозольной оптической толщины (от -2.7 до 1.5% за 10 лет) [40, 41]. При этом изменения облачного пропускания за период между 1850 и 2005 годом не превышают 0.05 .

Сравним более подробно результаты расчетов изменения облачного пропускания между 2005 и 1980 гг. для каждого модельного узла в областях со значимыми изменениями количества сульфатного аэрозоля: территорий Европы (40 – 65° с.ш. и 10 – 40° в.д.), восточного побережья США (30 – 42° с.ш. и 100 – 71° з.д.) и Китая (25 – 40° с.ш. и 110 – 125° в.д.) с данными реанализа ERA-Interim (рис. 4). Данные реанализа ERA-Interim осредня-

лись за 3 года (1979–1981, 2004–2006). Использовались данные расчетов модели INMCM48 контрольного эксперимента и с включением сульфатного аэрозоля в параметризацию облачно-аэрозольного взаимодействия.

Учет новой параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия [30] в модели ИВМ усиливает отклик облачности на тренды сульфатного аэрозоля и улучшает точность воспроизведения результатов при сравнении с данными реанализа в теплый период года для территории Европы и восточного побережья США. На рис. 4а и 4в видно, что почти все значения разности CQ в выбранных областях становятся положительными при включении сульфатного аэрозоля в эту параметризацию. Отметим, что для территории Китая, несмотря на увеличение эмиссий сульфатного аэрозоля в 2005 г. относительно 1980 г., не наблюдается улучшения согласия в трендах облачного пропускания между данными реанализа ERA-Interim и модельными данными. Скорее всего резкое увеличение CQ связано с превалирующей ролью прямого и полупрямого эффектов других типов аэрозоля, изменения которых есть в ERA-Interim, но не учитываются в нашей постановке задачи.

Дополнительно было проведено сравнение изменения CQ в модели INMCM48 с данными модели реконструкции [32] для 4-х станций на территории Европы и Европейской территории России, в Сибири (Омск) и на Дальнем Востоке в Японии (рис. 5). Эта модель реконструкции была протестирована с использованием данных наземных измерений солнечной радиации WRDC [42] и GEBA [43], многолетних архивов по облачности ВНИИГМИ-МЦД (<http://meteo.ru/>) и архива срочных наблюдений ISD (Integrated Surface Hourly Data Base) от NOAA NCEI; и данных по свойствам аэрозолей из продукта DTB прибора MODIS со спутника AQUA [44]

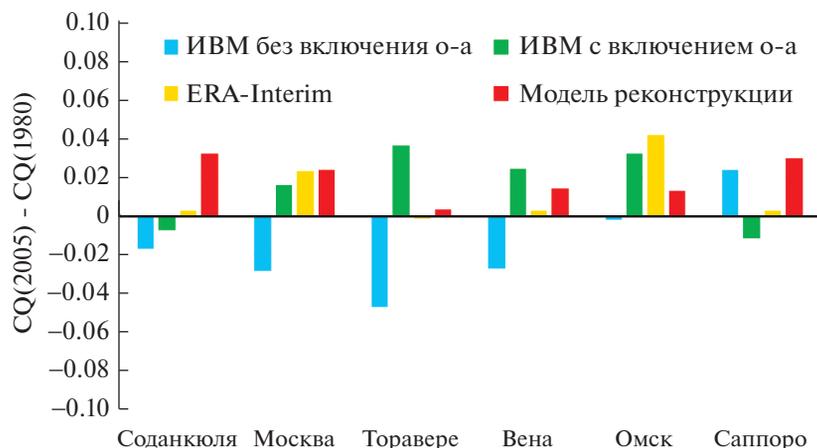


Рис. 5. Изменение облачного пропускания в модели INMCM48 (2005 минус 1980 г.) с включением облачно-аэрозольного взаимодействия и без его включения, и по данным реанализа ERA-Interim и по результатам модели реконструкции для отдельных метеорологических станций.

По модели реконструкции для выбранных станций наблюдается увеличение CQ с 1980 по 2005 г. в среднем на 0.019, что согласуется с данными реанализа ERA-Interim. При выключенном влиянии сульфатного аэрозоля в параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия почти на всех выбранных станциях модель INMCM48 показывает отрицательное изменение CQ (в среднем -0.016). Включение сульфатного аэрозоля значительно улучшает расчет CQ и его изменение в среднем составляет $+0.015$. Исключение — станция в Саппоро, где проявляется тот же эффект, что и для всего Китая, поскольку эта станция расположена недалеко от него и там также скорее всего наблюдается преобладающее влияние прямого и непрямого эффектов других типов аэрозолей.

4. ВЫВОДЫ

В работе представлены первые результаты расчетов модели INMCM48 с включенной новой параметризацией облачно-аэрозольного взаимодействия.

Данная параметризация позволяет в модели INMCM48 воспроизводить дополнительные эффекты, связанные с трендами аэрозолей и их взаимодействием с облачностью и радиацией. Так, при учете сульфатного аэрозоля в параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия в модели INMCM48 в летний период над территорией Европы увеличивается количество облачных капель в столбе атмосферы до 15 см^{-2} , балл общей облачности — до 2-х.

Наблюдается также заметное изменение радиационного баланса на ВГА в 2005 г. относительно 1980 г. за счет эффектов облачно-аэрозольного взаимодействия в теплый период года, особенно в

регионах, где отмечаются отрицательные тренды сульфатного аэрозоля. Учет облачно-аэрозольного взаимодействия в модели привел к выраженному росту величины облачного пропускания солнечной радиации у поверхности Земли (CQ) в 2005 году относительно 1980 г. в областях с отрицательным трендом аэрозоля (Европа и восточное побережье США) и к уменьшению CQ — в областях с его положительным трендом (Китай). Эти результаты лучше согласуются с величинами CQ , рассчитанными по данным реанализа ERA-Interim и модели реконструкции, за исключением территории Китая. Среднеглобальный радиационный форсинг за счет непрямого аэрозольного воздействия составляет по предварительным оценкам -0.13 Вт/м^2 для 2005 г. относительно доиндустриального периода (1850 г).

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант 20-05-00190 (численные эксперименты с моделью ИВМ, включение новой параметризации не прямых эффектов в модель — раздел 3.1) и научно-образовательной школы МГУ “Будущее планеты и глобальные изменения окружающей среды”, контракта № 1585-44-2020 (оценка влияния сульфатного аэрозоля на расчет облачного пропускания — раздел 3.2). Эксперименты с моделью реконструкции солнечной радиации выполнялись при участии Е.В. Вольперт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fan J., Wang Y., Rosenfeld D., and Liu X. Review of aerosol–cloud interactions: Mechanisms, significance, and challenges // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2016. Т. 73. № 11. С. 4221–4252.

2. Twomey S. The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds // *Journal of the atmospheric sciences*. 1977. Т. 34. № 7. С. 1149–1152.
3. Albrecht B. A. Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness // *Science*. 1989. Т. 245. № 4923. С. 1227–1230.
4. Rosenfeld D. TRMM observed first direct evidence of smoke from forest fires inhibiting rainfall // *Geophysical research letters*. 1999. Т. 26. № 20. С. 3105–3108.
5. Li Z., Niu F., Fan J., Liu Y., Rosenfeld D., Ding Y. Long-term impacts of aerosols on the vertical development of clouds and precipitation // *Nature Geoscience*. 2011. Т. 4. № 12. С. 888–894.
6. Niu F., Li Z. Systematic variations of cloud top temperature and precipitation rate with aerosols over the global tropics // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2012. Т. 12. № 18. С. 8491–8498.
7. Fan J., Leung R.L., Rosenfeld D., Chen Q., Li Z., Zhang J., and Yan H. Microphysical effects determine macrophysical response for aerosol impacts on deep convective clouds // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2013. Т. 110. № 48. С. E4581–E4590.
8. Lebo Z.J., Seinfeld J.H. Theoretical basis for convective invigoration due to increased aerosol concentration // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2011. Т. 11. № 11. С. 5407–5429.
9. Eyring V., Bony S., Meehl G.A., Senior C.A., Stevens B., Stouffer R.J., and Taylor K.E. Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 (CMIP6) experimental design and organization // *Geoscientific Model Development*. 2016. Т. 9. № 5. С. 1937–1958.
10. Bender F.A.M., Frey L., McCoy D.T., Grosvenor D.P. and Mohrmann J.K. Assessment of aerosol–cloud–radiation correlations in satellite observations, climate models and reanalysis // *Climate Dynamics*. 2019. Т. 52. № 7. С. 4371–4392.
11. Cherian R., Quaas J. Trends in AOD, clouds, and cloud radiative effects in satellite data and CMIP5 and CMIP6 model simulations over aerosol source regions // *Geophysical Research Letters*. 2020. Т. 47. № 9. С. e2020GL087132.
12. Chubarova N.E., Pastukhova A.S., Zhdanova E.Y., Volpert E.V., Smyshlyaev S.P. and Galin V.Y. Effects of ozone and clouds on temporal variability of surface UV radiation and UV resources over Northern Eurasia derived from measurements and modeling // *Atmosphere*. 2020. Т. 11. № 1. С. 59.
13. Fan T., Zhao C., Dong X., Liu X., Yang X., Zhang F., Shi C., Wang Y., Wu F. Quantify contribution of aerosol errors to cloud fraction biases in CMIP5 Atmospheric Model Intercomparison Project simulations // *International Journal of Climatology*. 2018. Т. 38. № 7. С. 3140–3156.
14. Masson-Delmotte V. Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change 2021. Cambridge University Press. In Press.
15. Zheng B., Tong D., Li M., Liu F., Hong C., Geng G., Li H., Li X., Peng L., Qi J., Yan L., Zhang Y., Zhao H., Zheng Y., He K., and Zhang Q. Trends in China's anthropogenic emissions since 2010 as the consequence of clean air actions // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2018. Т. 18. № 19. С. 14095–14111.
16. Chubarova N.Y., Poliukhov A.A., Gorlova I.D. Long-term variability of aerosol optical thickness in Eastern Europe over 2001–2014 according to the measurements at the Moscow MSU MO AERONET site with additional cloud and NO₂ correction // *Atmospheric Measurement Techniques*. 2016. Т. 9. № 2. С. 313–334.
17. Zhdanova E.Y., Khlestova Y.O., Chubarova N.E. Trends in Atmospheric Aerosol Characteristics in Moscow derived from Multiyear AERONET Measurements // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2019. Т. 32. № 5. С. 534–539.
18. Aas W., Mortier A., Bowersox V., Cherian R., Faluvegi G., Fagerli H., Jeny Hand J., Klimont Z., Galy-Lacaux C., Lehmann C.M.B., Myhre C.L., Myhre G., Olivieri D., Sato K., Quaas J., Rao P.S.P., Schulz M., Shindell D., Skeie R.B., Stein A., Takemura T., Tsyro S., Vet R. and Xu X. Global and regional trends of atmospheric sulfur // *Scientific reports*. 2019. Т. 9. № 1. С. 1–11.
19. Manktelow P.T., Mann G.W., Carslaw K.S., Spracklen D.V., Chipperfield M.P. Regional and global trends in sulfate aerosol since the 1980s // *Geophysical Research Letters*. 2007. Т. 34. № 14.
20. Vestreng V., Myhre G., Fagerli H., Reis S., and Tarrasón L. Twenty-five years of continuous sulphur dioxide emission reduction in Europe // *Atmospheric chemistry and physics*. 2007. Т. 7. № 13. С. 3663–3681.
21. Fagerli H., Legrand M., Preunkert S., Vestreng V., Simpson D., Cerqueira M. Modeling historical long-term trends of sulfate, ammonium, and elemental carbon over Europe: A comparison with ice core records in the Alps // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2007. Т. 112. № D23.
22. Preunkert S., Legrand M., Kutuzov S., Ginot P., Mikhailenko V., and Friedrich R. The Elbrus (Caucasus, Russia) ice core record—Part I: reconstruction of past anthropogenic sulfur emissions in south-eastern Europe // *Atmospheric Chemistry & Physics*. 2019. Т. 19. № 22.
23. Еремину И.Д. Химический состав атмосферных осадков в Москве и тенденции его многолетних изменений // *Вестник Московского университета. Сер. 5. География*. 2019. № 3. С. 3–10.
24. Seinfeld J.H., Bretherton C., Carslaw K.S., Coe H., DeMott P.J., Dunlea E.J., Feingold G., Ghan S., Guenther A.B., Kahn R., Kraucunas I., Kreidenweis S.M., Molina M.J., Nenes A., Penner J.E., Prather K.A., Ramanathan V., Ramaswamy V., Rasch P.J., Ravishankara A.R., Rosenfeld D., Stephens G., and Wood R. Improving our fundamental understanding of the role of aerosol–cloud interactions in the climate system // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2016. Т. 113. № 21. С. 5781–5790.
25. Volodin E.M., Mortikov E.V., Kostrykin S.V., Galin V.Ya., Lykossov V.N., Gritsun A.S., Diansky N.A., Gusev A.V.,

- Iakovlev N.G., Shestakova A.A., Emelina S.V.* Simulation of the modern climate using the INM-CM48 climate model // *Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling*. 2018. T. 33. № 6. C. 367–374.
26. *Hoesly R.M., Smith S.J., Feng L., Klimont Z., Janssens-Maenhout G., Pitkanen T., Seibert J.J., Vu, L., Andres R.J., Bolt R.M., Bond T.C., Dawidowski L., Kholod N., Kurokawa J.-I., Li M., Liu L., Lu Z., Moura M.C.P., O'Rourke P.R., and Zhang Q.* Historical (1750–2014) anthropogenic emissions of reactive gases and aerosols from the Community Emissions Data System (CEDS) // *Geoscientific Model Development*. 2018. T. 11. № 1. C. 369–408.
27. *Chubarova N.E., Poliukhov A.A., Volodin E.M.* Improving the Calculation of the Sulfate Aerosol Evolution and Radiative Effects in the Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, Climate Model // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2021. T. 57. № 4. C. 370–378.
28. *Boucher O., Lohmann U.* The sulfate-CCN-cloud albedo effect // *Tellus B: Chemical and Physical Meteorology*. 1995. T. 47. № 3. C. 281–300.
29. *Quaas J., Boucher O., Lohmann U.* Constraining the total aerosol indirect effect in the LMDZ and ECHAM4 GCMs using MODIS satellite data // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2006. T. 6. C. 947–955.
30. *McCoy D.T., Bender F.A.-M., Mohrmann J.K.C., Hartmann D.L., Wood R., Grosvenor D.P.* The global aerosol-cloud first indirect effect estimated using MODIS, MERRA, and AeroCom // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2017. T. 122. № 3. C. 1779–1796.
31. *Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J., Berrisford P., Poli P., Kobayashi S., Andrae U., Balmaseda M.A., Balsamo G., Bauer P., Bechtold P., Beljaars A.C.M., Berg L. van de, Bidlot J., Bormann N., Delsol C., Dragani R., Fuentes M., Geer A.J., Haimberger L., Healy S.B., Hersbach H., Hólm E.V., Isaksen I., Kållberg P., Köhler M., Matricardi M., McNally A.P., Monge-Sanz B.M., Morcrette J.-J., Park B.-K., Peubey C., Rosnay P. de, Tavolato C., Thépaut J.-N., Vitart F.* The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system // *Quarterly Journal of the royal meteorological society*. 2011. T. 137. № 656. C. 553–597.
32. *Volpert E.V., Chubarova N.E.* Long-term Changes in Solar Radiation in Northern Eurasia during the Warm Season According to Measurements and Reconstruction Model // *Russian Meteorology and Hydrology*. 2021. T. 46. № 8. C. 507–518.
33. *Bai H., Wang M., Zhang Z., Liu Y.* Synergetic Satellite Trend Analysis of Aerosol and Warm Cloud Properties over Ocean and Its Implication for Aerosol-Cloud Interactions // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2020. T. 125. № 6. C. e2019JD031598.
34. *McCoy D.T., Bender F.A.-M., Grosvenor D.P., Mohrmann J.K., Hartmann D.L., Wood R., and Field P.R.* Predicting decadal trends in cloud droplet number concentration using reanalysis and satellite data // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2018. T. 18. № 3. C. 2035–2047.
35. *Saponaro G., Kolmonen P., Sogacheva L., Rodriguez E., Virtanen T., and Leeuw G. de* Estimates of the aerosol indirect effect over the Baltic Sea region derived from 12 years of MODIS observations // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2017. T. 17. № 4. C. 3133–3143.
36. *Li J., Li C., Zhao C., Su T.* Changes in surface aerosol extinction trends over China during 1980–2013 inferred from quality-controlled visibility data // *Geophysical Research Letters*. 2016. T. 43. № 16. C. 8713–8719.
37. *Bellouin N., Quaas J., Gryspeerdt E., Kinne S., Stier P., Watson-Parris D., Boucher O., Carslaw K.S., Christensen M., Daniaou A.-L., Dufresne J.-L., Feingold G., Fiedler S., Forster P., Gettelman A., Haywood J.M., Lohmann U., Malavelle F., Mauritsen T., McCoy D.T., Myhre G., Mühlenthaler J., Neubauer D., Possner A., Rugenstein M., Sato Y., Schulz M., Schwartz S.E., Sourdeval O., Storelvmo T., Tölg V., Winker D., Stevens B.* Bounding global aerosol radiative forcing of climate change // *Reviews of Geophysics*. 2020. T. 58. № 1. C. e2019RG000660.
38. *Christensen M.W., Neubauer D., Poulsen C.A., Thomas G.E., McGarragh G.R., Povey A.C., Proud S.R., and Grainger R.G.* Unveiling aerosol–cloud interactions—Part 1: Cloud contamination in satellite products enhances the aerosol indirect forcing estimate // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2017. T. 17. № 21. C. 13e151–13e164.
39. *McCoy D.T., Field P., Gordon H., Elsaesser G.S. and Grosvenor D.P.* Untangling causality in midlatitude aerosol–cloud adjustments // *Atmospheric Chemistry and Physics*. 2020. T. 20. № 7. C. 4085–4103.
40. *Wild M.* Global dimming and brightening: A review // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2009. T. 114. № D10.
41. *Stern D.I.* Reversal of the trend in global anthropogenic sulfur emissions // *Global Environmental Change*. 2006. T. 16. № 2. C. 207–220.
42. *Wild M., Gilgen H., Roesch A., Ohmura A., Long C., Dutton E., Forgan B., Kallis A., Russak V., and Tsvetkov A.* From dimming to brightening: Decadal changes in solar radiation at Earth's surface // *Science*. 2005. T. 308. № 5723. C. 847–850.
43. *Wild M., Ohmura A., Schar C., Müller G., Folini D., Schwarz M., Hakuba M., and Sanchez-Lorenzo A.* The Global Energy Balance Archive (GEBA) version 2017: A database for worldwide measured surface energy fluxes // *Earth System Science Data*. 2017. T. 9. № 2. C. 601–613.
44. *Levy R.C., Remer L.A., Mattoo S., Vermote E.F., Kaufman Y.J.* Second-generation operational algorithm: Retrieval of aerosol properties over land from inversion of Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer spectral reflectance // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2007. T. 112. № D13.

The Indirect Effect of Sulfate Aerosol on Radiation and Cloud Cover Accounting According to the Inmcm

A. A. Poliukhov^{1, *}, N. Ye. Chubarova^{1, **}, and E. M. Volodin^{2, ***}

¹ Lomonosov Moscow State University, GSP-1, Lenin Hills, 1, Moscow, 119991 Russia

² Institute of Numerical Mathematics of the Russian Academy of Sciences, Gubkin str, 8, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: aeromsu@gmail.com

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

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

The parametrization of cloud-aerosol interaction has been updated in the model INMCM48, which considers the sulfate aerosol content. The impact of sulfate aerosol accounting on the cloud droplet number concentrations, cloud cover, net radiation on the top of the atmosphere and cloud transmission of solar radiation was assessed. It is shown that the sulfate aerosol inclusion in the parameterization of aerosol-cloud interaction allows us to correctly reproduce in the model INMCM48 the changes in cloud transmission from 1980 to 2005 compared with the data of the ERA-Interim reanalysis and the data of the solar radiation reconstruction model for several stations located in northern Eurasia, where strong changes in the content of sulfate aerosol are observed. According to preliminary estimates, the average global radiation forcing due to indirect aerosol exposure is -0.13 W/m^2 for 2005 relative to 1850.

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

УДК 551.510

СРАВНЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ НАЗЕМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА ВБЛИЗИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

© 2022 г. Г. М. Неробелов^{a, b, c, *}, О. Х. Аль-Субари^a, Ю. М. Тимофеев^a, Я. А. Виролайнен^a,
А. В. Поберовский^a, А. А. Соломатникова^d

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

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

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

^dГлавная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, ул. Карбышева 7, Санкт-Петербург, 194021 Россия

*e-mail: akulishe95@mail.ru

Поступила в редакцию 05.03.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

В работе сопоставлены результаты наземных измерений общего содержания озона (ОСО) вблизи Санкт-Петербурга за период 2009–2020 гг. Спектрофотометр Dobson и фильтровый озонметр М-124 расположены в пос. Воейково, Фурье-спектрометр Bruker 125HR – в Петергофе, на расстоянии около 50 км от пос. Воейково. Сопоставление результатов среднесуточных измерений ОСО различными приборами за почти 300 дней наблюдений показало, что средняя разность и стандартное отклонение разностей между измерениями Dobson и Bruker составляют -12.9 ± 9.3 е.Д. ($-3.7 \pm 2.7\%$), между Dobson и М-124 – 0.1 ± 7.7 е.Д. ($0.0 \pm 2.2\%$), между М-124 и Bruker – 12.9 ± 10.6 е.Д. ($-3.7 \pm 3.0\%$). Систематическое завышение данных Bruker по сравнению с данными Dobson и М-124 может быть вызвано как пространственно-временным рассогласованием измерений (пос. Воейково чаще подвержено антропогенному загрязнению, в то время как в Петергофе, в основном, наблюдаются фоновые воздушные массы), так и различием в спектроскопических параметрах в ИК и УФ-областях спектра. Разброс данных между разными ансамблями измерений ОСО не превышает измерительных погрешностей методов. Временное изменение среднемесячных ОСО по данным трех наборов наземных измерений в районе Санкт-Петербурга не показало явного постепенного межгодового увеличения или уменьшения содержания газа за период 2009–2020 гг.

Ключевые слова: атмосферный озон, общее содержание, дистанционное зондирование, наземные измерения, многолетнее изменение, Санкт-Петербург

DOI: 10.31857/S0002351522050078

1. ВВЕДЕНИЕ

Озон является одной из важнейших малых газовых составляющих атмосферы Земли, влияющей на температурный режим стратосферы, ультрафиолетовую (УФ) освещенность земной поверхности, загрязнение тропосферы и парниковый эффект на нашей планете. Именно поэтому в настоящее время его содержание регулярно определяется с помощью различных локальных и дистанционных измерений в наземных, самолетных, аэростатных и спутниковых системах контроля за озоном [1]. Особое внимание уделяется мониторингу общего содержания озона (ОСО) в связи с выявленным в 70-х годах прошлого века уменьшением его со-

держания из-за антропогенного влияния, обусловленного ростом эмиссий хлор-фтор-углеродов в атмосферу [2, 3]. Измерения ОСО различными методами и приборами делают актуальным их сравнение, валидацию, а также создание совместных баз данных для совершенствования численных моделей озоносферы и качественных прогнозов ее изменений.

В России Главная Геофизическая Обсерватория (ГГО) является центром Всемирной метеорологической организации (ВМО) по калибровке и контролю качества измерений ОСО. Единая шкала измерений на сети Росгидромета поддерживается регулярной поверкой всех озонметров по

эталону – спектрофотометру Dobson № 108, который, в свою очередь, каждые 5 лет участвует в сравнениях с региональным эталоном ВМО. Результаты сравнений показали, что за последние 30 лет расхождения между эталоном сети Росгидромета и эталоном ВМО не превышали 0.5%.

Сравнение и валидацию различных методов измерений ОСО необходимо проводить на регулярной основе в связи с возможными изменениями характеристик аппаратуры (см., например, [4–6]). Сопоставления данных наземных измерений ОСО спектрофотометром Dobson, Фурье-спектрометром Bruker 125HR, фильтровым озонометром М-124 и спутниковыми приборами в окрестностях Санкт-Петербурга проводились, например, в работах [4, 5]. В текущей работе приведены результаты анализа сопоставления измерений ОСО тремя наземными приборами (Bruker 125HR, Dobson, М-124) в районе Санкт-Петербурга за период 2009–2020 гг.

2. НАЗЕМНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОСО

2.1 Измерения Фурье-спектрометра Bruker 125HR

Наземный спектроскопический ИК метод измерений ОСО используется уже длительное время на станциях международной сети NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change, <https://www.ndsc.ncep.noaa.gov/>). В Петергофе (станция St. Petersburg, 59.88° с.ш., 29.82° в.д.) эти измерения были начаты в 2009 году [6]. Спектры солнечного ИК-излучения Фурье-спектрометром Bruker 125HR измеряются в условиях безоблачного неба либо в достаточно больших разрывах облаков. Таких дней в среднем насчитывается около 70 в году. Интерпретация измеренных спектров проводится с помощью специализированного программного обеспечения PROFFIT [7]. При этом используются спектральные окна, расположенные в интервале 991–1014 см⁻¹ полосы поглощения озона 9.6 мкм [8].

В настоящей работе использовалась версия V.7 данных измерений ОСО на станции St. Petersburg (<https://www-air.larc.nasa.gov/missions/ndacc/data.html?station=st.petersburg/hdf/ftir/>). Средняя систематическая погрешность определения ОСО составляет ~3%, средняя случайная погрешность измерений ОСО составляет ~2%.

2.2 Измерения спектрофотометра Dobson и озонометра М-124

Наземные измерения ОСО проводились на полевой экспериментальной базе ГГО (пос. Воейково), расположенной на расстоянии около

50 км от Петергофа, с помощью спектрофотометра Dobson №108 и рабочего фильтрового озонометра М-124. Для измерений ОСО на этих приборах используется дифференциальный метод, заключающийся в регистрации УФ-излучения в диапазоне длин волн 290–350 нм в двух или более спектральных интервалах с дальнейшим определением содержания озона по логарифму отношения измеренных потоков. Спектрофотометр Dobson представляет собой двойной кварцевый монохроматор, который из спектра приходящего излучения выделяет попарно следующие участки спектра: пары 305.5/325.4 нм, 311.45/332.4 нм и 317.6/339.8 нм [9]. Спектрофотометр Dobson 108 является эталонным прибором в России, поэтому наблюдения по нему в Воейково выполняются, в основном, по прямому солнечному излучению, а также по излучению, приходящему от зенита безоблачного неба, погрешность единичного измерения ОСО при этом не превышает 2%.

Фильтровые озонометры М-124 являются основным рабочим средством измерений ОСО на сети Росгидромета. Основные достоинства озонометра М-124 – простота конструкции и эксплуатации. Измерения данным прибором в Воейково [10] проводятся уже более 40 лет как по прямому солнечному излучению, так и по рассеянному из зенита. Суммарные погрешности определения ОСО озонометром М-124 составляют 2–5% в зависимости от вида регистрируемого излучения, а также состояния атмосферы и облачности.

3. СРАВНЕНИЯ НАЗЕМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ОСО

3.1 Анализ среднесуточных значений

В табл. 1 приведены результаты сравнений измерений ОСО приборами Dobson и Bruker 125HR по годам в течение периода 2009–2019 гг. (средние разности – СР и стандартные отклонения разностей – СОР, характеризующие систематические и случайные отличия, соответственно, а также коэффициент корреляции). Отметим, что данные доступны и за 2020 г., но их существенно меньше (всего 6 дней), поэтому они не приводятся в таблице. Как следует из таблицы, число сопоставлений за каждый год невелико – от 13 до 38. Таким образом, результаты приведенных оценок для каждого отдельного года не обладают высокой достоверностью. В частности, приведенные данные демонстрируют существенные вариации СР и СОР – в диапазонах 9.9–16.4 е.Д. (2.7–4.3%) и 4.8–13.8 е.Д. (1.4–3.8%), соответственно. Коэффициенты корреляции двух типов измерений высоки во все годы и меняются в диапазоне 0.91–

Таблица 1. Сравнения измерений ОСО приборами Bruker 125HR и Dobson в районе Санкт-Петербурга за 2009–2019 гг.; значения в процентах даны относительно общего среднего ОСО по данным Dobson

Год	Число сопоставлений	Средняя разность, е.Д. (%)	Стандартное отклонение разностей, е.Д. (%)	Среднее ОСО, е.Д. (Bruker/Dobson)	Коэффициент корреляции
2009	13	14.2 (3.9)	13.8 (3.8)	363.5/349.3	0.91
2010	22	16.4 (4.3)	6.6 (1.7)	380.3/363.9	0.99
2011	34	11.1 (3.3)	8.3 (2.4)	340.1/329.0	0.97
2012	34	9.9 (2.7)	8.0 (2.2)	359.7/349.9	0.99
2013	34	11.6 (3.1)	7.8 (2.1)	373.8/362.2	0.99
2014	14	13.0 (3.4)	6.2 (1.6)	384.6/371.6	0.99
2015	25	13.6 (3.9)	4.8 (1.4)	350.6/336.9	0.99
2016	26	13.9 (3.9)	6.8 (1.9)	358.6/344.8	0.99
2017	20	13.2 (3.8)	7.6 (2.2)	347.1/334.0	0.98
2018	37	11.8 (3.3)	6.8 (1.9)	354.1/342.3	0.99
2019	22	12.8 (3.5)	7.1 (2.0)	362.2/349.4	0.98
2009–2019	281	12.5 (3.5)	7.7 (2.1)	359.7/347.2	0.99

Таблица 2. Характеристики расхождений измерений ОСО в районе Санкт-Петербурга по данным приборов Bruker 125HR, M-124 и Dobson за 2009–2020 гг.; значения в % даны относительно среднего ОСО по данным Dobson; СО – стандартное отклонение; СОР – стандартное отклонение разности, СР – средняя разность, КК – коэффициент корреляции.

Параметры	Приборы		
	Dobson – Bruker 125HR	Dobson – M-124	Bruker 125HR – M-124
Среднее ± СО, е.Д.	347.2 ± 45.5/360.1 ± 48.1	347.2 ± 45.5/347.2 ± 44.6	360.1 ± 48.1/347.2 ± 44.6
СР ± СОР, е.Д. (%)	–12.9 ± 9.3 (–3.7 ± 2.7)	0.2 ± 7.7 (0.0 ± 2.2)	12.9 ± 10.6 (3.7 ± 3.0)
КК	0.98	0.98	0.98

0.99. Высокие значения коэффициентов корреляции между измерениями ОСО в Петергофе и Воейково обусловлены сильной изменчивостью ОСО в районе Санкт-Петербурга, в том числе, и сезонным ходом, который практически одинаков в обоих пунктах. Для рассматриваемой выборки пар данных ОСО за весь период 2009–2019 гг. СР между данными измерений ОСО Bruker и Dobson составила 12.5 е.Д. (3.5%), СОР – 7.7 е.Д. (2.1%).

На следующем этапе исследований мы отобрали ансамбль одновременных измерений всеми тремя приборами: Dobson, M-124 и Bruker (за 271 день наблюдений в 2009–2020 гг.). График среднесуточных измерений ОСО наземными приборами Bruker и Dobson в районе Санкт-Петербурга для всего периода 2009–2020 гг. (рис. 1) показал хорошее соответствие наблюдаемых величин изменчивости ОСО (корреляция около 0.98) – значения естественной вариации для обо-

их наборов данных составляет 48.1 и 45.5 е.Д., соответственно.

При этом наблюдается относительно большая величина СР между измерениями за весь период – около 12.9 е.Д. (3.7% относительно измерений прибором Dobson) (табл. 2). СОР составило 9.3 е.Д. (2.7%). СР и СОР между данными озонметра M-124 и Dobson за этот же период составили 0.1 е.Д. и 7.7 е.Д. (0.0% и 2.2%), соответственно. Отсутствие систематики между данными двух приборов обусловлено тем, что прибор M-124 калибруется на основе измерений прибором Dobson. Однако, СОР между данными Dobson и M-124 и Dobson и Bruker имеют более близкие значения – около 2.2–2.7%, соответственно. Относительно большая величина СОР соответствует оценкам случайных погрешностей озонметра M-124 [10]. СР и СОР между данными Bruker и M-124 составили 12.9 и 10.6 е.Д. (3.7 и 3.0%), соответственно.

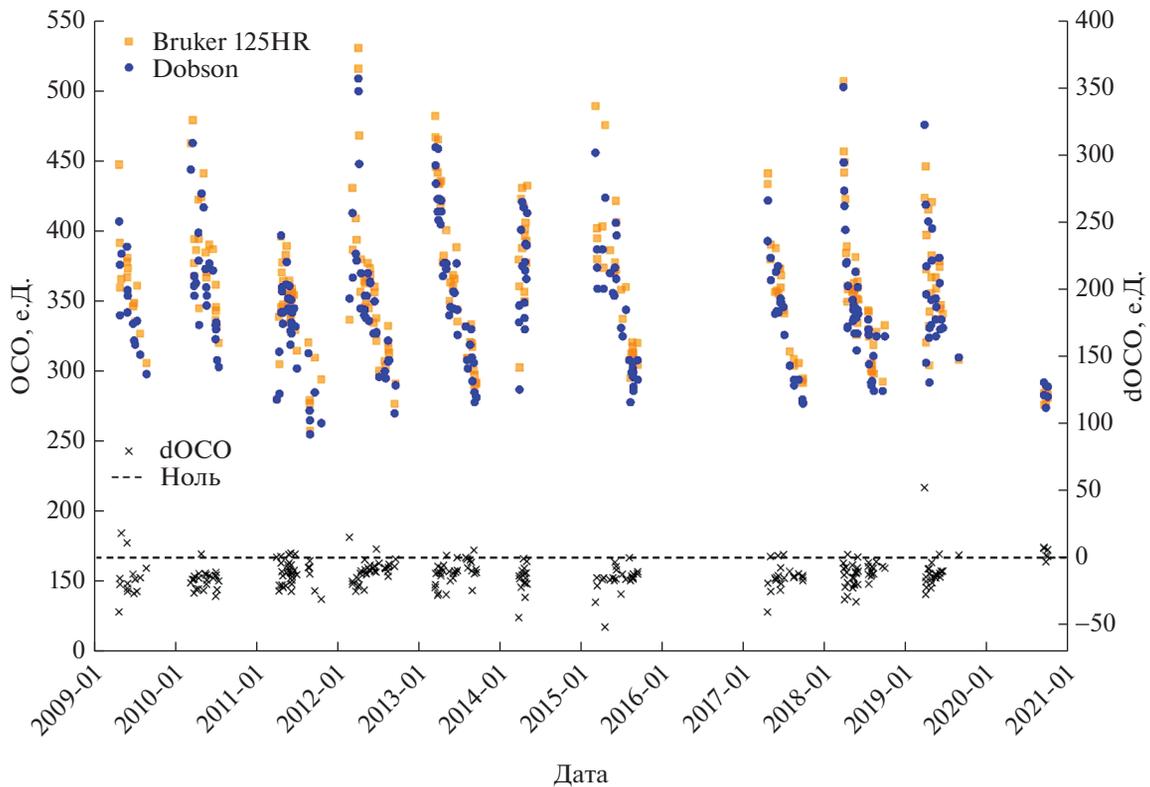


Рис. 1. Временное распределение среднесуточных ОСО в районе Санкт-Петербурга по данным наземных измерений приборами Dobson и Bruker 125HR в период 2009–2020 гг. и их разность (шкала справа).

Первые предварительные оценки результатов измерений ОСО, полученные с помощью Фурье-спектрометра Bruker 125HR, а также сопоставления с данными других приборов были выполнены в работе [11], где были проанализированы результаты измерений первых 269 спектров ИК-излучения, полученных в течение 52 дней в период с марта по ноябрь 2009 г. За 17 дней сопоставлений с данными Dobson величина СР составила 0.3%, СОР – 3.2%, КК – 0.90. За 51 день сопоставлений с данными М-124 СР составила 0.4%, СОР – 3.4%, КК – 0.95. Следующее сопоставление было выполнено для периода 2009–2012 гг. [5, 12]. Всего было получено 1190 спектров за 189 дней в период с апреля 2009 по март 2012 г. включительно. Сопоставления с Dobson имелись для 74 дней наблюдений (использовались среднедневные измерения), СР составила 1.4%, СОР – 3.4%, КК – 0.95. Аналогично для сопоставлений с М-124 имелись 78 дней, СР составила 2.8%, СОР – 3.9%, КК – 0.96. В дальнейшем сопоставления проводились в рамках получения эмпирических оценок точностей различных наземных и спутниковых методов измерения ОСО за период с 2009 по 2015 гг. [4]. Сопоставлялись 3 ансамбля измерений: 1 – 125 дней, когда имелись одновременные измерения всеми

приборами, включая Dobson; 2 – 278 дней измерений (без одновременных измерений с Dobson); 3 – 125 дней измерений (без Dobson), в которые по данным Bruker изменчивость ОСО не превышала 1% за время осреднения – так называемые “стабильные” дни. Были получены следующие оценки для ансамбля 1: СР пар Bruker-Dobson составила 2.1%, СОР – 2.3%, Bruker-М-124 – 1.6 и 2.4%, соответственно. Сопоставления Bruker-М-124 для ансамбля 2 дали оценки: 2.4 и 3.6%, для 3 ансамбля – 2.2 и 2.9% для СР и СОР, соответственно. Таким образом, в зависимости от сопоставляемых дней наблюдений временная и пространственная изменчивость полей ОСО могут значительно влиять на результаты сопоставлений в двух наземных пунктах на расстоянии около 50 км, но расположенных с разных сторон от Санкт-Петербурга.

Кроме динамической изменчивости воздушных масс в весенний период (см., например, [13]), когда в течение дня ОСО даже в одной локации может меняться на 20–30%, на различия в величинах ОСО в Воейково и Петергофе может влиять различие в тропосферном содержании озона, составляющем около 10% от величины ОСО. Анализ полей ветра в дни измерений показал, что

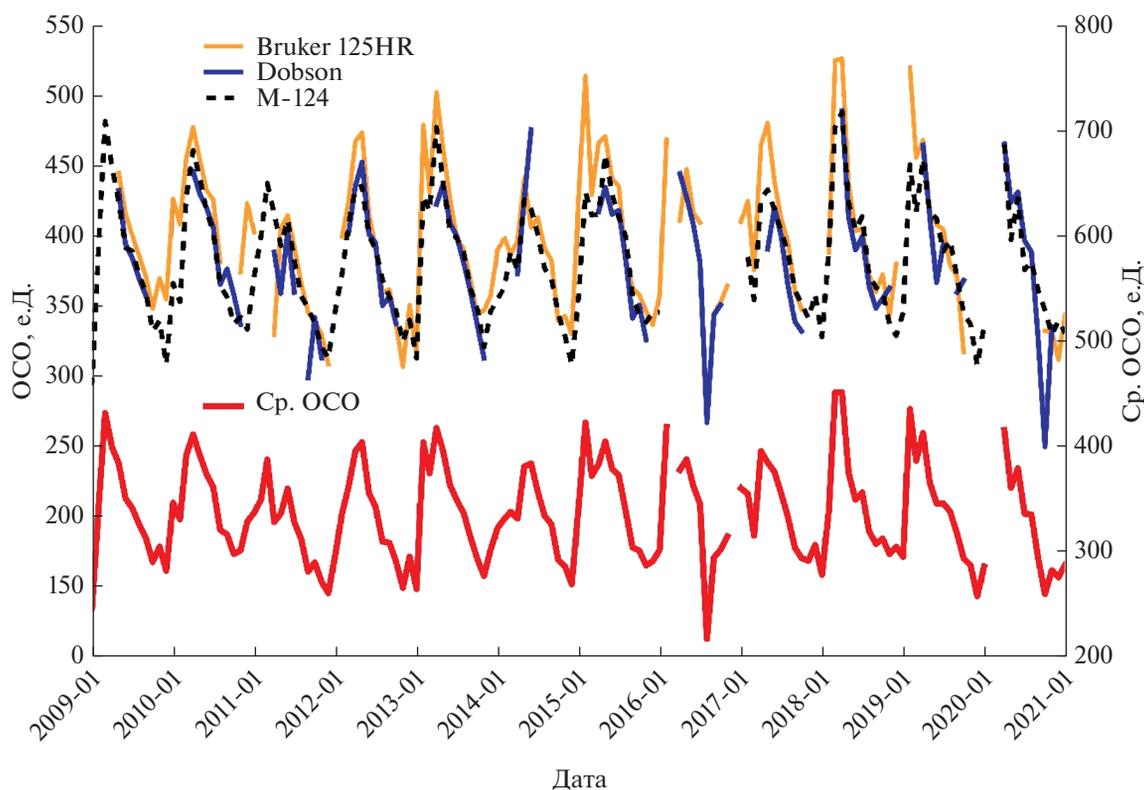


Рис. 2. Временное распределение среднемесячных ОСО в районе Санкт-Петербурга по данным наземных измерений (Dobson, Bruker 125HR, M-124; левая шкала) и их общее среднее (красная кривая; правая шкала) в период 2009–2020 гг.

станция Воейково, расположенная к западу от Санкт-Петербурга, часто находится в зоне влияния антропогенных эмиссий от города, в то время как в Петергофе, находящимся к юго-западу от центра города, преобладают фоновые воздушные массы с более высоким содержанием тропосферного озона. Санкт-Петербург — крупный антропогенный источник газов и аэрозолей — при разных направлениях ветра может вносить заметно различающийся вклад в содержание тропосферного озона в двух пунктах в зависимости от метеорологической ситуации. Поэтому данный фактор может быть дополнительной причиной наблюдающихся различий в ОСО между данными Bruker и Dobson и M-124. Систематическое завышение данных измерений ОСО прибором Bruker по сравнению с данными Dobson и M-124 может быть также обусловлено различиями в спектроскопических данных в ИК и УФ-областях спектра, используемых для анализа измеряемых спектров солнечного излучения. Так, в работе [14], где анализировались данные измерений ОСО приборами Bruker и Brewer (также использующем измерения солнечного излучения в УФ-области спектра), были получены величины СР около 4.5%.

3.2 Анализ среднемесячных значений

Анализ среднемесячных ОСО по данным Bruker, Dobson и M-124, а также среднего по трем наборам данных (рис. 2) показал, что в целом постепенный рост или уменьшение ОСО в районе Санкт-Петербурга за период с 2009 по 2020 гг. не наблюдается. Временные изменения по всем трем наборам данных схожи. Прослеживается сезонный ход ОСО — рост весной до 390–450 е.Д. и уменьшение к осени-зиме до 290–200 е.Д. Также видно, что по данным Bruker ОСО в среднем больше, чем по данным Dobson и M-124, что было отмечено ранее. Несмотря на отсутствие выраженной тенденции к росту или уменьшению ОСО, данные внутри каждого года заметно отличаются. Это отчасти могло быть вызвано разным объемом анализируемых данных для каждого года.

4. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Сравнения измерений ОСО в районе Санкт-Петербурга за период 2009–2020 г. двумя методами и приборами (Dobson и Bruker 125HR) показали, что величины естественных вариаций двух ан-

самблей измерений ОСО очень близки – 45.5 и 48.1 е.Д., но среднее рассогласование и стандартное отклонение составляют 12.9 е.Д. (3.7%) и 9.3 е.Д. (2.7%), соответственно.

Средние разности между данными озонметра M-124 и Dobson отсутствуют вследствие калибровки озонметра при помощи измерений Dobson. Стандартное отклонение разностей между этими приборами немного меньше, чем между Dobson и Bruker – 2.2% против 2.7%. Измерения ОСО прибором Bruker, как правило, превышают измерения спектрофотометра Dobson и озонметра M-124, что может быть вызвано как различием в коэффициентах поглощения озона в ИК и УФ-областях спектра, так и наличием или отсутствием антропогенного влияния на станции в Вейковом и в Петергофе. При этом, коэффициенты корреляции между тремя наборами данных высоки и достигают 0.98.

Среднемесячные ОСО по данным трех наборов наземных измерений в районе Санкт-Петербурга не показали явной тенденции к увеличению или уменьшению содержания газа за период 2009–2020 гг. Среднемесячные значения ОСО по данным Фурье-спектрометра Bruker 125HR превышают данные измерений прибора Dobson и M-124.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено в лаборатории “Исследование Озонного слоя и верхней атмосферы” Санкт-Петербургского государственного университета и было финансово поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации по соглашению 075-15-2021-583.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еланский Н.Ф. Российские исследования атмосферного озона и его предшественников в 2015–2018 гг. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. № 2. С. 170–185.
2. WMO (World Meteorological Organization), Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2018, Global Ozone Research and Monitoring Project–Report No. 58, 2018. P. 588.
3. Seinfeld, John H., and Spyros N. Pandis. Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change. 2d edition. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc, 2006. P. 1120.
4. Виrolайнен Я.А., Тимофеев Ю.М., Поберовский А.В., Поляков А.В., Шаламянский А.М. Эмпирические оценки погрешностей измерений общего содержания озона различными методами и приборами // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 2. С. 170–176.
5. Virolainen Y.A., Timofeyev Y.M. & Poborovsky A.V. Intercomparison of satellite and ground-based ozone total column measurements // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2013. V. 49. P. 993–1001.
6. Timofeyev Yu., Virolainen Ya., Makarova M., Poborovsky A., Polyakov A., Ionov D., Osipov S., Imhasin H. Ground-based spectroscopic measurements of atmospheric gas composition near Saint Petersburg (Russia) // J. Mol. Spectr. 2016. V. 323. P. 2–14.
7. Hase F., Hannigan J.W., Coffey M.T., Goldman A., Höpfner M., Jones N.B., Rinsland C.P., Woo S.W. Intercomparison of retrieval codes used for the analysis of high-resolution, ground-based FTIR measurements // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 2004. V. 87. № 1. P. 25–52.
8. Виrolайнен Я.А., Тимофеев Ю.М., Поляков А.В., Ионов Д.В., Курнер О., Поберовский А.В., Имхасин Х. Сопоставление наземных измерений общего содержания O₃, HNO₃, HCl и NO₂ с данными численного моделирования // Изв. РАН. ФАО. 2015. Т. 51. № 6. С. 1–10.
9. Dobson G.M.V. Observers' handbook for the ozone spectrophotometer. Pt. 1.: Ann. IGY, 957. P. 46–89.
10. Шаламянский А.М., Ромашкина К.И., Привалов В.И. Сравнительный анализ методов и приборов для наземных измерений общего содержания озона // Прикладная метеорология. Труды НИЦ ДЗА (филиала ГГО), вып. 5 (553), 2004. С. 187–206.
11. Виrolайнен Я.А., Тимофеев Ю.М., Ионов Д.В., Поберовский А.В., Шаламянский А.М. Наземные измерения общего содержания озона ИК методом // Изв. РАН. ФАО. 2011. Т. 47. № 4. С. 521–532.
12. Virolainen Y., Timofeyev Y., Polyakov A., Ionov D., and Poborovsky A. Intercomparison of satellite and ground-based measurements of ozone, NO₂, HF, and HCl near Saint Petersburg, Russia // Int. Journ. Rem. Sensing. 2014. V. 35. № 15. P. 5677–5697.
13. Виrolайнен Я.А., Поляков А.В., Тимофеев Ю.М. Анализ изменчивости стратосферных газов по данным наземных спектроскопических наблюдений в районе Санкт-Петербурга // Изв. РАН. ФАО. 2021. Т. 57. № 2. С. 163–174.
14. Schneider M., Redondas A., Hase F., Guirado C., Blumenstock T., and Cuevas E. Comparison of ground-based Brewer and FTIR total column O₃ monitoring techniques // Atmos. Chem. Phys. 2008. V. 8. P. 5535–5550.
15. Viatte C., Schneider M., Redondas A., Hase F., Eremenko M., Chelin P., Flaud J.-M., Blumenstock T., and Orphal J. Comparison of ground-based FTIR and Brewer O₃ total column with data from two different IASI algorithms and from OMI and GOME-2 satellite instruments // Atmos. Meas. Tech. 2011. V. 4. P. 535–546.

Comparison of Ground-Based Measurements of Total Ozone Content Near Saint-Petersburg

G. M. Nerobelov^{1, 2, 3, *}, O. Al-Subari¹, Yu. M. Timofeyev¹, Ya. A. Virolainen¹,
A. V. Poberovskii¹, and A. A. Solomatnikova⁴

¹*Saint-Petersburg State University, University Embankment, 7/9, Saint-Petersburg, 199034 Russia*

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

³*Russian State Hydrometeorological University, Malookhtinskiy Prospekt, 98, Saint-Petersburg, 195196 Russia*

⁴*The Voeikov Main Geophysical Observatory, Karbysheva st. 7, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

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

In current research ground-based observations of total ozone column (TOC) near Saint-Petersburg (Russia) in 2009–2020 were compared. Spectrophotometer Dobson and filter ozonometer M-124 are located in Voeikovo, Fourier-spectrometer Bruker 125HR – in Peterhof, 50 km from Voeikovo. The comparison of daily averaged TOC observations by different instruments for approximately 300 days has demonstrated that average difference and its standard deviation between Dobson and Bruker data constitute -12.9 ± 9.3 DU ($-3.7 \pm 2.7\%$), Dobson and M-124 – 0.1 ± 7.7 DU ($0.0 \pm 2.2\%$), M-124 and Bruker – 12.9 ± 10.6 DU ($3.7 \pm 3.0\%$). Systematic overestimation of Bruker data in comparison to Dobson and M-124 could be caused by spatio-temporal differences in measurements (Voeikovo is often under of anthropogenic pollution, when unpolluted background air masses are observed in Peterhof more frequent) as well as by differences in spectroscopic parameters of IR and UV spectra ranges. Deviation of the data in different assemblies of TOC observations does not exceed observational errors of the methods. Temporal variation of monthly averaged TOC measured by all three ground-based instruments near Saint-Petersburg in 2009–2020 did not demonstrate explicit gradual increase or decrease in the gas content.

Keywords: atmospheric ozone, total content, remote sensing, ground-based measurements, multi-year variation, Saint-Petersburg

УДК 551.465

ТЕЧЕНИЯ В ПРОЛИВЕ БРАНСФИЛДА ПО ГЕОСТРОФИЧЕСКИМ РАСЧЕТАМ И ДАННЫМ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

© 2022 г. Р. З. Мухаметьянов^{a, b}, Д. И. Фрей^a, Е. Г. Морозов^{a, *}^aИнститут океанологии им. П.П. Шишова РАН, Нахимовский пр. 36, Москва, 117997 Россия^bМосковский физико-технический институт, Институтский пер. 9., Долгопрудный, 141700 Россия

*e-mail: egmorozov@mail.ru

Поступила в редакцию 12.05.2022 г.

После доработки 27.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

В январе 2022 года в антарктической экспедиции на научно-исследовательском судне “Академик Мстислав Келдыш” было выполнено несколько разрезов в проливе Брансфилда. На основе полученных данных вертикальных профилей температуры и солёности проведены расчеты геострофических скоростей и расходов в проливе. Геострофические скорости и расходы течений сопоставлены с данными прямых инструментальных измерений погружным акустическим профилографом течений. Показано, что расчет геострофических скоростей и расходов на их основе вполне оправданно применять к течению Брансфилда. Соответствие расчетов и измерений для потока вод из моря Уэдделла менее удовлетворительное.

Ключевые слова: Антарктика, пролив Брансфилда, геострофические скорости, профили скорости LADCP

DOI: 10.31857/S0002351522050066

ВВЕДЕНИЕ

Пролив Брансфилда расположен между Южными Шетландскими островами и Антарктическим полуостровом. Его можно разделить на три основных бассейна: западный, центральный и восточный, которые отделены друг от друга подводными хребтами [1]. Ширина пролива составляет примерно 100 км, а глубина около 1800 м в центральном бассейне, восточный бассейн более глубоководный, а западный относительно неглубокий. Пролив Брансфилда соединяет воды моря Беллинсгаузена и воды Антарктического циркумполярного течения (АЦТ) с водами моря Уэдделла и, в частности, бассейна Пауэлла. Циркуляция вод в этом проливе носит циклонический характер [2]. В северной части пролива вода течет на северо-восток, а в южной на юго-запад. В северо-восточную часть пролива вода поступает из моря Уэдделла (бассейн Пауэлла) вокруг острова Жуэнвилль (Joinville Island) с Антарктическим прибрежным течением (Antarctic Coastal Current), которое является составной частью круговорота Уэдделла (Weddell Gyre) [3–6]. Дополнительный поток иногда поступает через пролив Антарктик (Antarctic Sound) [7]. Распространяясь на юго-запад вдоль антарктического полуострова воды моря Уэдделла заворачивают в обратном направлении в западной части пролива под воздействием

встречного потока [8]. С юго-запада в пролив Брансфилда поступают воды моря Беллинсгаузена (Transitional Zonal Water with the Bellingshausen Sea influence, TBW), а также воды АЦТ (ответвление южной струи АЦТ), которые проникают в пролив между островами Смит и Сноу (Smith and Snow islands) [9]. Присутствующие в проливе холодные воды из моря Уэдделла (Transitional Zonal Waters with the Weddell Sea influence, TWW) и относительно теплые воды из АЦТ, формируют сильные плотностные градиенты, которые приводят к геострофической интенсификации течения следующего на северо-восток вдоль Южных Шетландских островов. Этот довольно сильный поток именуется течением Брансфилда (Bransfield Current). Ширина основной струи составляет около 15–20 км [4, 10] при полной ширине пролива в 100 км в ее центральной части, и охватывает слой воды до 500 м и более. Скорости этого течения могут достигать 0.5 м/с и более согласно натурным наблюдениям [4, 10]. В литературных данных можно встретить несколько отличающиеся оценки расхода как для основной струи течения, так и для всего пролива. Но поскольку полный положительный расход (под положительным расходом понимается расход, направленный на северо-восток) через пролив в большей степени обеспечивается именно течением Брансфилда, то мож-

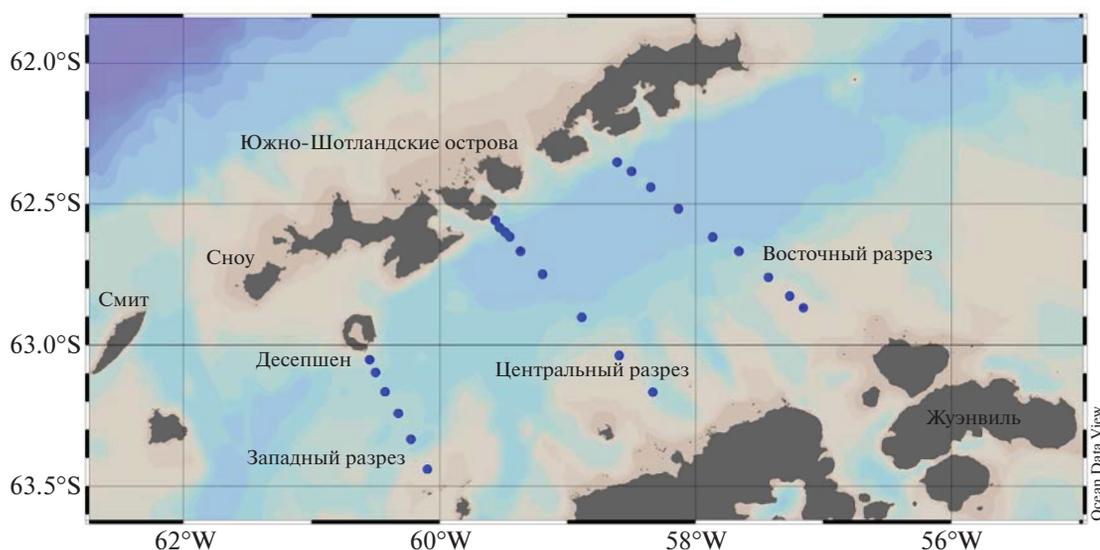


Рис. 1. Расположение разрезов в проливе Брансфила от Антарктического полуострова до Южно-Шетландских островов.

но считать, что они эквивалентны. Такие оценки составляют диапазон от 0.3 до 2 Св [2, 11].

Поскольку течение Брансфила хорошо просматривается по натурным данным СТД (conductivity, temperature, depth) разрезов, то представляется вполне уместным рассчитать геострофические скорости и объемный перенос вод на их основе. Для проверки применимости геострофического приближения в данном проливе мы сравним расчетные данные с переносами, рассчитанными по LADCP (Lowered acoustic Doppler current profiler: погружной акустический доплеровский профилограф течений) данным.

Данная работа ставит своей целью сравнить расходы в проливе Брансфила полученные двумя разными способами. Один из них предполагает использование современного прибора, а именно, акустического доплеровского профилографа течений. Другой способ расчета объемного переноса предполагает использование геострофического метода. Мы оценим, насколько простой расчетный метод дает результаты, отличающиеся от современных инструментальных измерений.

ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе предполагается использование данных, полученных в 87 рейсе научно-исследовательского судна «Академик Мстислав Келдыш» (НИС «АМК») в Атлантический сектор Южного океана антарктическим летом 2021–2022 гг. В ходе рейса, в частности, было выполнено три разреза через пролив Брансфила (рис. 1), в результате которых были получены высококачественные СТД и LADCP данные. Данные СТД-измерений

имеются на всех трех разрезах, а данные LADCP только на двух разрезах (западный и центральный).

На каждой станции разрезов проводилось погружение кассетного пробоотборника General Oceanics 1018 (розетка) с размещенным на нем оборудованием для сбора гидрологических данных, а также для обеспечения безопасного погружения (поскольку на каждой станции профилирование производилось почти до самого дна, не доходя примерно пять метров). Для получения информации о расстоянии до дна, на розетке, помимо основного оборудования для сбора данных, размещались пингер фирмы «Benthos» и альтиметр Valeport VA500. В роли основного оборудования выступали зонд Idronaut Ocean Seven 320Plus для получения СТД данных, а также LADCP TRDI WorkHorse Monitor 300 kHz для получения профилей скорости в водной толще. Помимо этого, на судне был установлен бортовой профилограф течений (SADCP), позволяющий получать данные по скоростям в слое от поверхности до 600–800 м. Данные SADCP использовались при обработке данных LADCP. Таким образом, для расчетов скоростей и расходов по ним имеется две возможности: LADCP и СТД данные. Для обработки и визуализации имеющихся данных использовался программный пакет Ocean Data View версии 5.3.0 [12]. Помимо этого, данные по скоростям, полученные с помощью профилографа течений, подверглись обработке для учета вклада приливных скоростей. Для этого применялась глобальная модель Орегонского Университета TPXO-9 [13]. Во всех приведенных скоростях введена поправка, которая удалила вклад приливов.

Таблица 1. Полные расходы через разрезы по данным LADCP, под положительным понимается расход в направлении на северо-восток, а под отрицательным соответственно на юго-запад. Приведены максимальная скорость течения Брансфила и максимальная скорость потока вод Уэдделла

Разрез		Западный	Центральный
Расход, Св	Положительный	1.24	2.15
	Отрицательный	0.79	2.03
	Чистый	0.45	0.12
Скорость, см/с	V_{\min}	–37	–31
	V_{\max}	22	52

Выбор отсчетной поверхности, пожалуй, является самым сложным элементом динамического метода. Так как данный метод предполагает получение относительных скоростей, то от выбора отсчетной поверхности могут сильно меняться получаемые скорости, и соответственно расходы, рассчитываемые по этим скоростям. К примеру, в одной из работ по проливу Брансфила при изменении уровня отсутствия движения с 500 до 1000 db разница в полученных скоростях на одном и том же горизонте составила 10 см/с [4]. Соответственно и получаемые оценки расходов могут сильно варьироваться.

При выборе отсчетной поверхности, довольно часто используются данные измерителей течений. Но не всегда есть возможность скорректировать данные по LADCP. Когда такой возможности нет, приходится выбирать отсчетный уровень отсутствия движения другим способом. К примеру, когда рассчитываются геострофические скорости уже известных и изученных течений, то его примерный уровень отсутствия движения, как правило, известен. Одним из распространенных вариантов является предположение об отсутствии движения на дне. Выбор отсчетной поверхности на дне имеет свои проблемные случаи, когда он является далеко не самым лучшим вариантом. Первый случай, это ненулевые скорости на дне, а второй это очень неровный рельеф, как на пример на склоне.

Что касается пролива Брансфила, то можно встретить довольно широкий диапазон выбора отсчетной поверхности (от 200 до 1000 м): 200 м [11]; 400 м [14]; 500 м [15]; 500 db [3, 16]; 1000 м [4]. Конечно, поверхность на глубине 200 м явно является недостаточной, поскольку лишь в основной струе по STD данным виден сильный наклон изолиний, по крайней мере, до глубин 400–500 м, что говорит о наличии геострофических скоростей.

В данной работе будут рассмотрены различные отсчетные уровни, для которых рассчитаны объ-

емные переносы как по STD, так и по LADCP данным интегрированием от отсчетных уровней до поверхности для более наглядного сравнения. Поскольку динамический метод дает информацию о скоростях, направленных перпендикулярно разрезу, то представляется логичным, при расчете расхода по данным погружного профилографа течений, брать проекции полных скоростей на поперечное разрезу направление. Таким образом, сравнение геострофических скоростей с реальными, и расходов на их основе будет более корректным.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты сравнения геострофических скоростей течений и данных прямых измерений представлены ниже отдельно для трех выполненных разрезов – центрального, западного и восточного. Все эти разрезы пересекали центральную котловину пролива Брансфила и выполнялись от берега Южных Шетландских островов до Антарктического полуострова. Положение разрезов показано на рис. 1.

Центральный разрез

Полные положительный и отрицательный расходы через всю плоскость разреза по LADCP данным составили 2.15 и 2.03 Св соответственно (табл. 1), то есть полный расход, обусловленный относительно узким струйным течением Брансфила, сопоставим с расходом в южной части пролива.

Основной отрицательный расход наблюдается в верхних 200 м, на шельфе, где и локализируются воды Антарктического прибрежного течения, распространяющиеся из моря Уэдделла. Далее при интегрировании от различных глубин, выбранных в качестве отсчетных уровней, до поверхности отрицательный расход постепенно растет до выхода на плато в районе 700–800 м (т.е., достигает величины полного отрицательного расхода). Большая часть положительного расхода происходит в верхних 500–600 м, но при этом ненулевые скорости наблюдаются и на глубинах около 1000 м.

За отрицательный расход отвечает Антарктическое прибрежное течение, а за положительный течение Брансфила. На STD разрезах видны и относительно холодные воды на шельфе, относящиеся к Антарктическому прибрежному течению и теплые воды в северной части пролива, относящиеся к течению Брансфила (рис. 2). На этом же рисунке показан разрез нейтральной плотности. Наклоны изопикнических поверхностей дают лучшее представление о течении Брансфила, которое хорошо просматривается по сильному наклону изолиний в северной части пролива.

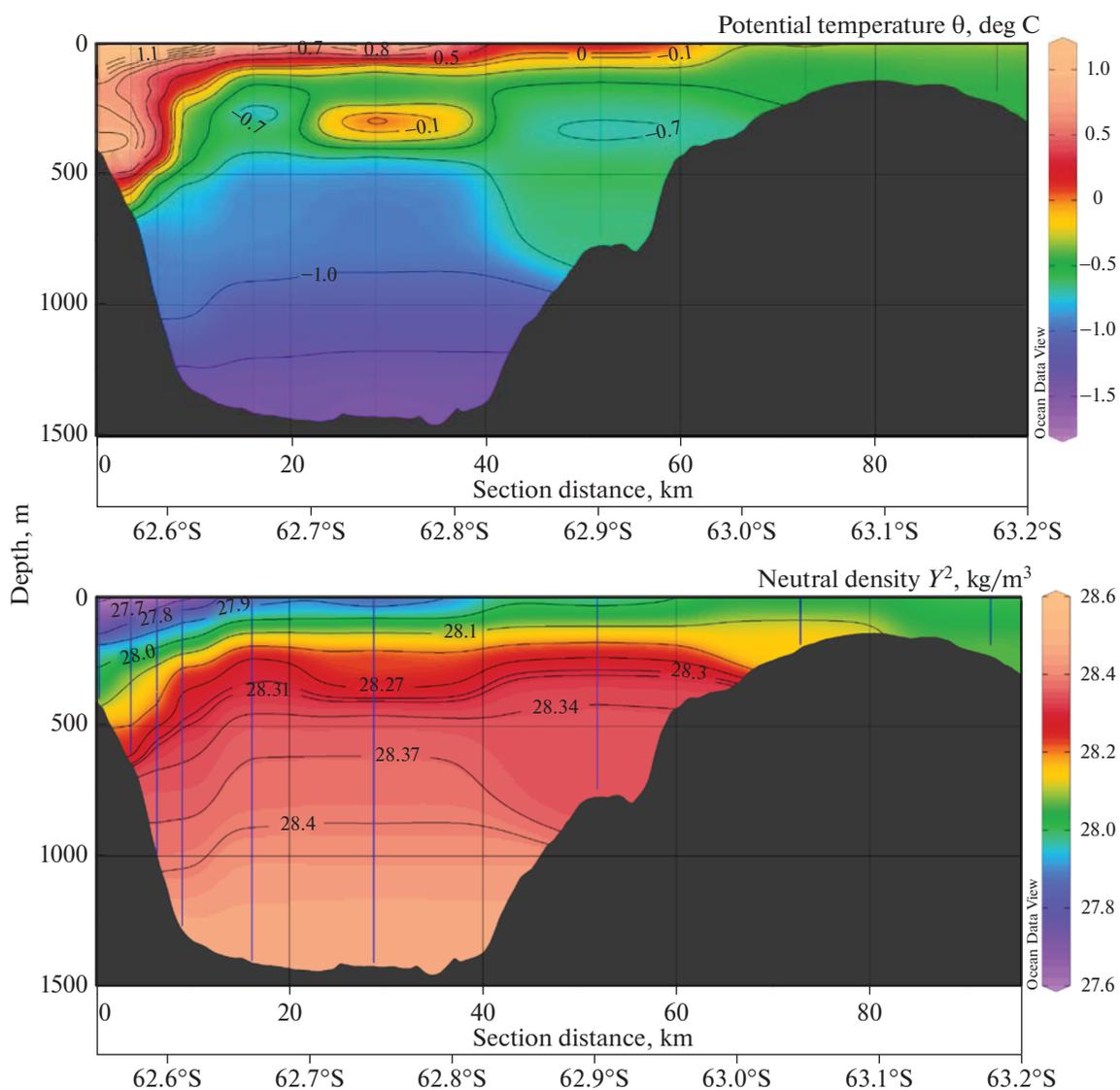


Рис. 2. Потенциальная температура (вверху) и нейтральная плотность (внизу) на центральном разрезе, от Южных-Шетландских островов (слева) до Антарктического полуострова (справа). По оси абсцисс показаны расстояние и широта.

При рассмотрении геострофических расходов, рассчитанных по STD данным (табл. 2), видно, что с увеличением глубины отсчетной поверхности положительный расход увеличивается, что ожидаемо, а отрицательный не изменяется.

При интегрировании от различных отсчетных уровней до поверхности, отрицательный расход везде близок к 0.05 Св, при истинном расходе 2.03 Св, (под “истинным” здесь подразумевается расход по LADCP данным) из которых 1.56 Св вытекает в верхних 200 м. То есть, при применении геострофического метода совершенно не проявляется течение в южной части пролива, что говорит о баротропном характере Антарктического прибрежного течения и не противоречит имеющимся представлениям [17]. При этом динамический метод обнаруживает течение в север-

ной части пролива, где отображает картину распределения скоростей. На рис. 3 можно видеть разрез по скоростям по данным LADCP и STD данным от отсчетного уровня 700 м до поверхности.

Расходы для центрального разреза, рассчитанные по геострофическим скоростям и по скоростям погружного доплеровского профилографа течений от отсчетного уровня до поверхности, представлены в табл. 2. Можно видеть, что при выборе отсчетных уровней 400 и 500 м расходы в верхних 400 и 500 м соответственно, рассчитанные по динамическому методу, составляют больше половины расходов по данным LADCP, начиная же с 600 м относительный вклад геострофики в общий расход остается практически неизменным и составляет примерно 3/4 от расходов по

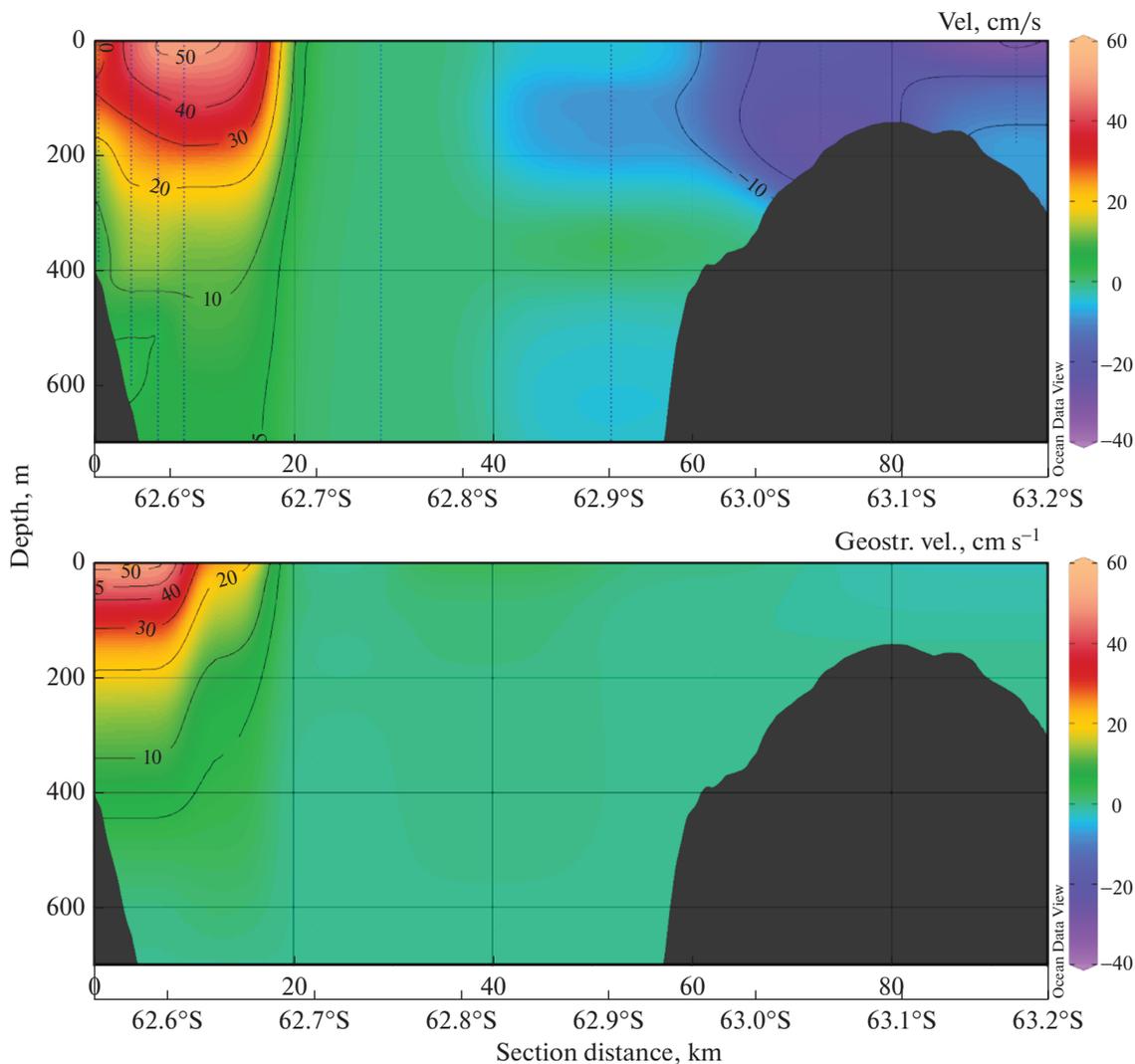


Рис. 3. Распределение скоростей на центральном разрезе согласно LADCP (вверху) и CTD (внизу) данным в верхнем слое 700 м. По оси абсцисс показано расстояние и широта.

данным LADCP. По всей видимости, можно говорить о том, что геострофический метод довольно хорошо показывает течение Брансфилда, по крайней мере, на центральном разрезе.

Западный разрез

На западном разрезе полные положительный и отрицательный расходы существенно уменьшились по сравнению с центральным разрезом и со-

Таблица 2. Расходы для центрального разреза, рассчитанные по LADCP и CTD данным. Нижней границей интегрирования расхода выбирался либо рельеф дна, либо отсчетный уровень – в зависимости от того, что находилось на меньшей глубине. Верхняя граница интегрирования находилась на поверхности

Отсчетная поверхность		400 м		500 м		600 м		700 м		800 м	
Источник данных		LADCP	CTD								
Расход, Св	Положительный	1.46	0.83	1.56	1.07	1.65	1.26	1.75	1.35	1.85	1.44
	Отрицательный	1.79	0.05	1.84	0.05	1.91	0.06	1.99	0.06	2.03	0.06
	Чистый	-0.34	0.79	-0.28	1.02	-0.26	1.20	-0.24	1.29	-0.18	1.37
Скорость, см/с	V_{\min}	-31	-12	-31	-11	-31	-9	-31	-8	-31	-7
	V_{\max}	52	44	52	48	52	51	52	51	52	51

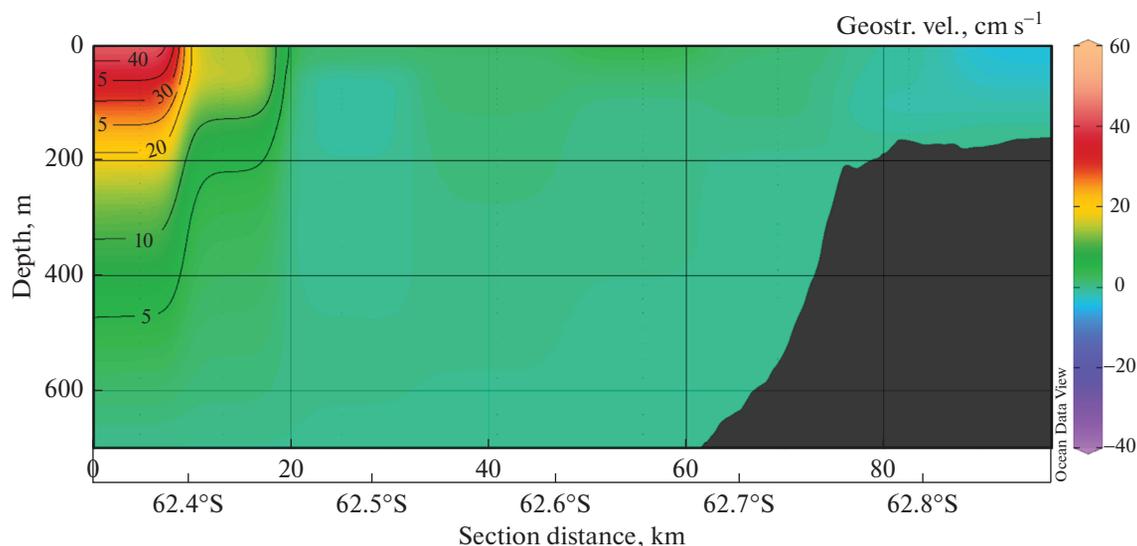


Рис. 4. Геострофические скорости при отсчетной поверхности 700 м на восточном разрезе, от Южных -Шетландских островов (слева) до Антарктического полуострова (справа). По оси абсцисс показано расстояние и широта.

ставили 1.24 и 0.79 Св, соответственно (табл. 1). Это может объясняться рециркуляцией вод южной части пролива, которое, возможно происходит между западным и центральным разрезом. То есть воды в южной части пролива вовлекаются в движение в обратном направлении где-то между западным и центральным разрезом, тем самым увеличивая положительный расход от западного к центральному разрезу, и уменьшая отрицательный расход от центрального к западному разрезу.

Отрицательный расход на западном разрезе, рассчитанный на основе геострофических скоростей, также незначителен, как и на центральном. Таким образом, динамическим методом здесь не обнаруживаются скорости, при том, что по данным LADCP максимальные скорости на западном разрезе даже больше, чем на центральном. При рассмотрении положительных расходов от различных отсчетных уровней до поверхности, можно видеть (табл. 3), что согласование между расчетами по LADCP и STD данным уже не столь хорошее.

Для отсчетного уровня 200 м расходы по LADCP и динамическим методом составляют 0.48 и

0.25 Св, соответственно, а при уровне 300 м 0.73 и 0.32 Св. При выборе отсчетного уровня 500 м, расход на основе геострофических скоростей составляет уже 2/3 от расхода по LADCP данным. Поскольку максимальные геострофические скорости, рассчитанные относительно этого отсчетного уровня, существенно превышают максимальные скорости, измеренные профилографом течений, то можно считать, что такой выбор отсчетной поверхности уже некорректен.

Восточный разрез

Поскольку на восточном разрезе отсутствуют LADCP данные, то можно сравнить между собой объемные переносы по STD данным для центральной и восточной частей пролива. Это представляется уместным, так как расходы в центральной и восточной частях пролива должны быть близки [3]. Кроме того, картины распределения геострофических скоростей и на том, и на другом разрезе для отсчетного уровня 700 м весьма схожи (рис. 3 внизу и рис. 4).

Таблица 3. Расходы на западном разрезе, рассчитанные по LADCP и STD данным, от отсчетного уровня до поверхности

Отсчетная поверхность		200 м		300 м		400 м		500 м	
Источник данных		ADCP	CTD	ADCP	CTD	ADCP	CTD	ADCP	CTD
Расход, Св	Положительный	0.48	0.25	0.73	0.32	0.92	0.44	1.04	0.70
	Отрицательный	0.47	0.06	0.58	0.08	0.65	0.12	0.73	0.16
	Чистый	0.01	0.18	0.15	0.24	0.26	0.32	0.31	0.54
Скорость, см/с	V_{\min}	-37	-21	-37	-16	-37	-12	-37	-6
	V_{\max}	22	20	22	25	22	29	22	35

Таблица 4. Расходы для восточного (В) и центрального (Ц) разрезов по данным CTD, от отсчетного уровня до поверхности

Отсчетная поверхность		400 м		500 м		600 м		700 м		800 м	
Разрез		В	Ц	В	Ц	В	Ц	В	Ц	В	Ц
Расход, Св	Положительный	0.77	0.83	0.97	1.07	1.13	1.26	1.28	1.35	1.38	1.44
	Отрицательный	0.05	0.05	0.06	0.05	0.06	0.06	0.07	0.06	0.07	0.06
	Чистый	0.72	0.79	0.91	1.02	1.07	1.20	1.21	1.29	1.31	1.37
Скорость, см/с	V_{\min}	-9	-12	-6	-11	-4	-9	-4	-8	-4	-7
	V_{\max}	35	44	39	48	41	51	43	51	44	51

Согласно получившимся расчетам, расходы на центральном и восточном разрезах, действительно оказались очень близки (табл. 4). Разница в расходах для восточного и центрального разрезов при одной и той же отсчетной поверхности составляет примерно 0.1 Св.

ВЫВОДЫ

В результате выполненных расчетов, были получены расходы поперек разрезов в проливе Брансфилда по данным LADCP и CTD измерений. На центральном разрезе картина распределения геострофических скоростей в северной части пролива хорошо согласуется с данными инструментальных измерений. Соответственно, расход, рассчитанный по геострофическим скоростям, составляет 3/4 от полного расхода течения Брансфилда. Расходы на восточном разрезе удовлетворительно коррелируют с расходами на центральном разрезе, и кроме того, согласуются с литературными данными [16], где для отсчетной поверхности 500 м получился расход 1 Св. Для западного разреза геострофический метод уже не столь хорошо рассчитывает расход. Так, вклад бароклиновой составляющей в общий расход составляет около 50%. Геострофические скорости в юго-восточной части пролива совершенно не согласуются с реальными скоростями, как на западном разрезе, так и на центральном. Этот факт объясняется баротропным характером Антарктического прибрежного течения, занимающим юго-восточную часть пролива.

Общие положительный и отрицательный расходы по данным LADCP значительно уменьшились от западного к центральному разрезу, что может отчасти объясняться затоком вод севернее западного разреза, между островом Десепшен и Южными Шетландскими островами. Кроме этого, увеличение расхода от западного к центральному разрезу может объясняться рециркуляцией вод южной части пролива, т.е. тем самым вовлечением вод в движение в обратном направлении. Рециркуляция вод объясняет, как уменьшение отрицательного расхода от центрального к запад-

ному разрезу, так и увеличение положительного расхода от западного разреза к центральному. Помимо этого, рециркуляция вод может приводить к интенсификации течения Брансфилда, что также объясняет возросшие скорости на центральном разрезе (на центральном разрезе максимальные скорости раза в два выше, чем на западном).

На основании выполненных расчетов и анализа, можно заключить, что расчет геострофических скоростей и расходов на их основе вполне оправданный метод, при условии, конечно, что течение по большей части не баротропно, как например, течение Брансфилда. Поэтому, динамический метод вполне можно применять для оценки расходов бароклиновых течений, или для оценки бароклиновой составляющей потока при известном полном расходе.

Источники финансирования. Работа выполнена в рамках государственного задания FMWE-2021-0002 и гранта РФФ 21-77-20004 (судовые измерения). Обработка натурных данных поддержана грантом Президента РФ МК-1492.2021.1.5 и грантом РФФИ 20-08-00246.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Garcia M.A., Castro C.G., Rios A.F., Doval M.D., Roson G., Gomis D., Lopez O. Water masses and distribution of physico-chemical properties in the Western Bransfield Strait and Gerlache Strait during Austral summer 1995/96 // Deep Sea Research II. 2002. V. 49. P. 585–602. [https://doi.org/10.1016/S0967-0645\(01\)00113-8](https://doi.org/10.1016/S0967-0645(01)00113-8)
2. Savidge D.K., Amft J.A. Circulation on the West Antarctic Peninsula derived from 6 years of shipboard ADCP transects // Deep Sea Research I. 2009. V. 56. P. 1633–1655. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2009.05.011>
3. Sangrà P., Gordo C., Hernández-Arencibia M., Marrero-Díaz A., Rodríguez-Santana A., Stegner A., Martínez-Marrero A., Pelegrí J.L., Pichon T. The Bransfield Current system // Deep Sea Research I. 2011. V. 58. P. 390–402. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2011.01.011>
4. Zhou M., Niiler P.P., Zhu Y., Dorland R.D. The western boundary current in the Bransfield Strait, Antarctica //

- Deep Sea Research I. 2006. V. 53. P. 1244–1252. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2006.04.003>
5. Морозов Е.Г. Течения в проливе Брансфилд // Доклады РАН. 2007. Т. 415. № 6. С. 823–825.
 6. Кречик В.А., Фрей Д.И., Морозов Е.Г. Особенности циркуляции вод в центральной части пролива Брансфилда в январе 2020 г. // Доклады РАН. Науки о Земле. 2021. Т. 496. № 1. С. 116–120. <https://doi.org/10.31857/S2686739721010114>
 7. Gordon A., Mensch M., Dong Z., Smethie W.M., de Betencourt J. Deep and bottom water of the Bransfield Strait eastern and central basins // J. Geophys. Res. Oceans. 2000. V. 105. № C5. P. 11337–11346. <https://doi.org/10.1029/2000JC900030>
 8. Huneke W.G., Huhn O., Schroeder M. Water masses in the Bransfield Strait and adjacent seas, austral summer 2013 // Polar Biol. 2016. V. 39. P. 789–798. <https://doi.org/10.1007/s00300-016-1936-8>
 9. Capella J.E., Ross R.M., Quentin L.B., Hofmann E.E. A note on the thermal structure of the upper ocean in the Bransfield Strait South Shetland Islands region // Deep Sea Research I. 1992. V. 39. P. 1221–1229.
 10. Morozov E.G., Frey D.I., Krechik V.A., Polukhin A.A., Sapozhnikov P.V. Water masses, currents, and phytoplankton in the Bransfield Strait in January 2020 // Antarctic Peninsula Region of the Southern Ocean. Springer. 2021. Advances in Polar Ecology. V. 6. P. 55–64. https://doi.org/10.1007/978-3-030-78927-5_4
 11. Niiler P.P., Amos A., Hu J.H. Water masses and 200 m relative geostrophic circulation in the western Bransfield Strait region // Deep Sea Research. 1991. V. 38. P. 943–959.
 12. Schlitzer R. Ocean Data View, <https://odv.awi.de>, 2022.
 13. Egbert G.D., Erofeeva S.Y. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides // J. Atmos. Ocean Tech. 2002. V. 19. P. 183–204.
 14. Smith D.A., Hofmann E.E., Klinck J.M., Lascara C.M. Hydrography and circulation of the west Antarctic Peninsula continental shelf // Deep Sea Research. 1999. V. 46. P. 951–984.
 15. Gomis D., García M.A., López O., Pascual A. Quasi-geostrophic 3D circulation and mass transport in the western Bransfield Strait during Austral summer 1995/96 // Deep Sea Research II. 2002. V. 49. P. 603–621.
 16. López O., García M.A., Gomis D., Rojas P., Sospedra J., Sánchez-Arcilla A. Hydrographic and hydrodynamic characteristics of the eastern basin of the Bransfield Strait (Antarctica) // Deep Sea Research I. 1999. V. 46. P. 1755–1778.
 17. Núñez-Riboni I., Fahrbach E. Seasonal variability of the Antarctic Coastal Current and its driving mechanisms in the Weddell Sea // Deep Sea Research I. 2009. V. 56. P. 1927–1941.

Currents in the Bransfield Strait Based on Geostrophic Calculations and Data of Instrumental Measurements

R. Z. Mukhametyanov^{1, 2}, D. I. Frei¹, and E. G. Morozov^{1, *}

¹ Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Nakhimovskii pr., 36, Moscow, 119997 Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Institutskii per. 9., 141700 Russia

*e-mail: egmorozov@mail.ru

In January 2022, during the Antarctic expedition on the R/V “Akademik Mstislav Keldysh”, several sections were made in the Bransfield Strait. Calculations of geostrophic velocities and transports in the strait were performed based on the measured data on vertical salinity and temperature profiles. The geostrophic velocities and transports were compared with the data of direct instrumental measurements with a lowered acoustic current profiler. It is shown that it is quite justified to apply the estimates of geostrophic velocities and transports to the Bransfield Current. The agreement between calculations and measurements for the water flow from the Weddell Sea is less satisfactory.

Keywords: Antarctica, Bransfield Strait, geostrophic velocities, LADCP velocity profiles

УДК 551.465

О ПЕРЕНОСЕ МИКРОПУЗЫРЬКОВ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ

© 2022 г. О. А. Дружинин*

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: druzhinin@ipfran.ru

Поступила в редакцию 26.04.2022 г.

После доработки 16.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

Проводится прямое численное моделирование (DNS) и исследуется динамика приповерхностного водного слоя, насыщенного воздушными пузырьками, в присутствии стационарной поверхностной волны. Полные, трехмерные уравнения движения водной среды (Навье-Стокса) решаются в Эйлеровой формулировке одновременно с Лагранжевскими уравнениями движения пузырьков с учетом их воздействия на несущую фазу. Диаметры пузырьков в DNS рассматриваются в интервале от 200 до 400 микрон, что позволяет пренебречь их деформацией. Результаты показывают, что наличие вихревых следов за всплывающими пузырьками приводит к усилению турбулентных пульсаций в водной среде. Среди сил, действующих на пузырьки со стороны окружающей водной среды, определяющими являются силы плавучести, вязкого трения и Лагранжевого ускорения, в то время как подъемная сила, определяемая завихренностью несущей фазы и относительной скоростью пузырька, остается пренебрежимо малой. Показано, что горизонтальный перенос пузырьков контролируется скоростью Стоксового дрейфа, в то время как вертикальный перенос определяется скоростью всплывания пузырьков в покоящейся водной среде. На основе результатов DNS предложены параметризации вертикального и горизонтального потоков концентрации воздушной фазы.

Ключевые слова: поверхностные волны, воздушные пузырьки, турбулентность, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0002351522050029

1. ВВЕДЕНИЕ

Детальное понимание физических механизмов мелкомасштабных процессов, происходящих вблизи границы раздела между атмосферой и гидросферой, важно для их корректной параметризации в крупномасштабных прогностических моделях [1, 2]. Одним из многих важных факторов, которые необходимо учитывать в моделях обмена, является наличие в приповерхностном водном слое воздушных (газовых) пузырьков.

Основным источником воздушных пузырьков в приповерхностном водном слое являются обрушающиеся (и микро-обрушающиеся) поверхностные волны [3, 4]. Источником газовых пузырьков, активно изучаемым в последнее время, являются донные выбросы метана (см. напр. [5]). Лабораторные и натурные наблюдения [3, 6–8], а также недавние численные эксперименты [9] показывают, что в то время как относительно крупные пузыри (с диаметрами d более миллиметра) быстро всплывают к поверхности и лопаются, мелкие (микро-) пузырьки (с $d \sim 100 \mu\text{m}$) пребывают в воде достаточно долго и поэтому дают основной вклад в объемную долю воздушной фазы и типичное распределение по диаметрам пузырь-

ковой взвеси. Наблюдения показывают, что объемная доля микропузырьков в верхнем слое океана может быть значительной (до 10^{-5}) даже при относительно слабом ветре (до нескольких м/с), что обуславливает их существенное влияние на процессы газообмена между атмосферой и гидросферой [10, 11], продукцию морского аэрозоля [12], и распространение звука [13, 14]. Таким образом, моделирование дисперсии микропузырьков в приповерхностном слое гидросферы и параметризация потоков их концентрации является весьма актуальной задачей. Одним из подходов к ее решению, используемым также в данной работе, является численное моделирование.

Численное моделирование дисперсии взвеси пузырьков вблизи взволнованной водной поверхности является непростой задачей, которая осложняется сильной геометрической нелинейностью решаемых уравнений. Прямое разрешение динамики границы раздела вода-воздух с использованием, например, метода Volume of Fluid (VoF) становится весьма “дорогим” при достаточно большом (порядка 10^5 – 10^6) числе пузырьков, т.к. требует значительного увеличения размеров расчетной сетки [9]. Альтернативным является под-

ход, основанный на конформном преобразовании, переводящем волнообразную границу раздела в плоскую, и представлении микропузырьков в виде точечных частиц [15].

Целью настоящей работы является исследование динамики водного слоя вблизи взволнованной водной поверхности, насыщенного воздушными пузырьками с использованием прямого численного моделирования (DNS). Движение водной поверхности задается в виде стационарной (необрушающейся) волны Стокса. При этом предполагается, что влиянием индуцированной турбулентности на саму волну можно пренебречь. Это предположение основано на известных результатах DNS волнованной водной поверхности [16], говорящих о том, что относительный вклад турбулентных пульсаций пренебрежимо мал по сравнению с волновыми движениями, их порождающими. Также считается, что при рассматриваемой объемной доле пузырьков (порядка 10^{-5}) их влиянием на поверхностную волну можно пренебречь. При этом, однако, учитывается влияние пузырьков на приповерхностную, индуцированную волной турбулентность, которое оказывается значительным. Используемый подход основан на алгоритме [15], где использован метод расчета динамики воздушного погранслоя над взволнованной водной поверхностью, несущего капли брызг [17], адаптированный для рассматриваемого случая приповерхностного водного слоя, насыщенного микропузырьками. Полные, трехмерные уравнения движения водной среды (Навье-Стокса) решаются в Эйлеровой формулировке одновременно с Лагранжевыми уравнениями движения пузырьков с учетом их воздействия на несущую фазу, которое моделируется с применением аппроксимации “точечных” сил [17]. Диаметры пузырьков в DNS задаются в интервале от 200 до 400 микрон (т.е. рассматриваются микропузырьки), что позволяет пренебречь их деформацией. Не рассматриваются также эффекты, связанные с растворением пузырьков в воде.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема численного эксперимента представлена на рис. 1. Верхняя граница области счета совпадает с водной поверхностью, на которой распространяется двумерная стационарная волна с амплитудой a , длиной λ ; крутизна волны $ka = 2\pi a/\lambda$. В каждый рассматриваемый момент времени t в DNS используется конформное преобразование координат декартовой системы в вертикальной плоскости, $x(\xi, \eta)$ и $z(\xi, \eta)$, в виде:

$$\begin{aligned}\xi &= x + a \exp(kz) \sin k(x - ct), \\ \tilde{\eta} &= z + a \exp(kz) \cos k(x - ct).\end{aligned}\quad (1)$$

Используется дополнительно преобразование вертикальной координаты:

$$\eta/\lambda = \tanh(\tilde{\eta}/\lambda).\quad (2)$$

Преобразования (1) и (2) переводят бесконечно глубокую область с волнообразной верхней границей в область, ограниченную верхней и нижней плоскими границами при $\eta = 0$ и $\eta = -\lambda$. Форма водной поверхности $z_s(x, t)$ задается неявно преобразованием (1) и с точностью до членов второго порядка малости по ka совпадает с решением для волны Стокса в виде [18]:

$$z_s(x, t) \approx -a \cos k(x - ct) + \frac{a^2 k}{2} \cos 2k(x - ct).\quad (3)$$

Все поля являются периодическими по горизонтальным координатам. На водной поверхности (при $\eta = 0$) ставятся условия для скорости воды согласно потенциальному решению для поверхностной волны (3) [18]:

$$\begin{aligned}U_x(\xi, y, 0, t) &= -akc \cos k(\xi - ct), \\ U_z(\xi, y, 0, t) &= -akc \sin k(\xi - ct).\end{aligned}\quad (4)$$

На нижней границе ($\eta = -\lambda$) ставится условие (Неймана) отсутствия нормальных градиентов.

Уравнения Навье-Стокса для воды решаются численно в безразмерных переменных в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \sum_{n=1}^{N_b} S_i^n, \\ \frac{\partial U_j}{\partial x_j} &= 0.\end{aligned}\quad (5)$$

В уравнениях (5) по повторяющимся индексам проводится суммирование, U_i и P – скорость и давление ($i = x, y, z$), S_i^n – мгновенная сила, с которой n -ый пузырек воздействует на окружающую водную среду (определяемая ниже). Все переменные нормированы на масштабы скорости и длины, равные фазовой скорости и длине поверхностной волны, c и λ . Число Рейнольдса определяется как

$$\text{Re} = \frac{c\lambda}{\nu},\quad (6)$$

где ν – кинематическая вязкость воды ($\approx 0.01 \text{ см}^2/\text{с}$).

Динамика пузырьков описывается уравнениями для координат и скоростей в виде [19]:

$$\frac{dr_i^n}{dt} = V_i^n,\quad (7)$$

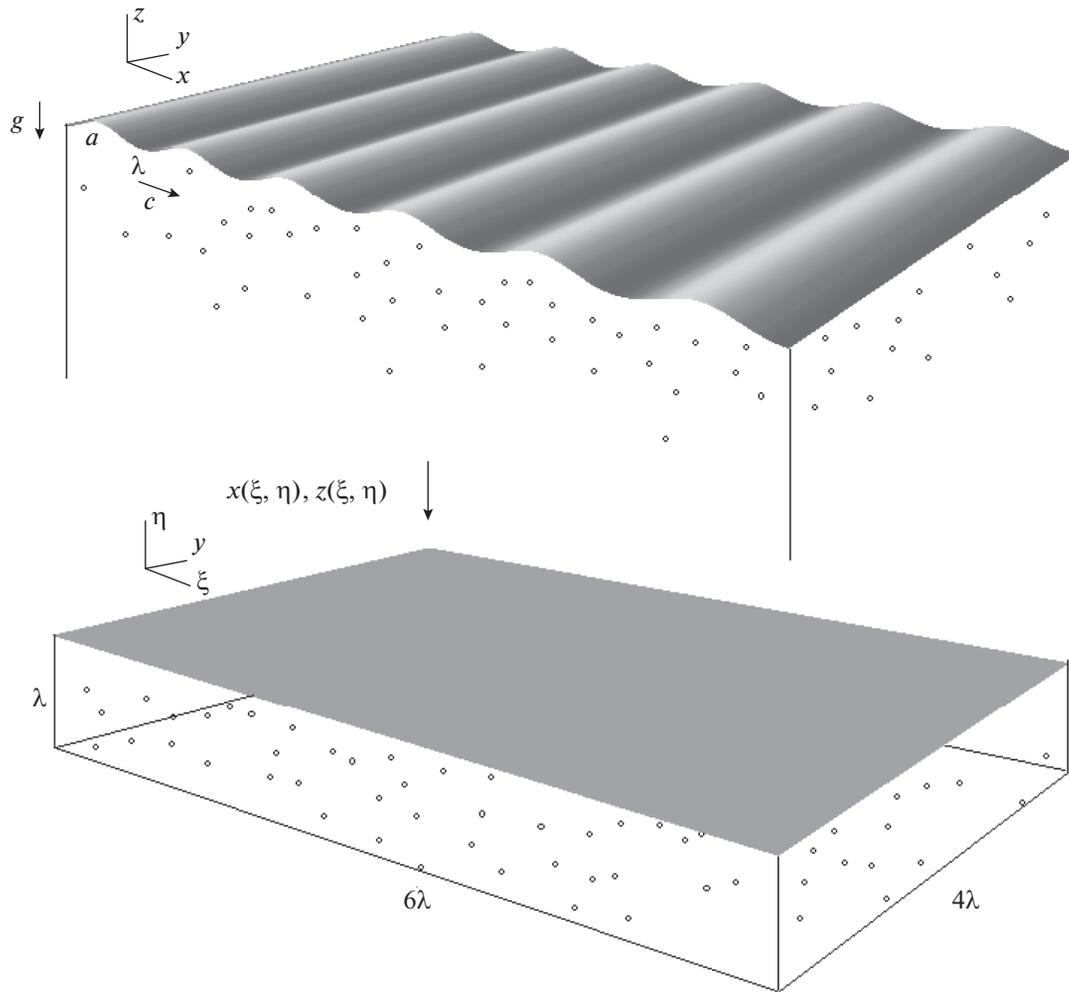


Рис. 1. Схема численного эксперимента (см. текст).

$$\frac{dV_i^n}{dt} = 3 \frac{DU_i^n}{Dt} + \frac{f(\text{Re}_b)}{\tau} (U_i^n - V_i^n) + \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} (U_j^n - V_j^n) \omega_k^n + 2g\delta_{iz}. \quad (8)$$

$$f(\text{Re}_b) = 1 + 0.197 \text{Re}_b^{0.63} + 2.6 \times 10^{-4} \text{Re}_b^{1.38}, \quad (9)$$

учитывающий конечность числа Рейнольдса пузырька, равного

$$\text{Re}_b = \frac{d|U^n - V^n|}{\nu}. \quad (10)$$

В силу трения входит также безразмерное время релаксации пузырька, τ , (т.е. число Стокса):

$$\tau = \frac{d^2 c}{36\nu\lambda}. \quad (11)$$

В уравнениях (7), (8) $r_i^n, V_i^n (i = x, y, z)$ – координата и скорость n -го пузырька, U_i^n – локальная скорость воды, $d/dt = \partial/\partial t + V_j^n \partial_j$ и $D/Dt = \partial/\partial t + U_j^n \partial_j$ – полные производные по времени (ускорения) вдоль траектории пузырька и Лагранжевой частицы окружающей водной среды, соответственно; g – ускорение силы тяжести, $\omega_i^n = \epsilon_{ijk} \partial_j U_k^n$ – локальная завихренность воды. В правую часть уравнения (8) включены силы, действующие на пузырек: сила, обусловленная Лагранжевым ускорением частицы воды, сила вязкого трения, подъемная сила и сила плавучести. Сила вязкого трения включает фактор

Как уравнение движения пузырька (8), так и сила, S_i^n , формулируются исходя из предположения, что масса (воздуха) пузырька пренебрежимо мала по сравнению с массой соответствующей Лагранжевой частицы воды. С использованием аппроксими-

мации “точечной” силы, S_i^n может быть представлено в виде [17, 20]:

$$S_i^n = \frac{\pi d^3}{6} \left(\frac{DU_i^n}{Dt} + g\delta_{iz} \right) \frac{w(r^n, r)}{\Omega_g}, \quad (12)$$

где $w(r^n, r)$ – геометрический весовой фактор, обратно пропорциональный расстоянию между пузырьком с координатой $r^n = (x^n, y^n, z^n)$ и рассматриваемым узлом сетки с координатой $r = (x, y, z)$, и $\Omega_g(r)$ – объем ячейки сетки, внутри которой находится пузырек. Таким образом, для каждого пузырька определяются восемь весовых коэффициентов (для каждого из окружающих узлов рассматриваемой ячейки), нормированных таким образом, что их сумма равна единице. Это означает, что для каждого пузырька сумма сил, распределяемых по окружающим узлам ячейки, равна исходной силе, с которой данный пузырек действует на окружающую воду (более детальное обсуждение см. напр. в [17, 20]).

Уравнения (5) для воды в DNS решаются численно с использованием метода Адамса–Бэшфорта второго порядка точности в области $0 \leq \xi \leq 6$, $-2 \leq y \leq 2$, $-1 \leq \eta \leq 0$ на разнесенной сетке, состоящей из $360 \times 240 \times 180$ узлов. Используется метод расщепления, и уравнение Пуассона для давления решается методом итераций с помощью преобразования Фурье в горизонтальной плоскости и методом Гаусса по вертикальной координате. Одновременно решаются уравнения для координат и скоростей пузырьков (7) и (8). При этом локальная скорость воды в местоположении каждого пузырька определяется с помощью Эрмитовой интерполяции [21, 22].

При инициализации расчетов задается случайное, трехмерное поле скорости воды с малой амплитудой (порядка 0.1%). На верхней границе в каждый момент времени задается двумерное поле скорости, определяемое потенциальным решением для волны Стокса на глубокой воде второго порядка точности [1]. Пузырьки инжектируются случайным образом в толще воды с экспоненциально спадающим с глубиной пространственным распределением вероятности и со скоростью, равной мгновенной скорости окружающей воды. Пузырьки, достигающие поверхности, ре-инжектируются, так что полное число пузырьков поддерживается постоянным на протяжении всего времени счета. Фазово-осредненные поля течения определяются по мере установления стационарного режима (на временах порядка 200 периодов волны) осреднением по времени, поперечной координате и “оконным” усреднением по длине волны. Усреднение по времени проводится по мгновенным полям в последовательные моменты времени, в которые фаза поверхностной волны отличалась на 2π . Средние вертикальные профи-

ли получаются дополнительным осреднением по горизонтальной координате.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

DNS проводилась для значения длины поверхностной волны $\lambda = 15$ см с крутизной $ka = 0.2$ (амплитуда $a \approx 0.5$ см). Для задаваемой длины волны фазовая скорость, определяемая линейным дисперсионным соотношением [1], равна $c \approx 49$ см/с, и число Рейнольдса, определенное в (6), $Re \approx 73019$. Диаметры пузырьков варьировались от 200 до 400 микрон, их общее число поддерживалось постоянным (от $N_d = 126 \times 10^3$ для пузырьков с диаметром $d = 400$ мкм до $N_d = 10^6$ для $d = 200$ мкм), таким, что эквивалентная средняя концентрация соответствующего равномерного пространственного распределения пузырьков по области счета равнялась $C_0 \approx 5 \times 10^{-5}$.

Как показывают расчеты, после инициализации по истечении относительно короткого переходного процесса (длительностью порядка 10 периодов волны) устанавливается поле скорости в воде, которое хорошо описывается потенциальным решением (рис. 2). С течением времени, однако, вблизи поверхности возникают вихревые движения, индуцированные поверхностной волной (см. рис. 3), что обуславливает отличие поля скорости от потенциального решения вблизи поверхности. Течение становится статистически стационарным по истечении $O(100)$ периодов волны.

На рис. 3 и 4 представлено мгновенное поле модуля завихренности, полученное в DNS на стадии установившегося течения при значении крутизны $ka = 0.2$ для однофазного и двухфазного случаев, соответственно. Качественно поле завихренности на рис. 3 согласуется с результатами численного эксперимента [16], где показано, что приповерхностная, индуцированная волной, турбулентность характеризуется наличием вихревых структур, вытянутых вдоль направления распространения волны. Как видно из рис. 4, всплывающие пузырьки порождают возмущения в виде вытянутых по вертикали вихревых структур.

Траектории отдельных пузырьков с диаметрами $d = 400$ мкм и $d = 200$ мкм представлены на рис. 5. На рисунках показаны также зависимости от глубины сил (трения, Лагранжевого ускорения и подъемной силы), действующих на пузырёк со стороны окружающей воды. Как видно из рисунков, влияние волнового движения поверхности на динамику пузырьков возрастает с уменьшением глубины и проявляется в том, что их траектории (как и силы, на них действующие) начинают осциллировать при приближении к поверхности. Вблизи поверхности ($z > -0.2$) траектории имеют вид раскручивающихся спиралей (рис. 5а, 5е).

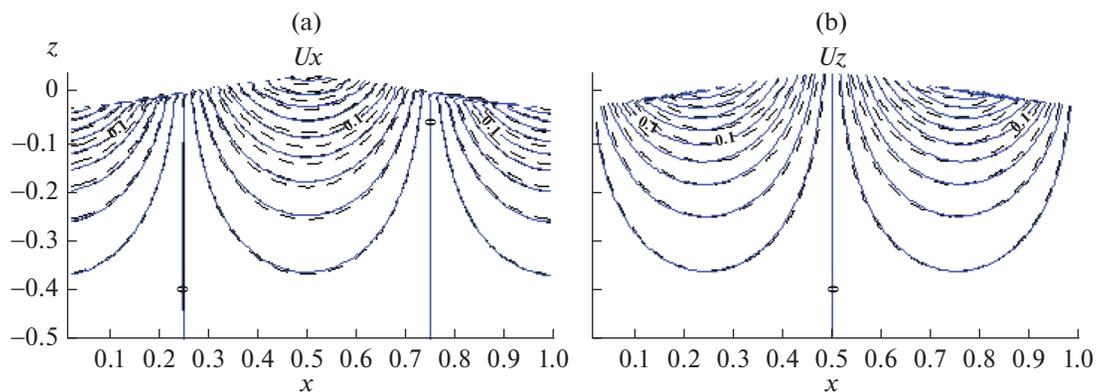


Рис. 2. Поля горизонтальной (a) и вертикальной (b) компонент фазово-осредненной скорости воды в DNS в отсутствие пузырьков. Штрихом показано потенциальное решение для поля скорости поверхностной волны на глубокой воде.

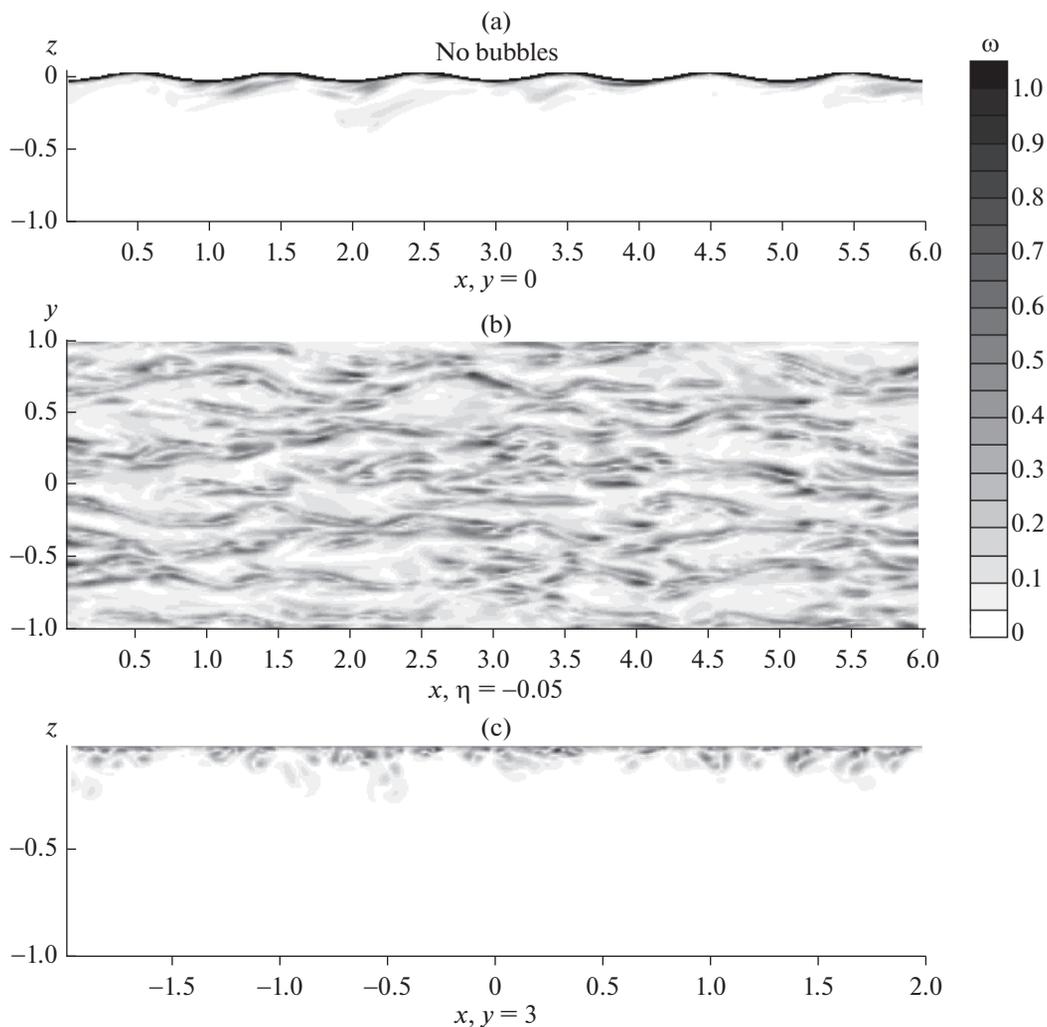


Рис. 3. Мгновенное поле модуля завихренности ω в центральных (x, z) (a) и (y, z) (c) и в горизонтальной плоскости (x, y) при $\eta = -0.05$ (b) в отсутствие пузырьков.

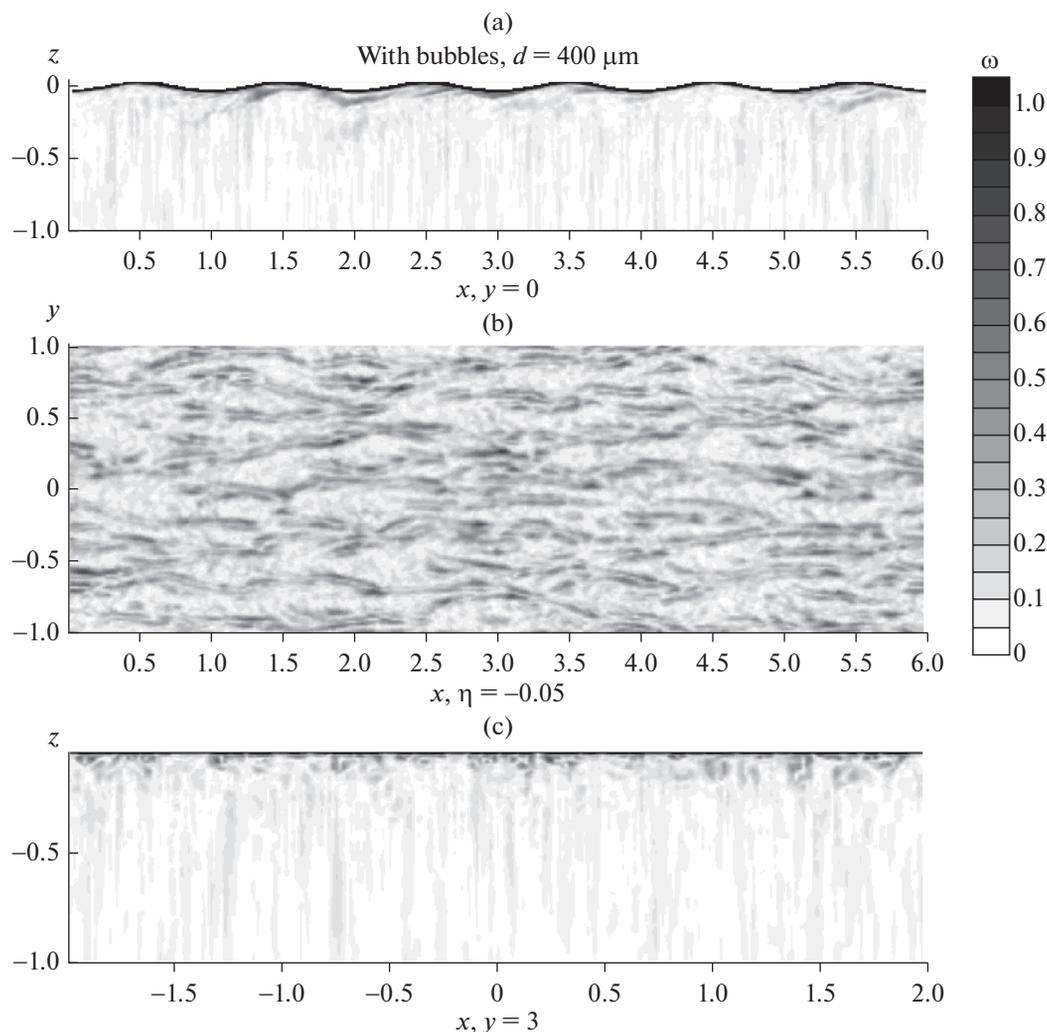


Рис. 4. Мгновенное поле модуля завихренности ω в центральных плоскостях (x, z) (a) и (y, z) (c) и в горизонтальной плоскости (x, y) при $\eta = -0.05$ (b) в DNS с пузырьками диаметром $d = 400 \mu\text{m}$.

В обоих случаях ($d = 400 \mu\text{m}$ и $d = 200 \mu\text{m}$) пузырьки дрейфуют в направлении распространения поверхностной волны. Этот дрейф в определённой степени аналогичен классическому Стоксовому дрейфу Лагранжевых частиц воды, и обусловлен экспоненциальным спаданием амплитуды горизонтальной скорости, индуцируемой поверхностной волной, с глубиной [24]. Однако, полной аналогии нет, поскольку пузырьки всплывают и “пересекают” траектории Лагранжевых частиц. В результате, более крупные пузырьки ($d = 400 \mu\text{m}$) менее подвержены горизонтальному дрейфу по сравнению с мелкими, поскольку их средняя вертикальная скорость (пропорциональная квадрату диаметра, см. выражение (10) и ниже уравнение (14) и рис. 6) почти в 4 раза превышает вертикальную скорость пузырьков с $d = 200 \mu\text{m}$. Такое поведение всплывающих пузырьков можно сравнить с явлением “пересекающихся” траекторий (или “crossing trajectories effect”), наблюдаемое при движении

инерционных частиц в поле изотропной турбулентности [25], когда инерция и оседание частиц приводят к уменьшению их диффузии турбулентными пульсациями.

Рисунок 5 указывает на доминирующую роль сил трения и Лагранжевого ускорения воды, F_d и F_a , по сравнению с подъемной силой F_L . Рисунок показывает, что силы F_d и F_a осциллируют с амплитудами, монотонно возрастающими при приближении к поверхности. Подъемная сила оказывается пренебрежимо малой по сравнению с F_d и F_a даже вблизи поверхности, в области, где развивается индуцированная волной турбулентность.

Производился расчет средних профилей концентрации пузырьков и горизонтальной и вертикальной компонент её потоков:

$$[C] = \frac{\pi d^3}{6} \left[\sum_{n=1}^{N_d} \frac{w(r^n, r)}{\Omega_g} \right], \quad (13)$$

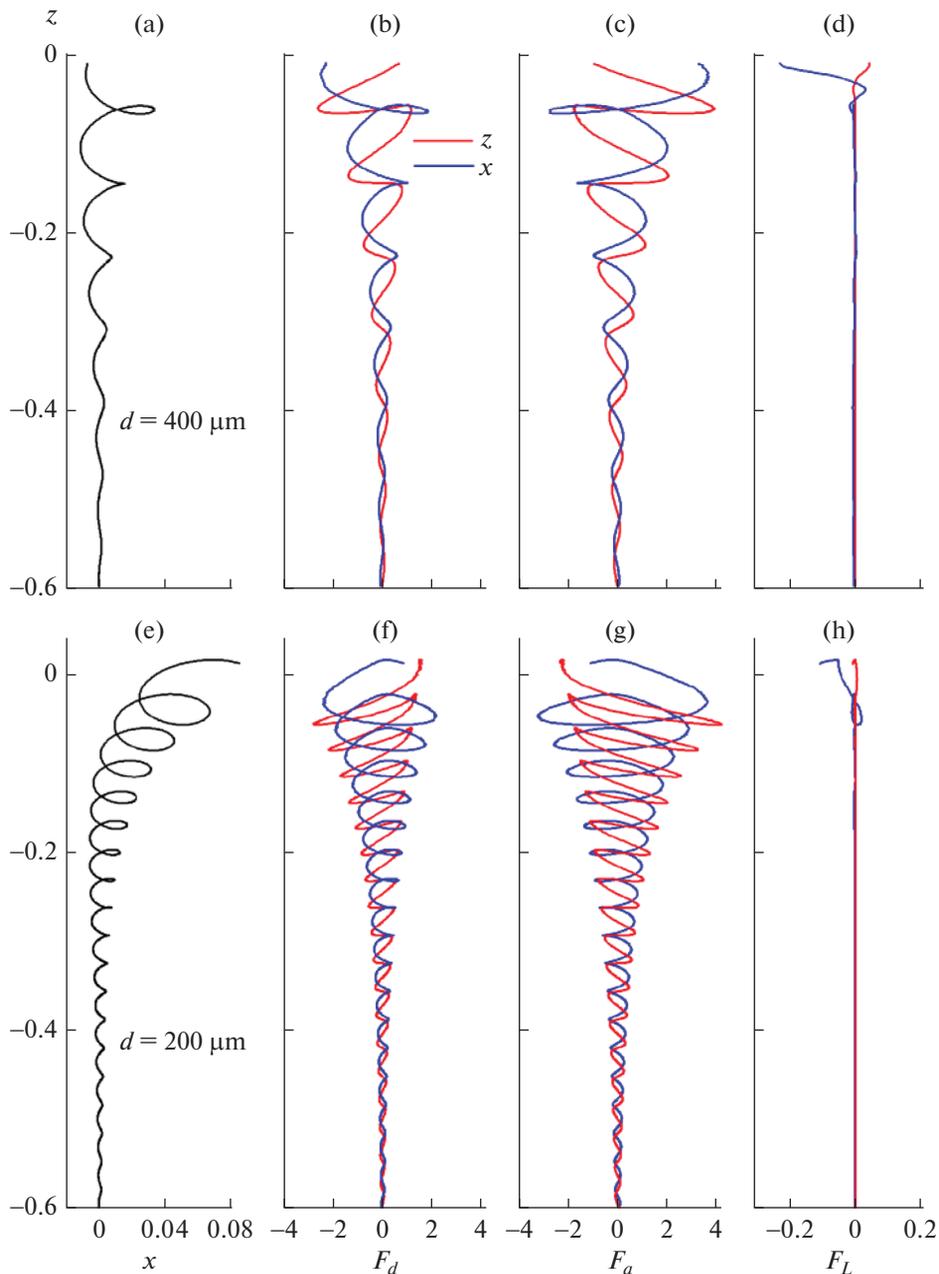


Рис. 5. Траектории пузырьков с диаметрами $d = 400 \mu\text{m}$ (a) и $d = 200 \mu\text{m}$ (e) и зависимости от глубины x и z компонент сил (синим и красным цветом), действующих на пузырёк со стороны окружающей воды [трения F_d (b, f); Лагранжевого ускорения F_a (c, g); и подъемной силы F_L (d, h)].

$$[CV_i^n] = \frac{\pi d^3}{6} \left[\sum_{n=1}^{N_d} \frac{V_i^n w(r^n, r)}{\Omega_g} \right], \quad (14)$$

а также профилей среднеквадратичных флуктуаций различных компонент скорости воды

$$[U_i'] = ([U_i^2] - [U_i]^2)^{1/2} \quad (15)$$

На рис. 6 представлены профили концентрации (a), её потоков (b, c), и флуктуаций скорости воды (d,

e, f), полученные согласно выражениям (13)–(15) для различных диаметров пузырьков. Также приводятся профили флуктуаций в однофазном случае (панели d, e, f) и параметризации потоков концентрации (панели b, c) в виде

$$[CV_x] = U_s [C] \exp(-2kz), \quad (16)$$

$$[CV_z] = V_t [C], \quad (17)$$

где $U_s = (ka)^2$ – безразмерная скорость Стоксового дрейфа на водной поверхности [1], V_t – терми-

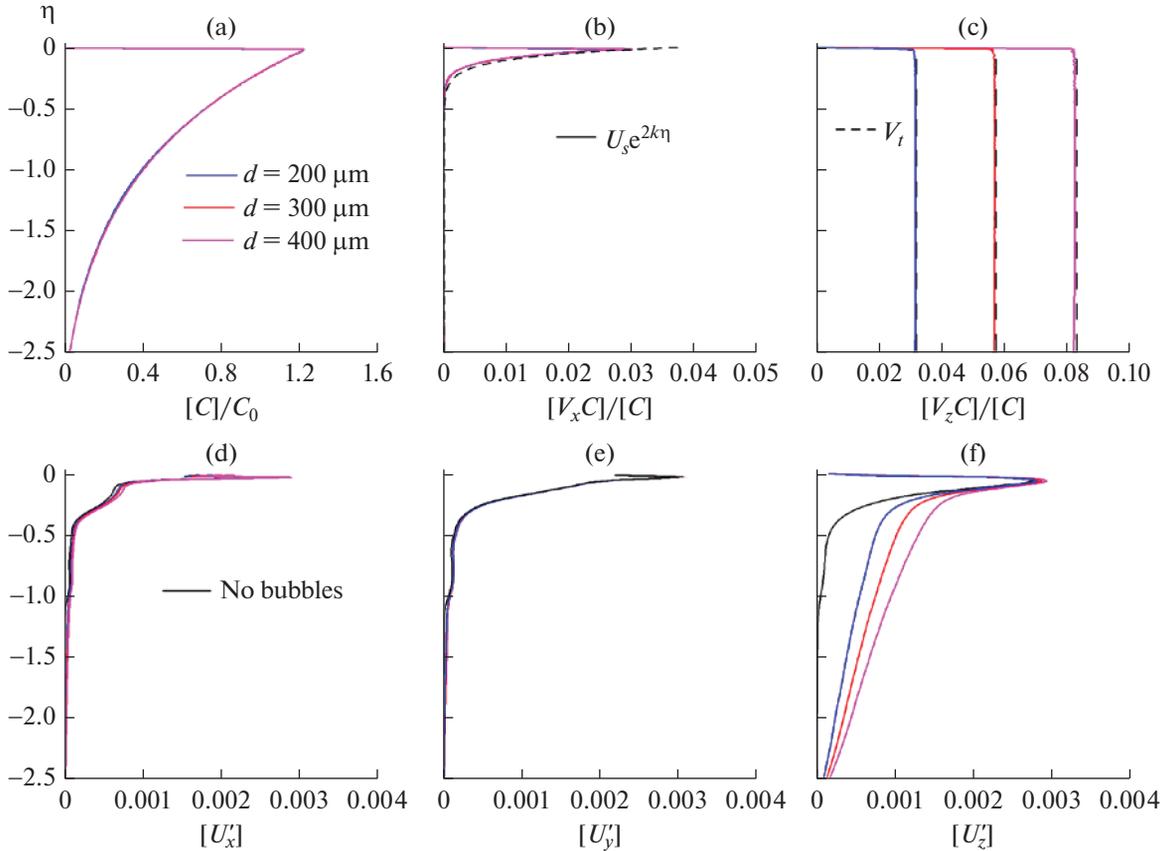


Рис. 6. Вертикальные профили: концентрации пузырьков $[C]$ (а), горизонтальной и вертикальной компонент её потоков, $[CV_x]$ (b) и $[CV_z]$ (с), нормированных на $[C]$, и среднеквадратичных флуктуаций скорости воды $[U'_{x,y,z}]$ (d, e, f). Цвета (синий, красный и сиреневый) соответствуют диаметрам пузырьков 200, 300 и 400 μm . Параметризации потоков концентрации (16), (17) (панели b, c) показаны штриховыми линиями. На панелях (d–f) профили флуктуаций скорости воды в однофазном случае обозначены сплошной кривой черного цвета.

нальная (установившаяся) скорость всплывания пузырька в покоящейся воде. Эта скорость определяется решением уравнения

$$0 = -\frac{f(\text{Re}_b)}{\tau} V_t + 2g\delta_{iz}, \quad (18)$$

где $\text{Re}_b = V_t d/\nu$. Уравнение (18) решается численно методом Ньютона [21].

Как видно из рис. 6а, концентрация пузырьков экспоненциально падает с глубиной, что соответствует натурным наблюдениям [12]. Параметризации (16), (17) хорошо согласуются с профилями потоков концентрации (рис. 6b, 6c). Это согласие говорит о том, что перенос пузырьков в горизонтальном направлении обусловлен Стоксовым дрейфом, в то время как волновые движения практически не влияют на вертикальный перенос, который контролируется силой плавучести.

Сравнение амплитуд пульсаций в воде в однофазном и двухфазном случаях (рис. 6d–6f) по-

казывает, что пузырьки эффективно усиливают вертикальные, индуцированные поверхностной волной, флуктуации скорости водной среды. Это усиление происходит благодаря развитию следов за всплывающими пузырьками (см. рис. 4). Рис. 6f показывает, что усиление пульсаций в водной среде растет с увеличением диаметра пузырьков.

4. ВЫВОДЫ

Проведено прямое численное моделирование (DNS) приповерхностного водного слоя, насыщенного воздушными пузырьками, в присутствии стационарной поверхностной волны. Полные, трехмерные уравнения движения водной среды (Навье-Стокса) решаются в Эйлеровой формулировке одновременно с Лагранжевыми уравнениями движения пузырьков с учетом их воздействия на несущую фазу. Диаметры пузырьков в DNS рассмат-

риваются в интервале от 200 до 400 микрон, что позволяет пренебречь их деформацией.

Результаты показывают, что всплывающие пузырьки эффективно усиливают мелкомасштабные турбулентные пульсации в водной среде благодаря формированию за ними вихревых следов. Показано также, что определяющую роль в динамике пузырька играют силы плавучести, вязкого трения и Лагранжевого ускорения, в то время как подъемная сила, определяемая завихренностью несущей фазы и относительной скоростью пузырька, остается пренебрежимо малой. Показано, что горизонтальный перенос пузырьков контролируется скоростью Стоксового дрейфа, в то время как вертикальный поток определяется скоростью всплывания пузырьков в покоящейся водной среде. На основе полученных данных предложены параметризации вертикального и горизонтального потоков объемной доли воздушной фазы в приповерхностном водном слое.

Следует отметить, что в настоящей работе поверхностная волна считается заданной. Рассмотрение самосогласованной задачи (с учетом модификации поверхностной волны приповерхностной турбулентностью и пузырьками) 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 № 0030-2022-0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Филлипс О.М.* Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 319 с.
2. *Thorpe S.A.* Dynamical processes of transfer at the sea surface // *Progress in Oceanography*. 1995. V. 35. P. 315–352.
3. *Kolovaev P.A.* Investigation of the concentration and statistical size distribution of wind-produced bubbles in the near surface ocean layer // *Oceanology*. 1976. V. 15. P. 659–661.
4. *Johnson B.D., Cooke R.C.* Bubble populations and spectra in coastal waters // *J. Geophys. Res.* 1979. V. 84. P. 3761–3766.
5. *Steinbach J., Holmstrand H., Shcherbakova K., Kosmach D., Brüchert V., Shakhova N., Salyuk A., Sapart C.J., Chernykh D., Noormets R., Semiletov I., Gustafsson Ö.* Source apportionment of methane escaping the subsea permafrost system in the outer Eurasian Arctic Shelf // *PNAS*. 2021. V. 118. № 10. P. e2019672118.
6. *Medwin H.* In situ acoustic measurements of microbubbles at sea // *J. Geophys. Res.* 1977. V. 82. P. 971–976.
7. *Dean G.B., Stokes M. D.* Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves // *Nature*. 2002. V. 418. P. 839–844.
8. *Blenkinsopp C.E., Chaplin, J.R.* Void fraction measurements in breaking waves // *Proc. R. Soc. Lond. A*. 2007. V. 463. P. 3151–3170.
9. *Deike L., Melville W.K., Popinet S.* // Air entrainment and bubble statistics in breaking waves. *J. Fluid Mech.* 2016. V. 801. P. 91–129.
10. *Woolf D.K., Thorpe S.A.* Bubbles and the air-sea exchange of gases in near-saturation conditions // *Journal of Marine Research*. 1991. V. 49. P. 435–466.
11. *Merlivat L., Memery L.* Gas exchange across an air–water interface: experimental results and modeling of bubble contribution to transfer // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 707–724.
12. *Blanchard D.C.* The ejection of drops from the sea and their enrichment with bacteria and other materials: a review // *Estuaries*. 1989. V. 12. P. 127–137.
13. *Farmer D.M., Lemon D.D.* The influence of bubbles on ambient noise in the ocean at high wind speeds // *J. Phys. Oceanogr.* V. 1984. V. 14. P. 1762–1778.
14. *Buckingham M.J.* Sound speed and void fraction profiles in the sea surface bubble layer // *Appl. Acoust.* 1997. V. 51. P. 225–250.
15. *Druzhinin O.A., Tsai W.-t.* Numerical simulation of microbubbles dispersion by surface waves // *Algorithms*. 2022. V. 15. P. 110.
16. *Tsai W.-t., Chen S.-m., Lu G.-h.* Numerical evidence of turbulence generated by non-breaking surface waves // *J. Phys. Oceanogr.* 2015. V. 45. P. 174–180.
17. *Druzhinin O.A., Troitskaya Yu.I., Zilitinkevich S.S.* The study of droplet-laden turbulent air-flow over wavy water surface by direct numerical simulation // *J. Geophys. Res. Oceans*. 2017. V. 122. P. 1789–1807.
18. *Gent P.R., Taylor P.A.* A numerical model of the air flow above water waves // *J. Fluid Mech.* 1976. V. 77. P. 105–128.
19. *Mattson M., Mahesh K.* Simulation of bubble migration in a turbulent boundary layer // *Phys. Fluids*. 2011. V. 23, P. 045107.
20. *Druzhinin O.A., Elghobashi S.E.* Direct numerical simulation of bubble-laden turbulent flows using the two-fluid formulation // *Phys. Fluids*. 1998. V. 10. P. 685–697.
21. *Fletcher C.A.J.* *Computational Techniques for Fluid Dynamics*. 2nd ed. Springer, 1991. P. 493.
22. *Белоцерковский О.М.* Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 520 с.
23. *Tsai W.-t., Chen S.-m., Lu G.-h., Garbe C.S.* Numerical evidence of turbulence generated by non-breaking surface waves // *J. Geophys. Res.: Oceans*. 2013. V. 118. P. 1–21.
24. *Bremer T.S., Breivik O.* Stokes drift // *Phil. Trans. R. Soc. A*. 2017. V. 376. P. 20170104.
25. *Wells M.R., Stock D.E.* The effect of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow // *J. Fluid Mech.* 1983. V. 136. P. 31–62.

On Microbubbles Transfer by Surface Waves

O. A. Druzhinin*

Institute of applied physics RAS, Nizhny Novgorod, 46 Ulyanov St., 603950 Russia

**e-mail: druzhinin@ipfran.ru*

Direct numerical simulation (DNS) is performed and the dynamics of a near-surface water layer populated by air bubbles in the presence of a stationary surface wave is investigated. Full, 3D Navier-Stokes equations for the carrier flow are solved in a Eulerian frame simultaneously with the Lagrangian equations of the bubbles motion taking into account the impact of the bubbles on the carrier flow. The bubbles diameters are considered in the range from 200 to 400 microns, and the effects related to the bubbles deformation are neglected. The simulation results show that rising bubbles enhance the carrier-flow turbulence due to their vortex wakes. The results also show that bubbles dynamics are governed by buoyancy, the surrounding fluid acceleration force and the drag force whereas the impact of the lift force based on the surrounding flow vorticity and bubble relative velocity remains negligible. Parameterizations of the vertical and horizontal fluxes of the void fraction are obtained which show that the horizontal transport of bubbles is controlled by the Stokes drift whereas the vertical flux is determined by the terminal bubble velocity in an acquiescent water.

Keywords: surface waves, air bubbles, turbulence, numerical simulation

УДК 551.510535:550.338

О ПРИЧИНАХ ОХЛАЖДЕНИЯ И ОСЕДАНИЯ СРЕДНЕЙ И ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

© 2022 г. Г. В. Гивишвили^а, *, Л. Н. Лещенко^а^аИнститут земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
РАН, Калужское шоссе, д. 4, Москва, Троицк, 108840 Россия

*e-mail: givi@izmiran.ru

Поступила в редакцию 20.12.2021 г.

После доработки 11.05.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

Показано, что сформулированная в 1999 г. концепция охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы находит все новые экспериментальные подтверждения в разнообразных данных измерений параметров как нейтральной, так и ионизированной компоненты средней и верхней атмосферы. Вместе с тем, становится все более очевидным, что одним лишь увеличением содержания CO_2 в атмосфере невозможно объяснить весь спектр наблюдаемых долговременных трендов в атмосфере и ионосфере. Тем более, что основным источником поступления в атмосферу CO_2 служит сжигание углеводородного топлива в примышленных масштабах, связывающего свободный кислород с углеродом. С другой стороны, процессы, вызываемые уменьшением содержания O_2 в атмосфере, как ни странно, не рассматриваются ни в одной теоретической модели, призванной объяснить наблюдаемые явления. Между тем эффект резкого падения концентрации O_2 выше уровня турбопаузы отчетливо регистрируется по данным реакции ионосферы на солнечные вспышки.

Ключевые слова: тренды, атмосфера, ионосфера, кислород, углекислый газ, солнечные вспышки, модели

DOI: 10.31857/S0002351522050042

1. ПРЕДЫСТОРИЯ ВОПРОСА

Проблема охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы возникла в конце XX столетия, и интенсивно обсуждается до сего дня. Первые свидетельства ее актуальности были получены в ходе изучения пространственной структуры ионосферного поглощения радиоволн, которое контролируется электронной концентрацией (N_e) в области D ионосферы. В свою очередь, она зависит от содержания атомарного кислорода и окиси азота на высотах 80–95 км. Эксперименты проводились в период пребывания НИС «Академик Курчатов» в Индийском океане с 20.03 по 26.06.1976. Они показали, что в течение всего периода нахождения НИС в акватории Персидского залива (21.05–6.06) величина поглощения в утренние часы была аномально низка, вплоть до нулевых значений при зенитном угле Солнца $\chi \geq 70^\circ$ и повышалась до нормальных, фоновых значений только к полудню – рис. 1. Эффект объяснялся нахождением НИС в зоне интенсивной нефтедобы-

чи и непрерывных выбросов в атмосферу больших масс поллютантов [1].

Первый прогноз реакции средней и верхней атмосферы на гипотетическое двукратное увеличение или уменьшение содержания CO_2 был представлен в модели [2]. Согласно ей, подобные гипотетические колебания [CO_2] приводили к отклонениям содержания O_2 , O и N_2 от фоновых значений на ± 20 –50%, выше 90 км. Однако моделирование реакции ионосферы на столь сильные вариации содержания CO_2 , привел к выводу, что вариации ее ключевых характеристик – критических частот слоев foE ($h = 90$ –130 км) и $foF2$ ($h = 200$ –400 км) не должны были превышать погрешности измерений, и быть заметными только в высотах максимумов (hm) этих слоев: hmE должна была понизиться на 2,5 км, а $hmF2$ – на 17 км [3].

Экспериментальная проверка этих оценок, осуществленная на базе данных станций вертикального зондирования ионосферы (ВЗ) в Юлиусу, Пуатье и Слау за период с 1957 по 1990 гг. [4], подтвердила выводы [3]. Она не выявила каких-либо заметных изменений в частотах foE и $foF2$, не связанных с циклическими вариациями солнечной активности и с геомагнитной возму-

Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на Всероссийской конференции «Собственное излучение, структура и динамика средней и верхней атмосферы» (Москва, 22–23 ноября 2021 г.).

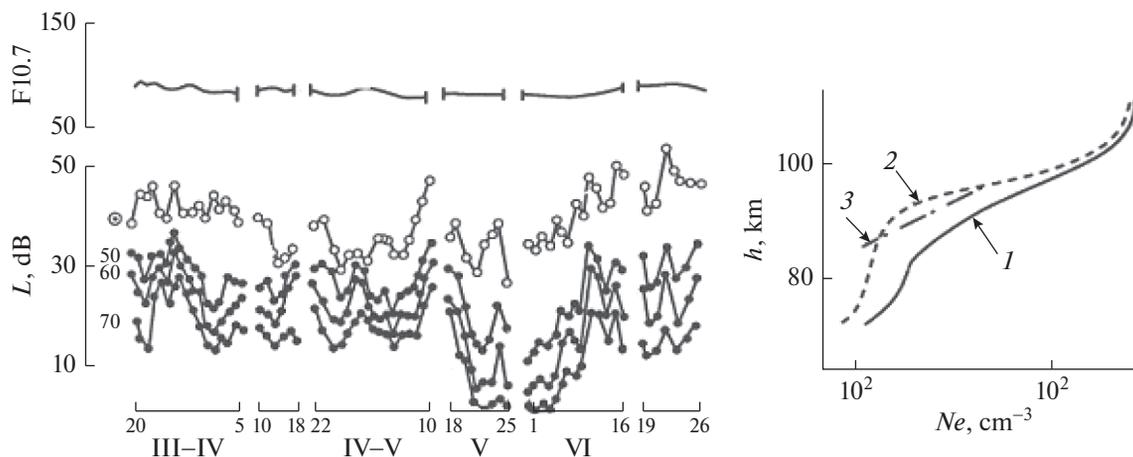


Рис. 1. На левой панели показаны величины поглощения L (в дБ) на частоте 2.8 МГц за период проведения измерений на НИС. Жирным точкам соответствуют L при дополуденных зенитных углах Солнца $\chi = 50^\circ$, 60° и 70° , пустым кружочкам – L в полдень. На правой панели показаны значения N_e при $\chi = 60^\circ$: 1 – фоновые (полученные вне зоны Залива), 2 – аномальные. Кривая 3 соответствует ночным значениям N_e .

шенностью. Не обнаружила она и заметных изменений в параметре hmE , но засвидетельствовала понижение высоты $hmF2$ на ~ 8 км за 34 года мониторинга. Принимая во внимание, что за тот же период наблюдений концентрация CO_2 в атмосфере возросла лишь с 316 до 360 ppm, полученный вывод как будто подтвердил прогноз [2, 3].

Подход, предпринятый к изучению многолетних вариаций foE и $foF2$ на ст. Москва, не связанных с циклическими вариациями солнечной активности и с геомагнитной возмущенностью, напротив, обнаружил, что, во-первых, величины трендов в 3–5 раз превышают погрешности измерений, во-вторых, знак тренда $foF2$ меняется с се-

зонном: в период летнего солнцестояния он отрицателен, в равноденствие – положителен. В трендах foE никаких сезонных особенностей замечено не было [5].

Противоречия между выводами данной работы и результатами, предсказанными в работе [3], указывали на существование антропогенных факторов, не учтенных в работе [2], но влияющих на состояние ионосферы гораздо заметнее, нежели колебания $[\text{CO}_2]$. Проверка этого предположения была предпринята в работе [6]. Сравнивались многолетние тренды foE станций Москва ($\lambda = 37.5^\circ \text{ E}$), Свердловск ($\lambda = 58.6^\circ \text{ E}$), Томск ($\lambda = 84.9^\circ \text{ E}$), Алма-Ата ($\lambda = 76.9^\circ \text{ E}$) и уровни многолетних промышленных загрязнений приземных слоев воздуха в четырех регионах бывшего СССР: Европейская зона ($\lambda = 30\text{--}50^\circ \text{ E}$), Урал ($\lambda = 50\text{--}70^\circ \text{ E}$), Западная Сибирь ($\lambda = 70\text{--}100^\circ \text{ E}$), Средняя Азия ($\lambda = 50\text{--}80^\circ \text{ E}$) [7]. Была выявлена четкая корреляция между величинами трендов δfoE на указанных станциях и техногенным загрязнением природной среды в соответствующих им регионах – рис. 2.

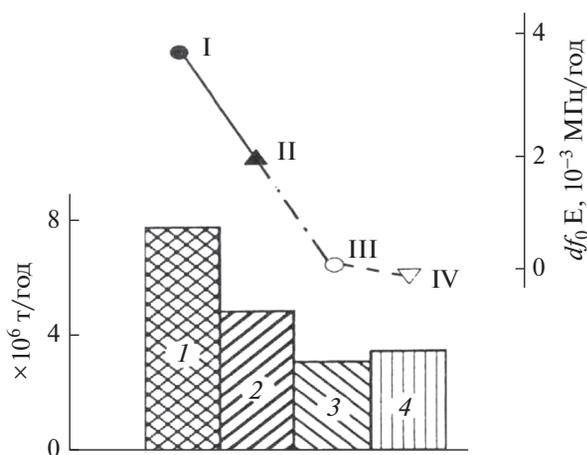


Рис. 2. Среднегодовые многолетние изменения foE : I – Москва, II – Свердловск, III – Томск, IV – Алма-Ата и суммарный выброс в атмосферу загрязнителей в отдельных регионах: 1 – Европейская зона, 2 – Урал, 3 – Западная Сибирь, 4 – Средняя Азия [7].

В работе [8] обсуждались каналы аэрономии, которые могли способствовать многолетнему росту foE в Москве. Было высказано предположение, что он, вероятнее всего, явился следствием падения $[\text{O}_2]$ на $\sim 60\%$ на высотах 110–120 км над Восточноевропейским регионом в период с 1945 по 1993 г. А в работах [9, 10] впервые было заявлено о том, что климат верхней атмосферы и ионосферы действительно подвержен изменениям, связанным, в том числе, с антропогенной деятельностью.

Возникший интерес к данной проблематике среди отечественных и зарубежных специалистов

инициировал первое Международное рабочее совещание “Охлаждение и оседание средней и верхней атмосферы. Москва, 1998 г.”, посвященное обсуждению имевшихся у специалистов результатов длительных рядов наблюдений. Среди них особый интерес вызвали данные ракетных измерений температуры страто-мезосферы (Е.В. Лысенко); оценок трендов температуры мезопаузы и термосферы по эмиссиям гидроксила (R.P. Lowe), гидроксила и атомного кислорода (А.И. Семенов); радиофизическим методам (J. Taubenheim et al), (А. Ebel, U. Berger) и (Г.В. Гивишвили, Л.Н. Лещенко); трендам характеристик ветрового режима нижней термосферы (Ю.И. Портнягин и Е.Г. Мерзляков); оценок тренда общего содержания озона (Е.С. Казимировский и др) и высоты нижней ионосферы (Я. Лаштовичка): электронной концентрации в области D (А.Д. Данилов и Н.В. Смирнова), в слое F1 (Л.А. Шепкин и др.) и в слое F2 (А.В. Михайлов).

В выводах совещания подчеркивалось, что представленные результаты измерений свидетельствовали о существенных неизвестных ранее глобальных изменениях характеристик средней и верхней атмосферы, которые не были отражены ни в одной из известных эмпирических моделей (MSIS-90, CIRA-86, IRI-95) и не находили на тот момент адекватного объяснения [11]. Проблемы, озвученные в ходе Совещания, были столь неожиданны, что вызвали определенный скепсис в их достоверности у некоторой части исследователей.

Скептики посчитали концепцию “охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы” ошибочной на том основании, что: а) данные по температурам в мезосфере, полученные из наблюдений атмосферных эмиссий и ракетных пусков, были признаны сильно завышенными; б) интерпретация трендов foE , якобы, была ложной, хотя сам знак тренда был указан правильно! Это дало основание [12] сформулировать альтернативную, “правильную” концепцию “охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы”, которая без изменения названия стала “признанной мировой научной литературой” [13].

Однако, в конечном счете выяснилось, что выводы о трендах температуры в мезосфере, полученные ранее, верны. Результаты радиометрических измерений на спутнике TIMED за период 2002–2012 гг. показали, что отрицательный тренд температуры мезосферы составляет 3 К за десятилетие [14]. Ракетные измерения температуры для периода 1964–1988 гг. в средних и низких широтах свидетельствовали об отрицательном тренде температуры в пределах 6.5–3.5 К за декаду [15]. Всего лишь двукратная или даже меньшая разница в результатах может быть объяснима как несовпадением по времени между двумя циклами

измерений, так и различием методик. Так или иначе, она не критична и не принципиальна.

Что же касается объяснения тренда foE , до сих пор прежнее заключение [8] о том, что долговременный рост foE , обусловлен резким падением содержания молекулярного кислорода на высотах, превышающих уровень турбопаузы (104–106 км), не было опровергнуто. Расширение временного окна измерений методом ВЗ в Москве до 74 лет и развитие нового метода интерпретации данных [16], основанного на совместном анализе спутниковых измерений потока рентгеновского излучения во время вспышек на Солнце и данных ВЗ, позволили подтвердить высказанную гипотезу о ключевой роли $[O_2]$ в трендах характеристик слоя E ионосферы.

Таким образом, вывод обзора, посвященного результатам последнего (10-го) симпозиума по данной проблеме, констатировал следующее: “...проблема (и очень серьезная) заключается в том, что все расчеты в указанных (теоретических) моделях сделаны для случая удвоения количества CO_2 в атмосфере. Но на сегодня рост CO_2 , как уже указывалось выше, не достиг еще и 30%. А, следовательно, никакого количественного согласия нет — оседание атмосферы (в данном случае — уменьшение плотности) идет гораздо быстрее, чем дают “классические” модели. Это — первая из самых больших проблем всей ситуации с долговременными трендами в термосфере” [17]. Таким образом, во-первых все проводившиеся измерения нейтральных и заряженных компонент средней и верхней атмосферы в течение всего периода изучения проблемы повторяли, корректировали либо уточняли выявленные ранее знаки и величины трендов [11], а во-вторых проблема причины возникновения трендов далека от своего решения.

2. РЕАКЦИЯ foE НА СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ

2.1. Технология оценки реакции foE на вспышки

В качестве примера, поясняющего указанный метод оценки воздействия вспышки на foE рассмотрим событие, зарегистрированное на ст. Москва 26.10.2014 г. в ~11:00 UT. В данном случае интенсивность потока рентгеновского излучения в максимальной фазе вспышки возросла относительно фонового уровня на 2 порядка величины от 2×10^{-6} до 2×10^{-4} Вт m^{-2} . — рис. 3а. Реакция D - и E -областей ионосферы показана на рис. 3б.

Баланс ионизации в слое E описывается уравнением:

$$dNe/dt = q - \alpha Ne^2, \quad (1)$$

$$Ne = 1.24 \times 10^4 (foE)^2, \quad (2)$$

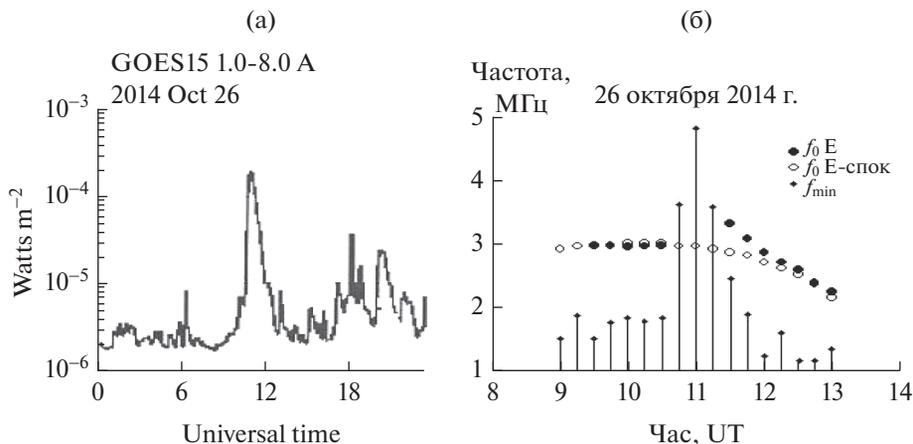


Рис. 3. Пример воздействия рентгеновской солнечной вспышки на E-слой ионосферы 26 октября 2014 г.: а – вариации потока рентгеновского излучения в диапазоне 1–8 Å (J_{1-8}); б – суточный ход foE по данным ст. Москва: заполненные кружочки – в день вспышки; пустые кружочки – в спокойных условиях. Ромбики – минимальная частота отражений f_{min} .

где α – эффективный коэффициент рекомбинации электронов, q – скорость ионообразования. Ионизация в слое E происходит, главным образом, благодаря солнечной радиации в двух спектральных диапазонах: ультрафиолетовом (977–1037 Å) и рентгеновском (8–165 Å), так что $q = q_u + q_x$, где индексы “u” и “x” означают ультрафиолетовое и рентгеновское излучение, соответственно. Рентгеновское излучение ионизирует все газовые компоненты верхней атмосферы, включая – N_2 , O_2 и O. Тем не менее, в невозмущенных условиях оно обеспечивает только 10–20% от общей ионизации слоя [16]. И основная роль в генезисе нормального слоя E принадлежит ультрафиолетовой радиации, взаимодействующей только с O_2 . При этом:

$$q_x/q_u = (q_x/q)/(1 - q_x/q), \quad (3)$$

$$q_x/q = \left\{ \left[foE^B / foE \right]^4 - 1 \right\} / \left\{ \left[J_{1-8}^B / J_{1-8} \right]^{0.25} - 1 \right\}, \quad (4)$$

где foE соответствует невозмущенным условиям, foE^B – моменту вспышки, J_{1-8}^B и J_{1-8} интенсивности рентгеновского излучения в диапазоне 1–8 Å во время вспышки и в спокойных условиях. (Так как $q_x/q_u \approx q_x/q$, соотношение скоростей ионизации рентгеновским и ультрафиолетовым излучением в дальнейшем будет отображаться в виде либо q_x/q_u , либо q_x/q).

Поскольку ультрафиолетовое излучение взаимодействует только с молекулярным кислородом, а рентгеновское – со всеми нейтральными компонентами атмосферы, отношение q_x/q или (q_x/q_u) характеризует газовый состав атмосферы на высотах слоя E в момент вспышки, фиксируя его нормальный для тех или иных гелиогеофизи-

ческих условий фон. Следовательно, располагая длительными рядами наблюдений q_x/q , можно судить не только о сезонных вариациях газового состава нижней термосферы, но также о его циклических и долговременных изменениях.

2.2. Массив данных измерений

Для определения широтно-долготных особенностей проявления эффекта многолетних вариаций отклика E-слоя на солнечные вспышки, данные ВЗ ст. Москва, полученные с 1969 по 1994 гг. были дополнены результатами измерений foE на сети 5 японских станций ВЗ (далее – Москва и Япония). Количество зарегистрированных вспышечных явлений, заметно менялось от одного пункта измерений к другому. В одних случаях это объяснялось техническими причинами, в других – степенью экранировки регулярного слоя E спорадическими слоями Es, в-третьих, различиями в долготе. Из-за этого моменты одних и тех же вспышек приходились: на одних станциях на светлое время суток, с достаточно хорошо развитым слоем E, а на других – на сумерки со слабо развитым слоем E. (По причине 8-ми часовой разницы в пояском времени между Москвой и Японией массив вспышек по данным японских станций практически не пересекается с рядами вспышек, зарегистрированных в Москве). Таким образом, всего было обработано 176 случаев солнечных рентгеновских вспышек в Москве и 361 – на станциях Японии. Когда на нескольких японских станциях одна и та же вспышка регистрировалась одновременно, найденные по ним значения q_x/q усреднялись. В результате к анализу привлечены 243 значения q_x/q .

2.3. Зависимость q_x/q от солнечной активности

На рис. 4 показаны результаты оценок параметра q_x/q в Москве (1969–2015 гг.) и Японии (1969–1994 гг.), рассчитанные по формуле (4). Из него видно, что, во-первых, в обоих регионах абсолютные значения отношения q_x/q близки друг другу. Во-вторых, общей особенностью в них является очевидная зависимость от солнечной активности (СА), которую можно выразить формулой:

$$q_x/q = (q_x/q)_0 + \delta F_{10.7}, \quad (5)$$

где $(q_x/q)_0$ относится к началу того или иного солнечного цикла, δ – коэффициент линейной зависимости q_x/q от $F_{10.7}$. При этом начальные значения q_x/q для каждого цикла СА – $(q_x/q)_0$ возрастают от цикла к циклу в обоих регионах. Этот факт указывает на наличие дополнительного фактора, помимо СА, влияющего на отношение $(q_x/q)_0$.

2.4. Зависимость q_x/q от сезона

Для анализа зависимости q_x/q от сезона их среднемесячные значения приводились к среднему уровню солнечной активности для всех случаев регистрации вспышек. Так как вспышечные явления редко наблюдаются в периоды низкой солнечной активности (рис. 3), этот уровень соответствовал $F_{10.7} = 170$. Анализ показал, что сезонные вариации $(q_x/q)_{170}$ как в Москве, так и в Японии не только близки друг другу, но, и это главное, они невелики – рис. 5. Исключение составляет аномально низкое значение $(q_x/q)_{170}$ в январе для Москвы. Это отклонение, вероятно, объясняется малым количеством регистрации вспышек, обусловленным особенностями развития зимнего слоя E на широтах Москвы.

2.5. Широтная и долготная зависимости q_x/q

Чтобы исключить возможное влияние циклических вариаций на широтно-долготную структуру распределения параметра q_x/q , рассматривались данные измерений, соответствующие максимальной фазе одного цикла солнечной активности. Наиболее оптимальный в этом смысле период пришелся на четырехлетие (1979–1982 гг. со средним значением $F_{10.7} = 208$). Усредненные за 4 года наблюдений значения q_x/q на всех пунктах измерений показаны на рис. 6. Из него можно видеть, что тенденция к росту q_x/q с ростом широты выражена столь слабо, что не выходит за пределы $\pm 4.2\%$.

Так как на солнечное излучение в линиях 977 Å и 1026 Å реагирует исключительно O_2 , скорость ионизации q_u , обусловленная этим источником, так или иначе зависит от его концентрации, и q_u пропорционально (∞) $[O_2]$. В то же время $q_x \infty$

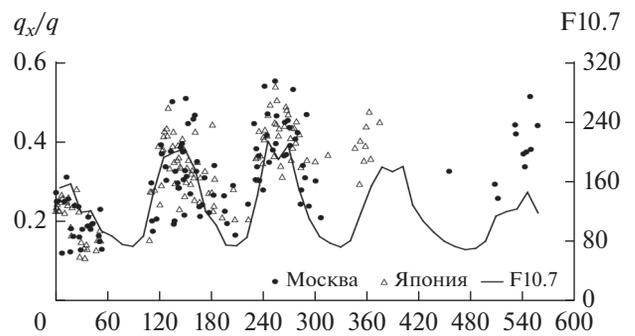


Рис. 4. Динамика изменений $(q_x/q)_0$: Москва (темные кружочки), Япония (светлые).

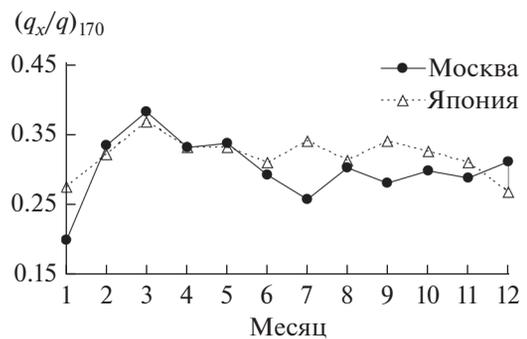


Рис. 5. Сезонные вариации отношения $(q_x/q)_{170}$: в Москве – темные кружочки, в Японии – светлые треугольники.

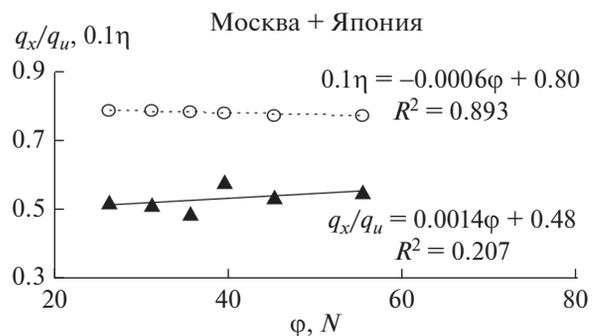


Рис. 6. Широтный ход экспериментальных значений q_x/q , усредненных по данным Москвы и Японии в период весеннего равноденствия – темные треугольники. Светлые кружочки – широтная зависимость величины 0.1η , определенного для высот 105–115 км 15 марта 1981 г. и координат станций из табл. 1 по модели MSIS [18].

$\infty \{[N_2] + [O_2] + [O]\}$, поскольку рентгеновское излучение взаимодействует со всеми атмосферными компонентами. Следовательно, $q_x/q_u \approx \approx q_x/q \infty \eta = \{[N_2] + [O_2] + [O]\}/[O_2]$, и таким образом $q_x/q \infty \eta$. Отношение η для тех или иных ге-

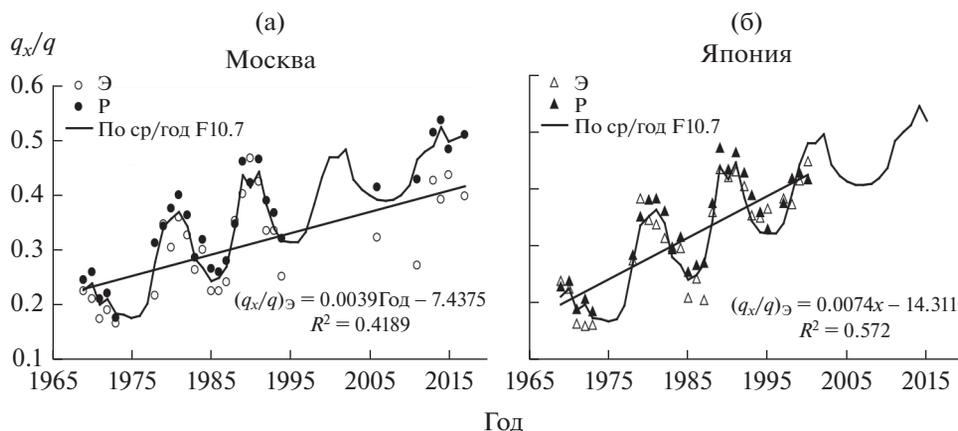


Рис. 7. Экспериментальные значения q_x/q (светлые фигуры), расчетные (темные фигуры), найденные по формулам (6,7): а – для Москвы, б – для Японии. Сплошные кривые – общие для обоих регионов, рассчитана по формуле (6). Сплошные прямые – линейные тренды экспериментальных значений $(q_x/q)_Э$ в обоих регионах.

лиогеофизических условий находится из эмпирических моделей атмосферы, подобных, в частности, модели MSIS [18].

Согласно модели MSIS [18] широтный ход величины 0.1η в пределах указанных границ также мало заметен. Следовательно, нет причин ожидать обнаружения каких-либо заметных особенностей и в пространственном распределении параметра η . Кроме того, как эмпирические q_x/q , так и модельные значения 0.1η не обнаруживают и значимых долготных эффектов. Для регионов, отстоящих друг от друга на 8 часовых поясов, многолетние вариации отношения $(q_x/q)_{170}$ практически одинаковы.

2.6. Общая оценка многолетнего тренда q_x/q

Так как отношение q_x/q лишь в малой степени зависит от сезона, а также от координат пункта наблюдения, но коррелирует с солнечной активностью и возрастает от цикла к циклу СА, общую динамику многолетней изменчивости среднегодовых значений q_x/q можно описать выражением, определенным по данным наблюдений в период с 1969 по 1994 гг. формулами – для Москвы:

$$(q_x/q)_M(t) = 0.068 \times \text{Год} + 0.0012F_{10.7} - 13.343, \quad (6)$$

и для Японии:

$$(q_x/q)_Я(t) = 0.0076 \times \text{Год} + 0.0012F_{10.7} - 14.934, \quad (7)$$

где “Год” отсчитывается с 1969.

На рис. 7 (а, б) представлены временные вариации экспериментальных (среднегодовых) отношений $(q_x/q)_Э$, и их расчетные оценки $(q_x/q)_Р$, найденные по формулам (6, 7). Как можно видеть из рис. 7б, в Японии имело почти полное совпадение значений $(q_x/q)_Э$ и $(q_x/q)_Р$. В Москве после 2003 г. расхождение между экспериментальными и расчетными значениями q_x/q было довольно ве-

лико. Это может объясняться двумя причинами. Во-первых, заметным снижением солнечной активности и крайне редкими случаями наблюдений вспышек. Во-вторых, возможным изменением спектра ионизирующего излучения Солнца, сопровождающим общее падение его активности, наблюдающееся в 23 и 24 циклах. Так или иначе, вопрос остается открытым.

Сходство значений $(q_x/q)_Р$, определенных по среднегодовым значениям $F_{10.7}$ для Москвы и Японии позволяет представить обобщенную формулу многолетнего тренда q_x/q , характеризующего общую динамику изменчивости этого параметра. В пределах средних широт северного полушария она принимает вид:

$$q_x/q(t) = 0.0072 \times \text{Год} + 0.0012F_{10.7} - 14.139. \quad (8)$$

3. ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ВЫВОДА О РЕЗКОМ ПАДЕНИИ СОДЕРЖАНИЯ O_2 В НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ, ПРОИСХОДЯЩИМ В ПОСЛЕДНИЕ ДЕСЯТИЛЕТИЯ

Результаты расширения временного диапазона измерений и включения в них данных высоты максимума слоя E (фактически – действующей высоты $h'E$), представлены на рис. 8 среднегодовыми значениями $h'E$ и $(foE)_{123}$, приведенными к среднему за весь рассматриваемый период значению $F_{10.7} = 123$. (Разрывы в данных $h'E$ обусловлены не только техническими причинами, но также условиями их архивации. Для удобства сопоставления вариаций $h'E$ и $(foE)_{123}$, последние также показаны фрагментарно).

Из него можно видеть, что в целом за 74 лет наблюдений линейный тренд среднегодовой частоты $(foE)_{123}$ был положителен, но мал, составив $+1.13 \times 10^{-3}$ МГц/год. В конечном счете это привело к увеличению $(foE)_{123}$ не более, чем на

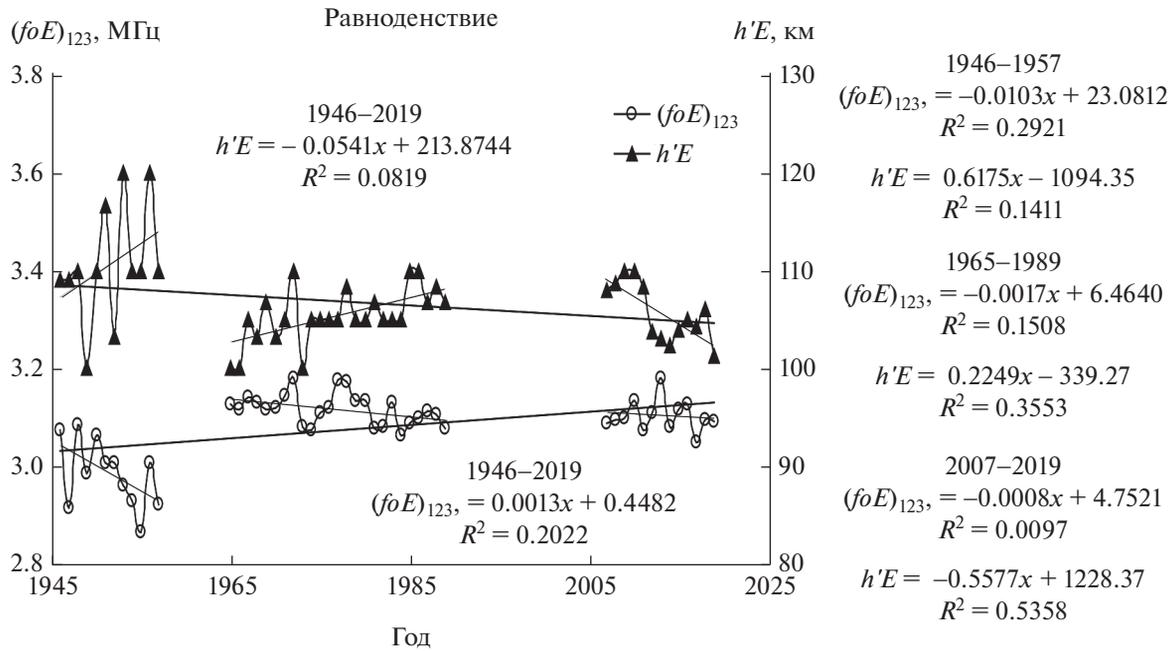


Рис. 8. Межгодовые вариации среднегодовых значений $(foE)_{123}$ и $h'E$, а также их линейные тренды для трех временных периодов и в целом для всего периода наблюдений 1946–2017 гг.

0.1 МГц. Тогда как понижение $h'E$ (соответственно hmE) составило 3.5 км.

Чтобы уточнить реальную скорость убыли кислорода в верхней атмосфере, необходимо уточнить механизмы, формирующие высотный профиль электронной концентрации. В квазиравновесных условиях, в течение 2–4 часов вблизи локального полудня из уравнения (1) следует:

$$Ne = (q/\alpha)^{0.5}. \tag{9}$$

Спутниковые измерения потоков рентгеновского излучения начались в 1969 г. За период с 1969 г. по 2017 гг. частота $(foE)_{123}$ выросла с 3.12 до 3.21 МГц, а $h'E$ понизилась на ~3.5 км: с 108.5 до 105.0 км. Это равнозначно понижению hmE с 116.5 км до 113 км. Данные о динамике Ne , $(foE)_{123}$ и hmE за этот временной интервал приведены в табл. 1 (столбцы 1 и 2).

Для расчетов Ne и, соответственно, foE , hmE из выражения (9) необходимо рассчитать высотные профили скорости ионообразования q для основных ионизируемых компонент – N_2 , O_2 и O . Расчеты производились по формулам:

$$q_u(h) = \sigma_i [O_2] J_u \exp \left\{ -2\sigma_\alpha \int_{90}^{\infty} [O_2] dh \text{Ch}(R, \chi) \right\}, \tag{10}$$

$$q_x(h) = \sigma_i [X] J_x \exp \left[-2\sigma_\alpha \int_{90}^{\infty} [X] dh \text{Ch}(R, \chi) \right], \tag{11}$$

где $X = O, O_2, N_2$; σ_i, σ_α – сечения их ионизации и поглощения, соответственно; $\text{Ch}(R, \chi)$ – функция Чепмена.

Сведения об интенсивности потоков ионизирующего излучения J_u и J_x [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$], а также о соответствующих сечениях ионизации и поглощения взяты из [19, 20]. Согласно данным лабораторных измерений [21] эффективная скорость потерь электронов α в реакциях рекомбинации с

Таблица 1. Экспериментальные и расчетные значения характеристик слоя E-ионосферы

Параметр	Эксперимент		Расчеты MSIS*	Расчеты MSIS**
	1	2	3	4
	1969	2017	1969	2017
$Ne, \text{см}^{-3}$	1.2(5)	1.3(5)	1.24(5)	1.43(5)
$(foE)_{123}, \text{МГц}$	3.12	3.21	3.16	3.4
$hmE, \text{км}$	116.5	113	116.5	111.5
$q, \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$	5.4(3)	6.6(3)	5.8(3)	7.8
$(q_x/q)_{170}$	0.22	0.44	0.31	0.45

Примечание. * Интенсивность потока J_{977} увеличена в 3 раза, а J_{1026} – в 2 раза. ** концентрация O_2 на высоте 110 км уменьшена в 3.9 раза.

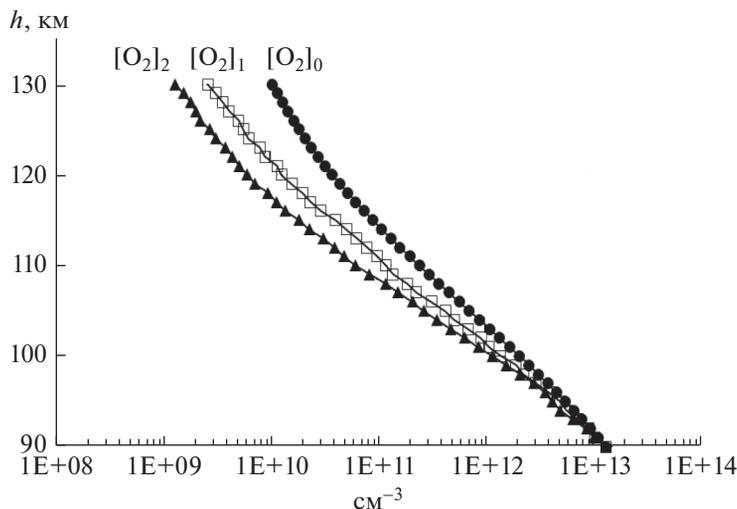


Рис. 9. Варианты высотных профилей $[O_2]$: $[O_2]_0$ – из модели MSIS, $[O_2]_1$ – уменьшенная на высоте 110 км в 2.1 раза, $[O_2]_2$ – в 3.9 раза.

ионами NO^+ и O_2^+ , преобладающими на высотах области E определяется уравнениями:

$$\alpha_{NO^+} = 4.1 \times 10^{-7} (300/T)^{0.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (12)$$

$$\alpha_{O_2^+} = 2.2 \times 10^{-7} (300/T)^{0.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (13)$$

так что

$$\alpha = \alpha_{O_2^+} \{1 + 2\phi^+ / (1 + \phi^+)\}, \quad (14)$$

где $\phi^+ = [NO^+]/[O_2^+]$.

Для согласования расчетных значений $(foE)_{123}$, NmE , hmE , q и $(q_x/q)_{170}$ для 1969 г. с экспериментальными (столбец 1), мы вынуждены были искусственно повысить интенсивность потоков излучения в линии 977 \AA в 3 раза, а в линии 1026 \AA в 2 раза. С учетом этого обстоятельства и согласно модели MSIS, результаты расчетов по формулам (9–14) представлены в столбце 3. Однако получить приемлемое согласование результатов расчетов с экспериментальными данными для 2017 года (столбец 2) не удавалось до тех пор, пока содержание O_2 из модели MSIS не было уменьшено на высоте 110 км в 2.1 раз – $[O_2]_1$ и в 3.9 раз – $[O_2]_2$ (столбец 4). Только в этом случае высота максимума слоя опустилась на требуемые 3.5 км. Высотные профили $[O_2]$, использованные в расчетах, представлены на рис. 9.

Почти двукратный рост qx/q , произошедший за 45 лет наблюдений, не может не быть связан с существенным изменением структуры основных газовых составляющих нижней термосферы. И, прежде всего, с более, чем двукратным падением концентрации O_2 вблизи высоты максимума слоя E .

Таким образом, привлечение данных рентгеновского излучения во время вспышечных явлений к данным вертикального зондирования подтвердил прежний вывод о доминантной роли $[O_2]$ в многолетних трендах слоя E [8].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Со времени 1-го Симпозиума в рамках КОСПАР, посвященного трендам (Прага, 2001), до настоящего времени акцент делается на том, что охлаждение и оседание средней и верхней атмосферы объясняется увеличением в атмосферном газе количества CO_2 вследствие роста добычи углеродосодержащего водородного топлива и его переноса из тропосферы механизмом турбулентного перемешивания. Вывод этот мог бы показаться тривиальным, если бы не одно большое возражение. Общепринятая концепция основана на гипотезе о двукратном увеличении содержания CO_2 в атмосфере [2], которая прогнозирует весьма слабые отклики в нейтральной средней и верхней атмосфере и ионосфере. Между тем, за последние примерно 30 лет рост количества CO_2 едва достиг 25–30%, тогда как реальные тренды в атмосфере и ионосфере на порядки величины превышают их прогностические оценки. Кроме того, в явлении многолетних трендов выявилось множество новых, нерешенных проблем, возникших в ходе их исследования. Решения некоторых из них даются ниже.

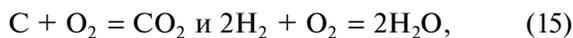
Вопрос 1: каков источник резкого уменьшения $[O_2]$ вблизи максимума слоя E ?

Ответ: по данным (<https://ru-ecology.info/term/20061/>) в настоящее время “ежегодно в мире сжигается более 9 млрд т условного топлива, что при-



Рис. 10. Среднегодовые значения $(foE)_{123}$ по данным станций ВЗ, а также суммарные годовые запуски спутников (https://ru.wikipedia.org/wiki/Список_космических_запусков) и наземно-атмосферные ядерные испытания, осуществленные в мире (Gallery of U.S. Nuclear Tests; <https://ria.ru/20130212/922464642.html>).

водит к выбросу в окружающую среду более 20 млрд т диоксида углерода (CO_2) и более 700 млн т других соединений”. В результате реакции полного сгорания топлива, которое описывается уравнением:



техногенное увеличение массы CO_2 в атмосфере должно сопровождаться эквивалентным уменьшением массы O_2 . Полное число молекул O_2 в столбе единичного сечения оценивается как $[O_2]H_{O_2}$, где H_{O_2} – шкала высот O_2 . Площадь земной поверхности $S = 5.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$. Отсюда следует, что полное число молекул O_2 в атмосфере $\Sigma O_2 = [O_2]H_{O_2} S = 2.510^{43}$ частиц, или 1.34×10^{15} тонн. На высоте 100 км в субтропических и средних широтах среднегодовое значение $[O_2]H_{O_2} = 1.85 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Если за 25 лет наблюдений $[O_2]H_{O_2}$ на высотах $h \geq 100$ км понизилась в 2.5 раза, до $0.7 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ [МСИС], то убыль полного числа O_2 в столбе единичного сечения составляла $\Delta = (1.85 - 0.7) = 1.1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, т.е. происходила со скоростью $4.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ год}^{-1}$. Это эквивалентно среднегодовому уменьшению общего содержания кислорода в атмосфере на рубеже XX–XXI вв. со скоростью $1.3 \times 10^7 \text{ т/год}$, или $\sim 10^{-8} \Sigma M_{O_2}/\text{год}$.

Ни один существующий прибор или датчик не обладает чувствительностью, способной обнаружить подобные изменения содержания кислорода до тех пор, пока в атмосфере происходит полное перемешивание газовых составляющих. Ситуация меняется лишь на высотах: а) превышающих уровень

турбопаузы (104–107 км), б) где плотность атмосферы на 6–7 порядков ниже приземной. Поэтому только метод ВЗ в совокупности с данными спутниковой регистрации потоков рентгеновского излучения способен, как выясняется, контролировать многолетнюю динамику изменчивости содержания O_2 в атмосфере в целом.

Вопрос 2: почему столь сильное уменьшение $[O_2]$ не подтверждается спутниковыми данными измерений состава и оценками интенсивности атмосферных эмиссий?

Ответ: дело в том, что высоты, на которых фиксируют свечение атмосферы в полосах Герцберга (молекулярный кислород) и зеленой линии (атомарный кислород), а также гидроксила, происходит на высотах 80–95 км [22]. Диапазон высот, на которых спутники регистрируют содержание CO_2 , составляет 90–105 км [23, 24]. Иначе говоря, все “маркеры”, по которым можно судить о долговременных изменениях состава атмосферы, находятся в зоне интенсивного турбулентного перемешивания. Кроме того, на этих высотах концентрация OH на 5, а CO_2 – на 3 порядка величины ниже $[O_2]$. Поэтому относительные изменения в процентах, регистрируемые при их мониторинге, оказываются гораздо более ощутимы, чем молекулярного кислорода при примерно равных абсолютных величинах роста $[OH]$, $[CO_2]$ и убыли $[O_2]$ (уравнение 15). А среднее многолетнее содержание атомарного кислорода на высотах 90–110 км в течение периода с 1955 по 1995 гг. мало изменялось, в основном за счет опускания нижней границы слоя на ~ 3 км за 40 лет [25].

Таблица 2. Тренды $y = (foE)_{123}$ в двух временных окнах. Жирным шрифтом выделены статистически значимые коэффициенты

Станции	1946–1957	1958–1986
Слау: N = 52.2; E = 0.5	$y = -\mathbf{0.012}$ МГц/год \times год + 27.256; $R^2 = \mathbf{0.644}$	$y = -1E (-05)$ МГц/год \times год + 3.204; $R^2 = 4E (-06)$
Москва: N = 55.5; E = 37.5	$y = -\mathbf{0.015}$ МГц/год \times год + 32.293; $R^2 = \mathbf{0.603}$	$y = 0.0017$ МГц/год \times год – 0.256; $R^2 = 0.111$
Свердловск: N = 56.5; E = 58.6	$y = -\mathbf{0.013}$ МГц/год \times год + 28.772; $R^2 = \mathbf{0.463}$	$y = 0.0015$ МГц/год \times год + 0.099; $R^2 = 0.04$
Томск: N = 56.5; E = 84.9	$y = -\mathbf{0.017}$ МГц/год \times год + 35.666; $R^2 = \mathbf{0.441}$	$y = 0.0017$ МГц/год \times год – 0.393; $R^2 = 0.1254$

Вопрос 3: когда и в связи с чем техногенная деятельность оказалась “спусковым крючком” для возникновения трендов в ионосфере?

Ответ: в работе [26] рассматривались долготные эффекты трендов foE , и была выявлена бросающаяся в глаза особенность, радикально отличающая периоды до и после 1957–58 гг. На рис. 10 представлены среднегодовые значения $(foE)_{123}$, приведенные к $F = 123$ для станций Слау, Москва, Свердловск, Томск, а также их линейные тренды для вышеотмеченных периодов.

Представление об изменении характера трендов $(foE)_{123}$ на них, перекрывающих долготный диапазон в $\sim 85^\circ$, дает табл. 2. Из нее можно видеть, что до 1957 г. падение $(foE)_{123}$ на различных станциях происходило синхронно, его темп был велик, значим ($R^2 = 0.441-0.644$) и почти одинаков (линейная скорость варьировала в пределах 0.012–0.017 МГц/год). Совершенно иной характер приобрели долговременные изменения $(foE)_{123}$ после 1958 г. Во-первых, тренд изменил знак на положительный, во-вторых, его скорость упала на

один – два порядка величины и стала незначимой. В Слау тренд практически исчез.

Кроме того, как можно видеть из табл. 3, коэффициент корреляции между трендами $(foE)_{123}$ на станциях, отстоящих друг от друга до 6.5 тыс. км по долготе, до 1957 г. не опускался ниже ~ 0.7 . После 1958 г. заметная корреляция между изменениями $(foE)_{123}$ осталась лишь для сравнительно близко расположенных пар станций: Слау–Москва и Свердловск–Томск. (Необъяснимое исключение составляет пара Москва–Томск). Таким образом, данные измерений показывают, что до 1957 г. тренд $(foE)_{123}$ определялся глобальным фактором, после 1958 г. стали преобладать локальные источники тренда.

На изменение знака тренда критических частот foE и $foF2$ в 50-х годах прошлого столетия первыми обратили внимание авторы [27]. На основе анализа данных ВЗ шести среднеширотных станций мира с 1933 по 1973 гг. они высказали предположение, что солнечную активность, контролирующую foE и $foF2$, характеризуют не только числа солнечных пятен (Rz) или индекс $F_{10.7}$, но и радиация, которая определяется эффективной площадью флоккул (facular area). Учет влияния излучения от флоккул (A_F) оценивался авторами регрессионным уравнением вида:

$$foE = 2.83 + 3.45 \times 10^{-3} Rz + 6.7 \times 10^{-5} A_F.$$

Возможно, данное соотношение справедливо, поскольку, как видно из табл. 2, уменьшение $(foE)_{123}$ носило если не глобальный, то определенно – региональный характер. Тем не менее, данное выражение удовлетворительно описывало зависимость foE от параметра A_F лишь до 1957–58 гг., как можно судить по данным не только Слау, но и других, рассмотренных выше станций (рис. 10, табл. 2). В 1958 г. произошла смена знака: с отри-

Таблица 3. R – коэффициенты корреляции среднегодовых значений $(foE)_{123}$ на станциях Евразийского региона в двух временных диапазонах

Станции	1946–1957	1958–1986
Слау–Москва	0.901	0.488
Слау–Свердловск	0.857	0.012
Слау–Томск	0.811	0.324
Москва–Свердловск	0.689	0.099
Москва–Томск	0.791	0.543
Свердловск–Томск	0.856	0.566
Среднее	0.818	0.339

Таблица 4. Корреляции среднегодовых значений $(foE)_{123}$ с A_f на станциях Евразийского региона в трех временных диапазонах

Периоды	Алма–Ата	Слау	Москва	Свердлов.	Томск
1946–1957	0.747	0.683	0.795	0.664	0.686
1958–1967	–0.030	–0.437	0.829	–0.343	0.552
1946–1967	–0.130	0.098	0.738	–0.158	0.640

цательного тренда на положительный. О радикальном изменении характера трендов свидетельствуют и данные табл. 4, в которой представлены коэффициенты связи между вариациями излучения от флоккулов и $(foE)_{123}$ на всех рассмотренных станциях в трех временных окнах.

Что могло так резко изменить характер тренда $(foE)_{123}$ с переменной его знака практически во всем Евразийском регионе? Вероятный ключ к разгадке связан с тем фактом, что 1957–1958 гг. дали старт массовым наземно-воздушным испытаниям ядерных вооружений, а также стремительному росту запусков баллистических ракет и спутников – рис. 10. Особенно впечатляют временные совпадения между пиками ядерных испытаний и динамикой $(foE)_{123}$. Первый пик испытаний 1958 г. сопровождался изменением знака тренда $(foE)_{123}$, а в 1962 г. совпали оба пика, как ядерных испытаний, так и тренда $(foE)_{123}$. Сомнительно, чтобы такие синхронизированные параллели были случайны. Более вероятно, что внезапные массивные возмущения тропосферы и стратосферы, вызванные частыми ядерными испытаниями и запусками ракетно-космической техники, сыграли роль катализатора возмущений в средней и верхней атмосфере и ионосфере.

На то, что вектор возмущений направлен снизу вверх, указывают следующие факты. Большинство ракет, доставляющих те или иные изделия на космические орбиты, оснащены жидкостными двигателями. В качестве топлива они используют, как правило, керосин, гидразин и аммиак, а также кислород с фтором в качестве окислителей. В процессе старта каждая ракета выбрасывает в нижние слои атмосферы тонны O_2 , H_2 , C_2 , N_2 , F_2 . Заметная их доля затем достигает высот термосферы. Вместе с тем, как при наземных, так и при воздушных ядерных испытаниях в атмосферу инжектируются массы радиоактивных аэрозолей и изотопов десятков различных элементов. А ударная волна, распространяясь на сотни и тысячи километров по горизонтали, также способствует скачкообразному росту интенсивности турбулентности и заносу мезосферного воздуха на высоты термосферы.

Следовательно, “волна” возмущений в нейтральной атмосфере, направленная снизу вверх, должна проявиться в ионосфере с некоторым за-

паздыванием: с переходом от слоя E (90–130 км) к слою F2 (200–400 км). Эффект запаздывания проявился в том, что до 1957 г. слой E контролировался не только параметром R_z , но и, в меньшей степени, параметром A_f . После 1958 г. излучение от флоккулов перестало играть какую-либо роль в ионизации слоя E. В слое F2, напротив, влияние излучения от флоккулов сохранялось, как минимум, до начала 1970-х годов. На рис. 11 по данным [26] представлены данные измерений частоты $(foF2)_{100}$ с конца 1950-х до начала 1970-х гг. на 6 станциях ВЗ северного и южного полушария, приведенные к $R_z = 100$. Они свидетельствуют о высокой степени корреляции $(foF2)_{100}$ с интенсивностью излучения от флоккулов (табл. 5) в течение всего периода регистрации параметра A_f . Данные измерений в Миллстон Хилле и Сен-Сантин уточняют время достижения возмущений высот слоя F2. Согласно [28] это произошло около 1980 г. Отсюда следует, что расстояние, примерно равное 250 км, возмущения преодолели за ~20 лет. Таким образом, скорость их вертикального переноса составляла ~ 12.5 км/год.

Отсюда можно сделать вывод, что антропогенная деятельность оставляет свои следы в средней и верхней атмосфере, по меньшей мере, с начала промышленной добычи нефти (1940–50-е гг.), а в ионосфере проявилась прежде всего в области D (высоты 70–90 км). К 1957–1958 гг. ее граница переместилась на высоты слоя E и только к концу 1970-х годов достигла слоя F2.

Таблица 5. Корреляции среднегодовых значений $(foF2)_{100}$, нормированных к $R_z = 100$, с facular area

№	Станции	R
1	Чёрчилль: 56 N, 38 W	0.864
2	Слау: 52 N, 0.5 W	0.972
3	Вашингтон: 39 N, 77 W	0.928
4	Токио: 36 N, 140 E	0.722
5	Крайстчёрч: 44 S, 173 E	0.735
6	Порт Стэнли: 52 S, 57 W	0.900

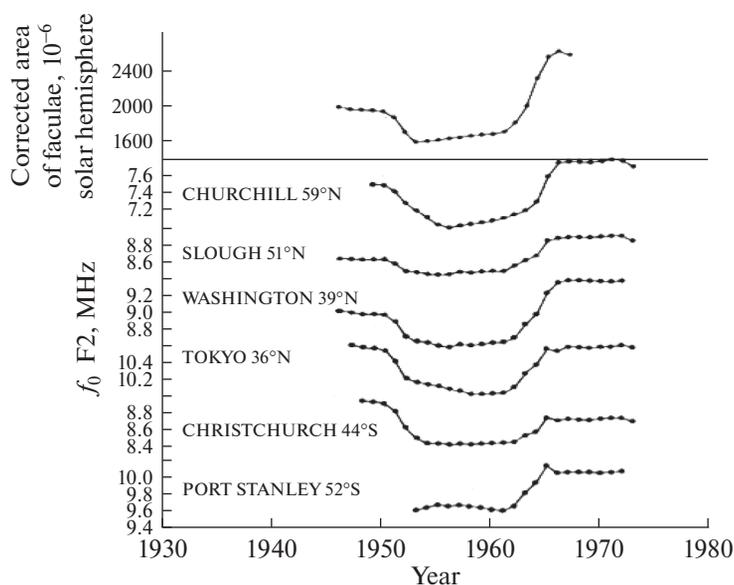


Рис. 11. Вариации эффективной площади флоккул (верхняя секция) и скользящей средней за 11-летний период наблюдений полуденной критической частоты F_2 -слоя, нормализованной к $R_z = 100$ на различных станциях ВЗ. [27].

Вопрос 4: почему на фоне глобальных трендов характеристик атмосферы и ионосферы необъяснимо сильны их локальные эффекты?

Ответ: как видно из рис. 11 и табл. 2–4, пространственно-временная структура трендов $(foE)^*$ и hmE в Евразийском регионе приобрела нерегулярный характер после 1958 г. Представляется очевидным, что одной из наиболее вероятной причин усложнения и хаотизации глобальной картины трендов $(foE)^*$ и hmE стало воздействие антропогенной деятельности на средние и верхние слои атмосферы. Полигоны, на которых проводились ядерные испытания в прошлом, а в настоящее время производятся запуски спутников, а также регионы интенсивной добычи ископаемого углеродного топлива, работы транспорта, промышленного и аграрного производства, загрязняющего природную среду, распределены по земной поверхности весьма неоднородно. Однако совокупное действие этих факторов приводит, с одной стороны, к интегральному эффекту, который интерпретируется как “охлаждение и оседание средней и верхней атмосферы”; с другой — способствует усилению пространственно-временной хаотизации многолетней изменчивости параметров всех слоев атмосферы и ионосферы, не связанной с вековым ходом солнечной активности.

Вопрос 5: почему интенсивность эффектов, наблюдаемых в атмосфере и ионосфере, многократно превышает прогнозы [2] и [3]?

Ответ: по всей видимости потому, что мы еще далеки от понимания всех связей и процессов,

формирующих верхние слои атмосферы и ионосферу.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ состояния дел в проблеме долговременных трендов позволяет сделать следующие важные выводы:

1. Концепция охлаждения и оседания средней и верхней атмосферы, впервые была сформулирована в [11].

2. Новые экспериментальные данные, во-первых, подтверждают и в ряде случаев уточняют, но не опровергают выводы, сделанные ранее в [11], во-вторых, резко противоречат прогностическим оценкам, основанным на гипотезе [2].

3. Совместный анализ солнечного рентгеновского излучения и наземного радиозондирования ионосферы подтверждает факт практически незаметного уменьшения содержания O_2 в атмосфере вплоть до уровня турбопаузы, но скачкообразного роста скорости его падения выше этой границы.

4. Совокупность фактов, накопленных к настоящему времени, свидетельствует о том, что антропогенное влияние на атмосферу гораздо сложнее, чем представляется адептам идеи CO_2 как основном “возмутителе ее спокойствия”.

5. Предложена гипотеза еще об одном, дополнительном факторе, возмущающем динамику, химический состав и аэрономию средней и верхней атмосферы, связанным с начавшимися в 1957–1958 гг. массивными ядерными (наземными)

и воздушными) испытаниями, а также запусками баллистических ракет и спутников.

6. Состояние дел на сегодняшний день таково, что проблема трендов только поставлена. Для ее решения предстоит рассмотреть и изучить еще множество механизмов (включая различные антропогенные факторы), влияющих на состояние земной атмосферы в целом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Givishvili G.V. and Leshchenko L.N.* D region depletions about the Persian Gulf // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1993. V. 55. № 1. P. 125–128.
2. *Roble R.G. and Dickinson R.E.* How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? // *Geophys. Res. Lett.* 1989. 16. 1441–1444.
3. *Rishbeth H.* A greenhouse effect in the ionosphere? // *Planet. Space Sci.* 1990. 38. 945–948.
4. *Bremer J.* Ionospheric trends in mid-latitude as a possible indicator of the atmospheric greenhouse effect // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1992. 54. 1505–1511.
5. *Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н.* Долговременные тренды свойств ионосферы и термосферы средних широт // Доклады АН. 1993. Т. 333. № 1. С. 86–89.
6. *Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н.* Возможное доказательство наличия техногенного воздействия на среднеширотную ионосферу // Доклады АН. 1994. Т. 334. № 2. С. 213–214.
7. *Фешбах М., Френдли-младший А.* Экоцид в СССР. 1993.
8. *Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н.* Динамика климатического тренда среднеширотной области Е ионосферы // Геомагнетизм и аэронаука. 1995. Т. 35. № 3. С. 166–174.
9. *Givishvili G.V. and L.N. Leshchenko, Shmeleva O.P. and Ivanidze T.G.* Climatic trends of the mid-latitude upper atmosphere and ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1995. V. 57. № 8. P. 871–874.
10. *Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н., Лысенко Е.В., Перов С.П., Семенов А.И., Сергеев Н.П., Фишкова Л.М., Шефов Н.Н.* Многолетние тренды некоторых характеристик земной атмосферы. Результаты измерений // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32. № 3. С. 329–339.
11. *Гвишвили Г.В., Голицын Г.С.* О Международном рабочем совещании “Охлаждение и оседание средней и верхней атмосферы” (Москва, 6–10 июля 1998 г.) // Геомагнетизм и аэронаука. 1999. Т. 39. № 3. С. 139–144.
12. *Lastovicka J., Akmaev R.A., Beig G. et al.* Emerging pattern global change in the upper atmosphere and ionosphere // *Ann. Geophysicae.* 2008. V. 26 № 5. P. 1255–1268.
13. *Данилов А.Д.* Долговременные тренды в верхней атмосфере и ионосфере (Обзор) // Геомагнетизм и аэронаука. 2012. Т. 52. № 3. С. 291–312.
14. *Beig G.* Trends in temperature of the mesosphere and its linkages with stratosphere // Paper presented at the 10th Workshop on Long-term Changes and Trends in the Atmosphere (Hefei, China, May 14–18, 2018)
15. *Кокин Г.А., Лысенко Е.В., Розенфельд С.Х.* Изменения температуры страто- и мезосферы в период 1964–1988 гг. по данным ракетного зондирования // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. Т. 26. № 7. С. 702–710. 1990.
16. *Иванов-Холодный Г.С., Лещенко Л.Н., Одинцова И.Н.* Соотношение рентгеновского и ультрафиолетового излучений солнечных вспышек в ионизации E-области ионосферы // Геомагнетизм и аэронаука. 1976. Т. 16. № 2. С. 246–250.
17. *Данилов А.Д., Константинова А.В.* Долговременные вариации параметров средней и верхней атмосферы и ионосферы (Обзор) // Геомагнетизм и аэронаука. 2020. Т. 60. № 4. С. 411–435.
18. *Hedin A.E.*, Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 1159.
19. *Иванов-Холодный Г.С., Фирсов В.В.* Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности // Геомагнетизм и аэронаука. 1974. Т. 14. № 3. С. 393–398.
20. *Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В.* Прогнозирование состояния ионосферы. М, 1980.
21. *Mehr F.J. and Biondi M.A.* Electron temperature dependence and recombination of O_2^+ and NO^+ ions with electrons // *Phys. Rev.* 1969. V. 181. № 1. P. 264–269.
22. *Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М, 2006.
23. *Garcia R., Puertas M.L., Funke B., Kinnison D. and March D.* Secular trends and solar cycle variability of CO and CO₂ in the MLT. Paper presented at the 8th Workshop on Long-Term, Changes and Trends in Atmosphere, Cambridge (UK), July 2014.
24. *Qian L., Burns A.G., Solomon S.C., Roble R.G.* The effect of carbon dioxide cooling on trends in the F2 “layer ion”osphere // *J. Atmos. Solar. Terr. Phys.* 2009. V. 71. № 14–15. P. 1592–1601.
25. *Семенов А.И.* Многолетние изменения высотных распределений озона и атомарного кислорода в нижней термосфере // Геомагнетизм и аэронаука. 1997. Т. 37. № 3. С. 132–142.
26. *Гвишвили Г.В., Лещенко Л.Н.* Региональные особенности многолетних вариаций аэронаукаческих характеристик среднеширотной верхней атмосферы // Доклады АН. 1996. Т. 346. № 6. С. 808–811.
27. *Smith P.A. and King J.W.* Long-term relationships between sunspots, solar faculae and the ionosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1981. V. 43. № 10. Pp. 1057–1063.
28. *Donaldson J.K., Wellman T.J., Oliver W.L.* Long-term change in thermospheric temperature above Saint Santin // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. № A11305.

On the Causes of Cooling and Settling of the Middle and Upper Atmosphere

G. V. Givishvili¹, * and L. N. Leshchenko¹

¹*L.N.Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN),
Kaluzhskoe Hwy 4, Troitsk, Moscow, 108840 Russia*

**e-mail: givi@izmiran.ru*

It is shown that the concept of cooling and subsidence of the middle and upper atmosphere formulated in 1999 finds all new experimental evidence in various data of measurements of parameters of both neutral and ionized components of the middle and upper atmosphere. However, it is becoming increasingly clear that an increase in atmospheric CO₂ alone cannot explain the full range of observed long-term trends in the atmosphere and ionosphere. Moreover, the main source of CO₂ entry into the atmosphere is the combustion of hydrocarbon fuel on an industrial scale that binds free oxygen to carbon. And the processes caused by the reduction of O₂ in the atmosphere, oddly enough, are not considered in any theoretical model designed to explain the observed phenomena. Meanwhile, the effect of a sharp drop in O₂ concentration above the turbo-pause level is clearly recorded from the ionosphere response to solar flares.

Keywords: trends, atmosphere, ionosphere, oxygen, carbon dioxide, solar flares, models