_

_

Том 57, номер 2, 2021

Равновесная чувствительность модели климата к увеличению концентрации CO ₂	
в атмосфере при различных методах учета облачности	
Е. М. Володин	139
Оценка радиационного форсинга от загрязнения снега черным углеродом по данным климатической модели	
А. Ю. Черненков, С. В. Кострыкин	146
К учету верхних слоев атмосферы при моделировании орографических возмущений в тропосфере	
В. Н. Кожевников	156
Анализ изменчивости стратосферных газов по данным наземных спектрометрических наблюдений в районе Санкт-Петербурга	
Я. А. Виролайнен, А. В. Поляков, Ю. М. Тимофеев	163
Особенности взаимодействия в системе океан—атмосфера в Баренцевом море по данным реанализов	
К. А. Калавиччи, И. Л. Башмачников	175
Динамика нестационарных цилиндрических уединенных внутренних волн	
К. А. Горшков, Л. А. Островский, И. А. Соустова	188
О роли взрывного взаимодействия трех поверхностных волн в начальной стадии образования брызг при сильных ветрах	
Д. С. Козлов, Ю. И. Троицкая	199
О развитии волновых возмущений донной поверхности в реках и каналах	
И. И. Потапов, Ю. Г. Силакова	212
Распространение загрязнений в Норвежском море от придонного источника	
Н. А. Дианский, Е. Г. Морозов, В. В. Фомин, Д. И. Фрей	218
Изменчивость термохалинной циркуляции Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции по данным океанских объективных анализов и реанализов	
В. А. Багатинский, Н. А. Дианский	231
Измерения скорости ветра над сушей доплеровским профилографом с рабочим диапазоном 35 ГГц	
В. В. Стерлядкин, Д. В. Ермилов, В. М. Калмыков, К. В. Куликовский	245

Contents

_

Vol. 57, No. 2, 2021

=

The Effect of Changes in Cloudiness Calculation on Model Equilibrium Climate Sensitivity to Increase of CO_2 Concentration	
E. M. Volodin	139
Estimation of the Radiative Forcing from Snow Darkening with Black Carbon Using Climate Model Data	
A. Yu. Chernenkov and S. V. Kostrykin	146
On Taking into Consideration the High-Level Atmosphere for the Purpose of Simulation of Orographic Disturbances in the Troposphere	
V. N. Kozhevnikov	156
Analysis of the Variability of Stratospheric Gases Near St. Petersburg Using Ground-Based Spectroscopic Measurements	
Ya. A. Virolainen, A. V. Polyakov, and Yu. M. Timofeyev	163
The Ocean–Atmosphere Interaction in the Barents Sea Region from Reanalyses Data	
K. A. Kalavichchi and I. L. Bashmachnikov	175
Dynamics of Non-Stationary Cylindrical Internal Solitary Waves	
K. A. Gorshkov, L. A. Ostrovsky, and I. A. Soustova	188
The Role of the Explosive Interaction of Three Surface Waves in the Initial Stage of Spray Generation at Strong Winds	
D. S. Kozlov and Yu. I. Troitskaya	199
On the Development of Wave Disturbances of the Bottom Surface in Rivers and Channels	
I. I. Potapov and Yu. G. Silakova	212
Spreading of Pollution in the Norwegian Sea from a Bottom Source	
N. A. Diansky, E. G. Morozov, V. V. Fomin, and D. I. Frey	218
Variability of the North Atlantic Thermochaline Circulation in Different Phases of the Atlantic Multidecadal Oscillation According to Ocean Objective Analysis and Reanalysis	
V. A. Bagatinsky and N. A. Diansky	231
Measurements of Wind Speed over Land with a Doppler Profiler with an Operating Range of 35 GHz	
V. V. Sterlyadkin, D. V. Ermilov, V. M. Kalmykov, and K. V. Kulikovsky	245

УДК 551.583.001.572

РАВНОВЕСНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МОДЕЛИ КЛИМАТА К УВЕЛИЧЕНИЮ КОНЦЕНТРАЦИИ СО₂ В АТМОСФЕРЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДАХ УЧЕТА ОБЛАЧНОСТИ

© 2021 г. Е. М. Володин*

Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия

**e-mail: volodinev@gmail.com* Поступила в редакцию 13.08.2020 г. После доработки 24.11.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

Рассматривается изменение равновесной чувствительности модели климата INM-CM4-8 к учетверению концентрации CO₂ при изменениях в параметризации облачности в этой модели. Показано, что регулирование учета различных механизмов образования и диссипации облачности может приводить к изменению равновесной чувствительности модели в пределах от 3.6 до 8.1 град., что больше чем наполовину покрывает диапазон изменения этой величины для современных климатических моделей. Для этого регулировались механизмы образования облачности атмосферного пограничного слоя и диссипации облачности путем перемешивания облаков с ненасыщенным окружающим воздухом. Регулирование механизма образования конвективной облачности влияет на чувствительность, но в меньшей степени.

Ключевые слова: модель, климат, чувствительность, облачность, параметризация, форсинг **DOI:** 10.31857/S0002351521020127

введение

Проблема чувствительности реальной климатической системы к заданному увеличению концентрации СО₂ в атмосфере является одной из центральных проблем геофизики. Согласно [1], диапазон равновесного изменения глобально осредненной приповерхностной температуры при учетверении концентрации СО₂ в атмосфере составляет 4.2-9.4 град. Вывод сделан по данным климатических моделей, участвовавших в CMIP5 (Coupled Model Intercomparison Project, Phase 5 [2]). Для климатических моделей, участвующих в следующей фазе сравнения, СМІР6, этот диапазон еще расширился и составляет 3.6-11.2 град. [3]. Согласно этой работе, основной причиной различия равновесной чувствительности является различие в реакции облачности на потепление, причем основной вклад в разброс вносит различие в изменении доли площади, занятой облаками, а не изменение свойств самих облаков. В малочувствительных моделях доля площади, занятая облачностью, при потеплении существенно не меняется или даже немного возрастает, а в сильночувствительных моделях покрытие облаками заметно уменьшается при потеплении.

Представленные в СМІР6 климатические модели отличаются не только параметризацией облачности, отличия имеются и в других блоках: в параметризациях других физических процессов, от которых тоже может зависеть чувствительность, в численных методах решения уравнений. Отличаются даже координаты, в которых записаны уравнения динамики атмосферы. Поэтому возникает вопрос: в каких пределах может изменяться равновесная чувствительность модели климата, если изменяется только параметризация отдельных процессов, формирующих облачность, а все остальное остается неизменным. Данная проблема является весьма актуальной, поскольку, как показывает опыт общения автора с разработчиками зарубежных климатических моделей, как правило, чувствительность климатической модели не может быть целенаправленно изменена, например уменьшена, даже в том случае, когда это уменьшило бы ошибки, связанные с воспроизведением изменений климата. наблюдаемых в последние десятилетия. Ответу на рассматриваемый вопрос была посвящена, в частности, работа [4]. Но там диапазон изменения чувствительности получился небольшим, от 4.0 до 4.8 град. В данной работе используется другая параметризация облачности, где доля пространства, занятая облаками, а также водность облаков являются прогностическими, а не диагностическими переменными. Более полно и согласованно рассматриваются процессы генерации и диссипации облаков, что позволяет более существенно влиять на эволюцию облачности при глобальном потеплении путем изменения настроечных констант в параметризации.

МОДЕЛИ, ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАВНОВЕСНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Для численных экспериментов использовалась модель климата INM-CM4-8. Воспроизведение современного климата этой моделью описано в [5]. В стандартной модели используется параметризация облачности, в которой доля ячейки, занятая облачностью *a*, вычисляется по формулам Смагоринского:

$$a = \alpha r + \beta \tag{1}$$

с ограничением $0 \le a \le 1$. Здесь r — относительная влажность воздуха, α и β — некоторые коэффициенты, зависящие, вообще говоря, от яруса облаков (верхний, средний или нижний), а также от некоторых других условий, например, для облаков нижнего яруса коэффициенты выбираются так, чтобы в условиях температурной инверсии, т.е. роста температуры с высотой, давать большую облачность, чем в случае быстрого убывания температуры с высотой. Назовем эту модель, которая использовалась для всех расчетов СМІР6, моделью 1.

Наряду с моделью 1 использовалась модель 2, в которой доля ячейки, занятая облаками, а также водность облаков рассчитывались с помощью прогностических уравнений согласно [6]. Все основные уравнения этой параметризации применительно к данной модели, а также некоторые результаты работы параметризации можно найти в [7]. Здесь приведем лишь некоторые уравнения, имеющие отношение к настоящей работе. Для *а* решается эволюционное уравнение:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = A + S_{CV} + S_{BL} + S_H - D_C - D_M - \frac{\partial_{FG}}{\partial z}.$$
 (2)

Здесь t – время, A – слагаемое, описывающее адвекцию, S – источники облачности вследствие работы параметризаций глубокой конвекции (CV), атмосферного пограничного слоя АПС (BL), охлаждения или нагревания объема воздуха вследствие адиабатических и неадиабатических процессов (H, это слагаемое может быть как положительным, так и отрицательным). D – слагаемые, описывающие диссипацию облачности вследствие столкновения капель и их выпадения (C) и смешивания облаков с окружающим ненасыщенным воздухом (M). Последнее слагаемое описывает вклад гравитационного оседания. Ниже приведем выражения лишь для тех слагаемых, вид которых, по мнению автора, существенно влияет на величину чувствительности модели, и которые изменялись при проведении экспериментов по определению равновесной чувствительности.

$$S_{CV} = -\frac{\partial F_{CV}}{\partial z}; \quad F_{CV} = C_{CV} \frac{PR}{Q_{EFF}}.$$
 (3)

Согласно (3), генерация облачности глубокой конвекцией равна конвергенции восходящего потока массы воздуха F_{CV}, порождаемого конвекцией. Подразумевается, что весь поток восходящего воздуха является облачным, и объем облачности возрастает на величину объема воздуха, поступившего снизу в результате работы конвекции. Величина потока в том слое, где работает конвекция, оценивается как отношение количества осадков PR, выпадающих за шаг по времени (1 ч) в результате работы параметризации конвекции, к среднему удельному влагосодержанию поднимающегося воздуха Q_{EFF} , которое считается равным влагосодержанию в середине конвективного слоя. C_{CV} – размерный множитель. При такой параметризации облачность конвекции образуется на верхней границе слоя конвекции.

Аналогично, для слагаемого генерации облачности турбулентностью АПС записано выражение:

$$S_{BL} = -\frac{\partial F_{BL}}{\partial z}; \quad F_{BL} = C_{BL} \frac{HS + HL}{Q_{FFF}}.$$
 (4)

Согласно (4), генерация облачности равна конвергенции восходящего потока массы воздуха F_{BL} , порождаемого турбулентностью АПС. Подразумевается, что весь поток восходящего воздуха является облачным в слое выше уровня конденсации для воздуха, поднимающегося адиабатически с нижнего уровня модели. Величина потока массы оценивается как отношение суммы потоков явного HS и скрытого HL тепла, приведенного домножением на множитель C_{BL} к единицам влагосодержания, к среднему влагосодержанию АПС Q_{EFF} При такой параметризации облачность АПС образуется на его верхней границе.

Наконец, диссипация облачности вследствие перемешивания облаков с ненасыщенным окружающим воздухом записывается в модели следующим образом:

$$D_M = C_M \frac{Q_{MAX}(T) - Q}{l}.$$
 (5)

Здесь Q – удельная влажность окружающего воздуха, $Q_{MAX}(T)$ – насыщенная влажность при температуре окружающего воздуха, l – водность облака, C_M – коэффициент перемешивания.

Для изменения равновесной чувствительности модели будем немного изменять вид слагаемых S_{CV} , S_{BL} , D_M . При изменении будем руководство-

ваться принципом, что облака нижнего яруса оказывают в целом охлаждающее влияние на климатическую систему, и их уменьшение при глобальном потеплении способствует увеличению равновесной чувствительности. Облака верхнего яруса, напротив, оказывают в целом отепляющее влияние на климатическую систему, и их уменьшение при глобальном потеплении способствует уменьшению равновесной чувствительности.

Вид слагаемого S_{CV} таков, что оно в среднем должно уменьшаться при глобальном потеплении, поскольку при увеличении температуры, согласно данным всех имеющихся климатических моделей, влагосодержание воздуха растет примерно на 7-8%/К, так, что относительная влажность меняется не очень сильно, а интегральные осадки увеличиваются с гораздо меньшей скоростью, на 1.5-2%/К [8]. Поэтому при такой параметризации при потеплении, при прочих равных условиях, должно уменьшаться и количество конвективных облаков. Чтобы устранить этот эффект и посмотреть, насколько он существенен для изменения облачности и равновесной чувствительности, можно в (3) использовать вместо значения Q_{EFF} в каждой точке его некоторое характерное значение, которое бы не менялось при потеплении. Назовем модель, в которой все идентично модели 2, но вместо Q_{EFF} в (3) используется значение $Q_{EFF} = 5.E-3$, характерное для районов тропической глубокой конвекции, моделью 3. Мы ожидаем, что в модели 3 верхняя тропическая облачность при потеплении будет убывать медленнее, чем в модели 2, и, поскольку такие облака создают положительный радиационно-облачный форсинг, модель 3 должна иметь равновесную чувствительность большую, чем модель 2.

Слагаемое S_{BL} , определенное согласно (4), должно в среднем уменьшаться при потеплении по той же самой причине, что и слагаемое S_{CV} : влагосодержание АПС растет при потеплении в среднем в несколько раз быстрее, чем потоки с поверхности. Назовем моделью 4 модель, идентичную модели 2, но в которой в (4) используется фиксированное значение $Q_{EFF} = 8.E$ -3. В такой модели облачность нижнего яруса должна уменьшаться при потеплении слабее, чем в модели 2, и поэтому модель 4 должна иметь меньшую равновесную чувствительность, чем модель 2.

Слагаемое D_M , определенное согласно (5), должно увеличиваться при потеплении, поскольку увеличивается числитель, т.е. дефицит удельной влажности возрастает, при приблизительном сохранении относительной влажности. Знаменатель, т.е. водность облаков, зависит от температуры слабее числителя. Поэтому, в целом, при более высокой температуре облакам, чтобы диссипировать, нужно смешаться с меньшим количеством окружающего воздуха. Увеличение диссипации при росте температуры должно приводить к уменьшению количества облаков всех ярусов. Поскольку суммарный радиационный форсинг всей облачности отрицателен, большая диссипация должна приводить к более высокой чувствительности. Чтобы исследовать вклад этого механизма в чувствительность, определим модель 5 как модель, идентичную модели 4, но в формуле (5) в числителе вместо $Q_{MAX}(T) - Q$ стоит значение, не изменяющееся с изменением температуры и равное 0.001. Равновесная чувствительность модели 5 должна быть меньше, чем равновесная чувствительность модели 4, и, тем более, модели 2.

Параметры в моделях 3–5 подобраны так, чтобы среднеглобальное количество облаков каждого яруса, а также радиационно-облачный форсинг и температура поверхности для современного климата были бы как можно ближе к данным модели 2.

Метод определения равновесной чувствительности, используемый в настоящей работе, является на сегодняшний день стандартным и предложен в [9]. С каждой моделью с одного и того же начального состояния проводится два численных эксперимента: доиндустриальный, в котором все воздействия на климатическую систему фиксированы и соответствуют 1850 г., и эксперимент, аналогичный доиндустриальному, но в котором концентрация СО2 увеличена в 4 раза. Далее рассматриваются среднеглобальные разности температуры воздуха у поверхности за каждый год эксперимента с учетверением СО2 и доиндустриального эксперимента, а также разность балансов тепла на поверхности в этих экспериментах. Через полученные точки проводим наименее отклоняющуюся от них прямую методом наименьших квадратов. Значение абсциссы в точке пересечения прямой с горизонтальной осью и называют равновесной чувствительностью. Значение ординаты в точке пересечения прямой вертикальной оси нередко называют радиационным форсингом вследствие учетверения концентрации СО₂. Подобные рисунки для всех моделей, участвовавших в СМІР6, в том числе и для INM-СМ4-8 (модель 1 в наших обозначениях), а также значения равновесной чувствительности и радиационного форсинга можно найти в https://cmip-esmvaltool. dkrz.de/history/cmip6-results/. Аналогичный рисунок приведен и в [4].

В некоторых работах приводится величина равновесной чувствительности, полученная в эксперименте с учетверением CO₂, деленная на 2 и называемая равновесной чувствительностью к удвоению CO₂. При этом подразумевается логарифмическая зависимость потепления от увеличения концентрации CO₂. Причина состоит в том, что традиционно в науке мерой чувствительности рассматривалось потепление именно при удвоении кон-

Таблица 1. Равновесная чувствительность ΔT_{EQ} (K), радиационный форсинг от учетверения CO₂ RF (BT/м²), изменения верхней ΔC_H , средней ΔC_M , нижней ΔC_L и общей ΔC облачности (%/K⁻¹), коротковолнового ΔCRF_{SW} , длинноволнового ΔCRF_{LW} и суммарного ΔCRF радиационно-облачного форсинга (BT/(м² K)), нормированных на величину изменения приповерхностной температуры

	ΔT_{EQ}	RF	$\Delta C_{\rm H}$	ΔC_{M}	ΔC_L	ΔC	ΔCRF_{SW}	ΔCRF_{LW}	ΔCRF
Модель 1	3.6	6.6	-0.20	-0.65	0.55	0.13	-0.39	-0.55	-0.94
Модель 2	7.6	7.5	-0.24	-0.90	-0.93	-1.01	0.92	-0.56	0.34
Модель 3	8.1	7.7	-0.05	-0.82	-0.93	-0.84	0.80	-0.38	0.42
Модель 4	5.8	7.4	-0.06	-1.03	-0.44	-0.50	0.52	-0.49	0.03
Модель 5	5.0	7.8	0.18	-0.18	-0.02	0.07	0.08	-0.28	-0.20

центрации CO_2 . В то же время, с точки зрения статистической значимости, выполнение эксперимента с учетверением концентрации CO_2 предпочтительнее, потому что величина сигнала от увеличения CO_2 в этом случае сильнее отделена от величины шума, связанного с естественными колебаниями климата в модели. Мы же так делать не будем, чтобы не запутывать лишний раз читателя. В данной работе везде приводится реакция климата именно на учетверение концентрации CO_2 , без деления на 2.

Такой способ определения равновесной чувствительности предполагает линейность климатической системы, что, конечно, не совсем верно. Недостатки такого метода определения чувствительности и попытки предложить более точный метод представлены, например, в [10], однако на сегодняшний день метод [9] считается стандартным. Оценка радиационного форсинга вследствие учетверения концентрации СО₂ представленным методом тоже не слишком точна. Она может отличаться от результата, полученного вычислением форсинга по определению: путем вычислений атмосферных радиационных потоков при одинарной и учетверенной концентрации СО2 и прочих равных условиях. Отличие может быть существенным, например, если в модели происходит быстрое приспособление к изменению CO₂, существенно влияющее на баланс тепла и не пропорциональное величине глобального потепления [4, 11].

Продолжительность экспериментов для определения чувствительности составляла 150 лет для модели 1, согласно требованиям СМІР6. Для моделей 2–5 продолжительность экспериментов составляла 40 лет из-за ограниченности компьютерных ресурсов. Поэтому и для модели 1 вычисления проводились по первым 40 г. Расхождение с вычислениями по 150 г. составляет около 0.05 К, что, учитывая значительные различия в чувствительности между выбранными моделями, представляется приемлемым.

Может представлять интерес вопрос о том, как чувствительность модели соотносится с воспроиз-

ведением среднеклиматического состояния. Однако этот вопрос остается за рамками данной работы, и ему, вероятно, могут быть посвящены отдельные исследования. Обычно минимизация нормы ошибок воспроизведения среднеклиматического состояния требует долгой взаимной настройки всех параметризаций модели. Поэтому если мы в такой модели существенно меняем какой-либо параметр, не меняя остальных, норма ошибки воспроизведения основных климатических полей. как правило, лишь увеличивается. В нашем случае модель 1 настраивалась перед проведением численных экспериментов СМІР6, поэтому именно она имеет наименьшие систематические ошибки воспроизведения современного климата среди всех рассматриваемых в настоящей работе моделей.

РАВНОВЕСНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МОДЕЛЕЙ

Результаты экспериментов по чувствительности приведены в табл. 1. Кроме величины равновесной чувствительности и оценки радиационного форсинга приведены также изменения доли, покрытой верхней (выше 400 гПа), средней (400– 700 гПа) и нижней (ниже 700 гПа) облачностью, а также изменение радиационно-облачного форсинга в солнечной, длинноволновой части спектра и суммарного. Данные осреднены за 31–40 гг. экспериментов и нормированы на величину изменения приповерхностной температуры за эти же годы.

Равновесная чувствительность для модели 1 составляет 3.6 град. Полученное значение равновесной чувствительности соответствует представленному в [3] значению 1.83 для удвоения CO₂. В модели 2 равновесная чувствительность более чем вдвое превышает аналогичную величину для модели 1 и составляет 7.6. Отличие обусловлено, очевидно, различной реакцией облаков на глобальное потепление. Нижняя облачность при потеплении увеличивается в модели 1 и уменьшает-

ся в модели 2. Отличие между моделями 1 и 2 в изменении облаков среднего яруса менее заметны, а облака верхнего яруса меняются в этих двух моделях практически одинаково. Изменение радиационно-облачного форсинга в модели 1 отрицательно, а в модели 2 положительно, причем почти все отличие обусловлено коротковолновой частью. Обращает на себя внимание и то, что оценка радиационного форсинга от учетверения СО₂ в модели 1 заметно меньше, чем в модели 2 и в остальных моделях. Причина этого исследовалась в [4] и состоит в том, что в модели 1 в результате быстрого приспособления к учетверению СО₂ уже в течение первого года возрастает количество облаков на нижней границе АПС. Действительное значение радиационного форсинга от учетверения СО₂, вычисленное как разность балансов тепла на верхней границе атмосферы для состояния с доиндустриальным содержанием СО₂ и учетверенным, составляет около 8.0 Вт/м² и для модели 1, и для модели 2.

Возникают естественные вопросы о том, какие именно отличия одной параметризации от другой обуславливают столь большое различие в равновесной чувствительности, и нельзя ли, изменяя в разумных пределах параметризацию облачности в модели 2, сделать ее менее чувствительной. А также вопрос о том, можно ли еще увеличить равновесную чувствительность модели 2. Для ответа на эти вопросы рассмотрим результаты оценки равновесной чувствительности для остальных моделей.

В модели 2 верхняя облачность заметно уменьшается при глобальном потеплении, что должно уменьшать равновесную чувствительность. Это может происходить, по крайней мере частично, из-за уменьшения потока массы, порождаемого глубокой конвекцией. В модели 3 этот механизм искусственно отключен. В результате равновесная чувствительность модели еще немного увеличилась и составила 8.1 град. Уменьшение облачности верхнего яруса сократилось с 0.24 до 0.05%/К, то есть большая часть ее уменьшения в модели 2 обусловлена именно этим механизмом. Изменение облачно-радиационного форсинга в сторону нагревания произошло именно в длинноволновой части спектра, как и можно было ожидать.

Рассмотрим теперь, какова чувствительность моделей 4 и 5. Значительное уменьшение нижней облачности при потеплении обусловлено по крайней мере двумя факторами: уменьшением потока облачной массы в АПС и увеличением диссипации облаков вследствие перемешивания с окружающим воздухом, дефицит влаги в котором возрастает с ростом температуры. В модели 4 первый из этих двух механизмов отключен, и равновесная чувствительность модели 4 составляет 5.8 К, что заметно меньше, чем в модели 2.

Уменьшение облаков нижнего яруса сократилось с 0.93%/К в модели 2 до 0.44%/К в модели 4. Почти в 2 раза уменьшилось и изменение коротковолнового радиационно-облачного форсинга. При отключении и второго механизма в модели 5 уменьшения облачности нижнего яруса уже практически не происходит, облачность среднего яруса уменьшается немного, а облачность верхнего яруса немного увеличивается; облачность в целом в модели 5 немного увеличивается, как и в наименее чувствительной модели 1. в отличии от моделей 2-4. Равновесная чувствительность модели 5 составляет 5.0 град. Таким образом, вклад двух рассмотренных механизмов в различие чувствительности моделей 1 и 2 является определяющим. Уменьшение облачности при глобальном потеплении в модели 2 также полностью объясняется двумя механизмами, отключенными в модели 5. Оставшееся различие в чувствительности моделей 1 и 5 объясняется, по всей видимости, существенным увеличением нижней облачности в модели 1, происходящим вследствие быстрого приспособления, которое было подробно рассмотрено в [4]. На это указывает и различие в оценке радиационного форсинга RF для моделей 1 и 5.

До сих пор мы приводили лишь глобально осредненные результаты, однако интересен вопрос о том, где именно происходят те изменения облачности, которые, как мы видим, оказывают решающее влияние на чувствительность. На рис. 1 представлено осредненное вдоль круга широты радиационно-облачного форсинга, изменение нормированное на глобально осредненное изменение приземной температуры для моделей 1, 3 и 5. Данные моделей 3 и 5 существенно отличаются лишь в тропиках и субтропиках, а южнее 30° ю.ш. и севернее 40° с.ш. близки друг к другу. Это значит, что механизмы, влияющие на облачность и выраженные в формулах (3), (4), (5), существенно влияют на облака в низких широтах. В более высоких широтах основным механизмом генерации и диссипации облачности является, по-видимому, охлаждение при адиабатическом подъеме и нагревание при адиабатическом опускании. В то же время, данные модели 1 отличаются от данных моделей 3 и 5 практически на всех широтах. Это связано, по-видимому, с тем, что быстрое увеличение нижней облачности, связанное с усилением инверсии выше АПС вследствие учетверения СО₂, происходит в модели 1 почти на всех широтах.

Отметим в заключение, что по данным 5 рассмотренных моделей коэффициент корреляции между величиной равновесной чувствительности и изменением радиационно-облачного форсинга равен 0.96, т.е. более 90% дисперсии равновесной чувствительности линейно связаны с изменением радиационно-облачного форсинга.



Рис. 1. Изменение облачного радиационного форсинга на верхней границе атмосферы при учетверении концентрации CO₂, нормированное на изменение глобально осредненной приповерхностной температуры (Вт/(м² K)). Данные осреднены вдоль долготы. Модель 1 (сплошная линия), модель 3 (штриховая линия), модель 5 (пунктирная линия).

выводы

Исследовано влияние изменений в параметризации облачности на равновесную чувствительность модели климата INM-CM4-8 к учетверению концентрации СО2 в атмосфере. Было показано, что переход от диагностической схемы типа Смагоринского к прогностической [6] увеличивает равновесную чувствительность более чем в 2 раза, от 3.6 до 7.6 К. В модели с чувствительностью 3.6 К при потеплении происходит увеличение нижней облачности, связанное с усилением инверсии на верхней границе АПС. В модели с чувствительностью 7.6 К при потеплении облачность заметно уменьшается на всех уровнях. Отключение механизма, вызывающего уменьшение облачности глубокой конвекции при потеплении, увеличивает равновесную чувствительность с 7.6 до 8.1 К. Отключение механизма, вызывающего уменьшение облачности АПС при потеплении, уменьшает чувствительность до 5.8 К. Дополнительное отключение механизма, вызываюшего большую диссипацию всех видов облачности при потеплении из-за большего дефицита удельной влаги в окружающем облака воздухе, уменьшает чувствительность модели до 5.0 К. В такой модели облачность всех ярусов при глобальном потеплении меняется мало, это показывает, что других механизмов, существенно влияющих на изменение облачности при глобальном потеплении, в модели нет, либо они есть, но компенсируют друг друга. Только модификация параметризации облачности приводит к изменению равновесной чувствительности в диапазоне от 3.6 до 8.1 К. Это составляет большую часть диапазона изменения равновесной чувствительности для всех моделей СМІР6: 3.6—11.2 К.

Работа выполнена в ИВМ РАН при поддержке РНФ, грант 20-17-00190.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Flato G., Marotzke J., Abiodun B., Braconnot P., Chou S.C., Collins W., Cox P., Driouech F., Emori S., Eyring V., Forest C., Gleckler P., Guilyardi E., Jakob C., Kattsov V., Reason C., Rummukainen M. Evaluation of Climate Models // In: T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley (Eds.): Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. New York, USA; Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2013. C. 741–866.
- Taylor K.E., Stouffer R.J., Meehl G.A. An Overview of CMIP5 and the experiment design // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2012. V. 93. P. 485–498.

- Zelinka M.D., Myers T.A., McCoy D.T., Po-Chedley S., Caldwell P.M., Ceppi P. et al. Causes of higher climate sensitivity in CMIP6 models // Geophys. Res. Lett. 2020. V. 47. P. e2019GL085782. https://doi.org/10.1029/2019GL085782
- Володин Е.М. О возможных причинах низкой чувствительности климатических моделей к увеличению содержания углекислого газа // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 4. С. 350–355.
- Volodin E.M., Mortikov E.V., Kostrykin S.V., Galin V.Ya., Lykossov V.N., Gritsun A.S., Diansky N.A., Gusev A.V., Iakovlev N.G., Shestakova A.A., Emelina S.V. Simulation of the modern climate using the INM-CM48 climate model // Russian J. Num. Anal. Math. Modelling. 2018. V. 33. № 6. P. 367–374.
- Tiedtke M. Representation of clouds in large-scale models // Mon. Weather Rev. 1993. V. 121. P. 3040– 3061.
- Володин Е.М. Представление потоков тепла, влаги и импульса в климатических моделях. Конвекция и конденсация // Фундаментальная и прикладная климатология. 2017. Т. 2. С. 26–41.
- 8. Collins M., Knutti R., Arblaster J., Dufresne J.-L., Fichefet T., Friedlingstein P., Gao X., Gutowski W.J.,

Johns T., Krinner G., Shongwe M., Tebaldi C., Weaver A.J., Wehner M. Long-term Climate Change: Projections, Commitments and Irreversibility // In: T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley (Eds.): Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. New York, USA; Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press. 2013. C. 1029– 1136.

- Gregory J.M., Ingram W.J., Palmer M.A., Jones G.S., Stott P.A., Thorpe R.B., Lowe J.A., Johns T.C., Williams K.D. A new method for diagnosing radiative forcing and climate sensitivity // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L03205. https://doi.org/10.1029/2003GL018747
- Rugenstein M., Bloch-Johnson J., Gregory J., Andrews T., Mauritsen T., Li C. et al. Equilibrium climate sensitivity estimated by equilibrating climate models // Geophys. Res. Lett. 2019. V. 47. P. e2019GL083898.
- Feldl N., Roe G.H. The Nonlinear and Nonlocal Nature of Climate Feedbacks // J. Climate. 2013. V. 26. P. 8289–8304.

The Effect of Changes in Cloudiness Calculation on Model Equilibrium Climate Sensitivity to Increase of CO₂ Concentration

E. M. Volodin*

Marchuk Institute of Numerical Mathematics RAS, Gubkina str., 8, Moscow, 119333 Russia *e-mail: volodinev@gmail.com

The change in the equilibrium sensitivity of the INM-CM4-8 climate model to the quadrupling of the CO_2 concentration with changes in the cloudiness parameterization in this model is considered. It is shown that by regulating the account of various mechanisms of cloud formation and dissipation, it is possible to change the equilibrium sensitivity of the model in the range from 3.64 to 8.06 degrees, which more than half covers the range of this value for modern climate models. For this, the mechanisms of cloudiness formation in the atmospheric boundary layer and cloudiness dissipation by mixing clouds with unsaturated ambient air were regulated. Regulation of the mechanism of formation of convective clouds affects the sensitivity, but to a lesser extent.

Keywords: model, climate, sensitivity, cloudiness, parameterization, forcing

УДК 551.521.14

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО ФОРСИНГА ОТ ЗАГРЯЗНЕНИЯ СНЕГА ЧЕРНЫМ УГЛЕРОДОМ ПО ДАННЫМ КЛИМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

© 2021 г. А. Ю. Черненков^{а, *}, С. В. Кострыкин^{b, c, d, **}

^а Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701 Россия

^bИнститут вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия ^cИнститут глобального климата и экологии им. Ю.А. Израэля, ул. Глебовская, 20Б, Москва, 107258 Россия

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

*e-mail: chernenkov.ayu@phystech.edu

***e-mail: s_kostr@mail.ru* Поступила в редакцию 10.11.2020 г. После доработки 05.12.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

С помощью балансовой модели снежного слоя проведены оценочные расчеты концентрации черного углерода в снегу, затем с помощью локально-одномерной радиационной модели SNICAR проведен расчет альбедо снега и радиационного форсинга от загрязнения снега черным углеродом. В качестве входных использовались данные ансамблевого расчета с климатической модели ИВМ РАН 5-й версии для периода 1998–2002 гг., которые включали в себя снег как на суше, так и на морском льду. Показано соответствие региональных средних значений результатам других модельных и полевых исследований.

Ключевые слова: климат, радиационный форсинг, черный углерод, альбедо снега, Арктика, климатическая модель, радиационная модель

DOI: 10.31857/S0002351521020036

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десятилетий стали актуальными вопросы, связанные с глобальным потеплением. Климат Земли и его чувствительность к различным воздействиям определяются естественными и антропогенными изменениями радиационного баланса Земли – радиационным форсингом (РФ). В данной работе рассматривается влияние на климат одного из атмосферных аэрозолей – черного углерода (ЧУ), или сажи. Основными источниками сажевого аэрозоля являются выбросы, возникающие при сжигании различных видов топлива, а также лесные и степные пожары. При попадании в атмосферу сажевый аэрозоль меняет оптические свойства атмосферы, приводя к ее дополнительному нагреву и ослаблению потока солнечной радиации приходящего на поверхность.

Другой важный фактор влияния ЧУ на климатическую систему связан с изменением альбедо подстилающей поверхности. Выпадая на снег, черный углерод уменьшает альбедо поверхности, что создает дополнительный радиационный форсинг, вызывающий более быстрое таяние снега и повышение приземной температуры в весенний сезон [1]. Например, в работе [2] показана связь межлу выпалением осалков ЧУ на сухой снег. расположенный на ледниковом щите Гренландии, и скоростью его таяния в летний сезон, а также сделан прогноз об увеличении количества дней с глобальным таянием гренладского снежного покрова в XXI в. В работе [1] с помощью климатической модели оценивались вклады в температуру поверхности и радиационный баланс атмосферы и суши в весенний сезон при учете влияния сажевого аэрозоля на оптические свойства атмосферы и подстилающей поверхности. Показано существенное улучшение описания трендов приземной температуры в Евразии и Северной Америке при учете этих факторов в климатической модели, а также существенный вклад ЧУ в континентальные тренды площади снежного покрова, времени таяния снега, приземной температуры в весенний сезон при сравнении с доминирующим фактором – ростом концентрации углекислого газа в атмосфере.

В данной работе исследуется только радиационный форсинг от изменения альбедо заснеженной поверхности при попадании на нее частиц аэрозоля из атмосферы. Отметим, что помимо черного углерода альбедо заснеженной поверхности может сильно меняться при попадании на нее частиц минеральной пыли. Однако изучение влияния данного фактора на радиационный баланс у поверхности не являлось целью данной работы. Здесь мы только отметим, что вклад минеральной пыли в радиационный баланс оказывается значительным вблизи мощных источников пыли, например таких как пустыни [3].

Для расчета радиационного форсинга от загрязнения снега используются данные о приходящей радиации и изменении альбедо поверхности вследствие загрязнения снега примесью. Альбедо заснеженной поверхности вычисляется либо на основе параметризации, либо с помощью радиационной модели, описывающей вертикальный перенос радиации в слое снега. Такой расчет можно делать интерактивно в рамках климатической модели [1, 4] или отдельных моделей верхнего слоя почвы и морского льда, для которых задается предписанное внешнее воздействие.

Например, в работе [5] для этой цели использовались две модели: CLM4 (Community Land Model) – модель почвенного слоя и CICE4 – модель морского льда, с помощью которых рассчитывалась эволюция снежного покрова на суше и морском льду. При этом в качестве граничных условий на поверхности задавались потоки ЧУ, полученные по мультимодельным данным [6], а остальные метеорологические поля брались из данных реанализа.

Кроме того, возможен диагностический расчет радиационного форсинга, например на основе данных наблюдений или модельных данных. В работе [3] приводятся оценки изменения альбедо поверхности и РФ от ЧУ в снегу, где в качестве входных данных радиационной модели использовались данные натурных измерений по глубине и плотности снега, профили концентрации ЧУ, а также спутниковые данные о потоках радиации и балле облачности.

В данной работе для диагностической оценки мгновенного РФ предлагается использовать данные климатической модели совместно с локально-одномерной радиационной моделью SNICAR (SNow-ICe-AErosole radiation model) [4]. Данная модель описывает вертикальный перенос излучения в слое снега с заданными профилями концентрации черного углерода, плотности среды и размеров снежных гранул, а ее выходными данными являются спектральное альбедо заснеженной поверхности и радиационный форсинг.

В качестве входных данных для радиационной модели предлагается использовать модельные данные, полученные с помощью 5-й версии модели климата ИВМ РАН INMCM5 [7].

2. ОПИСАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ РАСЧЕТА КОНЦЕНТРАЦИИ ЧУ В СНЕГУ И СООТВЕТСТВУЮЩЕГО РАДИАЦИОННОГО ФОРСИНГА

В качестве входных полей для расчета радиационного форсинга использовались следующие среднемесячные сеточные данные климатической модели:

• *Н*_{*snw*} – водно-эквивалентная толщина снега

• I_{bc} – поток черного углерода (ЧУ) на поверхности снежного слоя

• Q_{melt} — поток талой воды на нижней границе снежного слоя

σ – доля ячейки сетки, покрытая снегом

• F_{sw}^{down} — поток приходящей коротковолновой радиации

На основании этих данных рассчитывалась концентрация черного углерода в снегу, профиль которой предполагался постоянным во всем слое снега в каждой ячейке сетки. Так как данные в климатических моделях обычно приводятся по календарным месяцам, то рассчитывались суммарные значения масс снега и ЧУ за месяц.

При этом использовались следующие промежуточные поля за *n*-й месяц:

приток массы ЧУ в ячейке, покрытой снегом,

$$P_{bc}^{n} = I_{bc}^{n} \Delta t \sigma^{n} S \tag{1}$$

и масса снега в ячейке сетки

$$M_{sn}^n = H_{snw}^n \rho_w S. \tag{2}$$

Здесь $\rho_w = 1000 \text{ кг/м}^3$, *S* — площадь ячейки сетки, $\Delta t = 1$ мес.

Масса ЧУ в заснеженной ячейке сетки рассчитывалась на основе балансового соотношения, предложенного в работе [4]:

$$\frac{dM_{bc}}{dt} = -C_{MSE}Q_{melt}\frac{M_{bc}}{M_{sn}}S + I_{bc}\sigma S,$$
(3)

которое можно записать в дискретном виде следующим образом:

$$\frac{M_{bc}^{n+1} - M_{bc}^{n}}{\Delta t} = -C_{MSE} Q_{melt}^{n+1} S \frac{M_{bc}^{n}}{M_{sn}^{n}} + I_{bc}^{n+1} \sigma^{n+1} S,$$

$$M_{bc}^{n+1} = M_{bc}^{n} - C_{MSE} Q_{melt}^{n+1} \frac{M_{bc}^{n}}{M_{sn}^{n}} S \Delta t + P_{bc}^{n+1}.$$
(4)

Здесь $Q_{melt} = -\frac{1}{S} \frac{dM_{sn}}{dt} \ge 0$ — средний по ячейке поток массы растаявшего снега в кг/(м² с), C_{MSE} — коэффициент вымывания частиц ЧУ талой во-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021

дой. Если считать, что поток ЧУ из атмосферы $I_{bc}^{n+1} = 0$, то из (4) следует, что

$$C_{MSE} = \frac{\Delta M_{bc} / M_{bc}}{\Delta M_{sn} / M_{sn}},$$
(5)

т.е. коэффициент C_{MSE} — это отношение вымываемой относительной массы ЧУ к относительной массе талой воды.

В наших расчетах использовался коэффициент вымывания для гидрофильного углерода $C_{MSE} = 0.2$, который соответствует значению, принятому в работе [4], и данным полевых измерений [8].

В качестве начальных данных для уравнения (4) использовалось выражение $M_{bc}^0 = P_{bc}^0$, где нулевой индекс означает месяц, когда в данной ячейке сетки появился снежный покров. Зная решение уравнения (4) за каждый месяц и предполагая однородное перемешивание ЧУ по всему слою снега, можно найти концентрацию ЧУ в снегу по следующей формуле:

$$C_{bc}^{n} = \frac{M_{bc}^{n}}{M_{sn}^{n}}.$$
(6)

Полученные данные о концентрации черного углерода подавались на вход радиационной модели SNICAR. Эта модель описывает вертикальный перенос излучения в слое снега; в качестве входных параметров имеет эффективный размер и форму снежных кристаллов, тип частиц ЧУ, способ перемешивания частиц ЧУ и снежных кристаллов, тип (рассеянное или прямое) и спектральный состав приходящего солнечного излучения, зенитный угол Солнца, а также спектральное альбедо подстилающей поверхности. В наших расчетах предполагалось, что на верхнюю границу снежного покрова падает только прямое солнечное излучение. Спектр солнечного излучения соответствует типичным зимним условиям для средних широт.

Также считалось, что все снежные гранулы имеют сферическую форму и эффективный радиус, соответствующий свежевыпавшему снегу (100 мкм). Считалось, что альбедо подстилающей поверхности не зависит от длины волны и для почвы равно 0.2. Следует отметить, что для достаточно толстого слоя снега (больше 10 см) зависимость результатов от этого параметра незначительна.

Частицы ЧУ предполагались только гидрофильными. Это предположение оправдано тем, что гидрофобный ЧУ с характерным временем 1 сут переходит в гидрофильный ЧУ, а значит, вклад гидрофобного углерода в радиационный баланс будет заметным только вблизи его источников.

Косинус солнечного зенитного угла для северного полушария выражался через угол склонения Солнца и широту местности следующим образом: пусть δ – угол склонения Солнца, ϕ – широта, θ – солнечный зенитный угол. Тогда

$$\cos\theta = \cos\left(\varphi - \delta\right),\tag{7}$$

при этом

$$\sin\delta = \sin\epsilon \sin\left(\frac{2\pi(d-d_e)}{365}\right),\tag{8}$$

где $\varepsilon = 23.45^{\circ}$ — наклон Земли к плоскости эклиптики, d — время (в сутках с начала года), $d_e = 80.5$.

Для каждого календарного месяца данная величина рассчитывалась в полдень 15-го числа.

На выходе из радиационной модели можно получить средние значения альбедо: α^{vis} – отвечающее видимому диапазону (0.3–0.7 мкм), α^{nir} – отвечающее ближнему ИК-диапазону (0.7–5.0 мкм), а также альбедо, соответствующие чистому и загрязненному снегу (α_{bc} и α_0 соответственно). На основании этих данных можно рассчитать радиационный форсинг, вызванный загрязнением снега ЧУ, по следующей формуле:

$$R_{bc} = \sigma \Big[\left(\alpha_0^{vis} - \alpha_{bc}^{vis} \right) F_{vis}^{down} + \left(\alpha_0^{nir} - \alpha_{bc}^{nir} \right) F_{nir}^{down} \Big].$$
(9)

При этом, исходя из вида спектра приходящего солнечного излучения, можно полагать, что $F_{vis}^{down} \approx F_{nir}^{down} \approx 0.5 F_{sw}^{down}$.

3. ОЦЕНКА КОНЦЕНТРАЦИИ ЧУ В СНЕГУ И СООТВЕТСТВУЮЩЕГО РАДИАЦИОННОГО ФОРСИНГА ПО ДАННЫМ МОДЕЛИ INMCM5

а) Описание модели и численных экспериментов

Для расчетов использовались данные пяти реализаций исторического эксперимента с совместной климатической моделью INMCM5 [7] для периода с 1997 по 2002 гг. В каждой из реализаций в начальный момент времени возмущалось поле приземной температуры в одной из точек сетки, расположенной на экваторе на величину 0.01 град. Отметим, что данная версия климатической модели участвует в международном проекте по сравнению климатических моделей CMIP6 (Coupled Models Intercomparison Project), имеет разрешение по долготе-широте $2^{\circ} \times 1.5^{\circ}$ в атмосфере и 0.5° × 0.25° в океане. Она включает в себя аэрозольный блок, содержащий в качестве компонент черный углерод двух модификаций – гидрофильный и гидрофобный [9]. В данном блоке описываются следующие процессы физико-химической трансформации аэрозоля: конвекциядиффузия, гравитационная седиментация, сухое оседание и вымывание осадками. Трансформация



Рис. 1. Среднемесячная концентрация черного углерода в снегу для января 1998 г. [нг/г].

гидрофобной фракции ЧУ в гидрофильную происходит с характерным временем 40 ч. Эмиссия ЧУ в атмосферу задается согласно данным, подготовленным для проекта СМІР6 [10, 11], при этом 80% массы выбросов составляет гидрофобный ЧУ.

б) Результаты климатических расчетов

На основе ежемесячных данных об осадках ЧУ и толщине снежного покрова по формулам (1)–(6) была рассчитана концентрация ЧУ в снегу. На рис. 1 приведена концентрация ЧУ в снегу для января 1998 г. Видно, что максимумы концентрации расположены вблизи зоны промышленных выбросов ЧУ и достигают 1000 нг/г.

С помощью модели SNICAR проводились расчеты радиационного форсинга для снежного слоя, расположенного на суше. Следует отметить, что учитывался снежный покров толще 10 см, поскольку для более тонкого слоя большое влияние на альбедо снега оказывает альбедо подстилающей поверхности, а значит, результаты будут очень чувствительны к толщине слоя снега. Для каждой реализации были получены величины среднемесячного радиационного форсинга, затем они были осреднены по всем реализациям. При этом радиационный форсинг в ячейке сетки полагался нулевым, если в данный момент времени она находилась в зоне полярной ночи, либо в ней полностью отсутствовал снежный покров.

Если сравнить региональные средние значения толщины снежного покрова и концентрации ЧУ в снегу, полученные по модельным данным с данными наблюдений [3] (табл. 1), то можно отметить завышение средней концентрации ЧУ в снегу в Арктике по сравнению с данными наблюдений и занижение в Китае.

Среднегодовая концентрация ЧУ в снегу приведена на рис. 2
а. Максимумы C_{bc} расположены в Китае и на Дальнем Востоке и достигают величин 300 нг/г. В Европе среднегодовая концентрация ЧУ в снегу – 50–100 нг/г. В Арктике также возможны локации со среднегодовой концентрацией ЧУ в снегу до 50-100 нг/г. Однако в последнем случае нужно учитывать, что в предложенной процедуре расчета концентрации ЧУ в снегу не учитывается движение морского льда, что может приводить к увеличению средней и максимальной концентрации по сравнению со снегом, расположенным на движущихся льдинах. Если сравнить с соответствующим распределением концентрации ЧУ в снегу в весенние месяцы (рис. 3а), то везде наблюдается рост концентрации по сравнению со среднегодовыми величинами. В Китае и на Дальнем Востоке максимальные значения С_{bc} достигают 500 нг/г, в Европе – 200–300 нг/г, в Арктике – 100-200 нг/г.

Таблица 1. Средние по времени (1998–2002 гг.) и регионам (осреднение только над заснеженной территорией) толщина снега и концентрация ЧУ в снегу по данным модели ИВМ РАН, в скобках – по данным натурных наблюдений [3]

	Арктика (март–май)	Северная Америка (январь—март)	Китай (январь-февраль)
Толщина снега, см	30 (38)	38 (26)	11 (14)
Концентрация ЧУ в снегу, нг/г	50 (21)	36 (30)	128 (480)



Рис. 2. (а) — Среднегодовая концентрация ЧУ в снегу [нг/г], (б) — среднегодовой радиационный форсинг [Вт/м²], вызванный загрязнением снега черным углеродом, осредненные за 1998–2002 гг.

Аналогичным образом ведет себя и радиационный форсинг от ЧУ в снегу (табл. 2–3). Максимальные значения среднегодового форсинга достигают 3 Вт/м², и они соответствуют Гималаям и Тибету (рис. 26). В весенний сезон они увеличиваются до 5–7 Вт/м² (рис. 36). Среднегодовые значения R_{bc} для Евразии, Северной Америки и глобальный составляют 0.64, 0.42, 0.45 Вт/м² соответственно. Причем последняя величина согласуется с центральной оценкой, полученной в работе [4]. В весенний сезон радиационный форсинг над континентами Евразии и Северной Америки увеличивается до 2.4 и 1.8 Вт/м², что сопоставимо со значениями, полученными в работах [1, 5, 12].

Осреднение по весеннему периоду особенно важно, поскольку радиационный форсинг от за-

Таблица 2. Среднегодовой радиационный форсинг от загрязнения снега ЧУ, осредненный по регионам, Вт/м², по данным модели INMCM5 и модельным данным из работы [4]

	Евразия	Северная	глобальный	Глобальный по данным [4]			
	Евразия	Америка	плооальный	нижняя оценка	центральная оценка	верхняя оценка	
1998	0.67	0.43	0.47	0.08	0.6	1.56	
2001	0.61	0.41	0.44	0.07	0.55	1.42	



Рис. 3. Средние за весенний сезон (а) концентрация ЧУ в снегу [нг/г], (б) радиационный форсинг [Вт/м²], вызванный загрязнением снега черным углеродом, осредненные за 1998–2002 гг.

грязнения снега достигает максимума именно в этот период. Это объясняется тем, что весной инсоляция уже довольно большая, а снежный покров еще присутствует на довольно большой площади. Кроме того, загрязнение снега заметно усиливает таяние. Из-за существования положительной обратной связи увеличение таяния меняет структуру снега, он становится состоящим из больших гранул округлой формы, что приводит к росту альбедо снега. Данный процесс может приводить к увеличению приземной среднемесячной температуры на 1–2 градуса согласно данным работы [1].

в) Влияние выбросов ЧУ от пожаров

Из анализа результатов расчетов для рассматриваемого периода следует, что наибольший радиационный форсинг из-за загрязнения снега

Таблица 3. Радиационный форсинг от ЧУ в снегу, осредненный по весенним месяцам и по регионам, Вт/м², по данным модели INMCM5 и модельным данным из работы [1]

	1998	1999	2000	2001	2002	Региональное климатическое среднее по данным [1]
Евразия	2.64	2.40	2.45	2.31	2.47	3.02
Северная Америка	1.94	1.79	1.87	1.77	1.80	1.26



Рис. 4. (а) – Скорость глобальной эмиссии ЧУ в атмосферу [Тг/год]: сплошная кривая – антропогенная эмиссия, крестики – лесные и степные пожары. (б) – Разность среднегодовой эмиссии черного углерода за 1998 и 2001 гг. по данным СМІРб [10⁻¹¹ кг/(м² с)].



Рис. 5. (а) – Аномалия среднегодовой (июнь 1998–май 1999 гг. относительно июнь 2001–май 2002 гг.) концентрации ЧУ в снегу [нг/г], (б) – аналогичная аномалия среднегодового радиационного форсинга [Вт/м²], вызванного загрязнением снега черным углеродом.

черным углеродом соответствует 1998 г., а наименьший – 2001 г. Это соотносится с историческими наблюдениями за сезонными лесными пожарами. На рис. 4а приведены зависимости глобальных выбросов ЧУ от времени (антропогенная составляющая и выбросы, полученные в результате горения биомассы) по данным, подготовленным в рамках проекта СМІР6 [10, 11]. Так, в 1998 г. наблюдались обширные лесные пожары, а в 2001 г., наоборот, масштабы пожаров были минимальными, при этом антропогенная составляющая выбросов менялась незначительно в данный период времени. Если рассмотреть пространственную структуру разницы в среднегодовых выбросах ЧУ в 1998 и 2001 гг. (рис. 4б), то она имеет максимум в зоне бореальных лесов в Сибири и на Дальнем Востоке.

На основании описанной технологии расчетов радиационного форсинга можно оценить допол-

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021

нительный форсинг, который является следствием учета выбросов ЧУ от сезонных лесных пожаров. Считая, что результаты для 1998 г. соответствуют наличию, а для 2001 г. — отсутствию сезонных лесных пожаров, максимальное значение положительной аномалии среднегодового радиационного форсинга составляет 1 Вт/м² (рис. 5).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены оценки концентрации черного углерода и радиационного форсинга на основании результатов климатической модели INMCM5. Результаты расчетов, в целом, хорошо согласуются с аналогичными величинами из других работ, но в отдельных регионах имеются различия.

Максимальная среднегодовая концентрация ЧУ в снегу достигает величин порядка 1000 нг/г, и ей соответствуют регионы в Юго-Восточной Азии и на Дальнем Востоке. Среднегодовой радиационный форсинг над континентами Евразии и Северной Америки по нашим оценками составляет 0.6 и 0.4 Вт/м², причем в весенние месяцы он увеличивается до 2.4 и 1.8 Вт/м².

По нашим оценкам, локальный дополнительный среднегодовой радиационный форсинг R_{bc} из-за выбросов ЧУ в результате лесных пожаров составляет до 1 Вт/м².

Предложенные оценки можно рассматривать как оценки снизу для радиационного форсинга по нескольким причинам. Во-первых, в наших расчетах мы использовали эффективный радиус частиц, соответствующий свежевыпавшему снегу. Дополнительные расчеты с радиационной моделью показали, что для больших значений этого радиуса, соответствующих зрелому снегу, уменьшение альбедо снега за счет его загрязнения получается несколько большим. Во-вторых, реальный профиль ЧУ в снегу может иметь максимум на поверхности, тогда как мы предполагаем его постоянным. Такая неравномерность возможна по нескольким причинам: во-первых, потоки снежных осадков и ЧУ меняются по времени, и во-вторых, при таянии снега гидрофобный ЧУ может накапливаться на поверхности снега. Для учета данных процессов в климатической модели нужно рассматривать многослойную модель снежного покрова вместо однослойной.

В перспективе данная технология может быть внедрена в климатическую модель ИВМ РАН с целью интерактивного расчета альбедо снега, вызванного его загрязнением черным углеродом и другими примесями.

Работа выполнена в ИВМ РАН при поддержке РФФИ, грант № 18-05-61083 (оценка радиационного форсинга от черного углерода в снегу) и РНФ, грант № 20-17-00190 (проведение численных экспериментов с моделью INMCM5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Flanner M.G., Zender C.S., Hess P.G., Mahowald N.M., Painter T.H., RamanathanV., Rasch P.J. Springtime warming and reduced snow cover from carbonaceous particles // Atmos. Chem. Phys. 2009. V. 9. P. 2481– 2497.
- Keegan K.M., Albert M.R. McConnell J.R., Baker I. Climate change and forest fires synergistically drive widespread melt events of the Greenland Ice Sheet // PNAS. 2014. V. 111. P. 7964–7967.
- Dang C., Warren S.G., Fu Q., Doherty S.J., Sturm M., Su J. Measurements of light-absorbing particles in snow across the Arctic, North America, and China: effects on surface albedo // J. Geophys. Res. 2017. V. 122. P. 10149–10168,

- Flanner M.G., Zender C.S., Randerson J.T., Rasch P.J. Present-day climate forcing and response from black carbon in snow // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. P. D11202.
- Jiao C., Flanner M.G., Balkanski Y., Bauer S.E., Bellouin N., Berntsen T.K., Bian H., Carslaw K.S., Chin M., De Luca N., Diehl T., Ghan S.J., Iversen T., Kirkevåg A., Koch D., Liu X., Mann G.W., Penner J.E., Pitari G., Schulz M., Seland Skeie R.B., Steenrod S.D., Stier P., Takemura T., Tsigaridis K., van Noije T., Yun Y., Zhang K. An AeroCom assessment of black carbon in Arctic snow and sea ice // Atmos. Chem. Phys. 2014. V. 14. P. 2399–2417.
- Textor C., Schulz M., Guibert S., Kinne S., Balkanski Y., Bauer S., Berntsen T., Berglen T., Boucher O., Chin M., Dentener F., Diehl T., Easter R., Feichter H., Fillmore D., Ghan S., Ginoux P., Gong S., Grini A., Hendricks J., Horowitz L., Huang P., Isaksen I., Iversen I., Kloster S., Koch D., Kirkeveg A., Kristjansson J.E., Krol M., Lauer A., Lamarque J.F., Liu X., Montanaro V., Myhre G., Penner J., Pitari G., Reddy S., Seland III., Stier P., Takemura T., Tie X. Analysis and quantification of the diversities of aerosol life cycles within AeroCom // Atmos. Chem. Phys. 2006. V. 6. P. 1777–1813.
- Volodin E.M., Mortikov E.V., Kostrykin S.V., Galin V.Ya., Lykossov V.N., Gritsun A.S., Diansky N.A., Gusev A.V., Yakovlev N.G. Simulation of the present-day climate with the climate model INMCM5 // Climate Dynamics. 2017. V. 49. P. 3715–3734.
- Conway H., Gades A., Raymond C.F. Albedo of dirty snow during conditions of melt // Water Resour. Res. 1996. V. 32. P. 1713–1718.
- 9. Володин Е.М., Кострыкин С.В. Аэрозольный блок в климатической модели ИВМ РАН // Метеорология и гидрология. 2016. Т. 10. № 8. Р. 5–18.
- Hoesly R.M., Smith S.J., Feng L., Klimont Z., Janssens-Maenhout G., Pitkanen T., Seibert J.J., Vu L., Andres R.J., Bolt R.M., Bond T.C., Dawidowski L., Kholod N., Kurokawa J.-I., Li M., Liu L., Lu Z., Moura M.C.P., O'Rourke P.R., Zhang Q. Historical (1750–2014) anthropogenic emissions of reactive gases and aerosols from the Community Emissions Data System (CEDS) // Geosci. Model Dev. 2018. V. 11. P. 369–408.
- Van Marle M.J.E., Kloster S., Magi B.I., Marlon J.R., Daniau A.-L., Field R.D., Arneth A., Forrest M., Hantson S., Kehrwald N.M., Knorr W., Lasslop G., Li F., Mangeon S., Yue C., Kaiser J.W., van der Werf G.R. Historic global biomass burning emissions for CMIP6 (BB4CMIP) based on merging satellite observations with proxies and fire models (1750–2015) // Geosci. Model Dev. 2017. V. 10. P. 3329–3357.
- Skiles S.M., Flanner M.G., Cook J.M., Dumont M., Painter T.H. Radiative forcing by light-absorbing particles in snow // Nat. Clim. Change. 2018. V. 8. P. 964– 971.

Estimation of the Radiative Forcing from Snow Darkening with Black Carbon Using Climate Model Data

A. Yu. Chernenkov^{1, *} and S. V. Kostrykin^{2, 3, 4, **}

¹Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskij per., 9, Dolgoprudniy, Moscow region, 141701 Russia
²Marchuk Institute of Numerical Mathematics of the Russian Academy of Sciences, Gubkina str., 8, Moscow, 119333 Russia
³Izrael Institute of Global Climate and Ecology, Glebovskaya str., 20B, Moscow, 107258 Russia
⁴Obukhov Instite of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, Pyzhevsy per., 3, Moscow, 119017 Russia
*e-mail: chernenkov.ayu@phystech.edu

**e-mail: s kostr@mail.ru

Using the balance model of the snow layer we estimate the concentration of the black carbon in the snow, then with the help of radiative transfer model SNICAR we calculate the snow albedo and radiative forcing from snow darkening with black carbon. The data of the ensemble simulation with the 5th version INM RAS climate model for the period 1998–2002 were used as input, which include snow both on land and on sea ice. The regionally averaged results are compared with other model data and field measurements.

Keywords: climate, radiative forcing, black carbon, snow albedo, Arctic, climate model, radiative transfer model

УДК 551.515.6

К УЧЕТУ ВЕРХНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ОРОГРАФИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ТРОПОСФЕРЕ

© 2021 г. В. Н. Кожевников*

МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия *e-mail: kozhvn@mail.ru Поступила в редакцию 24.10.2020 г. После доработки 27.11.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

Рассматривается проблема верхних граничных условий при моделировании явления обтекания гор движущейся атмосферой. Используется двумерная стационарная нелинейная аналитическая модель. В трехслойном натекающем потоке скорость не зависит от высоты, а вертикальные градиенты температуры изменяются послойно. Нижний слой представляет тропосферу, средний — нижнюю стратосферу, верхний — всю верхнюю неограниченную по высоте атмосферу. Исследуется, как изменения устойчивости среднего слоя влияют на отражение волновой энергии от верхних слоев и в итоге на возмущения в тропосфере. Подтверждается, что отражение энергии особенно возрастает, когда градиент температуры в среднем слое приближается к сухоадиабатическому, поскольку при этом исчезает упругость среды по отношению к вертикальным смещениям частиц воздуха. Показывается, что даже в этом случае отражение энергии не полное и поэтому резонанс по Лонгу в атмосфере невозможен.

Ключевые слова: физика атмосферы, гидродинамика, моделирование, обтекание гор, масштаб Лира **DOI:** 10.31857/S0002351521020073

При моделировании обтекания гор главное внимание обычно обращают на постановку нижнего граничного условия, т.е. правильный учет взаимодействия движущейся атмосферы с неровностями земли. При этом недостаточное внимание уделяется тому, что на распространение возникающих волн оказывают влияние существующие в атмосфере неоднородности изменения плотности по вертикали. В рамках среднего масштаба главными среди них являются неоднородности, связанные с глобальным разделением атмосферы на слои по величине вертикального градиента температуры, т.е. с разделением ее на тропосферу, стратосферу и вышележащие слои. Будем данную проблему рассматривать в рамках нелинейного моделирования, т.е. при учете немалости возмущений скорости. Крайние варианты учета этих неоднородностей реализуются в двух моделях: открытой, в которой предполагается, что энергия возмущений на больших высотах свободно распространяется вверх, и закрытой, в которой атмосфера сверху ограничена поверхностью, полностью отражающей энергию вниз. К примеру, в наших исследованиях [1, 2] используется открытая аналитическая модель. Первым закрытую аналитическую нелинейную однослойную модель обтекания использовал Лонг [3]. В ряде моделей влияние верхних слоев учитывается

постановкой некоторого искусственного условия на фиксированном достаточно далеком уровне высоты. Приближенность такой постановки не всегда надежно обосновывается и проверяется при проведении расчетов.

В работе [3] не только теоретически, но и экспериментально показано, что возмущения в канале являются "захваченными" и не затухают вниз по потоку за неровностями нижней границы. Определяется это тем, что волновая энергия возмущений полностью отражается от верхней границы канала. Основные свойства возмущений при этом определяются внутренним числом Фруда в натекающем потоке, которое дается соотношениями:

$$F_i = U/(NH), \quad N^2 = \frac{g}{\Theta} \frac{d\Theta}{dz} = g \frac{\gamma_a - \gamma}{T_1},$$
 (1)

где U – скорость, N – частота Брента–Вяйсяля, H – вертикальная высота канала и одновременно масштаб явления, Θ – потенциальная температура, γ и γ_a – вертикальный и сухоадиабатический градиенты температуры, T_1 – характерная температура. В работе установлено, что существует два режима обтекания в зависимости от того, больше или меньше число Фруда критического значения, равного 1/ π : при больших значениях – суперкритический режим и при меньших – докритический. Подробно исследуется докритический режим, в котором возмущения интенсивны и имеют волновой характер. В этом случае свойства возмущений определяются зависимостью от двух параметров — высоты горы h (влияние формы не исследовалось) и от значения числа F_i . Показывается, что на плоскости (h, F_i) основные свойства возмущений периодически повторяются в каждом из следующих диапазонов изменения величины F_i :

$$F_i = \frac{1}{n\pi} - \frac{1}{(n+1)\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$
 (2)

В любом таком диапазоне при увеличении высоты горы возмущения растут и при превышении некоторого значения $h_0(F_i)$ над горами появляются роторы или даже области "опрокидывания траекторий" (в ряде публикаций их стали называть областями разрыва волнового поля). При переходе из диапазона с одним значением числа *n* в диапазон со значением (n + 1) значения h_0 быстро уменьшаются, так что уровень возмущений остается высоким при меньших значениях высоты горы. При фиксированном значении высоты *h* зависимость от F_i в любом диапазоне имеет один максимум. Если учесть, что число Фруда пропорционально скорости потока U, то получается, что внутри диапазона (2) возмущения могут как нарастать при увеличении скорости потока, так и ослабевать. Наличие такой двоякой зависимости может служить признаком того, что верхние слои полностью отражают волновую энергию вниз.

При приближении величины F_i к граничным значениям $1/(n\pi)$ решение задачи перестает существовать при любой высоте горы h и одновременно начинают выполняться соотношения

$$H = n(\lambda_c/2), \ \lambda_c = 2\pi \frac{U}{N}, \tag{3}$$

где λ_c — масштаб Лира [4]. Данные закономерности позволили в [5] сделать вывод, что решение задачи в канале перестает существовать вследствие наступления резонанса волн.

Ценные результаты по рассматриваемой проблеме получены в работе Дюрана [6]. Здесь исследовалось обтекание горы двухслойным потоком с помощью открытой численной модели. Как и в [1, 2], рассматривался вариант, когда в натекающем потоке скорость не меняется с высотой, в слоях постоянны частоты Брента—Вяйсяля, и задача сводится к решению уравнения Гельмгольца для возмущений функции тока. Нижний слой имел толщину в несколько км, верхний был неограниченным по высоте; слои резко различались по значениям частоты N. Было установлено, что в нижнем слое амплитуды возмущений резко возрастали, когда частота в нем N_1 в два раза превышала частоту N_2 в верхнем слое. В двух рассмотренных при этом примерах амплитуды волн особенно возрастали, когда толщина нижнего слоя увеличивалась так, что стало удовлетворяться условие резонанса по Лонгу (3). Автор сделал вывод, что усиление возмущений определяется очень сильным отражением энергии от верхнего слоя, но не исследовал, почему именно верхний слой столь сильно отражает энергию. Автор кроме условия (3) привлекает к анализу установленного факта результаты исследований проблемы в рамках линейной теории [7], т.е. теории, опираюшейся на предположение о малости возмущений поля скорости. Эта теория приводила к соотношению качественно подобному (3), но количественно другому. Нет сомнений, что именно условию (3) следует оказывать предпочтение, поскольку оно получено без предположения о малости возмущений компонент скорости. При выполнении условия (3) решение задачи в [6] не теряло смысла, т.е. резонанса не возникало, а имело место только резкое усиление волн. Это свидетельствовало о том, что отражение от верхнего слоя не было полным.

Результаты [6] не в полной мере поняты. В частности, в [8] предпринимались попытки искать причину усиления возмущений при обтекании гор в наличии двухслойной структуры подобной [6] — вплоть до требования инверсионности температуры в слоях заметной вертикальной мощности в тропосфере. Во-первых, такие слои в атмосфере обычно имеют толщину не более нескольких сотен метров, а во-вторых, во многих работах, в частности в [1, 2, 5], показано, что весьма серьезные возмущения при обтекании гор имеют место и при отсутствии таких слоев и при обычных значениях градиента температуры (порядка 6 градусов на км).

В настоящей работе при исследовании поставленной проблемы будет использоваться аналитическая, стационарная, двумерная, открытая модель [1, 2]. В модели натекающий поток атмосферы предполагается трехслойным, скорость в слоях постоянной и равной U, градиенты температуры послойно постоянными и равными ү, Нижний слой в модели имеет толщину 10 км и представляет тропосферу, средний задается толщиной в 2.5 км, а верхний – неограниченным по вертикали. Постановка задачи отличается от известной модели Лонга в том, что в ней гидростатическая устойчивость среды учитывается не через градиент плотности, а через разность градиентов температуры $\gamma_a - \gamma$. Решение задачи для произвольной формы горы строится при использовании фурье-преобразований и приводит к соответствующим интегральным соотношениям. Форму горы удается учитывать с точностью до десятков метров по высоте. Динамика и кинематика

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021



Рис. 1. Траектории движения частиц воздуха при обтекании гор для варианта 1 ($\gamma_2 = 0$).

взаимодействия потоков в слоях учитывается приближенно за счет предположения о близости поверхностей раздела к горизонталям. Свойства невозмущенного натекающего потока определяются заданием скорости, градиентов температуры и температуры на земле. Всего было рассмотрено 5 вариантов задания этих параметров. Результаты иллюстрируются рисунками и табл. 1.

На рис. 1 представлены результаты расчетов траекторий движения частиц воздуха над неровностями границы, представляющими двумерные особенности рельефа гор Крыма. Для определенности траектории будем отождествлять по значениям их высот в натекающем потоке z_0 в км. Частицы воздуха вдоль траекторий двигаются слева направо. Задаваемая форма рельефа на данном и остальных рисунках практически не отличима от траектории с z_0 = 0. Рельеф Крыма для исследования был выбран, с одной стороны, потому что именно для этого района нами накоплен солидный банк результатов наблюдений и расчетов (см. [1 (работы в списке публикаций № 12, 28–30, 34, 41), 2]), а с другой, потому что данный рельеф за

гаолица і	Таблица	. 1
-----------	---------	-----

Вариант	γ_2	λ_c	z_{\min}	z_{max}	Dz
1	0	5.20	3.5	5.3	1.8
2	7.5	5.20	2.6	5.1	2.5
3	8	5.20	2.25	5.5	3.25
4	7.5	5.00	2.7	5.07	2.35
5	-1	5.20	2.79	4.67	1.88

счет наличия высокого и крутого подветренного склона обладает особенной силой возмущения атмосферы (см. [1, 9]). Поверхности раздела слоев на рисунке показываются двумя линиями с высотами, различающимися в натекающем потоке на 0.1 км. Исходные значения параметров расчета даются над рисунком, значения высот $z_0 - под$ ним. Здесь и везде далее для краткости будем подразумевать, что скорость дается в м/с, γ – в град/км, λ_c – в км и N – в 1/с. В данном варианте в тропосфере градиент $\gamma = +6$, в среднем слое равен 0 и в верхнем -+3. Соответствующие значения частот N при этом равнялись в тропосфере 0.0121 и в среднем слое - 0.0205. Этот вариант можно считать иллюстрацией характера обтекания для типичного распределения частот N между тропосферой и нижней стратосферой, т.е. когда значения частот возрастают примерно на 70%. Верхний слой в модели представляет верхнюю атмосферу, очевидно, приближенно, но для рассматриваемой проблемы это вполне допустимо.

Возмущения в тропосфере над горами, как и в предыдущих аналогичных расчетах [1, 2], весьма интенсивны. Об этом свидетельствует появление развитой роторной зоны в средней тропосфере, а так же появление нескольких областей серьезного сгущения траекторий, где в разы возрастает скорость ветра. Особенности формы рельефа сказываются в форме смещений траекторий непосредственно над горами и в ближней подветренной зоне. Ниже по потоку смещения частиц становятся почти гармоническими. Усиление возмущений определяется как высотой, так и крутизной гор, и для этого, как видим, не требуется, чтобы устойчивость воздуха была заметно больше обычной или имелись заметные по мощности слои с повышенной устойчивостью. Следует заметить, что поверхности раздела почти горизонтальны, и, значит, решение надежно учитывает условия не только на нижней, но и на верхних границах. Возмущения становятся почти не заметными перед горами на расстояниях более 10 км. Ниже по потоку возмущения остаются заметными на существенно больших удалениях от гребня гор, причем быстрее всего по потоку они ослабевают у земли.

Следующие два варианта расчетов были проведены при резком уменьшении частоты Брента– Вяйсяля в среднем слое с целью лучшего осмысления важных результатов [6]. Полученные траектории движения частиц представлены на рис. 2 и 3. Здесь по сравнению с предыдущим примером изменяется только один параметр натекающего потока, а именно градиент γ_2 . Он задается соответственно равным 7.5 и 8, и это приводит к последовательному уменьшению значений N_2 по сравнению с нижним слоем до уровней 0.0102 и 0.0091. Это уменьшение несколько меньше, чем



Рис. 2. Траектории движения частиц воздуха при обтекании гор для варианта 2 ($\gamma_2 = 7.5$).



Рис. 4. Траектории движения частиц воздуха при обтекании гор для варианта 4 ($\gamma_1 = 5.65$).

в [6], но вполне достаточно для рассмотрения поставленной проблемы. На рис. 4 (вариант 4) иллюстрируется результат расчета, выполненного с целью выяснения того, как изменяются возмущения, когда мы приближаемся к выполнению условия резонанса (3). На рис. 5 (вариант 5) дан результат расчета для случая, когда градиент температуры в среднем слое не увеличивается, а уменьшается. Это позволило проанализировать, как влияет на возмущения в тропосфере не ослабление, а



Рис. 3. Траектории движения частиц воздуха при обтекании гор для варианта 3 ($\gamma_2 = 8$).



Рис. 5. Траектории движения частиц воздуха при обтекании гор для варианта 5 ($\gamma_2 = -1.0$).

более типичное в природе усиление устойчивости среднего слоя. На всех рисунках в аналогичной форме представлены траектории движения. Они позволяют судить о пространственных изменениях в зависимости от параметров натекающего потока таких характеристик возмущений, как амплитуды волн, особенности роторных циркуляций, возмущений поля скоростей, температуры и т.д. (см. [1, 2, 5]). Однако в данной работе имеет смысл остановиться исключительно на вопросах,

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 2021 Nº 2

связанных с проблемой отражения энергии от верхних слоев, т.е. сосредоточиться на следующих результатах.

1. Сравнение траекторий на рис. 1 и 2-4 подтверждает вывод [6] о том, что возмущения в нижнем слое должны сильно возрастать, когда в вышележащем слое значения частоты N заметно уменьшаются по сравнению со значением в нижнем слое. Если в первом варианте роторная зона еще не включала полностью замкнутых вихрей, то теперь они появляются в развитом виде. Степень возрастания амплитуд возмущений характеризуют также данные таблицы. Здесь представлены характеристики экстремальных вертикальных смещений частиц воздуха, двигающихся вдоль траектории с $z_0 = 4$. Данные первых 3 строк позволяют рассмотреть прямую зависимость усиления возмущений при увеличении значений γ_2 , при этом: λ_{c} — масштаб Лира в нижнем слое, z_{\min} минимальный уровень опускания частиц воздуха, z_{max} — максимальный уровень подъема и Dz общий размах их смещений в км. Как видим, Dz может возрастать почти в 2 раза. Усиление возмущений также проявляется в увеличении плотности степени сгущения траекторий – в особенности у границ роторов. Это позволяет оценивать величину и пространственное распределение возмущений обеих компонент скорости ветра.

2. Резкое возрастание возмущений в вариантах 2 и 3 по сравнению с вариантом 1 произошло при изменении только градиента температуры в среднем слое. Поэтому, очевидно, что это определяется именно увеличением отражения волновой энергии от среднего слоя.

3. В вариантах 2, 3 поверхности раздела достаточно возмущены, чтобы поставить под сомнение качество удовлетворения верхних граничных условий при решении поставленной задачи. В варианте 3 ($\gamma_2 = 8$) величина N_2 в среднем слое минимальна и равна 0.75 значения N_1 , а не 0.5, как было в [6]. Приближения к коэффициенту 0.5 можно было бы достичь двумя путями: либо уменьшая в нижнем слое γ_1 , либо приближая значения градиента температуры в среднем слое к сухоадиабатическому градиенту ү_а. В обоих случаях возмущения были бы еще значительнее, чем в вариантах 2, 3, причем не только в нижнем слое, но и на его верхней границе. Одновременно в таком случае нижний слой не мог бы представлять типичную тропосферу, а наличие слоя со столь малой устойчивостью на уровнях стратосферы было бы еще менее реальным. В работе [6] рассматриваемая проблема исследовалась чисто в теоретическом аспекте, в настоящем анализе выбор значений градиентов был сделан с целью, чтобы, с одной стороны, избежать слишком больших возмущений на нижней поверхности раздела, а с другой — приблизиться к учету реальных характеристик атмосферы. Важно также подчеркнуть, что расчеты были проведены для нескольких вариантов уменьшения частоты в среднем слое, и все они дали одинаковый результат. Значит, тенденция усиления возмущений и ее пропорциональность уменьшению частоты N_2 установлена надежно, а факт некоторого возмущения поверхности раздела, по-видимому, не может изменить сделанного вывода.

4. Представленные на рис. 1–3 результаты показывают, что при серьезном уменьшении частоты N_2 , в среднем слое подветренные волны почти перестают затухать вниз по потоку за горами. Если на рис. 1 волны исчезали на удалениях около 25 км, то теперь они остаются заметными до 40 км. Подобное поведение возмущений ранее многие не только отмечали, но и объясняли усилением отражения волновой энергии от верхних слоев (см., например, [1, 3, 5]). Данное свойство дополнительно свидетельствует, что при уменьшении частоты N в среднем слое мы приближаемся к варианту течения в канале с полным отражением волновой энергии от верхней границы. Для лучшего понимания сказанного, заметим следуюшее. Уменьшение частоты N в среднем слое связано не просто с увеличением градиента γ_2 в нем, а с приближением его значений к γ_a . Это означает, что мы имеем дело с уменьшением гидростатической устойчивости воздуха в среднем слое или, иначе говоря, с приближением этого слоя к состоянию, которое называют состоянием "безразличного равновесия". Полезнее в нашем случае такой переход трактовать переходом к меньшей волновой упругости. При этом данная упругость связана не со сжимаемостью воздуха, а с появлением силы плавучести у частиц воздуха при быстрых (почти адиабатических) смещениях по высоте. Именно эта упругость является необходимым условием для появления внутренних гравитационных волн. Подобный анализ проводился нами ранее в [10], где было обращено внимание на то, что при $\gamma > \gamma_a$ у уравнения Гельмгольца существуют только затухающие решения, а при $\gamma = \gamma_a$ решение имеет не волновой, а потенциальный характер. Отсюда становится понятным, почему именно заметное уменьшение частоты N в среднем слое препятствует распространению внутренних гравитационных волн выше. Важно, что это свойство не зависит от других параметров задачи, а уровень отражения энергии зависит от разности $\gamma_a - \gamma$ и, видимо, от толщины среднего слоя.

 Амплитуды волн в верхних слоях в первом варианте заметно меньше, чем в остальных, хотя отражение волновой энергии вниз в последних случаях, как было выяснено, напротив, больше. Противоречия в этом нет, поскольку, как отмечалось и ранее в [1], величина этих амплитуд в первую очередь зависит от высоты волн на поверхностях раздела. Последние же определяются тем, с какими фазами приходят к этим уровням волны снизу.

6. Условие резонанса (3) было получено в закрытой модели с жесткой горизонтальной границей. В открытых моделях поверхности раздела не жесткие и роль условия (3) требует осмысления. Величину n в (3) можно изменять путем изменения величины масштаба Лира в тропосфере. Она одинакова в первых трех вариантах и равна 5.20. При проведении расчетов по варианту 4 параметры задачи были изменены по сравнению с вариантом 2 только за счет изменения у в тропосфере, а именно прежнее значение $\gamma_1 = 6$ было уменьшено до 5.65. При этом значение масштаба Лира в тропосфере стало равным 5.0009. В итоге, если в варианте 2 (а так же 1, 3) в соотношении (3) вместо целого *п* фигурировало число 3.84, то теперь оно стало равным 4.0003, и условие резонанса оказалось практически выполненным. Характеристики верхних слоев не изменялись и, значит, следовало ожидать, что отражение от них оставалось неизменным. Однако результаты, представленные на рис. 4, не показали даже признаков приближения к резонансу. Напротив, вертикальные смещения частиц воздуха, двигающихся вдоль траектории $z_0 = 4$, как показывает таблица, даже немного уменьшились. Тем самым доказано, что резонанс невозможен даже при столь сильном отражении волновой энергии, какой имеет место при наличии вверху слоя с очень малой устойчивостью и толщиной 2.5 км. Этот результат получен при использовании аналитической модели [1, 2], приближенно учитывающей условие на нижней границе слабоустойчивого слоя, но тот же результат получен и по численной модели [6], учитывающей указанное условие точно.

7. Проведенные по вариантам 1-4 расчеты позволили провести оценку того, как выглядит отражение энергии от среднего слоя, когда градиент γ_2 в нем принимает значение 0 или увеличивается до значений 7.5 и 8. При этом показано, что отражение возрастает, когда $\gamma_2 > 6$ и приближается к γ_a . Однако эта закономерность имеет скорее теоретический нежели практический интерес, поскольку достаточно мощные слои с малой устойчивостью на заметных высотах в атмосфере не встречаются. Практический интерес представляют изменения уровня отражения при изменениях значения γ₂ в другую сторону. Чтобы оценить, что происходит с отражением при меньших значениях градиента температуры, был рассмотрен вариант 5 задания параметров натекающего потока, когда γ_2 в среднем слое был задан отрицательным и равным – 1. Полученная картина движений показана на рис. 5. Сравнивая ее с данными рис. 1, нетрудно видеть, что возмущения почти не изменились, точнее, несколько возросли. Тот же вывод мы получим, если сравним данные, представленные на первой и последней строках таблицы выше. Важнее отметить, что возмущения остаются по-прежнему существенно меньшими, чем при больших γ_2 . Следовательно, отражение от среднего слоя в реальной атмосфере заметно отличается от полного.

Проведенные расчеты показали необходимость учитывать следующее.

1. Динамика взаимодействия возмущений в тропосфере с возмущениями в вышележащих слоях не менее важна, чем динамика взаимодействия с поверхностью земли.

2. Отражение волновой энергии от верхних слоев атмосферы, по-видимому, близко к максимуму, когда гидростатическая устойчивость в них близка к безразличной.

3. Отражение волновой энергии от реальной стратосферы меньше максимума.

4. Максимальное отражение всегда меньше полного и, значит, резонанс по Лонгу в атмосфере исключен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Кожевников В.Н. Возмущения атмосферы при обтекании гор. М.: "Научный Мир", 1999. 160 с.
- 2. *Кожевников В.Н.* Моделирование атмосферных возмущений над горами Крыма // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 4. С. 49–57.
- 3. *Long R.R.* Some aspects of the flow of stratified fluids. III. Continuous density gradients // Tellus. 1955. V. 7. № 3.
- 4. *Lyra G.* Theorie der stationaren Leewellenstromung in freien Atmosphare // Z. Angew. Math. und Mech. 1943. V. 23. № 1. P. 1–28.
- Кожевников В.Н. Обзор современного состояния теории мезомасштабных орографических неоднородностей поля вертикальных токов // Тр. ЦАО. 1970. Вып. 98. С. 3–40.
- Durran D.R. Another look at downslope windstorms. Part I: On the development of analogs to supercritical flow in an infinitely deep, continuously stratified fluid // J. Atmos. Sci. 1986. V. 43. P. 2527–2543.
- Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М.: "Мир". 1986. Т. 1–2.
- Шестакова А.А., Моисеенко К.Б., Торопов П.А. Гидродинамические аспекты эпизодов Новороссийской боры 2012–2013 гг. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 4. С. 1–13.
- 9. Кожевников В.Н., Лосев А.С. О построении модели обтекания при точном выполнении граничного условия на цилиндрическом профиле. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1982. Т. 23. № 5. С. 43–50.
- Кожевников В.Н. Орографические возмущения воздушного потока. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, Физический факультет, 1965. С. 1–223.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021

КОЖЕВНИКОВ

On Taking into Consideration the High-Level Atmosphere for the Purpose of Simulation of Orographic Disturbances in the Troposphere

V. N. Kozhevnikov*

Moscow State University, Leninskie Gory, 1, bld. 2, Moscow, 119991 Russia *e-mail: kozhvn@mail.ru

The study considers the problem of upper boundary conditions with regard to simulation of the phenomenon of the airflow over the mountains. A two-dimensional stationary non-linear analytical model is used. In a three-layer upstream flow, the velocity does not depend on the height, and the vertical temperature gradients change from layer to layer. The lower layer is the troposphere, the middle layer – the lower stratosphere, and the upper layer – the whole upper atmosphere unlimited in height. The impact of changes in the middle layer stability on the wave energy reflection from the upper layers and, finally, on tropospheric disturbances is examined. It is confirmed that the energy reflection especially grows when the middle layer temperature gradient approaches the dry-adiabatic value, as, in such case, the environment resilience to air particles vertical displacements disappears. It is shown that, even in such case, energy reflection is not full, and, consequently, the Long resonance is not possible in the atmosphere.

Keywords: atmospheric physics, hydrodynamics, modeling, flow over mountains, Lyra scale

УДК 551.510.41

АНАЛИЗ ИЗМЕНЧИВОСТИ СТРАТОСФЕРНЫХ ГАЗОВ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В РАЙОНЕ САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

© 2021 г. Я. А. Виролайнен^{а, *}, А. В. Поляков^а, Ю. М. Тимофеев^а

^aСанкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034 Россия *E-mail: yana.virolainen@spbu.ru Поступила в редакцию 25.06.2020 г. После доработки 15.09.2020 г. Принята к публикации 14.10.2020 г.

Озоновые аномалии, возникающие в зимне-весенний период в Северном полушарии, в последние десятилетия все чаще наблюдаются не только в полярных, но и средних приполярных широтах, в том числе вблизи густонаселенных городов. Уменьшение содержания стратосферного озона может приводить к опасным для человека уровням УФ-радиации, поэтому исследование процессов, связанных с изменчивостью содержания стратосферного озона, является актуальной задачей для разработки методик прогнозирования появления озоновых мини-дыр и роста УФ-освещенности поверхности. На примере измерений солнечного ИК-излучения Фурье-спектрометром Bruker 125HR в окрестностях Санкт-Петербурга мы продемонстрировали возможности наземного спектроскопического метода для изучения и объяснения временной изменчивости стратосферных газов, вовлеченных в циклы разрушения и формирования озонового слоя. Мы показали важность температурного и динамического состояния стратосферы для формирования условий химического разрушения озона, а также эффективность использования измерений общего содержания НГ в качестве динамического фактора, позволяющего выделить периоды потенциальной активизации химического механизма разрушения озона.

Ключевые слова: озоновые мини-дыры, Фурье-спектроскопия, мониторинг газового состава стратосферы, химическое разрушение озона DOI: 10.31857/S0002351521010132

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия в северном полушарии наблюдается периодическое уменьшение общего содержания (ОС) озона в зимне-весенний период, меньшее по сравнению с Антарктической озоновой дырой как во временном, так и пространственном масштабе [1, 2], но также приводящее к негативным последствиям для человека, поскольку это уменьшение часто наблюдается вблизи густонаселенных районов северного полушария. Аномалии в содержании стратосферного озона, так называемые озоновые мини-дыры. существенно влияют на УФ-освещенность поверхности и радиационный режим стратосферы. С ростом высоты Солнца количество УФ-радиации, достигающей поверхности, увеличивается за счет увеличения эффектов многократного рассеяния при уменьшении поглощения озоном рассеянного излучения. Так, например, по данным измерений метеорологической обсерватории МГУ в марте и апреле 2011 г. были зарегистрированы

абсолютные часовые максимумы эритемной УФ радиации в период расположения озоновых мини-дыр непосредственно над Москвой [3]. Расчеты УФ индекса над городами Сибири в марте 2016 г. во время эпизодов отрицательных озоновых аномалий показали, что при высотах Солнца более 25 градусов значения УФ индекса превосходят пороговые значения образования эритемы для первого типа кожи и близки к пороговым для людей со вторым типом кожи [4].

Основное разрушение стратосферного озона происходит внутри полярного стратосферного вихря (ПСВ) – области сильных круговых ветров, образующейся в поздний осенний период и изолирующей воздушную массу внутри вихря, удерживая ее в очень холодном состоянии. Степень разрушения полярного озона находится в тесной связи с температурой стратосферы, определяющей формирование полярных стратосферных облаков (ПСО), на поверхности частиц которых проходят гетерогенные химические реакции, ведущие к последующему разрушению озона в полярных широтах ранней весной. При появлении весной солнечного света из-за низкой температуры нижней стратосферы в атмосфере возникают восходящие движения воздушных масс как выносящие в стратосферу бедный озоном воздух из нижних слоев, так и способствующие быстрому разрушению озона на больших высотах. При разрушении ПСВ полярный воздух может смешиваться со среднеширотным, что может приводить также к уменьшению содержания стратосферного озона в средних широтах.

Зимние и весенние температуры арктической стратосферы сильно меняются год от года в зависимости от интенсивности динамических процессов и разрушения ПСВ в форме внезапных стратосферных потеплений (ВСП), когда за период в несколько суток температура стратосферы может повышаться на 30–50 градусов. Так, например, зимой 2015/2016 гг. в арктической стратосфере наблюдались рекордно низкие температуры, что давало предпосылки для значительного разрушения озона весной 2016 г. [5] с учетом формирования больших площадей ПСО [6]. Однако ряд ВСП в феврале и начале марта 2016 г. разрушили ПСВ и не допустили ожидаемого уменьшения содержания озона.

Пик химического разрушения озона обычно приходится на март в полярных и субполярных областях северного полушария, если только ПСВ не будет разрушен ранее ВСП [7]. На концентрации озона в арктической стратосфере сильно влияет также горизонтальный перенос воздушных масс, что может усложнить интерпретацию наблюдаемых величин ОС озона. Наблюдавшиеся значительные отрицательные озоновые аномалии в Арктике в марте 1997 и 2011 гг. имели различную природу: в 2011 г. превалировало химическое разрушение озона, в то время как в 1997 г. значительную роль играли динамические процессы [8]. Один из механизмов влияния динамических процессов на отрицательные аномалии в содержании стратосферного озона заключается в уменьшении в зимнее время активности планетарных волн, из-за чего в зимне-весенний период уменьшается нисходящее поступление богатого озоном воздуха средних широт в полярные области, где и так внутри ПСВ во время полярной ночи происходит разрушение озона.

Для адекватного описания и понимания механизмов разрушения озона и прогнозирования его уменьшения необходим мониторинг и анализ не только самих величин содержания озона, но и других факторов, влияющих на динамические и химические процессы разрушения озона, а также поиск взаимных связей между различными параметрами.

Из-за увеличения УФ-освещенности поверхности анализ процессов образования озоновых аномалий особенно актуален в районах высокоширотных густонаселенных мегаполисов. Для изучения изменчивости малых газовых составляющих (МГС) озоносферы, участвующих в озоновом хлорном цикле, мы исследовали временные ряды ОС озона, HCl, ClONO₂, HNO₃ и HF, полученные на станции NDACC St. Petersburg в Петергофе [9–14], и данные реанализа метеорологических параметров ECMWF Era-Interim [15], а также проанализировали возможные причины наблюдаемых озоновых вариаций.

2. РОЛЬ ХЛОРСОДЕРЖАЩИХ МГС В РАЗРУШЕНИИ ОЗОНА

Одним из важных факторов, контролирующих изменчивость содержания озона в полярной стратосфере, является наличие и вариации содержания в атмосфере хлорных радикалов [16]. Обычно состав стратосферы определяется химическими реакциями в газовой фазе, и хлор в основном находится в виде инертных газов-резервуаров HCl и ClONO₂. При низких температурах (ниже 195 K) образуются частицы ПСО, на поверхности которых происходят гетерогенные реакции (1)–(3) [17]:

$$\mathrm{ClONO}_{2}(g) + \mathrm{H}_{2}\mathrm{O}(s) \rightarrow \mathrm{HOCl}(g) + \mathrm{HNO}_{3}(s), (1)$$

$$\operatorname{ClONO}_2(g) + \operatorname{HCl}(s) \rightarrow \operatorname{Cl}_2(g) + \operatorname{HNO}_3(s), \quad (2)$$

$$\operatorname{HOCl}(g) + \operatorname{HCl}(s) \to \operatorname{Cl}_2(g) + \operatorname{H}_2\operatorname{O}(s).$$
 (3)

Здесь и далее знак g относится к газовой фазе, знак $s - \kappa$ твердым частицам ПСО или жидким аэрозольным частицам в трехкомпонентном растворе H₂SO₄, HNO₃ и H₂O.

В ходе реакций (1)–(3) выделяются резервуарные соединения хлора HOCl и Cl₂, которые в результате фотолиза при наличии солнечного излучения образуют свободный хлор Cl, разрушающий молекулы озона в каталитическом цикле:

$$Cl + O_3 \rightarrow ClO + O_2,$$

$$ClO + O \rightarrow Cl + O_2.$$
(4)

После повышения температуры стратосферы и исчезновения частиц ПСО и сульфатного аэрозоля содержание газов-резервуаров восстанавливается в ходе реакций (5) и (6).

$$ClO + NO_2 + M \rightarrow ClONO_2 + M,$$
 (5)

$$Cl + CH_4 \rightarrow HCl + CH_3.$$
 (6)

При этом реакция (6) происходит значительно медленнее, чем реакция (5), что приводит к избытку $ClONO_2$ по сравнению с HCl в конце зимы и ранней весной в арктических областях [18]. Распределение неактивного хлора по газам-резервуарам играет важную роль, т. к. молекулы $ClONO_2$ в ходе фотолиза могут распадаться под действием солнечного излучения с вторичным образованием активного хлора. Перемещение воздушных масс с высоким содержанием ClONO₂ за пределы полярного вихря может быть причиной разрушения озона в средних широтах поздней весной [19].

Для реакции (5) образования ClONO₂ необходимо присутствие не только молекул ClO, но и молекул NO₂, которые образуются в ходе фотолиза азотной кислоты, находящейся в газовой фазе:

$$HNO_3(g) + hv \rightarrow NO_2 + OH.$$
 (7)

Молекулы HNO₃, в свою очередь, производятся в ходе гетерогенных реакций (1), (2) и (8):

$$N_2O_5(g) + H_2O(s) \rightarrow 2HNO_3(g)$$
(8)

и гомогенной реакции (9):

$$OH + NO_2 + M \to HNO_3 + M.$$
(9)

Таким образом, скорость деактивации хлора в $ClONO_2$ зависит от содержания окислов азота и азотной кислоты в стратосфере. В условиях недостатка последних в газовой фазе, т. н. денитрификации стратосферы, активный хлор не переходит в инертный $ClONO_2$, что приводит к еще большему усилению химического разрушения озона. Денитрификация стратосферы происходит в результате гравитационного осаждения частиц ПСО при длительно существующих холодных условиях. Наличие и отсутствие денитрификации во многом определяет глубину озоновых аномалий [20].

Описанный механизм химического разрушения озона характерен для полярных широт при наличии устойчивого ПСВ, длительных низких температур нижней стратосферы и присутствии ПСО. Однако при проникновении ПСВ в средние широты и его последующем разрушении этот механизм также косвенно влияет на уменьшение стратосферного содержания озона и в средних широтах.

3. НАЗЕМНЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ МГС АТМОСФЕРЫ

С 2009 г. на измерительной станции St. Petersburg в Петергофе (59.88° с.ш., 29.82° в.д., 20 м над уровнем моря) проводятся измерения солнечных ИК спектров с помощью наземного комплекса на базе Фурье-спектрометра (ФС) Bruker 125HR с разрешением 0.005 см⁻¹ для неаподизированных спектров [21]. Это единственный в России прибор такого класса, выполняющий регулярные измерения ОС десятков МГС атмосферы, в том числе и вертикального профиля озона. Спектральный комплекс в 2016 г. был сертифицирован и принят в международную сеть измерительных станций NDACC IRWG (https://www2.acom.ucar.edu/irwg). Два детектора ФС (МСТ и InSb) перекрывают спектральную область от 650 до 5400 см⁻¹, содержащую полосы поглощения нескольких десятков атмосферных газов.

В связи с тем, что спектроскопические измерения проводятся только в безоблачных условиях или в больших разрывах облаков, а для атмосферы Санкт-Петербурга характерна циклоническая активность, большинство измерительных дней относятся к весенне-летнему периоду, всего в среднем около 70 дней в году. Число ежедневных спектральных измерений при отсутствии облачности зависит, в основном, от продолжительности солнечного дня, который колеблется от 5 ч 50 мин в декабре до 18 ч 55 мин в июне, составляя в среднем 15-20 единичных измерений в день. Анализ спектров выполнялся с помощью программных комплексов SFIT4 и PROFFIT96, используемых на наблюдательной сети NDACC [22]. Подробное описание методик определения различных МГС на станции St. Petersburg можно найти в работах [10, 11, 13, 14, 21]. Отметим, что случайные погрешности определения МГС рассматриваемым методом составляют 1-2, 4-5, ~19, 1-2 и 2-3% для OC O₃, HCl, ClONO₂, HNO₃ и HF соответственно [21].

На рис. 1 приведен временной ход ОС НF, полученный на станции St. Petersburg в период 2012–2019 гг., наряду со значениями потенциальной завихренности (ПЗ) на изоэнтропическом уровне потенциальной температуры 475 К, являющейся одним из показателей интенсивности ПСВ. Данные по ПЗ представляют собой данные реанализа ERA-Interim [15], дневную климатологию, отнесенную к 12 ч по Гринвичу для географических координат 60° с.ш. и 30° в.д., соответствующих станции St. Petersburg (данные получены с сайта http://www.ecmwf.int).

Молекулы HF, не участвующие непосредственно в химических реакциях, вследствие своей неактивности и долгого времени жизни используются как индикатор динамических процессов в стратосфере [23], т.к. для количественного подсчета потерь озона необходимо отличать эффекты за счет химических процессов от динамического переноса и смешивания воздушных масс. Поскольку в северном полушарии, в арктических и прилегающих областях, в эволюции содержания озона доминируют обычно динамические процессы, то, чтобы отделить изменения в содержании озона за счет динамики, мы нормировали OC озона, HCl, ClONO₂ и HNO₃ на OC HF. Вертикальные профили отношения смеси озоноактивных МГС обычно хорошо коррелируют с профилем HF в нижней стратосфере, на которую приходится основное содержание этих МГС, таким образом вертикальные движения в стратосфере будут пропорционально меняться как для HF, так и для других МГС [24]. При росте ОС HF на 100%, ассоциируемом с адиабатическим опус-



Рис. 1. Временной ход ОС НF, измеренный на станции NDACC St. Petersburg, и потенциальная завихренность (ПЗ) на уровне потенциальной температуры 475 К. Штриховая линия по ПЗ указывает на край ПСВ [28], пунктирная – отсекает воздушные массы внутри ПСВ [29].

канием зимой и весной, отношение OC озона к OC HF уменьшается на 6%, отношение суммарного OC HCl и ClONO₂ к OC HF – на 11%, отношение OC HNO₃ к OC HF – примерно на 20%, при этом изменение высоты тропопаузы на несколько километров практически не сказывается на этих отношениях [25].

Как видно из рис. 1, величина ОС HF хорошо коррелирует с величиной ПЗ. За 636 дней, в которые проводились измерения OC HF на станции St. Petersburg, в период с января 2012 по апрель 2019 гг. коэффициент корреляции между величинами ПЗ и ОС HF составил 0.58 ± 0.03 . Величины ПЗ для всего рассмотренного периода максимальны, в основном в начале года – в январе. На фоне остальных лет выделяется 2016 г. с максимальными величинами ПЗ. В 2014-2016 гг. наблюдается также вторичный максимум ПЗ ранней весной. Зимние максимумы величины HF при наличии наблюдений совпадают по времени с максимумами ПЗ. В 2014 г. в значениях ОС HF максимум в апреле более выражен, чем в величинах ПЗ. В 2017 г. весенний максимум величин ОС НF сдвинут относительно максимума ПЗ в сторону лета. Отметим, что указанная величина ПЗ определяется только на одном уровне в атмосфере, а ОС HF – во всей толще, так что использование величин OC HF в качестве динамического фактора является более оправданным. Максимумы OC HF характерны для воздушных масс, находящихся внутри ПСВ. В работе [26] в качестве индикаторов нахождения воздушной массы внутри или вне ПСВ на другой субполярной станции сети NDACC Kiruna (67.8° с.ш.) зимой/весной 2001 г., наряду со значением ПЗ на уровне потенциальной температуры 475 К рассматривалась также величина ОС НF и отношение ОС COF₂ к HF. Было показано, что несмотря на значительные корреляции между ОС HF и величинами ПЗ в другие годы, в рассматриваемом году даже при невысоких значениях ПЗ (меньше 3 К м²/кг с), воздушная масса может находится внутри ПСВ, что более точно определяется по величине ОС HF, когда она превышает 2.5×10^{15} см⁻². Именно эту величину мы и примем в качестве критерия нахождения воздушной массы на краю ПСВ.

В целом, можно сказать, что для атмосферы Санкт-Петербурга в отдельные годы характерны два периода попадания в зону влияния ПСВ – в середине зимы (январь) и в начале весны (март– апрель). Как уже отмечалось, измерения МГС спектроскопическим методом на станции St.Petersburg проводятся только при наличии прямого солнечного излучения, а зимы отличаются преобладанием циклонической деятельности, поэтому не каждый год есть возможность исследовать изменчивость озона и МГС стратосферы зимой и в начале весны.

На рис. 2 приведен временной ход отношения ОС озона к ОС НF, позволяющего выделить периоды потенциально возможных химических потерь озона. В работе [27] исследовалась межгодо-



Рис. 2. Временной ход отношения ОС озона к ОС HF, измеренный на станции NDACC St. Petersburg. Пунктирная линия показывает границу химических потерь озона.

вая изменчивость потерь озона, определяемых с помощью такого же прибора – Φ C Bruker 125HR на станции Kiruna. При этом в качестве базового уровня для определения потерь озона использовалось значение отношения равное 4000, именно такое соотношение между ОС этих газов наблюдается на станции Kiruna в ноябре, в самом начале образования ПСВ. На широте станции St. Petersburg (59.9° с.ш.) ПСВ появляется значительно реже, однако, как видно из рис. 2, отношение ОС озона к ОС НF в ноябре, когда еще не происходит химических потерь озона, а сезонный минимум ОС озона определяется циркуляцией Брюера– Добсона, также в среднем составляет 4000.

Как видно из рис. 2, небольшие химические потери ОС озона на станции St.Petersburg с помощью спектроскопического метода наблюдались весной 2012, 2013 и 2017 гг. Наибольшие потери озона были зафиксированы в 2016 г. Из-за особенностей условий измерений в 2014 г. потери озона были зарегистрированы на самом продолжительном периоде, а в 2015 г. – только в один день наблюдений. Отметим, что зимой и ранней весной 2018 и 2019 гг. спектроскопическим методом не наблюдалось химических потерь озона в районе Санкт-Петербурга.

Учитывая данные о ПЗ и имеющиеся измерения, указывающие на химические потери озона, детальный анализ изменчивости стратосферных МГС в районе Санкт-Петербурга целесообразно проводить для зим и весен 2014 и 2016 гг. В оба эти года по данным реанализа (см. рис. 1) были периоды, когда атмосфера над Санкт-Петербургом потенциально находилась в области влияния ПСВ, а по данным спектрометрических измерений (см. рис. 2) были дни, когда наблюдались химические потери озона. При этом динамическая ситуация в стратосфере зимой и весной этих годов в районе Санкт-Петербурга была различной.

4. АНАЛИЗ ВРЕМЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ МЕТЕОПАРАМЕТРОВ И МГС СТРАТОСФЕРЫ

Особый интерес при исследовании процессов, связанных с изменчивостью озона в средних приполярных широтах, представляют периоды, когда на эту территорию вторгаются полярные стратосферные воздушные массы, характеризующиеся формированием ПСВ, образованием ПСО, появлением значительных отрицательных озоновых аномалий и т.д. В северном полушарии, как правило, ПСВ образуется в нижней стратосфере в начале ноября, пик его развития приходится на середину января, и в конце марта-начале апреля он разрушается. Вследствие более высокой активности планетарных волн на границе полярных и умеренных широт в северном полушарии ПСВ менее стабилен, чем в южном полушарии. В зависимости от ситуации ПСВ может распадаться на два вихря, исчезать, а затем появляться вновь.

Для анализа состояния стратосферы над Санкт-Петербургом кроме данных реанализа ERA-Interim по ПЗ мы также привлекли информацию по температуре на уровне давления 50 ГПа, что соответствует высотам 20–25 км, на которых образуются ПСО. При понижении температуры ниже 195 К возникают условия для образования частиц ПСО 1 типа и, соответственно, для гетерогенных реакций на них (формулы (1)–(3)). При значительном росте температуры можно говорить о наступлении эпизода ВСП, потенциально при-

Год	Месяц	ПСО	ПСВ (край)	ПСВ (внутри)	ВСП
	Январь	—	14-16.01; 23-31.01	_	_
2014	Февраль	—	16-18.02; 23-26.02	_	9-16.02
	Март	—	8-13.03; 30.03-4.04	14-20.03	12-26.03
	Январь	-	—	11-22.01	_
2016	Февраль	1-7.02	22-26.02	30.01-8.02	_
	Март	29.02-6.03	10-13.03	28.02-7.03; 22-25.03	8-20.03

Таблица 1. Периоды различных состояний стратосферы над Санкт-Петербургом по данным ERA-Interim (ПСО – полярные стратосферные облака, ПСВ – полярный стратосферный вихрь, ВСП – внезапное стратосферное потепление)

водящего к разрушению ПСВ в результате его взаимодействия с планетарными волнами.

Мы проанализировали временной ход величин ПЗ и температуры в зимне-весенний период 2014 и 2016 гг. и выделили периоды возможного образования ПСО, присутствия ПСВ и наступления ВСП над Санкт-Петербургом. Одним из критериев попадания воздушной массы внутрь ПСВ является величина ПЗ на уровне потенциальной температуры 475 К (см. рис. 1). Как правило, воздушная масса находится на краю ПСВ, если величина ПЗ превышает 3 К м²/кг с [28], и внутри ПСВ. если она превышает 4.2 К м²/кг с [29]. Отметим, что для точного определения нахождения воздушной массы внутри или на краю ПСВ, в том числе и корректного использования данных критериев, необходимо проводить дательный анализ с привлечением информации о градиентах ПЗ на эквивалентных широтах и сопоставлением их со скоростью зонального ветра [30]. В настоящей работе мы не ставили целью углубленное изучение динамических процессов в озоносфере, в том числе и эволюции ПСВ. Основное внимание мы уделяем возможностям применения наземных спектрометрических измерений для исследования изменчивости стратосферных газов, поэтому мы используем данный критерий по величине ПСВ наряду с анализом величины ОС HF только в качестве иллюстрации для возможного объяснения поведения изучаемых МГС в стратосфере.

Для удобства последующего анализа наблюдаемой изменчивости озоноактивных МГС в таблице приведены периоды для зимы—весны 2014 и 2016 гг., в которые стратосферные воздушные массы над станцией St. Petersburg могли находиться на краю или внутри ПСВ, а также существовали условия для образования ПСО или возникновения ВСП. В 2014 г. температура на уровне 50 ГПа все время была выше 195 К, и только 28 января и 10— 12 марта она приблизилась к пороговой для образования частиц ПСО. Максимальное значение ПЗ (5.6 К м²/кг с) на уровне 475 К было зафиксировано 11 марта. Отметим, что с начала января и до 5 апреля ПСВ близко подходил к территории Санкт-Петербурга, за исключением небольших периодов с 27 февраля по 9 марта и с 21 по 30 марта. За это время над Санкт-Петербургом наблюдалось два случая минорных ВСП, когда температура стратосферы за несколько дней поднималась на 20–25 градусов, с 9 по 16 февраля и с 12 по 26 марта.

2016 г. характеризуется более сильной изменчивостью метеорологических параметров в стратосфере над Санкт-Петербургом. В начале февраля и начале марта ПСВ проникал в средние широты и оказывался в воздушных массах над Санкт-Петербургом. Кроме того, в периоды с 1 по 7 февраля и с 29 февраля по 6 марта температура стратосферы позволяла образовываться ПСО и протекать гетерогенным реакциям (1)–(3) на твердых и жидких частицах ПСО с образованием соединений хлора HOCl и Cl₂. Понижение температуры нижней стратосферы, возможно, говорит о более глубоком проникновении ПСВ в средние широты. За рассматриваемый период Санкт-Петербург попадал 4 раза в область внутри ПСВ: 11-22 января, с 30 января по 8 февраля, с 28 февраля по 7 марта и с 22 по 25 марта. Максимум величины ПЗ достигал величины 6 К м²/кг с 14 января и 3 февраля. В середине марта (с 10 по 20 марта) наблюдался эпизод мажорного ВСП (более 30 градусов за несколько дней), окончательно разрушившего ПСВ к концу марта. Отметим, что 2016 г. отличался значительными потерями озона на большинстве арктических и субарктических территорий северного полушария, в том числе и в России [31, 32].



Рис. 3. Временной ход отношения ОС HCl, ClONO₂ и их суммы $Cl_y \kappa$ ОС HF (вверху), отношения ОС HNO₃ κ ОС HF и ОС O₃ κ ОС HF × 1000 (внизу) в 2014 г. по данным наземных спектроскопических измерений на станции NDACC St. Petersburg. Столбец с горизонтальными линиями выделяет период потенциально возможного проникновения ПСВ в стратосферу над Санкт-Петербургом.

4.1. Зима-весна 2014 г.

На рис. 3 показана изменчивость отношения ОС HCl и ClONO₂ (верхняя часть), ОС HNO₃ и ОС O₃ (нижняя часть) к ОС HF. Столбиком с горизонтальными прямыми выделен период, когда ПСВ заходил в стратосферу над Санкт-Петербургом (см. таблицу).

Отметим, что для ноября отношение суммы OC газов-резервуаров активного хлора Cl_y к OC HF составляет в среднем 2.6–2.7, и, как правило, при значениях меньших этих величин в зимне-

весенний период наблюдается активация хлора. Во все дни, когда ПСВ заходил в воздушные массы над станцией St. Petersburg (см. таблицу), значения Cl_y/HF составляли меньше 2–2.3, что говорит об активации хлора в этих воздушных массах. Хлор активируется из обоих резервуаров примерно равномерно, в то же время при деактивации хлора ОС ClONO₂ восстанавливается быстрее, чем HCl, вследствие того, что реакция (5) проходит быстрее реакции (6) при достаточном количестве NO₂.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021

30 января наблюдается минимум отношения Cl_y/HF , что говорит о росте числа химических реакций с образованием свободного хлора из газоврезервуаров. В этот день над станцией St. Petersburg наблюдался ПСВ с достаточно низкими температурами нижней стратосферы, из-за чего активация хлора потенциально могла иметь место в гетерогенных реакциях (1)–(3) как в эти дни, так и соседние, когда ПСВ находился в более высоких широтах.

Отношение ОС HNO₃ к ОС HF в среднем плавно уменьшается от зимы к весне вследствие фотолиза молекул HNO₃. Однако в конце января мы наблюдаем резкое уменьшение величины ОС HNO₃, которое может быть вызвано тем, что в воздушных массах, которые переместились в стратосферу над Санкт-Петербургом, при низких температурах часть HNO₃ в газовой фазе могла перейти в частицы ПСО.

В марте 2014 г. отношение OC HCl и ClONO₂ к ОС HF находятся в противофазе. В то же время изменчивость ОС HNO₃, связанная с химическими реакциями, коррелирует с изменчивостью ОС HCl. 14. 17. и 20 марта, когла Санкт-Петербург нахолился под влиянием ПСВ, наблюдается рост ОС ClONO₂, связанный с деактивацией хлора. Возможно, что уменьшение OC HNO₃ в то же время связано с фотолизом этих молекул (7), в результате чего образуются молекулы NO₂, взаимно нейтрализующие молекулы ClO в ходе реакции образования $CIONO_2$ (5). С 20 по 25 марта на фоне быстрого роста температуры стратосферы наблюдается рост ОС HCl и HNO3 с одновременным уменьшением ОС ClONO₂, что, возможно, вызвано распадом молекул ClONO₂ в результате фотолиза и большей относительной ролью реакции образования HCl (6). В конце марта и начале апреля ПСВ опять подходит к Санкт-Петербургу (см. таблицу), температура стратосферы падает, вследствие чего также резко падает ОС HNO3, т.е., возможно, часть молекул в газовой фазе переходит в твердую фазу и гравитационно осаждается.

В нижней части рис. 3 также показано отношение ОС озона к ОС НF в воздушной массе над Санкт-Петербургом, таким образом мы можем проследить потери озона в результате химических реакций, обсуждаемых выше. Как уже отмечалось ранее, отношение ОС озона к ОС HF равное 4000 является некоторым фоновым минимальным значением. При более низких величинах этого отношения можно говорить о химических потерях ОС озона в наблюдаемой воздушной массе. В целом, временная изменчивость озона схожа с изменчивостью HCl и HNO₃. Отметим, что по данным наземных измерений в марте были зафиксированы несколько периодов химических потерь озона с 11 по 20 марта, когда ПСВ находился вблизи Санкт-Петербурга достаточно продолжительное время (см. таблицу).

Отметим, что в предыдущем и последующем анализе речь не идет о локальных химических реакциях над Санкт-Петербургом, а о потенциально возможных химических реакциях в воздушных массах, в том числе и внутри ПСВ, которые периодически заходили в стратосферу над станцией St. Petersburg.

4.2. Зима-весна 2016 г.

В первом квартале 2016 г. наблюдалось необычайно резкое и повторяющееся уменьшение ОС озона над Уралом и Северной Сибирью, которое в ряде случаев достигало 40-50% по сравнению со средне-климатическими значениями [31]. Также зимой 2015/2016 гг. были зафиксированы рекордно низкие за последнее время значения температуры стратосферы в Арктике [6]. Температурные минимумы наблюдались с декабря 2015 г. до начала февраля 2016 г., когда температура длительное время опускалась ниже порога образования ПСО, что приводило к удалению молекул HNO₃ из газовой фазы и осаждению их на частицах ПСО, т. е. к денитрификации стратосферы [6]. Чрезвычайно холодный и сильный ПСВ, образовавшийся ранней весной, был обусловлен низкой активностью планетарных волн в стратосфере. Крупное ВСП в начале марта положило конец Арктической зиме. К середине марта ПСВ сместился далеко от северного полюса и распался на несколько ПСВ, которые к началу апреля полностью разрушились [5]. Все эти метеорологические особенности затронули не только полярные, но и субполярные (средние) широты.

Погодные условия позволили проводить спектрометрические измерения на станции St.Petersburg зимой и весной 2016 г. только в течение 2 дней в январе: 14 и 22, а также 6 дней в марте. На рис. 4 приведены аналогичные рис. 3 отношения ОС МГС к ОС НF по данным наземных спектроскопических измерений на станции St. Petersburg, но для 2016 г. Кроме периодов, когда в атмосфере над Санкт-Петербургом находился ПСВ (горизонтальные линии в столбцах), на рис. 4 выделены также периоды, когда температура стратосферы опускалась ниже пороговых значений для образования ПСО (вертикальные прямые в столбцах) – см. таблицу.

Уменьшение величины Cl_y/HF ниже уровня возможной активации хлора отмечается в январе, 1 и 22–24 марта, т.е. в периоды нахождения ПСВ над территорией Санкт-Петербурга. Минимальные значения Cl_y/HF (около 1) наблюдаются 14 января, что говорит о максимальной из рассматриваемого периода активации хлора в этот день. Отметим, что в 2014 г. минимальные значения Cl_y/HF co-



Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для 2016 г. Вертикальные линии в столбцах отмечают периоды возможного появления ПСО.

2016

06.03

21.02

ставляли около 1.4. При этом, в отличие от 2014 г. (см. рис. 3), временной ход ОС HCl и ClONO₂ схож, т.е. весной не отмечаются выраженные периоды восстановления ClONO₂ в ходе реакции (5).

24.01

07.02

3

2

0 10.01

6

5

4

3

10.01

 $D_3/1000 \times HF$

24.01

Cl_v/HF

Отношение OC озона к OC HF (нижняя часть рис. 4) ниже уровня химических потерь озона наблюдается в марте. 1 марта, в первый день измерений после длительного перерыва, отношение ОС озона к ОС HF составляет менее 3000, что говорит о значительной роли химических реакций в уменьшении содержания озона в воздушной массе над Санкт-Петербургом. Измеренная ФС Bruker 125 HR величина ОС озона составляет при этом 269 е.Д. Отметим, что в первую неделю

марта ПСВ, видимо, далеко продвинулся в средние широты, при этом в воздушных массах внутри ПСВ над Санкт-Петербургом могли образовываться ПСО, температура стратосферы (см. таблицу) позволяла этому произойти. 22-24 марта, когда ПСВ опять наблюдался над Санкт-Петербургом, отношение ОС озона к ОС НF также указывает на химические потери озона, хотя наблюдаемые абсолютные величины ОС озона в этот период значительно выше – 320-350 е.Д.

03.04

20.03

12

8

4

17.04

Минимальное значение отношения OC HNO₃ к ОС НF (около 7) по данным наземных измерений зафиксировано 1 марта, 22-24 марта это отношение также меньше 8, что говорит о денитри-

фикации стратосферы и совпадает с объяснением максимальных химических потерь озона в наблюдаемых над Санкт-Петербургом воздушных массах. Отметим, что за весь период наземных спектрометрических измерений на станции St. Petersburg (за 2009-2019 гг.) минимальное отношение ОС HNO₃ к ОС НГ (6.7–6.8) наблюдалось в конце марта-начале апреля 2011 г. – в зиму, когда были зафиксированы беспрецедентные потери озона в полярных и субполярных широтах северного полушария [2]. Подчеркнем, что вследствие фотолиза от зимы к весне происходит естественное уменьшение содержания HNO₃ в стратосфере, так что денитрификация, наблюдаемая в 2016 г. могла быть более значительной, чем в указанный период 2011 г. Отметим, однако, что из-за технических проблем в 2011 г. не было наземных спектроскопических наблюдений до 31 марта, поэтому мы не можем сопоставить результаты 2011 и 2016 гг.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Для исследования процессов, связанных с изменчивостью содержания озона в стратосфере, мы проанализировали данные наземных спектрометрических измерений (ФС Bruker 125HR) МГС стратосферы, участвующих в озоновом хлорном цикле, а также метеорологическую обстановку (температуру стратосферы на уровне давления 50 ГПа и величины ПЗ на уровне 475 К) по данным реанализа ERA-Interim за период 2012–2019 гг. На основании проведенного исследования были получены следующие результаты:

1. Продемонстрированы возможности наземного спектроскопического ИК-метода для изучения и объяснения временной изменчивости МГС стратосферы, вовлеченных в циклы разрушения и формирования озонового слоя.

2. Показана эффективность использования измерений ОС НГ в качестве динамического фактора, позволяющего разделить периоды возникновения отрицательных озоновых аномалий вследствие динамических и химических механизмов.

3. На примере широты Санкт-Петербурга (60 градусов с.ш.) продемонстрирована важность температурного и динамического состояния стратосферы для формирования условий разрушения озона в зимне-весенний период в средних приполярных широтах.

4. Для 2014 и 2016 гг. проанализированы вариации ОС озона, HCl, HNO₃ и ClONO₂ в зимне-весенний период и, с помощью исключения динамических факторов за счет нормировки ОС МГС на ОС HF, выделены периоды потенциальной активизации химического механизма разрушения озона, когда ПСВ смещался в средние широты и попадал в стратосферу над Санкт-Петербургом.

5. Показано, что зима 2016 г. отличается более холодной стратосферой и устойчивым ПСВ, наблюдаемым и в средних широтах. сопровождаемыми активацией хлора и денитрификацией стратосферы, ведущей в отдельные периоды к химическим потерям озона. В 2014 г. наблюдалось несколько эпизодов деактивации ClO в ClONO₂ под воздействием солнечного излучения при наличии достаточного количества NO₂. Несмотря на то, что минимальные величины ОС озона в оба года по данным наземных спектрометрических измерений на станции St. Petersburg наблюдались в январе, возможные химические потери озона могли иметь место в марте, когда ПСВ, характеризующийся низкими температурами нижней стратосферы, проникал в стратосферу над Санкт-Петербургом.

Подобные исследования играют важную роль в разработке методик прогнозирования появления озоновых мини-дыр и роста УФ-освещенности поверхности над густонаселенными областями в полярных и средних широтах.

Спектроскопические измерения выполнены на аппаратуре ресурсного центра СПбГУ "Геомодель". Исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ № 18-05-00426.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Manney G.L., Santee M.L., Rex M. et al. Unprecedented Arctic ozone loss in 2011 // Nature. 2011. V. 478. P. 469–475.
- Balis D.S. An update on the dynamically induced episodes of extreme low ozone values over the northern middle latitudes // Int. J. Remote Sensing. 2011. V. 32. № 24. P. 9197–9205.
- Чубарова Н.Е. Характеристика режима биологически-активной эритемной радиации // Экологоклиматические характеристики атмосферы в 2011 г. по данным метеорологической обсерватории МГУ (под ред. Н.Е. Чубаровой). М.: МАКС Пресс, 2012. 230 с.
- 4. *Чубарова Н.Е., Тимофеев Ю.М., Виролайнен Я.А., Поляков А.В.* Оценки УФ-индексов в периоды пониженного содержания озона над Сибирью зимой-весной 2016 г. // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 11. С. 902–905.
- Manney G.L., Lawrence Z.D. The major stratospheric final warming in 2016: dispersal of vortex air and termination of Arctic chemical ozone loss // Atmos. Chem. Phys. 2016. V. 16. P. 15371–15396.
- Khosrawi F., Kirner O., Sinnhuber B.-M. et al. Denitrification, dehydration and ozone loss during the 2015/2016 Arctic winter // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. № 21. P. 12893–12910.
- WMO, 2018: Scientific Assessment of Ozone Depletion. Global Ozone Research and Monitoring Project Report № 58. Switzerland, Geneva: WMO.
- WMO, 2014: Scientific Assessment of Ozone Depletion. Global Ozone Research and Monitoring Project Report 55. Switzerland, Geneva: WMO.
- Virolainen Ya., Timofeyev Yu., Polyakov A. et al. 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.
- Поляков А.В., Тимофеев Ю.М., Поберовский А.В. Наземные измерения общего содержания хлористого водорода в атмосфере вблизи Санкт-Петербурга // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 4. С. 447–455.
- Поляков А.В., Тимофеев Ю.М., Виролайнен Я.А., Поберовский А.В. Наземные измерения общего содержания НF в стратосфере вблизи Санкт-Петербурга (2009–2013 гг.) // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 6. С. 675–682.
- 12. Виролайнен Я.А., Тимофеев Ю.М., Поберовский А.В. и др. Содержание нитрата хлора в атмосфере над Санкт-Петербургом // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 1. С. 60–68.
- Виролайнен Я.А., Тимофеев Ю.М., Поляков А.В. и др. Сопоставление наземных измерений общего содержания ОЗ, HNO3, HCl и NO2 с данными численного моделирования // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 1. С. 64–73.
- Виролайнен Я.А., Поляков А.В., Кирнер О. Оптимизация методики определения содержания нитрата хлора в атмосфере по наземным спектроскопическим измерениям // Журн. прикладной спектроскопии. 2020. Т. 87. № 2. С. 306–313.
- Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J. et al. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system // Q.J.R. Meteorol. Soc. 2011. V. 137. P. 553–597.
- Molina L.T., Molina M.J. Production of chlorine oxide (Cl2O2) from the self-reaction of the chlorine oxide (ClO) radical // J. Phys. Chem. 1987. V. 91. № 2. P. 433–436.
- Solomon S. Stratospheric ozone depletion: A review of concepts and history // Rev. Geophys. 1999. V. 37. P. 275–316.
- Mueller R., Peter T., Crutzen P.J. et al. The history of chlorine species and ozone depletion in the Arctic lower stratosphere in the EASOE winter 1991/92 // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. P. 1427.
- Toumi R., Jones R.L., Pyle J.A. Stratospheric ozone depletion by CIONO₂ photolysis // Nature. 1993. V. 365. P. 37.
- Смышляев С.П., Галин В.Я., Шаарийбуу Г., Моцаков М.А. Моделирование изменчивости газовых и аэрозольных составляющих в стратосфере полярных районов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 3. С. 291–306.

- Timofeyev Yu., Virolainen Ya., Makarova M. et al. Ground-based spectroscopic measurements of atmospheric gas composition near Saint Petersburg (Russia) // J. Mol. Spectr. 2016. V. 323. P. 2–14.
- Hase F., Hannigan J. W., Coffey M. T. et al. Intercomparison of retrieval codes used for the analysis of high-resolution ground-based FTIR measurements // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2004. V. 87. P. 25–52.
- 23. *Chipperfield M. P., Burton M., Bell W. et al.* On the use of HF as a reference for the comparison of stratospheric observations and models // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № D11. P. 12901–12919.
- Toon G.C., Blavier J.-F., Sen B. et al. Ground-based observations of Arctic O3 loss during spring and summer 1997 // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 26.497– 26.510.
- Mellqvist J., Galle B., Blumenstock T. et al. Groundbased FTIR observations of chlorine activation and ozone depletion inside the Arctic vortex during the winter of 1999/2000 // J. Geophys. Res. 2002. D107. P. 8263.
- 26. Blumenstock T., Kopp G., Hase F. et al. Observation of unusual chlorine activation by ground-based infrared and microwave spectroscopy in the late Arctic winter 2000/01 // Atmos. Chem. Phys. 2006. V. 6. № 4. P. 897–905.
- 27. Blumenstock T., Hase F., Kramer I. et al. Winter to winter variability of chlorine activation and ozone loss as observed by ground-based FTIR measurements at Kiruna since winter 1993/94 // Intern. J. Remote Sens. 2009. V. 30. P. 4055–4064.
- Farahani E., Fast H., Mittermeier R.L. et al. Nitric acid measurements at Eureka obtained in winter 2001–2002 using solar and lunar Fourier transform infrared absorption spectroscopy: Comparisons with observations at Thule and Kiruna and with results from three-dimensional models // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. № D01305. 1–10.
- Kopp G., Berg H., Blumenstock T. et al. Evolution of ozone and ozone-related species over Kiruna during the SOLVE/THESEO 2000 campaign retrieved from ground-based millimeter-wave and infrared observations // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. № D5. P. 8308.
- Nash E.R., Newman P.A., Rosenfield J.E., Schoeberl M.R. An objective determination of the polar vortex using Ertel's potential vorticity // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. № D5. P. 9471–9478.
- Звягинцев А.М., Иванова Н.С., Никифорова М.П. и др. Содержание озона над территорией Российской Федерации в первом квартале 2016 г. // Метеорология и гидрология. 2016. № 5. С. 122–128.
- 32. *Timofeyev Y.M., Smyshlyaev S.P., Virolainen Y.A. et al.* Case study of ozone anomalies over northern Russia in the 2015/2016 winter: Measurements and numerical modeling // Ann. Geophys. 2018. V. 36. № 6. P. 1495– 1505.

Analysis of the Variability of Stratospheric Gases Near St. Petersburg Using Ground-Based Spectroscopic Measurements

Ya. A. Virolainen^{1, *}, A. V. Polyakov¹, and Yu. M. Timofeyev¹

¹Saint-Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7/9, St. Petersburg, 199034 Russia *E-mail: yana.virolainen@spbu.ru

Ozone anomalies, that occur during winter-spring periods in the Northern Hemisphere, have been increasingly observed in recent decades not only in the polar, but also in the mid-polar regions, including territories of megacities. A decrease in the stratospheric ozone content can lead to levels of UV radiation that are dangerous for humans, therefore, the study of processes associated with the variability of the stratospheric ozone is an important task especially for developing the methods for predicting the appearance of ozone mini-holes and the growth of UV surface illumination. Based on the measurements of solar IR radiation by Bruker 125HR Fourier spectrometer in the vicinity of St. Petersburg, we demonstrated the capabilities of the ground-based spectroscopic method for studying and explaining the temporal variability of the stratospheric trace-gases involved in the destruction and formation of the ozone layer. We have shown the importance of the temperature and dynamic state of the stratosphere for the formation of conditions for the chemical destruction of ozone, as well as the effectiveness of using measurements of the total content of HF as a dynamic factor that allows to identify the periods of potential activation of the chemical mechanism of ozone destruction.

Keywords: ozone mini-holes, Fourier spectroscopy, monitoring the gas composition of the stratosphere, chemical destruction of ozone

УДК 551.465

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ ОКЕАН–АТМОСФЕРА В БАРЕНЦЕВОМ МОРЕ ПО ДАННЫМ РЕАНАЛИЗОВ

© 2021 г. К. А. Калавиччи^{а, *}, И. Л. Башмачников^{а, b, **}

^аСанкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7—9, Санкт-Петербург, 199034 Россия ^bМеждународный центр по окружающей среде и дистанционному зондированию им. Нансена, 14 линия В. О., 7, оф. 49, Санкт-Петербург, 199034 Россия

*e-mail: katrina.calavicci@mail.ru **e-mail: igorb1969@mail.ru Поступила в редакцию 13.05.2020 г. После доработки 17.09.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

В данной работе анализируются элементы механизма положительной обратной связи между изменчивостью океанического потока тепла, площадью ледяного покрова и характером атмосферной циркуляции в районе Баренцева моря по данным реанализов. Показано, что увеличение со временем океанического потока тепла через западную границу моря идет значительно быстрее, чем в Норвежском склоновом течении в восточной части Норвежского моря, что подтверждает локальность механизма потепления Баренцева моря. При усиленном потоке океанического тепла в Баренцево море наблюдается отступление кромки льда, ослабевают суммарные вертикальные потоки тепла на границе океан-атмосфера в юго-западной части моря и усиливаются к западу от Новой Земли и в северной части моря. Последнее связано с увеличением площади акватории, свободной ото льда. Усиление потоков тепла в Баренцево море также сопровождается зимним увеличением приземного атмосферного давления практически над всей акваторией моря, наиболее выраженным в юго-восточной его части. Это приводит к локализации циклонической атмосферной циркуляции в северо-западной части моря, увеличению атмосферного переноса тепла через южную границу и уменьшению через северную границу, усиливая конвергенцию тепла в регионе. При этом, конвергенция атмосферного переноса тепла в исследуемый район в приводном слое (от 1000 до 975 гПа) усиливается, а выше (от 975 до 100 гПа) – ослабевает.

Ключевые слова: Баренцево море, положительная обратная связь, океанические и атмосферные потоки тепла, ледяной покров DOI: 10.31857/S0002351521020061

введение

Мелководное Баренцево море является одним из важнейших районов интенсивной трансформации теплых Атлантических вод в Северном Ледовитом океане. Изменчивость потока атлантического тепла во многом определяет изменчивость климатических характеристик над Баренцевым морем и над значительной частью Арктики [1], и понимание характера и причин этой изменчивости важны для прогноза изменений климата региона. В частности, в работе [2] был проведен модельный эксперимент с полной остановкой притока теплых атлантических вод в Баренцево море. Результаты показали, что прекращение притока теплых атлантических вод в Баренцево море приводит к быстрым климатическим изменениям в Арктическом регионе, связанным с сильным похолоданием в северных широтах и перестройки системы поверхностных течений Северного Ледовитого океана.

В работах [3, 4], на основе результатов численного моделирования, был описан механизм положительной обратной связи в системе океан-атмосфера в Баренцевом море. В частности, было показано, что увеличение океанического потока тепла на входе в Баренцево море вызывает сокращение площади ледяного покрова [3]: коэффициент корреляции между этими двумя показателями при 5-летнем осреднении составил -0.6. как для зимних, так и для среднегодовых значений. Уменьшение площади ледяного покрова увеличивает площадь отдачи тепла с поверхности моря, в нижней тропосфере усиливается циклоническая завихренность, которая увеличивает градиент давления между Шпицбергеном и северной частью Норвежского побережья, что приводит к усилению югозападных ветров в западной части моря, а они, в свою очередь, увеличивают океанический и атмосферный приток тепла в Баренцево море [5]. Описанная модель механизма положительной обратной связи усложняется тем, что отклик атмосферной циркуляции на изменения ледяного покрова над Баренцевым морем не является линейным. В идеализированных экспериментах с МОЦА ЕСНАМ5 было показано, что антициклонические аномалии автосферной циркуляции над Баренцевым морем формируются при зимней концентрации морского льда в диапазоне 40-80%, а при более низких или высоких концентрациях формируются циклонические аномалии [6, 7]. Дальнейшие эксперименты [7] подтвердили, что атмосферный отклик на изменение аномалий площади ледяного покрова в Арктике не является линейным.

Некоторые авторы связывают наблюдаемое в последние десятилетия увеличение приземной температуры воздуха в Арктике с уменьшением площади арктического льда [8, 9], отмечая максимальное сокращение ледяного покрова в регионе Баренцева моря [8]. Сплоченность льда здесь уменьшается в среднем на 21% за 10 лет [10].

К основным причинам изменчивости площади ледяного покрова в Баренцевом море относят колебания адвекции тепла океаном [11, 12], изменчивость выноса льда из Северного Ледовитого океана [13], изменение количество циклонов в регионе [14]. В работах [15, 16] показано, что аномалии площади морского льда в северных морях (включая Баренцево море) тесно связаны с аномалиями потока океанического тепла, вызываемыми более ранним атмосферным воздействием. Изменения летней температуры воды на входе в Баренцево море объясняют 75% дисперсии ледяного покрова северных морей (включая Баренцево море) следующей зимой, а также изменчивость в этих районах атмосферных характеристик, прежде всего в прикромочной ледовой зоне. В работе [16] было описано три этапа взаимодействия океанатмосфера в зимне-весенний период как реакции на усиление океанического притока тепла в Баренцево море: (1) аномальное потепление нижний атмосферы (прежде всего в районе кромки льда) как реакция на подъем более теплых вод во время осенне-зимней конвекции; (2) изменение атмосферной циркуляции и усиления адвекции тепла атмосферой с юга; (3) усиление океанической адвекции тепла в море под воздействием изменившейся атмосферной циркуляции, которая делает процесс однонаправленным. Работа построена на статистических связях, а сам механизм во многом остается гипотетическим.

В данной работе исследуются процессы, связанные с функционированием механизма положительной обратной связи в системе океан—атмосфера в регионе Баренцева моря по данным реанализов за период 1993–2014 гг.

ДАННЫЕ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Океанический поток тепла рассчитывался как перенос тепла через исследуемые разрезы (рис. 1.) по формуле: $Q_0 = (t_0 - t_6)v_m\rho C_p dz dx$, где t_0 – температура воды (°C), $t_6 = -1.8$ °C – "базовая температура" (принята температура замерзания морской воды), v_m – скорость течения (м с⁻¹), $\rho = 1030$ кг м⁻³ – плотность воды, $C_p = 4183$ Дж кг⁻¹ °C⁻¹ – удельная теплоемкость воды. Данные по скорости течения и температуре воды были взяты из базы данных ARMOR-3D (http://marine.copernicus.eu).

База данных ARMOR-3D комбинирует натурные и спутниковые наблюдения и предоставляет данные характеристик в узлах регулярной сетки, полученные путем интерполирования "синтетических" профилей (по выведенным регрессионным зависимостям между температурой и соленостью на различных горизонтах и спутниковыми аномалиями температуры поверхности океана и уровня моря), и профилей *in situ* методом оптимальной интерполяции [17].

Адвективные атмосферные потоки тепла рассчитывались через разрезы (рис. 1) на границах моря с использованием данных по температуре воздуха и скорости ветра из базы данных ERA-Interim (http://apps.ecmwf.int/datasets) с пространственным разрешением 0.75 град. и дискретностью 6 ч по формуле: $Q_A = t_B v_B \rho_B C_{pB} dz dx$, где t_B – температура воздуха (K), v_B – скорость ветра (м с⁻¹); $\rho_A = \frac{p_d}{r_B} + \frac{p_V}{r_B}$ – плотность воздуха (кг м⁻³); $C_B = \frac{p_d}{r_B} + \frac{p_V}{r_B}$

 $\rho_{\rm B} = \frac{p_d}{R_d t_{\rm B}} + \frac{p_v}{R_v t_{\rm B}}$ – плотность воздуха (кг м⁻³); $C_{p\rm B} =$ = 1005 Дж кг⁻¹ К⁻¹ – удельная теплоемкость воздуха; dz – высота ячейки (столба воздуха, м); dx – горизонтальный масштаб ячейки (разреза, м), p_d , p_d – парциальные давления, R_d , R_v – удельные газовые постоянные сухого воздуха и водяного пара соответственно.

Для оценки изменчивости турбулентных потоков тепла на границе океан—атмосфера были использованы данные проекта OAFlux (http://oaflux.whoi.edu/heatflux.html). База данных OAFlux массив среднемесячных полей вертикальных потоков явного и скрытого тепла для вод, свободных от ледяного покрова, на сетке 1° × 1° с 1985 г. В данном массиве скрытые и явные потоки тела рассчитываются на основе параметризации потоков как функции от наземных метеорологических наблюдений, таких как скорость ветра, температура воздуха и воды, а также влажность воздуха. В массиве OAFlux используется синтез данных спутниковых наблюдений и трех атмосферных реанализов (NCEP1, NCEP2 и ERA40) [18]. Важ-



Рис. 1. Карта исследуемого региона. Черными линиями показаны разрезы, через которые рассчитывались океанические (сплошные линии) и атмосферные (штриховая линия) потоки тепла. Черными стрелками показана схема распространения атлантических вод. Серыми линиями показаны границы районов Баренцева моря. NASC – Норвежское склоновое течение, NCC – Норвежское прибрежное течение, NCaC – Нордкапское течение, WSC – Западно-Шпицбергенское течение.

ной частью теплового баланса Баренцева моря являются также радиационные потоки тепла. При отступлении кромки льда благодаря увеличению океанического потока тепла усиливается поглощение солнечной радиации за счет увеличения площади моря, свободной ото льда. В результате чего формируется положительная обратная связь лед-альбедо-температура. На изменчивость радиационных потоков тепла существенное влияние оказывает перенос тепла атмосферой. Положительные аномалии температуры и влажности воздуха приводят к увеличению длинноволновой нисхоляшей радиации на поверхность, в результате чего уменьшается рост льда в зимнее время года. В данной работе радиационные потоки тепла не рассматриваются, так как целью данной работы было исследовать только элементы положительной обратной связи в Баренцевом море, описанные в модельном эксперименте [3, 4].

Также были использованы данные по ледяному покрову и атмосферному приземному давлению реанализа ERA-Interim (http://apps.ecmwf.int/ datasets) с пространственным разрешением 0.25 град., которые тоже были приведены к месячной дискретности.

РЕЗУЛЬТАТЫ. ИЗМЕНЧИВОСТЬ ОКЕАНИЧЕСКИХ ПОТОКОВ ТЕПЛА

Наличие механизма положительной обратной связи должно сопровождаться локальным усилением притока теплых атлантических вод на входе в Баренцево море относительно других районов их распространения из Северной Атлантики в Арктику [4, 6]. Для выявления этой тенденции были разсчитаны океанические потоки тепла через разрезы на входе в Баренцево море (разрез № 1), в южной части Норвежского моря (разрез № 2) и в восточной части Гренландского моря (разрез № 3) (рис. 1, 2).

В табл. 1 представлены статистические оценки полученных океанических потоков тепла. Среднее значение потока на входе в Баренцево море за весь период исследования составило 102 ТВт при среднеквадратическом отклонении 16 ТВт; в Норвежском море – 278 и 25 ТВт соответственно; в Западно-Шпицбергенском течении (северо-восточная часть Гренландского моря) 73 и 15 ТВт соответственно. При этом океанический приток тепла за исследуемые 22 г. в Баренцевом море увеличился вдоль линейного тренда на 43 ТВт, что составляет 42% от среднего значения за данный период, а в Норвежское море – только на 11 ТВт, что составляет 4% от его среднего значения. Ранее, по 9-летнему ряду наблюдений (в пределах исследуемого нами периода), было выявлено увеличение притока тепла в Баренцево море на 48% относительно среднего за исследуемый период, а значимого тренда через разрез в южной части Норвежского моря выявлено не было [19]. При этом изменчивость расхода воды является основным фактором формирования сезонной и межгодовой изменчивости океанического потока тепла на входе в Баренцево море [11, 20], а также формирует порядка



Рис. 2. Межгодовая изменчивость океанического потока тепла для (а) разреза № 1, (б) разрезов № 2 (пунктирная линия, правая ось *y*, Норвежское склоновое течение) и № 3 (сплошная линия, левая ось *y*, Западно-Шпицбергенское течение). Цветом выделены годы с максимальными (серым) и минимальными (черным) значениями океанического потока тепла на входе в Баренцево море, используемые в дальнейшем анализе.

70% наблюдаемого в последние десятилетия линейного тренда потока тепла [5].

Таким образом, усиление притока тепла в Баренцево море при практическом постоянстве потока тепла Норвежского склонового течения и уменьшении (хоть и незначительном) потока тепла Западно-Гренландского течения (табл. 1, рис. 2), является результатом регионального перераспределения потока атлантических вод между акваториями Северо-Европейского бассейна. Это согласуется с предположением о существовании механизма положительной обратной связи в Баренцевом море.

ВЛИЯНИЕ ОКЕАНИЧЕСКОЙ АДВЕКЦИИ ТЕПЛА НА ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПОТОКИ ТЕПЛА В АТМОСФЕРУ

В работе [21] показано, что изменчивость интегрального теплосодержания в Баренцевом море значимо коррелирует с изменчивостью потока тепла на западной границе моря. При этом отмечается, что выделенный положительный тренд в теплосодержании не является значимым, что объясняется потерей тепла в результате интенсивного теплообмена между океаном и атмосферой. Усиление океанического притока тепла происходит за 1—10 мес. до увеличения теплосодержания и за 1—5 мес. до усиления вертикальных потоков тепла на границе океан—атмосфера [21].

По данным ERA-Interim был построен сезонный ход площади ледяного покрова (не представлен) и выделен зимний сезон январь—апрель (см. также [22]). Ниже рассматривается изменчивость среднегодовых и среднезимних значений. Для построения карты распределения средних значений суммарных вертикальных потоков тепла за исследуемый период (рис. 3а, 3б) учитывались только те точки региона, в которых имелось не менее двух из четырех среднемесячных значений за сезон.

Таблица 1. Характеристики океанических потоков тепла через исследуемые разрезы. СКО – среднеквадратическое отклонение, *C*_v – коэффициент вариации, *a* – угловой коэффициент линейного тренда (в скобках указаны критические значения значимого тренда)

	Среднее, ТВт	СКО, ТВт	C _v , %	а, ТВт/год					
Разрез № 1	102	16	16	2.0 (0.3)					
Разрез № 2	278	25	9	0.5 (0.5)					
Разрез № 3	73	15	15	-0.6 (0.2)					



Рис. 3. Средние значения суммарных вертикальных потоков тепла (а, б) при среднегодовом (а) и зимнем (б) осреднении и изменение суммарных вертикальных потоков тепла вдоль линейного тренда (в, г), за период 1993–2014 гг., при среднегодовом (в) и зимнем (г) осреднении. Пунктиром отмечены области значимого тренда.

Среднее за исследуемый период значение потерь тепла по всей площади моря составило 80 ТВт. За более ранний период 1958-1997 гг. в [21] было получено среднее значение 40 ТВт. Максимальные средние значения вертикальных потоков тепла наблюдаются вдоль траекторий движения атлантических вод (рис. 1, 3а, 3б). Для дальнейшего анализа было выделено четыре района Баренцева моря: юго-западный (1.1), северо-западный (1.2). северо-восточный (1.3) и юго-восточный (1.4) (рис. 1). В юго-западной части моря потери тепла было наиболее высокими и составили 93 и 148 Вт/м² при годовом и зимнем осреднении, соответственно. Также область повышенной теплоотдачи в атмосферу выделяется в юго-восточной части Баренцева моря, к западу от Новой Земли (табл. 2, рис. 3а, 3б).

В каждой точке массива OAFlux был рассчитан линейный тренд суммарных потоков тепла в атмосферу из Баренцева моря и оценено изменение потоков вдоль тренда за период наблюдений. Предварительно были отфильтрованы точки, где наблюдалось менее семи из одиннадцати значений либо в первой, либо во второй половине рассматриваемого 22-летнего периода.

Изменчивость потоков тепла в атмосферу вдоль линейного тренда за исследуемый период (рис. 3в, 3г) показывает уменьшение теплоотдачи во времени в южной части моря, где концентрируются более теплые атлантические воды. Усиление теплоотдачи наблюдается, прежде всего, севернее 75° с.ш., где в исследуемый период наблюдается отступление кромки льда [3]. Также выделяется область к западу от Новой Земли, где потоки достаточно высоки. В данной области также наблюдается отступление зимнего припая. Таким образом, усиление во времени теплоотдачи в атмосферу, прежде всего, происходит в зимний период за счет отступления кромки льда (см. также [16]). Средний рост потоков тепла в атмосферу в областях 1.2-1.4 составил 48 Вт/м² при среднегодовом и 98 Вт/м² при зимнем осреднении.

Для дальнейшего анализа влияния изменчивости притока океанического тепла на входе в Баренцево море на изменчивость различных климатических характеристик были выбраны пять лет с



Рис. 4. Аномалии вертикальных потоков тепла (а, б) относительно средних значений за период 1993—2014 гг., в годы с максимальными значениями океанического потока тепла на входе в Баренцево море при среднегодовом (а) и зимнем (б) осреднении и в годы с минимальными значениями потоков тепла (в, г) при среднегодовом (в) и зимнем (г) осреднении. Отсутствие данных свидетельствует о том, что большую часть времени пиксель был покрыт льдом.

максимальными (2005, 2007, 2012–2014 гг., Qoc max) и пять лет с минимальными (1993, 1994, 1996–1998 гг., Qoc min) значениями притока океанического тепла в Баренцево море (рис. 2а).

В годы с усиленным океаническим притоком тепла в Баренцево море (рис. 4а, 4б) наблюдаются обширные отрицательные аномалии турбулентных потоков тепла в южной части моря от западной границы до 50° в.д. Это может быть связано с уменьшение разности температур океана и атмосферы в этом районе. В среднегодовых значениях в северной части моря (севернее 75° с.ш.), а также к западу он Новой Земли наблюдаются преимущественно положительные аномалии (аналогич-

Таблица 2. Характеристики суммарных потоков тепла в атмосферу по 4 выделенным районам Баренцева моря (рис. 1). СКО – среднеквадратическое отклонение. В районе 1.1 ледяной покров отсутствует и корреляции не считались

№ района (положение области в море)	Среднее за год (СКО), Вт/м ²	Среднее за зиму (СКО), Вт/м ²	Средние годовые ано- малии в годы Qoc max (CKO), Bт/м ²	Средние зимние ано- малии в годы Qoc max (CKO), Bт/м ²	Средние годовые ано- малии в годы Qoc min (CKO), Bт/м ²	Средние зимние ано- малии в годы Qoc min (CKO), Bт/м ²	Корреляции с площадью ледяного покрова
1.1 (ЮЗ)	93 (6)	148 (7)	-1 (1)	-5 (2)	3 (1)	6 (2)	—
1.2 (C3)	43 (7)	81 (18)	5 (2)	0 (5)	-8 (2)	-24 (14)	-0.28
1.3 (CB)	41 (4)	112 (9)	6 (2)	-7 (10)	-7 (1)	-30 (16)	-0.40
1.4 (ЮB)	60 (4)	100 (13)	10 (3)	14 (11)	-11 (4)	- 36 (14)	-0.43



Рис. 5. Средние значения приземного атмосферного давления при среднегодовом (а) и зимнем (б) осреднении и изменение приземного атмосферного давления вдоль линейного тренда за период 1993–2014 гг. при среднегодовом (в) и зимнем (г) осреднении. Черными линиями выделены области значимых трендов.

но рис. 3в, 3г). В годы с минимальными значениями океанического потока тепла на входе в Баренцево море (рис. 4в. 4г) картина меняется на противоположную. Сравнение рис. 4б и 4г показывает, что на севере и востоке региона изменчивость потоков тепла в атмосферу связана, прежде всего, с увеличением площади теплоотдачи из океана в атмосферу при отступлении кромки льда в периоды усиления адвекции океанического тепла. При этом в среднезимних значениях в северо-восточной части Баренцева моря выделяются небольшие области с сильными отрицательными аномалиями, что может быть связано с ошибкой данных из-за частого присутствия в данном районе плотного ледяного покрова. Коэффициент корреляции между общей площадью ледяного покрова и интегрированными по морю суммарными вертикальными потоками тепла, при удаленных трендах, составляет -0.38 и не является значимым. Невысокий коэффициент корреляции вызван разными знаками аномалий турбулентных потоков тепла относительно средних значений в разных районах Баренцева моря. Максимальные коэффициенты корреляции в областях 1.3-1.4 являются значимыми (табл. 2)

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ

Изменение характера теплообмена между океаном и атмосферой оказывает влияние на поле давления и, следовательно, на атмосферную циркуляцию в регионе. Понижение давления воздуха в результате усиления теплоотдачи из океана в атмосферу отмечается в [3, 4]. Результаты гидродинамического моделирования показывают, что расход воды через западную границу Баренцева моря значимо коррелирует с атмосферным приземным давлением практически над всей акваторией моря [23].

В среднем над Баренцевым морем наблюдается локальный минимум атмосферного давления (рис. 5а, 5б), 1009 гПа в районе 70° — 80° с.ш. и 15° — 60° в.д. при среднегодовом осреднении. Локальный минимум приземного атмосферного давления особенно выражен в зимний сезон, с наиболее низкими значениями в центре моря и некоторым их повышением на периферии. Анализ изменения значений вдоль линейного тренда, рассчитанного за период 1993—2014 гг., показывает увеличение приземного атмосферного давления практически над всей акваторией Ба-

(a) (б) Год Зима гПа гПа 15 1.5 1.0 1.0 Ooc 0.5 0.5 20°4 max 0 0 S. 4 -0.5 -0.5 15°4 5°4 15° E 30° E 45° E 60° E 15° E -1.015° E 30° E 45° E 60° E 15° E -1.0 00 00 -1.5 1.5 (B) (T) гПа гПа 1.5 1.5 1.0 1.0 5 0.5 0.5 Ooc Ŀ, 0 0 min 4 4 -0.5 -0.55.4 · 5°4 $^{15^{\circ}}E$ 30° E 45° E 60° E 15° E -1.0 $^{15^{\circ}}E 30^{\circ}E 45^{\circ}E 60^{\circ}E 15^{\circ}E$ -1.000 00 -1.5-1.5

Рис. 6. Аномалии приземного атмосферного давления, относительно средних значений за период 1993–2014 гг., в годы с максимальными значениями океанического потока тепла на входе в Баренцево море при среднегодовом (а) и зимнем (б) осреднении и в годы с минимальными значениями при среднегодовом (в) и зимнем (г) осреднении.

ренцева моря и прилегающими областями как для среднегодовых значений, так и для осредненных за зимний сезон (рис. 5в, 5г). Однако значимые значения линейного тренда в среднегодовых значениях наблюдаются только в юго-восточной части моря, что усиливает градиенты давления между центром и этой частью моря.

Для оценки изменчивости поля давления в зависимости от количества тепла, поступающего через западную границу моря, были также построены композитные карты аномалий средних значений приземного атмосферного давления в годы с максимальными (рис. 6а, 6б) и минимальными (рис. 6в, 6г) значениями океанического потока тепла.

На среднегодовых масштабах осреднения, при максимальном притоке тепла в Баренцево море, наблюдается уменьшение приземного атмосферного давления практически над всей акваторией. Это согласуется с результатами [19]. Увеличение частоты встречаемости циклонов над Баренцевым морем, в частности интенсивных циклонов, в ответ на усиление океанического притока тепла и сокращение площади ледяного покрова отмечено в [24]. При этом отрицательные аномалии приземного атмосферного давления формируются также над Норвежским и Гренландским морями. Положительные аномалии охватывают юго-восточную часть Баренцева моря и европейскую часть России. Что указывает на возможное усиление и расширение как Исландского минимума, так и Сибирского максимума. Усиление Сибирского максимума в результате генерации атмосферной волны Россби, как следствия аномально высоких вертикальных потоков тепла на границе океан-атмосфера в Баренцевом и Карском морях в ноябре, отмечено в работе [25]. Было также выявлено наличие связи между усилением Сибирского максимума и осенними ледовыми условиями в Баренцевом море [26-28]. В годы с минимальным притоком океанического тепла через западную границу моря картина меняется на противоположную.

В зимнее время года, при усилении океанического притока тепла, над Баренцевым морем наблюдаются положительные аномалии приземного атмосферного давления, интенсивность которых усиливается к юго-востоку (рис. 6б), усиливая средние градиенты давления (рис. 5б). При минимальном океаническом потоке тепла, наоборот, положительные аномалии давления концентрируются в северо-западной части моря, а отрицательные аномалии — над остальной частью акватории, что ослабляет градиенты давления над морем.



Рис. 7. Средние значения скорости ветра (черные стрелки) на высоте 10 м при среднегодовом (а) и зимнем (б) осреднении. При зимнем осреднении, в годы с минимальными (в) и максимальными (г) значениями океанического потока тепла на входе в Баренцево море. Цветом показаны значения меридиональной составляющей скорости ветра, положительные значения соответствуют северному направлению, отрицательные – южному.

Положительные зимние аномалии приповерхностного атмосферного давления в 2005–2012 гг. (усиление потока тепла в Баренцево море, рис. 2а) относительно 1971–2000 гг. описаны в [28]. Положительные (отрицательные) аномалии атмосферного давления над Баренцевым морем соответствуют годам с низкой (высокой) концентрацией морского льда в море [26]. Авторы связали зимнее повышение давления в годы с низкой концентрацией льда (усиление океанической адвекции тепла в Баренцево море – см. выше) с изменением локальных траекторий движения циклонов.

ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРА АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Изменение поля атмосферного давления вызывает изменение характера атмосферной циркуляции, которая, с одной стороны, влияет на количество явного и скрытого тепла, переносимого атмосферой, а с другой стороны, приводит к изменению интенсивности океанической адвекции тепла в Баренцево море, за счет изменения зональной составляющей дивергенции Экмановского переноса между северной Норвегией и о. Медвежий, к югу от Шпицбергена [5]. Как в среднем за год, так и в среднем за зиму, над исследуемой акваторией наблюдается циклонический характер атмосферной циркуляции с центром на юго-западе моря (рис. 7а, 7б). Для зимнего сезона характерна более высокая интенсивность циркуляции.

При максимальных значениях океанического потока тепла на входе в Баренцево море наблюдается усиление атмосферного переноса с юга в юго-восточной части моря и ослабление меридионального переноса с севера в северо-западной части (рис. 7в), что согласуется с [16]. В годы с минимальными значениями океанического потока тепла происходит изменение характера атмосферной циркуляции. Практически над всей акваторией доминирует меридиональный перенос с севера, а перенос тепла с юга между Норвегией и о. Новая Земля практически исчезает (рис. 7г).

ИЗМЕНЕНИЕ КОНВЕРГЕНЦИИ АТМОСФЕРНЫХ ПОТОКОВ ТЕПЛА

Для выявления наличия связи океанической и атмосферной конвергенции тепла были рассчитаны вертикальные профили атмосферных пото-



Рис. 8. Вертикальный профиль (а) атмосферного переноса тепла через южную (сплошные линии) и северную (пунктирные линии) границы моря и (б) конвергенции атмосферного потока тепла в Баренцево море, осредненного (при годовом осреднении) за период (1993–2014 гг.) (черная линия), за годы с максимальными (темно-серая линия) и минимальными (светло-серая линия) значениями океанического потока тепла.

ков тепла в слое от 1000 до 100 гПа на исследуемых разрезах через границы Баренцева моря (рис. 1). Порядок значений меридиональных потоков согласуется с расчетами меридионального переноса тепла через параллель 70° с.ш [29].

В годы, когда наблюдалось увеличение адвекции тепла океаном, усиливается атмосферный поток тепла через южную границу моря и уменьшается через северную (рис. 8а). В годы с минимальными значениями океанического потока ситуация противоположная — атмосферный поток тепла через южную границу моря ослабевает, а через северную – усиливается (см. также рис. 7в, 7г). Таким образом, усиление океанического притока тепла в море сопровождается усилением атмосферного потока тепла в приводном слое 975-1000 гПа (рис. 8б). Эта изменчивость, прежде всего, связана с изменчивостью интенсивности переноса через южную границу моря, где разница составляет 43 ТВт (рис. 8а). Впрочем, выше 975 гПа ситуация обратная (рис. 8б). Уменьшение интегрального по вертикали атмосферного меридионального переноса тепла в Арктический регион в последние десятилетия, в том числе в связи с увеличением океанического потока тепла в Баренцево море, ранее отмечалось в ряде работ [20, 29, 30].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

На основе данных ARMOR-3D был проведен анализ изменчивости океанической адвекции тепла, с 1993 по 2014 гг., на пути следования теплых атлантических вод их Северной Атлантики в Арктику, через выбранные разрезы через Норвежское склоновое течение в Норвежском море, через Нордкапское и Мурманское течения на входе в Баренцево море и через Западно-Шпицбергенское течение в восточной части Гренландского моря (рис. 1). Максимальные средние переносы тепла за исследуемый период через выбранные разрезы составили 278 ТВт в Норвежском море, 102 ТВт в Баренцевом море и 78 ТВт в восточной части Гренландского моря. Выделенные линейные тренды в среднегодовых значениях показывают увеличение количества тепла, переносимого океаном в Баренцево море и одновременное с этим уменьшение океанического притока тепла на север с Западно-Шпицбергенским течением, при незначимых трендах в расходе Норвежского склонового течения. Эти результаты указывают на тенденцию к перераспределению притока тепла (и расхода) Норвежского склонового течения между Баренцевым морем и проливом Фрама в течение исследуемого периода, что говорит о региональном механизме контроля притока океанического тепла в Баренцево море.

Наши исследования также показали, что при увеличении притока океанического тепла в Баренцево море, одновременно усиливается конвергенция атмосферного тепла над морем в приводном слое атмосферы (950-1000 ГПа). При этом конвергенция тепла на больших высотах и интегральные значения конвергенции потока тепла, наоборот. ослабевают (см. также [20, 29, 30]). Непосредственной причиной усиления приземной конвергенции атмосферного тепла является интенсификация циклонической циркуляция над морем и смещение центра циркуляции на северо-запад. Это, в свою очередь, происходит за счет сушественно более быстрого роста атмосферного давления на юговостоке региона, что и приводит к усилению атмосферного переноса с юга и ослаблению с севера. Одновременно усиливаются меридиональные градиенты скорости ветра на входе в Баренцево море, что усиливает океанический приток тепла в море [5]. Наоборот, при минимальных значениях океанической адвекции тепла над регионом доминируют северо-восточные ветры. Атмосферный поток тепла через южную границу моря и градиенты поля ветра на входе в Баренцево море ослабевают.

Предполагается, что усиление меридионального переноса тепла атмосферой в море связано с внутренними региональными механизмами и происходит не одномоментно, а в два этапа [16]. Триггером является усиление притока океанического тепла в прикормочную зону, которое задерживает формирование льда, как за счет аномального прогрева перемешанного слоя в теплый сезон, так и за счет подъема положительных подповерхностных океанических температурных аномалий при осенне-зимнем перемешивании. Это приводит к возникновению положительных аномалий потока тепла в атмосферу и локальному увеличению горизонтальных градиентов приповерхностной температуры воздуха (термодинамическая стадия). Возникающие градиенты атмосферного давления усиливают перенос тепла через южную границу моря. Во вторую (динамическую) стадию дальнейшая задержка формирования или отступление льда и усиление аномалий потоков тепла на границе океан—атмосфера поддерживаются за счет адвекции тепла аномальным геострофическим ветром. Это формирует еще одну положительную обратную связь внутри климатической системы Баренцева моря.

Результаты нашей работы показали, что хотя области повышенной теплоотдачи из океана в атмосферу соответствуют траекториям движения атлантических вод в Баренцевом море, при увеличении притока океанического тепла в море теплоотдача океаном в этих областях уменьшается. Предположительно, это происходит за счет уменьшения градиентов температуры вода-воздух за счет одновременного усиления атмосферной адвекции тепла с юга. Увеличение же теплоотдачи из океана в атмосферу при усилении притока океанического тепла происходит в северной и восточной частях моря, за счет отступления кромки льда. В свою очередь, отступление кромки льда связано как с притоком более теплых вод, так и с усилением притока атмосферного тепла с юга (и ослаблением с севера).

Обособление атмосферной циклонической циркуляции на северо-западе моря, происходящее одновременно с усилением океанического притока тепла в море, связано с особенно быстрым ростом атмосферного давления на юго-востоке моря. Рост давления в этой части моря не согласуется с усилением потока океанического тепла в атмосферу, а вероятно является следствием расширения Сибирского максимума, на что указывает ряд работ [6, 19, 24–27]. Расширение же Сибирского максимума атмосферного давления авторы цитируемых работ связывают с изменением характера меандрирования западного переноса над северной Евразией.

Таким образом, триггером описанного ранее, на основе модельных экспериментов, механизма положительной обратной связи в Баренцевом море [3, 4], который приводит к самоускоряющемуся потеплению Баренцева моря, может являться изменчивость крупномасштабной атмосферной циркуляции в регионе. Результаты проведенного анализа натурных данных дополняют схему механизма положительной обратной связи в Баренцевом море [3, 4] и позволяют предположить существенный дополнительный вклад атмосферных процессов в формирование и усиление долгосрочных климатических аномалий.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 18-17-00027).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jungclaus J.H., Koenigk T. Low-frequency variability of the arctic climate: the role of oceanic and atmospheric

heat transport variations // Clim. Dyn. 2010. V. 34. N $_{2}$ 2-3. P. 265–279.

- Semenov V.A., Park W., Latif M. Barents Sea inflow shutdown: A new mechanism for rapid climate changes // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. № 14. C. L14709.
- Bengtsson L., Semenov V.A., Johannessen O.M. The early-twentieth-century warming in the Arctic A possible mechanism // J. Clim. 2004. V. 17. № 20. P. 4045–4057.
- 4. *Ådlandsvik B., Loeng H.* A study of the climatic system in the Barents Sea // Polar Res. 1991. V. 10. № 1. P. 45–50.
- Калавиччи К.А., Башмачников И.Л. К механизму положительной обратной связи долгосрочной изменчивости конвергенции океанических и атмосферных потоков тепла и площади ледяного покрова в Баренцевом море // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 171–181.
- Petoukhov V., Semenov V.A. A link between reduced Barents-Kara sea ice and cold winter extremes over northern continents // J. Geophys. Res. Atmos. 2010. V. 115. № D21.
- Semenov V.A., Latif M. Nonlinear winter atmospheric circulation response to Arctic sea ice concentration anomalies for different periods during 1966–2012 // Environ. Res. Lett. 2015. V. 10. № 5. P. 054020.
- Screen J.A., Simmonds I. The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification // Nature. 2010. V. 464. № 7293. P. 1334.
- Polyakov I.V. et al. Arctic Ocean warming contributes to reduced polar ice cap // J. Phys. Oceanogr. 2010. V. 40. № 12. P. 2743–2756.
- Михайлова Н.В., Юровский А.В. Анализ главных компонент полей концентрации морского льда в Баренцевом море // Морской гидрофизический журн. 2017. № 2(194). С. 12–20.
- 11. Årthun M., Eldevik T., Smedsrud L.H. et al. Quantifying the influence of Atlantic heat on Barents Sea ice variability and retreat // J. Clim. 2012. V. 25. № 13. P. 4736–4743.
- Kauker F., Gerdes R., Karcher M., Köberle C., Lieser J.L. Variability of Arctic and North Atlantic sea ice: A combined analysis of model results and observations from 1978 to 2001 // J. Geophys. Res. Oceans. 2003. V. 108. № C6.
- 13. *Koenigk T., Mikolajewicz U., Jungclaus J.H., Kroll A.* Sea ice in the Barents Sea: seasonal to interannual variability and climate feedbacks in a global coupled model // Clim. Dyn. 2009. V. 32. № 7–8. P. 1119–1138.
- Sorteberg A., Kvingedal B. Atmospheric forcing on the Barents Sea winter ice extent // J. Clim. 2006. V. 19. № 19. P. 4772–4784.
- 15. *Schlichtholz P.* Influence of oceanic heat variability on sea ice anomalies in the Nordic Seas // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. № 5.
- Schlichtholz P. Observational evidence for oceanic forcing of atmospheric variability in the Nordic seas area // J. Clim. 2013. V. 26. № 9. P. 2957–2975.

- Larnicol G., Guinehut S., Rio M.H., Drevillon M., Faugere Y., Nicolas G. The global observed ocean products of the French Mercator project // Proc. of International Symposium on Radar Altimetry: 15 years of altimetry. 2006. V. 15. P. 614.
- Yu L., Jin X., Weller R.A. Multidecade global flux datasets from the Objectively Analyzed Air-Sea Fluxes (OAFlux) Project: Latent and sensible heat fluxes, ocean evaporation, and related surface meteorological variables. Woods Hole Oceanographic Institution OAFlux Project Tec // AFlux Project Tech. Rep. OA-2008-01.
- Skagseth Ø. Et al. Volume and heat transports to the Arctic Ocean via the Norwegian and Barents Seas // Arctic-Subarctic Ocean Fluxes. Dordrecht: Springer, 2008. P. 45–64.
- Башмачников И.Л., Юрова А.Ю., Бобылев Л.П., Весман А.В. Сезонная и межгодовая изменчивость потоков тепла в районе Баренцева моря // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 2. С. 1–11.
- Årthun M., Schrum C. Ocean surface heat flux variability in the Barents Sea // J. Marine Syst. 2010. V. 83. № 1–2. P. 88–98.
- 22. *Миронов Е.У.* Ледовые условия в Гренландском и Баренцевом морях и их долгосрочный прогноз. СПб.: ААНИИ, 2004. 320 с.
- Sandø A.B. et al. Importance of heat transport and local air-sea heat fluxes for Barents Sea climate variability // J. Geophys. Res. Oceans. 2010. V. 115. № C7.
- 24. Akperov M. et al. Impact of Atlantic water inflow on winter cyclone activity in the Barents Sea: Insights from coupled regional climate model simulations // Environ. Res. Lett. 2020. V. 15. № 2. P. 024009.
- 25. *Honda M., Inoue J., Yamane S.* Influence of low Arctic sea-ice minima on anomalously cold Eurasian winters // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. № 8.
- Inoue J., Hori M.E., Takaya K. The role of Barents Sea ice in the wintertime cyclone track and emergence of a warm-Arctic cold-Siberian anomaly // J. Clim. 2012. V. 25. № 7. P. 2561–2568.
- 27. *Mori M. et al.* Robust Arctic sea-ice influence on the frequent Eurasian cold winters in past decades // Nat. Geosci. 2014. V. 7. № 12. P. 869.
- Semenov V.A., Latif M. Nonlinear winter atmospheric circulation response to Arctic sea ice concentration anomalies for different periods during 1966–2012 // Environ. Res. Lett. 2015. V. 10. № 5. P. 054020.
- 29. Сорокина С.А., Эзау И.Н. Меридиональный поток энергии в Арктике по данным архива радиозондирования IGRA // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 5. С. 622–633.
- Smedsrud L.H., Sorteberg A., Kloster K. Recent and future changes of the Arctic sea-ice cover // Geophys. Res. Lett. 2008. T. 35. № 20.

The Ocean–Atmosphere Interaction in the Barents Sea Region from Reanalyses Data

K. A. Kalavichchi^{1, *} and I. L. Bashmachnikov^{1, 2, **}

¹The Saint Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7–9, Saint Petersburg, 199034 Russia ²Nansen International Environmental and Remote Sensing Centre, 14th Line V.O., 7, office 49H, Saint Petersburg, 199034 Russia *e-mail: katrina.calavicci@mail.ru **e-mail: igorb 1969@mail.ru

In this study we detail the mechanism of positive feedback linking variability of the oceanic heat flux in the Barents Sea, the area of ice cover and the atmospheric circulation over the region using oceanic and atmospheric reanalyses. The results shows that, the an increase in the oceanic heat flux in the western Barents Sea goes much faster than an increase in the northwards heat transport by the Norwegian Slope Current in the eastern Norwegian sea, which suggests a regional nature of the Barents Sea amplification. With an increase of the oceanic heat flux in the Barents sea, the sea-ice retreats, the ocean-atmosphere heat fluxes weaken in the southwestern part of the sea and increase in the nothern and eastern areas of the sea. The latter is a result of an increase of the ice-free areas. The increasing heat flux into the Barents sea goes along with a winter growth of the sea-surface atmospheric pressure over the sea with the maximum changes in the south-eastern Barents Sea. This leads to an increase of a cyclonic circulation in the north-western Barents Sea, a growth of the atmospheric heat transport across the southern boundary of the sea and a decrease of the atmospheric heat transport across its northern boundary, amplifying the heat convergence in this region. The convergence of the atmospheric heat flux in the study region increases near the sea surface (1000–975 hPa) and decreases at higher levels (975–100 hPa).

Keywords: the Barents Sea, positive feedback, oceanic and atmospheric heat flux, sea-ice cover

УДК 551.46

ДИНАМИКА НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ УЕДИНЕННЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

© 2021 г. К. А. Горшков^а, Л. А. Островский^а, И. А. Соустова^{а, *}

^аИнститут прикладной физики Российской академии наук, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия *e-mail: soustovai@mail.ru

> Поступила в редакцию 07.07.2020 г. После доработки 21.10.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

Дано приближенное аналитическое описание нестационарной эволюции цилиндрических нелинейных уединенных волн со сложной структурой. Анализируется модифицированное уравнение Гарднера с граничным условием в виде "широкого" солитона, близкого к предельному. Проведенный анализ показывает качественное различие в поведении сходящихся и расходящихся волн, а также отличие от квазистационарной динамики цилиндрических солитонов.

Ключевые слова: внутренние волны, солитоны, кинки, цилиндрическая сходимость, расходимость **DOI:** 10.31857/S000235152102005X

введение

Как показывают спутниковые наблюдения, внутренние гравитационные волны, повсеместно наблюдаемые в Мировом океане, часто имеют криволинейные фронты [1-3]. Такая картина типична для внутренних волн, генерируемых локальными возмущениями в шельфовых областях морей и океанов. В литературе подробно изучено влияние цилиндрической расходимости на распространение длинных слабонелинейных волн в рамках интегрируемого цилиндрического уравнения Кортевега-де Вриза (КдВ) [4–10]. В частности, полученный в квазистационарном приближении закон изменения амплитуды цилиндрического солитона КдВ $(r/r_0)^{-2/3}$, где r_0 – начальная координа-та солитона, подтверждается многочисленными численными и лабораторными экспериментами [6-10]. Вместе с тем, во многих случаях амплитуда наблюдаемых уединенных внутренних волн не мала, и их ширина значительно больше предсказываемой в рамках КдВ модели [11–14]. В этом случае неплохим приближением может служить уравнение Гарднера, содержащее квадратичную и кубичную нелинейности и также часто используемое для моделирования нелинейных волновых процессов в стратифицированной жидкости [11-20]. В работах [14, 15] было получено лучевое урав-

нение Гарднера, позволяющее учесть неодномерность волновых фронтов нелинейных внутренних волн в океане с переменными глубиной и гидрологией, а в [16] численно, а также в рамках приближенной квазистационарной теории изучалось

влияние слабой цилиндрической расходимости на трансформацию уединенных внутренних волн различных типов, существующих при разных знаках коэффициентов нелинейности и дисперсии уравнения Гарднера. Для весьма распространенной модели двухслойной жидкости характерно существование солитонов предельной амплитуды [17]. Солитоны, близкие к предельным (назовем их широкими), имеют вид прямоугольных импульсов и могут трактоваться как составные структуры, образованные более "элементарными" стационарными волнами - кинками (перепадами поля). Подобые солитоны с составной структурой были также обнаружены при численном исследовании уравнений Эйлера в плавно стратифицированной жидкости [18]. Как установлено в [16], динамика цилиндрически расходящегося широкого солитона в квазистационарном приближении качественно отличается от аналогичной динамики солитона КдВ: вначале такой солитон сохраняет почти предельную амплитуду, становится более узким и лишь затем начинает спадать по амплитуде в соответствии с квазистационарным законом $(r/r_0)^{-2/3}$, характер-ным для КдВ солитонов, и, соответственно, расширяться как $(r/r_0)^{2/3}$. Вместе с тем, для широких солитонов был разработан приближенный подход [21-24], дающий аналитическое описание существенно нестационарной эволюции таких уединенных волн, которые уже не близки по форме к солитонам. При этом форма первоначальной уединенной волны может существенно искажаться,

вплоть до рождения новых солитонов. Ключевым моментом в этом подходе является переход от традиционного описания эволюции солитонов как целостных образований к описанию динамики составляющих их кинков и нестационарных полей вне кинков. Использование этого подхода позволяет исследовать нестационарные процессы, возникающие при взаимодействии солитонов [12, 21] и при их распространении в средах с переменными параметрами [22-24], когда масштабы возмущающих факторов становятся сравнимыми и даже существенно меньше масштабов уединенных волн. В частности, с помощью данного подхода удалось рассчитать параметры уединенных внутренних волн в так называемых критических точках. связанных с изменением знака квалратичной нелинейности уравнения Гарднера [24, 28]. Такие ситуации характерны, в частности, для уединенных внутренних волн в шельфовой зоне океанов и морей [25-28].

В настоящей работе на основании указанного подхода изучается принципиально нестационарное поведение цилиндрически расходящихся и сходящихся локализованных волн в уравнении Гарднера. Для краткости будем называть их квазисолитонами. Сходящиеся (фокусируемые) волны рассматриваются не только из-за нетривиальных особенностей их эволюции, но и потому, что такие волны могут наблюдаться в реальном океане, например при отражении расходящейся волны от крутого берега вогнутой формы.

ШИРОКИЕ СОЛИТОНЫ КАК СОСТАВНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ

Будем исходить из уравнения Гарднера, дополненного слагаемым, ответственным за цилиндрическую геометрию задачи вдали от центра [16, 25, 26]:

$$\tilde{\Phi}_r + \tilde{\Phi} \left(\alpha_0 - \mu_0 \tilde{\Phi} \right) \tilde{\Phi}_m + \beta \tilde{\Phi}_{mmm} = -\frac{\widetilde{\Phi}}{2r}.$$
 (1)

Согласно [25, 26], при модовом подходе переменнная $\tilde{\Phi}$ связана со смещением частиц на горизонте максимума соответствующей моды, $T = \frac{r}{c_0} \pm t$ – время в сопровождающей системе координат; знаки (±) относятся соответственно к сходящимся и расходящимся волнам. Для внут-

ренних волн параметры α_0 , μ_0 , β и скорость длинных линейных волн c_0 определяются стратификацией жидкости. Пределы применимости уравнения (1) обсуждались, например, в [29].

Замена переменной $\tilde{\Phi} = \Phi \sqrt{\frac{r_0}{r}}$ сводит уравнение (1) к уравнению с переменными коэффициентами:

$$\Phi_r + \Phi(\alpha(r) - \mu(r)\Phi)\Phi_T + \beta\Phi_{TTT} = 0, \qquad (2)$$

где

$$\alpha(r) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{r/r_0}}, \quad \mu(r) = \frac{\mu_0}{r/r_0}.$$

Уравнение Гарднера (1) с нулевой правой частью хорошо описывает эволюцию солитонов внутренних волн умеренной амплитуды в двухслойной жидкости; обобщение (1) на случай медленно меняющихся в горизонтальном направлении параметров дано в [14, 15]. В эволюционной по переменной *r* задаче (2) растущим значениям $r > r_0$ соответствуют цилиндрически расходящиеся фронты, а убывающим значениям $r < r_0$ – сходящиеся.

При постоянных коэффициентах α , β и $\mu > 0$, уравнение (2) имеет семейство солитонных решений:

$$\phi_s = \overline{\phi} + \frac{A}{2} [th((T - sr + \Delta/2)/\tau) - (3a) - th((T - sr - \Delta/2)/\tau)],$$

зависящее от произвольного пьедестала $\overline{\phi}$ = const и безразмерного параметра $b = \Delta/\tau$. При этом все остальные параметры, входящие в выражение (3а), можно выразить через $\overline{\phi}$ и *b*:

$$A = \phi_m thb, \ \tau = \frac{\tau_m}{thb}, \ \Delta = b\tau_m cthb,$$

$$s = s_0 + (s - s_0)th^2b, \phi_m = (\alpha/\mu) - 2\overline{\phi},$$

$$s_m = (\alpha^2/6\mu) + \frac{s_0}{3}, \ s_0 = \overline{\phi}(\alpha - \mu\overline{\phi}), \ \tau_m^{-1} = \phi_m \sqrt{\frac{\mu}{6\beta}}.$$
(36)

Амплитуда солитона $\phi_{\max} = \max(|\phi_s - \overline{\phi}|)$ и его длительность T_s на уровне $\frac{1}{2}\phi_{\max}$ также выражаются через *b*:

$$\phi_{\max} = \phi_m \left(1 - ch^{-1}b \right), \quad ch \left(T_s / \tau \right) = 2 + chb. \tag{3c}$$

Параметры *s*, *s*_m, *s*₀, входящие в (3а), (3б), (3с), имеют размерность, обратную скорости. Для краткости в дальнейшем будем называть их "медленностями". Заметим однако, что в физических переменных (*r*, *t*), величина *s* пропорциональна добавке к скорости c_0 .

Кроме солитонных решений, уравнение (2) при постоянных параметрах имеет однопараметрическое семейство решений в виде перепадов поля — кинков:

$$\phi_k = \overline{\phi} + \frac{\phi_m}{2} [1 \pm th ((T - rs_m)/\tau_m)], \qquad (4)$$

где знаки \pm соответствуют кинкам разных полярностей (кинкам и антикинкам).

Структура и характеристики солитонов (3а) существенно зависят от величины параметра *b*.

При $b \ll 1$ амплитуда солитона мала ($\phi_{\text{max}} \approx \phi_m b^2$) и решение ((3а) – (3с)) близко к солитонному решению КдВ. В другом предельном случае, когда $b \ge 1$, амплитуда солитона стремится к предельной ($\phi_{\text{max}} = \phi_m$), и уединенная волна приобретает прямоугольную форму в виде протяженного плато длительностью $\Delta = b\tau_m$, ограниченного относительно узкими перепадами поля, близкими к кинкам (4). В общем случае солитоны (3а) можно рассматривать как составные образования, сформированные кинками (4) разной полярности. Наиболее очевидным образом это свойство проявляется у солитонов при $b \ge 1$, когда, как показано в [22–24], решение (3) имеет вид суперпозиции кинков (4):

$$\begin{split} \phi_{s}\left(T-sr\right)_{b\geq1} &= \phi_{k}\left(T-T_{f}\left(r\right)\right) + \phi_{k}\left(T-T_{c}\left(r\right)\right) - \\ &- \overline{\phi} - \phi_{m} = \overline{\phi} + \frac{\phi_{m}}{2} \times \\ &\times \left[th\left(\left(T-T_{f}\left(r\right)\right)/\tau_{m}\right) - th\left(\left(T-T_{c}\left(r\right)\right)/\tau_{m}\right)\right], \end{split}$$
(5)

где изменения временных координат фронта $T_{
m d}\left(r
ight)$ и спада $T_{
m c}\left(r
ight)$ определяются уравнениями:

$$\frac{dT_f}{dr} = \frac{dT_c}{dr} = s_m - 4\left(s_m - s_0\right) \exp\left[-\frac{\left(T_f - T_c\right)}{\tau_m}\right].$$
 (6)

Решения (5), (6) описывают стационарный составной солитон, длительность которого $T_f - T_c$ связана с параметрами кинка $\frac{dT_{f,c}}{dr}$ уравнением (6), согласующимся с точным соотношением для медленности *s* из (3а). Действительно, при $b \ge 1$ получаем из (3а):

$$s = s_0 + (s_m - s_0)th^2b \approx s_m - 4(s_m - s_0) \times \\ \times \exp\left[-\frac{(T_f - T_c)}{\tau_m}\right].$$

При наличии возмущений, обусловленных плавным изменением параметров $\alpha(r)$ и $\mu(r)$ в (2), эволюция составного солитона может быть описана как динамика составляющих его кинков, согласованная с медленным изменением поля вне кинков. Такой подход включает в себя, как частный случай, рассмотренную ранее квазистационарную эволюцию солитона как целого, когда его пространственно-временные масштабы в процессе распространения остаются малыми по сравнению с масштабами возмущающих факторов [16]. Обсудим кратко эту задачу для широких солитонов, используя развитый здесь подход. В данном случае форма широкого солитона остается близкой к прямоугольной, его амплитуда близка к предельной $\phi_m = (\alpha/\mu) - 2\phi$, а длительность $\Delta = (T_f(r) - T_c(r))$ определяется уравнениями (6). Последнюю зависимость проще, однако, определить из сохранения интеграла в урав-

нении (2):
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_s^2 dt = P_0 = \text{const} [13, 25].$$

Учитывая прямоугольную форму волны и полагая $\overline{\phi} = 0$, отсюда сразу получаем $\Delta(r)\phi_m^2 = \text{const}$, и для широкого цилиндрического солитона отсюда следует:

$$\Delta(r) = \Delta(r_0) \frac{r_0}{r}.$$
(7)

Отметим, что амплитуда цилиндрического солитона для исходной переменной $\tilde{\Phi}$, также как и его обратная скорость s_m , не зависят от r и равны соответственно $\frac{\alpha_0}{\mu_0}$ и $\frac{\alpha_0^2}{6\mu_0}$. В отличие от известных результатов [см, например, 16], соотношение (7) в явной форме описывает изменение единственного параметра составного цилиндрического солитона — его ширины $\Delta(r)$. Отметим, что зависимость (7) следует и из общего выражения для приведенного выше интеграла, которое справедливо для солитонов с любым $0 < b < \infty$:

$$b - thb = B\alpha(r)^{-1}\mu(r)^{\frac{3}{2}}\beta^{-\frac{1}{2}} = C\frac{r_0}{r}\alpha_0^{-1}\mu_0^{\frac{3}{2}}\beta^{-\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

где константы *B* и *C* определяются условием при $r = r_0$. При $b \ge 1$ выражение (8) сводится к (7), а при $b \ll 1$ из (8) следует упомянутый выше закон изменения амплитуды цилиндрического солитона КдВ.

ПОСТРОЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО РЕШЕНИЯ

Перейдем к основному случаю, когда импульс теряет форму, близкую к стационарному солитону, и приобретает составную структуру (квазисолитон), состоящую из плавно меняющейся вершины, ограниченной резкими перепадами поля - кинками, которые изменяются квазистационарным образом. В соответствии с методом сращиваемых асимптотических разложений в форме, предложенной в [21-24], сначала решение строится отдельно для кинков и для существенно более протяженных областей межлу ними. а затем эти решения сшиваются. Здесь предполагается, что масштаб возмущающего фактора, в данном случае радиус r, существенно превышает ширину кинков. Такое соотношение масштабов позволяет считать эволюцию каждого кинка квазистационарной, т.е. описываемой в соответствии с (4), а медленное изменение поля вне кинков опреде-





Рис. 1. Схема эволюции (а) – расходящегося и (б) – сходящегося широкого солитона (пунктир – форма солитона в начальной точке, при $r = r_0$; сплошная линия – форма солитона при $r > r_0$ (а) и $r < r_0$ (б). $T_f(r_0)$ – момент прохождения фронта через точку r_0 , $T_c(r_0)$ – момент прохождения спада через точку r_0 . $\Phi_{f,c}^+$ – значения поля при $T > T_{f,c}$ и $\Phi_{f,c}^-$ значение поля при $T < T_{f,c}$ для фронта и спада соответственно. Здесь и далее в данной системе отсчета сходящаяся волна смещается влево, а расходящаяся – вправо по оси T.

ляется уравнением (2) в бездисперсионном приближении:

$$\Phi_r + \Phi\left(\frac{\alpha_0}{\sqrt{r/r_0}} - \frac{\mu_0}{r/r_0}\Phi\right)\Phi_T = 0, \qquad (9)$$

т.е. уравнением простой волны с переменными параметрами. Параметры α_0 , μ_0 . β будем в дальнейшем считать для простоты равными единице.

Решение уравнения (9) хорошо известно: оно сводится к решению характеристической системы уравнений в обыкновенных производных:

$$\frac{dT}{dr} = \Phi\left(\sqrt{r_0/r} - \frac{r_0}{r}\Phi\right), \quad \frac{d\Phi}{dr} = 0, \tag{10}$$

которая определяет характеристические линии на плоскости (r,T), вдоль которых поле $\Phi(r,T)$ переносится без изменения его величины.

Для определения начальных и граничных условий (9) воспользуемся сделанным выше предположением о квазистационарном характере эволюции кинков. Это позволяет связать медленно меняющиеся поля, примыкающие к данному кинку, находящемуся в момент $T_k(r)$ на радиусе r. Обозначим это поле при $T > T_k(r)$ через $\Phi_{\kappa}^+(r)$ и поле при $T < T_k(r)$ через $\Phi_{\kappa}^-(r)$, как показано на рис. 1. Здесь k = f для переднего кинка (фронта) и k = c для заднего кинка (спада). Заметим, что, по-

скольку характеристики (10) переносят возмущения от фронта к спаду, волна перед фронтальным кинком распространяется независимо от поля за ним, хотя и влияет на это поле. В частности, если это поле в начальной точке равно нулю, то оно остается равным нулю в процессе эволюции.

Связь между полями непосредственно вблизи кинка (аналог граничного условия на слабонелинейной ударной волне в сжимаемой среде) имеет вид:

$$\Phi_{\kappa}^{+}(r) = \sqrt{r/r_{0}} - \Phi_{\kappa}^{-}(r), \quad \kappa = f, c.$$
 (11)

Это соотношение следует из выражений для асимптотик кинка (4), которые равны соответственно $\Phi^+ = \overline{\phi} + \phi_m$, $\Phi^- = \overline{\phi} - для$ кинка и $\Phi^+ = \overline{\phi}$, $\Phi^- = \overline{\phi} + \phi_m - для$ антикинка, и исключения $\overline{\phi}$ с использованием определения ϕ_m из (3а).

Траектории кинков $T_k(r)$ определяются квазистационарным выражением для s_m , следующим из (3a):

$$\frac{dT_k}{dr} = \frac{1}{6} + \frac{\overline{\Phi}}{3} \left(\sqrt{r_0/r} - \frac{r_0}{r} \overline{\Phi} \right).$$
(12)

В качестве медленно меняющегося пьедестала ϕ в (12) может быть использована как величина $\Phi_k^+(r)$, так и $\Phi_k^-(r)$, поскольку с учетом (11) выполняется равенство "характеристических медленно-

стей" — правых частей в первом уравнении (10): $\Phi_{\kappa}^{+}\left(\sqrt{r_{0}/r} - \frac{r_{0}}{r}\Phi_{\kappa}^{+}\right) = \Phi_{\kappa}^{-}\left(\sqrt{r_{0}/r} - \frac{r_{0}}{r}\Phi_{\kappa}^{-}\right), \text{ которые, в}$ dT

свою очередь, оказываются меньше величин $\frac{dT_k}{dt_k}$

из (12). Последнее обстоятельство означает, что. как уже отмечалось, возмушения, порожлаемые кинком, отстают от него и не влияют на поле перед ним. Поэтому в качестве линии начальных данных для решения (9) следует взять траекторию кинка (например, фронта) $T_f(r)$ с распределением поля $\Phi_{f}^{+}(r)$ на ней для сходящихся фронтов и $\Phi_{f}^{-}(r)$ – для расходящихся. В результате уравнение (12) определяет медленно меняющееся поле $\Phi(r,T)$ в области между кинками, т.е. при всех $T > T_f(r)$ для сходящихся и $T < T_f(r)$ для расходящихся фронтов, включая поле вблизи траектории следующего кинка, при $T = T_c(r)$, которая находится из уравнения (12) с использованием полученного решения $\Phi(T,r)$ при $T = T_c(r)$. Далее, добавляя к найденной зависимости $T_c(r)$ распределение поля непосредственно за спадом из соотношения (11), получаем начальные условия для определения медленного поля в следующей за спадом солитона области. Таким образом, построение общего решения с помощью предложенного алгоритма состоит в последовательном нахождении полей $\Phi(T,r)$ и траекторий кинков и антикинков $T_{f,c}(r)$, начиная с области перед первым кинком, отвечающей фронту.

Рассмотрим более подробно ситуацию, когда возмущения перед солитоном в начальной точке $r = r_0$ отсутствуют и, следовательно, в соответствии со сказанным выше, будут отсутствовать и в дальнейшем. Это позволяет сразу же определить из ((10)–(12)) величину поля вблизи фронта квазисолитона со стороны вершины $\Phi^+(r) = \Phi_f(r)$ и траекторию этого фронта $T_f(r)$:

$$\Phi_f(r) = \sqrt{r/r_0},\tag{12}$$

$$T_{f}(r) = r_{0}/6\left(\frac{r}{r_{0}} - 1\right) + T_{f}(r_{0}).$$
(13)

Линию начальных данных в (13) следует дополнить отрезком:

$$\Phi(r_0, t) = 1, \quad T_c(r_0) < T < T_f(r_0), \quad (14)$$

остающимся от плоской вершины начального солитона при $r = r_0$ (см. рис. 1). Поскольку любое значение Φ = const удовлетворяет уравнению (9), этот участок остается плоским с величиной поля $\Phi(T, r) = 1$, а его эволюция сводится к изменению его длины. Постоянство этой величины позволяет определить "медленности" граничных точек этого участка: $\frac{dT}{dr} = (\sqrt{r_0/r} - r_0/r)$ со стороны фронта и

 $\frac{dT}{dr} = \frac{1}{6} + \frac{1}{3} \left(\sqrt{r_0/r} - r_0/r \right) -$ со стороны спада. В результате длительность плоского участка вершины изменяется как

$$\Delta_{\rm mn}(r) = \Delta(r_0) - 1/6 \left| \int_{r_0}^r (1 - 2\sqrt{r_0/r})^2 dr' \right|.$$
(15)

Эта величина уменьшается вдоль трассы распространения и исчезает при некотором $r = r_*$, определяемом из (15) при $\Delta_{nn}(r_*) = 0$. В то же время, начиная с $r = r_0$, непосредственно за фронтом возникает и расширяется участок вершины с неоднородным и нестационарным распределением поля $\Phi(r, t)$, порождаемый движением фронта. Это поле определяется решением уравнения (10) с условиями (13) и имеет вид:

$$T - T_{f}(r_{f}(\Phi)) = r_{0}\Phi(2(\sqrt{r/r_{0}} - \sqrt{r_{f}(\Phi)/r_{0}}) - \Phi \ln(r/r_{f}(\Phi))),$$
(16)

где $r_f = r_0 \Phi^2$.

СХОДЯЩИЕСЯ И РАСХОДЯЩИЕСЯ ВОЛНЫ

Рассмотрим теперь примеры применения развитой приближенной теории и сравнение с результатами прямого численного моделирования исходного уравнения (2). На рис. 2 показаны траектории фронта, спада и соответствующие характеристики для цилиндрически сходящегося квазисолитона.

Выражение (16) в неявном виде описывает поле на части вершины квазисолитона от фронта до начала плоского участка (пока этот участок существует) и на всем протяжении импульса от фронта до спада, когда плоская часть вершины исчезает.

Область с неоднородным и нестационарным распределением поля возникает и за спадом. Это распределение также описывается выражением (16), с заменой траектории фронта $T_f(r_f(\Phi))$ на траекторию спада $T_c(r_c(\Phi))$ и зависимости $r_f(\Phi)$ на $r_c(\Phi)$, которые находятся из соотношений:

$$\sqrt{r/r_{0}} - \Phi_{c}^{-}(r) = \Phi_{c}^{+}(r) = \Phi_{f}(r) - \Phi_{c}^{-}(r),$$
$$\frac{dT_{c}}{dr} = \frac{1}{6} + \frac{\Phi_{c}^{\pm}(r)}{3} \left(\sqrt{r_{0}/r} - \frac{r_{0}\Phi_{c}^{\pm}(r)}{r}\right).$$
(17)

Для сходящихся волн необходимо использовать зависимость $r_c(\Phi) = r_c(\Phi_c^+)$, а для расходящихся $-r_c(\Phi) = r_c(\Phi_c^-)$. Отметим, что пока суще-



Рис. 2. Сплошные линии – траектории фронта и спада сходящегося солитона, пунктир – характеристики, рассчитанные по уравнениям (10)–(12), точки – результаты численного расчета уравнения (2).

ствует плоская часть вершины, зависимости $r_c(\Phi)$ и $T_c(r_c(\Phi))$ известны, поскольку вблизи спада со стороны вершины поле постоянно и равно единице (см. рис. 1), и все величины в (17) определены. После того, как плоская часть вершины исчезает, величина поля вблизи спада со стороны вершины изменяется. Она находится из выражения (16) при $T = T_c(r_c(\Phi))$ как для сходящихся $(\Phi_c^-(r))$, так и для расходящихся $(\Phi_c^+(r))$ уединенных волн:

$$T_{c}(r) - T_{f}\left(r_{f}\left(\Phi_{c}^{\pm}(r)\right)\right) = r_{0}\Phi_{c}^{\pm}\left(2\left(\sqrt{r/r_{0}} - \Phi_{c}^{\pm}\right) - \Phi_{c}^{\pm}\ln\left(r/r_{f}\left(\Phi_{c}^{\pm}\right)\right)\right).$$
(18)

Дифференцируя (18) по *r* и исключая $\frac{dT_c}{dr}$ с по-

мощью (17), получим уравнение для Φ_c^{\pm} :

$$2r_0 \left[6\sqrt{r/r_0} - 5\Phi_c^{\pm} + 12\Phi_c^{\pm} \ln\left(\frac{\Phi_c^{\pm}}{\sqrt{r/r_0}}\right) \right] \frac{d\Phi_c^{\pm}}{dr} = \\ = \left(1 - \frac{2\Phi_c^{\pm}}{\sqrt{r/r_0}^2} \right).$$
(19)

Таким образом, полное описание медленно меняющегося поля сводится к решению единственного уравнения в обыкновенных производных (19) для величины $\Phi_c^{\pm}(r)$, решение которого можно представить в параметрической форме.

Переходя от переменных $\Phi_c^+(r)$, *r* к переменным $p = \Phi_c^+/R$, $R = \sqrt{r/r_0}$, нетрудно привести (18)

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57

к уравнению с разделяющимися переменными, решение которого имеет вид

$$R(p) = R(p_*) \times \\ \times \exp\left[\int_{p_*}^{p} \frac{6 - 5p' + 12p' \ln p'}{1 - 10p' + 9(p')^2 - 12(p')^2 \ln p'} dp'\right],$$
(20)

где $p^* = \sqrt{r_0/r_*}, p_* \le p \le +\infty, p_* > 1$ для сходящихся фронтов и $0 \le p \le p_*, p_* < 1$ для расходящихся фронтов.

Соответствующие зависимости для спада импульса, Φ_c^{\pm} и T_c также могут быть выражены через *р* в параметрической форме:

$$\Phi_{c}^{+}(p) = pR(p), \ \Phi_{c}^{-}(p) = R(p)(1-p), T_{c}(R) = T(r_{0}) - (21) - r_{0} \Big[\frac{1}{6} - R^{2} p^{2} \Big[\ln p^{2} + \frac{2}{p} - \frac{11}{6} \Big].$$

Имея в виду, что R(p) как функция р известна, для любой пары ($\Phi_c^{\pm}(p)$, R(p)) и ($T_c(p)$, R(p)) получаем параметрическую зависимость от R и, следовательно, от *r*. Наконец, приведем выражение для распределения поля за спадом в параметрической форме:

$$\Phi(p) = R(p)(1-p), \quad T(p,r) - T_c(p) =$$

= $2r_0(1-p)R(p)(\sqrt{r/r_0} - R(p)) -$ (22)
 $- R(p)^2(1-p)^2 \ln[r/r_0 R(p)^2].$

7 № 2 2021



Рис. 3 Эволюция цилиндрически сходящегося квазисолитона с начальной длительностью $\Delta(r_0) = 60$ при различных значениях *r* (*r* = $r_0 = 600$, *r* = 300, 200, 100, 50, 5). Пунктир соответствует расчетам по приближенной модели, сплошные линии – численный расчет уравнения (2).

Полученные решения имеют, вообще говоря, ограниченную область применимости по *r*, *T*, поскольку медленный ход эволюции поля $\Phi(r,T)$ может нарушаться появлением особенностей, обусловленных пересечением характеристик (16) и приводящих к образованию сингулярностей в виде участков с бесконечной крутизной и последующей неоднозначностью поля (что типично для простых волн). Дифференцируя выражение (16) по Φ , получаем условие возникновения этих особенностей $\left(\frac{dT}{d\Phi} = 0\right)$ в виде трансцендентного уравнения

$$6y - 5 - 12 \ln y = 0, \quad y = \sqrt{r/r_0}/\Phi,$$
 (23)

имеющего два действительных корня, больших единицы: $y_1 = 1.2$, $y_2 = 3.09$. Поскольку поле вершины квазисолитона формируется возмущениями, переносимыми вдоль характеристик от фронта к спаду, то для сходящихся волн величина $y = \Phi_f / \Phi(r, T)$ всегда меньше единицы. Следовательно, особенности в распределении между кинками не возникают, хотя они возможны позади квазисолитона (см. рис. 3). Кроме того, поскольку характеристики (16) расходятся, поле между кинками монотонно увеличивается от фронта к спаду. При этом монотонно растет и временной интервал между спадом и фронтом:

$$\Delta(r) = \Delta(r_0) + 1/3 \int_{r_0}^{r} \Phi_c^-(r') \left(\sqrt{r/r_0} - \Phi_c^-(r')\right) \frac{r'}{r_0} dr'.$$
(24)

Общая картина эволюции сходящегося солитона показана на рис. 2, 3. Фронт солитона с постоянной скоростью движется к точке $T_f(r \rightarrow 0) =$ $= T_{f}(r_{0}) + r_{0}/6$, а спад квазисолитона, двигаюшийся в начале в том же направлении, что и фронт, замедляется и останавливается при $r \sim 200$, и затем начинает двигаться в противоположном направлении с увеличивающейся скоростью $\frac{dTc}{dr} \sim p^2 \sim r_0/r$. Характерный масштаб перепада поля т_т для фронта оказывается постоянным, а для спада стремится к нулю как $p \sim \sqrt{r/r_0}$. Наконец, отметим, что в исходных полевых переменных $\tilde{\Phi}(r,t)$ перепад поля на фронте квазисолитона остается постоянным и равным единице, а поле на спаде растет как $\sqrt{r_0/r}$ (рис. 3). Примечательно, что да-же при r = 5, когда масштаб перепада поля на фронте (6 $\sqrt{6}$) уже превышает расстояние до центра, преобладающая часть импульса (значительная часть вершины и спад хорошо описывается

приближенной теорией. Поскольку процесс трансформации поля идет в направлении от фронта к спаду, относительно сильные отличия при r = 5имеют место лишь вблизи фронта, в частности, его положение $T_f(r = 5) \cong -125$ больше численного значения примерно на 20 единиц Т. Это обусловлено действием дисперсии, приводящей к расплыванию как самого фронта, так и части вершины, где нелинейные эффекты сильно "укручают" распределение поля (см. рис. 3). Наконец, отметим, что приближенный подход правильно описывает величину и распределение поля на участке порядка 50 единиц Т в области за спадом вплоть до точки r = 1. С другой стороны этого почти плоского участка при *r* ≈ 300 возникает пакет растущих по амплитуде осцилляций, образующихся из-за опрокидывания медленно меняющегося поля за спадом квазисолитона. С ростом r лидирующие осцилляции трансформируются в последовательность солитонов с амплитудой, близкой к предельной, т.е. приблизительно равной скачку поля на спаде.

Для цилиндрически расходящихся волн ($r > r_0$) перепад поля на фронте растет по мере распространения ($\Phi_{\rm f}(r) = \sqrt{r/r_0}$), поэтому величина поля в любой точке вершины меньше величины поля на фронте (y > 1), и образование особенности в виде участка поля с большим градиентом оказывается возможным внутри квазисолитона. В случае возникновения такой особенности дисперсионные эффекты приводят к появлению осцилляций, последующий рост которых приводит к распаду исходного солитона на последовательность более коротких уединенных волн. Регулярная (без особенностей) эволюция реализуется только для относительно коротких квазисолитонов. При этом начальная длительность солитона $\Delta_{r_0}(r_0)$, меньше которой реализуется регулярная эволюция уединенной волны, находится из условия совпадения координаты образования особенности $r_{\rm kb}$ и координаты r_* исчезновения плоского участка вершины. Поскольку значение поля в точке совпадения равно единице, из (18) получа-

ем величину $r_{\rm kp} = y_1^2 r_0 \approx 1.44 r_0$, а из условия (15) $\Delta_{\rm nn}(r_{\rm kp}, r_0, \Delta(r_0)) = 0$ имеем:

$$\Delta_{\rm kp}, (r_0) = \frac{r_0}{6} \left(y_1^2 - 8y_1 + 8\ln y_1 \right) \approx 0.07 r_0.$$
 (25)

При регулярной эволюции импульс монотонно сжимается:

$$\Delta(r) = \Delta(r_0) - 1/3 \int_{r_0}^{r} \Phi_c^+(r') \left(\sqrt{r/r_0} - \Phi_c^+(r')\right) \frac{r'}{r_0} dr',$$
(26)

вплоть до образования короткой уединенной волны, дальнейшая эволюция которой протекает по сценарию, близкому к эволюции солитона КдВ. Несмотря на монотонное изменение $\Delta(r)$, распределение поля на вершине квазисолитона изменяется немонотонно: пока существует плоский

участок вершины, отношение $\frac{\Phi_f}{\Phi_c^+}$ полей на фрон-

те и спаде растет, а после исчезновения плоского участка это отношение убывает, оставаясь больше единицы. Аналогичным образом изменяется поле за спадом, имеющее ту же полярность, что и сам квазисолитон: вначале амплитуда поля растет, а после исчезновения плоского участка вершины начинает убывать (рис. 4а). Эти особенности эволюции расходящегося квазисолитона прослеживаются и для достаточно узких солитонов, рассмотренных в [16].

Для распадающегося широкого квазисолитона, при $\Delta(r_0) > \Delta_{\kappa p}$, аналогичный процесс приводит к формированию на спаде новых импульсов. Вначале первый из них имеет масштаб, зависящий только от *r*_{кр}. Однако в дальнейшем темп сжатия этого импульса в существенной мере определяется величиной $\Delta(r_0)$. Поскольку с ростом $\Delta(r_0)$ увеличивается число более коротких уединенных волн, появляющихся за лидирующим импульсом, то увеличивается и расстояние, на котором эти уединенные волны отделяются от лидера. Указанные эффекты можно видеть, сравнивая эволюцию расходящихся квазисолитонов с разными $\Delta(r_0)$ на рис. 4а и 4б. Заметим, что в данном случае приближенная теория хорошо описывает весь процесс только до сравнительно небольших расстояний, $r \simeq 1000$, хотя и в дальнейшем она правильно определяет положение и амплитуду импульса.

Наконец, отметим, что качественные отличия в поведении сходящихся и расходящихся широких импульсов обусловлены различным соотношением характеристических медленностей точек

вершины
$$\frac{dT}{dr}$$
 и медленности его фронта $\frac{dT_f}{dr}$. В сходящихся волнах величина $\frac{dT}{dr}$ для любых точек вершины имеет противоположный знак по отно-
шению к $\frac{dT_f}{dr}$, поэтому возмущения сносятся в на-
правлении от фронта к спаду в любом месте вер-
шины, и особенностей в распределении поля на
вершине квазисолитона не возникает. Для расхо-
дящихся волн величина характеристической мед-
ленности в любой точке вершины положительна,
т.е. эти точки двигаются в том же направлении,
что и фронт. При этом медленность каждой точки
вершины возрастает от нуля вблизи фронта до ве-
личины, в полтора раза превышающей медлен-
ность фронта. При достаточной длительности им-
пульса возмущения от фронта не достигают спада



Рис. 4. (а) — Эволюция узкого ($\Delta(r_0) = 60$) расходящегося составного квазисолитона при различных радиусах *r* ($r = r_0 = 600, r = 900, r = 1500$), (б) — то же самое для широкого солитона ($\Delta(r_0) = 100$). Сплошные линии — численный рассчет уравнения (2). Пунктир соответствует расчетам по приближенной модели.

и скапливаются, что и приводит возникновению особенностей поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ позволяет описать эволюцию локализованных нелинейных цилиндрических волн в модифицированном уравнении Гарднера, за рамками квазистационарной ситуации. Начальное условие здесь соответствует "широкому" солитону, однако в процессе эволюции импульс становится существенно нестационарным, и его приближенное описание достигается сшивкой квазистационарных кинков с слабодисперсионным полем внутри и снаружи импульса (квазисолитона).

Для цилиндрически сходящихся уединенных волн их эволюция, как и в квазистационарном случае, протекает с увеличением их длительности (эта тенденция понятна уже из условия сохранения энергии). При этом, однако, их форма сильно отличается от прямоугольной, а различие в величинах перепадов поля и скоростей фронта и спада столь велики, что не позволяют характеризовать процесс как квазистационарный. В случае цилиндрически расходящихся солитонов нестационарность процесса не столь явно выражена по сравнению со случаем сходящейся волны. В частности, отличие величин полей и скоростей фронта и спада не превышает значения 1, 2. Как и ожидалось, и в нестационарном, и в квазистационарном случаях длительность уединенной волны сокращается, но регулярный характер эволюции оказывается возможным только для достаточно коротких начальных солитонов. Для уединенных волн с большой длительностью на их вершине возникает особенность, порождающая осцилляции поля, рост которых, в свою очередь, приводит к распаду солитона на относительно короткие уединенные волны. Предлагаемый нами подход позволил определить критическое значение длительности $\Delta = \Delta_{\rm кр}$ исходной уединенной волны, начиная с которой она распадается: $\Delta_{\rm кр}$ (r_0) $\approx 0.07r_0$ (см. (22)). Соответствующая критическая ширина солито-

$$\operatorname{Ha} L_{\mathrm{Kp}} = \frac{\Delta_{\mathrm{Kp}}}{s_m} \approx 0.42r_0.$$

Относительно внутренних волн, наблюдаемых в океане, заметим здесь, что, во-первых, как отмечалось во Введении, широкие (по сравнению с КдВ солитонами) уединенные волны и их группы повсеместно наблюдаются в океане (см. также обзор [30]), и во-вторых, такие волны не всегда распространяются как стационарные или квазистационарные образования (напр., [31]). В частности, сделанная выше оценка условий перехода от квазистационарного к существенно нестационарному режиму и описание послелнего лля волн с криволинейными фронтами могут быть полезны для интерпретации океанических наблюдений. Более детальное приложение теории к конкретным океаническим ситуациям должно быть предметом отдельного исследования.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме НИР № 0030-2021-0007, а также при частичной поддержке проектов РФФИ №№ 18-05-00292 и 20-05-00776.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Jason C.R., DaSilva J.C., Jeans G.A., Alpers W., Caruso M.J. Nonlinear internal waves in synthetic aperture radar imagery // Oceanography. 2013. V. 26. P. 68–79.
- Kropfli R.A., Ostrovsky L.A., Stanton T.P., Skirta E.A., Keane A.N., Irisov V. Relationships between strong internal waves in the coastal zone and their radar and radiometric signatures // J. Geophys. Res. 1999. № C2. P. 3133–3148.
- Farmer D.M., Armi L. The flow of Atlantic water through the Strait of Gibraltar // Prog. Oceanogr. 1988. V. 21. P. 1–105.
- Maxon S., Viecelli J. Cylindrical solitons // Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 1614–1616.
- Johnson R.S. Water waves and Korteweg-de Vries equations // J. Fluid Mech. 1980. V. 97. P. 701–719.
- 6. Dorfman A.A., Pelinovskii E.N., Stepanyants Yu.A. Finite-amplitude cylindrical and spherical waves in weakly dispersive media // Sov. Phys. J. Appl. Mech. Tech. Phys. 1981. № 2. P. 206–211.
- 7. *Stepanyants Yu.A.* Experimental investigation of cylindrically diverging solitons in an electric lattice // Wave Motion. 1981. № 3. P. 335–341.

- Weidman P.D., Zakhem R. Cylindrical solitary waves // J. Fluid Mech. 1988. V. 191. P. 557–573.
- Johnson R.S. Ring waves on the surface of shear flows: a linear and nonlinear theory // J. Fluid. Mech. 1990. V. 215. P. 145–160.
- Степанянц Ю.А. О затухании солитонов внутренних волн из-за цилиндрической расходимости // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17. № 8. С. 886–888.
- 11. *Stanton T.R., Ostrovsky L.A.* Observations of highly nonlinear internal solitons over the continental shelf // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. № 14. P. 2695–2698.
- Gorshkov K.A., Ostrovsky L.A., Soustova I.A., Irisov V.G. Perturbation theory for kinks and application for multisoliton interactions in hydrodynamics // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 1–10.
- Grimshaw R., Pelinovsky E., Talipova T. Solitary wave transformation in a medium with sign-variable quadratic nonlinearity and cubic nonlinearity // Physica D. 1999. V. 132. P. 40–62.
- Grimshaw R., Pelinovsky E., Talipova T. Modelling Internal Solitary Waves in the Coastal Ocean // Surv. Geophys. 2007. V. 28. P. 273–287.
- Nakoulima O., Zahybo N., Pelynovsky E., Talipova T., Slunyaev A., Kurkin. Analytical and numerical studies of the variable-coefficient Gardner equation // Appl. Math. Comput. 2004. V. 152. P. 449–471.
- Полухина О.Е., Самарина Н.М. Цилиндрическая расходимость уединенных внутренних волн в рамках обобщенного уравнения Гарднера // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43.№ 6. С. 818–825.
- Amick C.J., Turner R.E.L. A global theory of internal solitary in two-fluid system // Trans. Am. Math. Soc. 1986. V. 298. P. 431–484.
- Vlasenko V.I., Brandt P., Rubino A. On the structure of large-amplitude internal solitary waves // J. Phys. Oceanogr. 2000. V. 30. P. 2172–2185.
- Khusnutdinova K.R., Zhang X. Long ring waves in stratified fluid over a shear flow // J. Fluid Mech. 2016. V. 79. P. 27–44.
- 20. *Khusnutdinova K.R., Zhang X.* Nonlinear ring waves in two-layer fluid // Physica D. 2016. V. 333. P. 208–220.
- 21. Горшков К.А., Соустова И.А., Взаимодействие солитонов как составных структур в модели Гарднера // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. V. XLIV. № 5. С. 502–510.
- Горшков К.А., Соустова И.А., Ермошкин А.В., Зайцева Н.В. Эволюция составного солитона уравнения Гарднера с переменными коэффициентами // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. XLV. № 5. С. 324–337.
- Горшков К.А., Соустова И.А., Ермошкин А.В., Зайцева Н.В. О приближенном описании неквазистационарной эволюции солитонов внутренних волн, близких к предельным, в рамках уравнения Гарднера с переменными коэффициентами // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2013. Т. 6. № 3. С. 54–62.

2021

- Горшков К.А., Соустова И.А., Ермошкин А.В. Структура поля квазисолитона при приближении к критической точке // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 10. С. 821–828.
- Grimshaw R., Pelinovsky E., Talipova T., Kurkin A. Simulation of the transformation of internal solitarywaves on oceanic shelves // J. Physic. Oceanogr. 2004. V. 34. P. 2774–2791.
- Holloway P., Pelinovsky E., Talipova T. A Generalized-Korteweg – de Vries Model of Internal Tide Transformation in the Coastal Zone // J. Geophys. Res. 1999.
- 27. Серебряный А.Н. Проявление свойств солитонов во внутренних волнах на шельфе // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 2. С. 244–252 // Bound. Lay. Meteor. 2006. Spec. Iss. 56 p.

- 28. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. Горячие точки" в поле внутренних волн в океане // Акустический журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 410–436.
- 29. *Grimshaw R*. Initial conditions for the cylindrical Korteweg-de Vries equation // Stud. Appl. Math. 2019. P. 1–16.
- Apel J.R., Ostrovsky L.A., Stepanyants Yu.A., Lynch J.F. Internal solitons in the ocean and their effect on underwater sound // J. Acoust. Soc. Am. 2007. № 2. P. 695– 722.
- Mou J.N., Farmer D.M., Smyth W.D., Armi L., Vagley S. Structure and generation of turbulence at interfaces strained by internal solitary waves propagating shoreward over the continental shelf // J. Phys. Oceanogr. 2003. V. 33. P. 2093–2112.

Dynamics of Non-Stationary Cylindrical Internal Solitary Waves

K. A. Gorshkov¹, L. A. Ostrovsky¹, and I. A. Soustova^{1, *}

¹Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Ulyanov str., 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia *e-mail: soustovai@mail.ru

An approximate analytical description of the nonstationary evolution of cylindrical nonlinear solitary waves with a complex structure is given. A modified Gardner equation with a boundary condition in the form of a "wide" soliton close to the limiting one is analyzed. The analysis performed shows a qualitative difference in the behavior of converging and diverging waves, as well as a difference from the quasi-stationary dynamics of cylindrical solitons.

Keywords: internal waves, solitons, kinks, cylindrical convergence, divergence

УДК 551.468;551.466

О РОЛИ ВЗРЫВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТРЕХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ОБРАЗОВАНИЯ БРЫЗГ ПРИ СИЛЬНЫХ ВЕТРАХ

© 2021 г. Д. С. Козлов^{а, *}, Ю. И. Троицкая^а

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия *e-mail: kozlov.dms@gmail.com Поступила в редакцию 06.08.2020 г.

После доработки 21.10.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию гидродинамической неустойчивости границы раздела воды и воздуха, следствием развития которой может стать дробление по типу "парашют", являющееся одним из основных источников брызг при ураганном ветре. Предложена гипотеза о том, что формирование начальных возвышений водной поверхности, которые подвергаются дроблению, обусловлено гидродинамической неустойчивостью возмущений ветрового дрейфового течения в воде. Рассмотрена слабонелинейная стадия неустойчивости в форме резонансного трехволнового взаимодействия. Установлено, что нелинейное резонансное взаимодействие триплета возмущений ветрового дрейфа, из которых одна волна направлена вдоль потока, а две другие — под углом к нему, приводит к взрывному росту амплитуд. В рамках кусочно-непрерывной модели профиля дрейфового течения найдены характерные временные и пространственные масштабы возмущений и показано, что их характерные зависимости от динамической скорости ветра согласуются с полученными ранее экспериментальными данными.

Ключевые слова: морские брызги, штормовой ветер, дрейфовое течение **DOI:** 10.31857/S0002351521020085

1. ВВЕДЕНИЕ

Морские брызги являются неотъемлемым элементом приводного слоя атмосферы при сильном и ураганном ветре. Взвешенные в воздухе капли участвуют в обмене влагой, теплом и импульсом с атмосферой, тем самым изменяя общий поток, поступающий из океана. Однако количественные оценки влияния капель на потоки, поступающие из океана в атмосферу, представляют значительную проблему, в виду неопределенности статистических характеристик капель [1]. Так, функция генерации брызг, определяющая количество капель, инжектируемых с поверхности воды в воздушный поток в единицу времени с единицы площади, у разных авторов имеет разброс до 6 порядков [2]. Причинами такой неопределенности являются непреодолимые сложности при натурных измерениях и слабая изученность механизмов генерации брызг. В последнее время в [3, 4] на основе лабораторных экспериментов было показано, что при ураганных скоростях ветра основным механизмом образования брызг является дробление по типу "парашют". Количественные оценки потоков импульса и тепла, представленные в [5], показывают, что учет брызг, генерируе-

мых "парашютами", приводит к немонотонной зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления поверхности океана от скорости ветра и увеличению потока энтальпии, поступающего в атмосферу. Однако остается открытым вопрос о переносе статистики "парашютов", полученной в результате лабораторного моделирования, на натурные условия. Главным отличием натурных и лабораторных условий является ветровой разгон. В [4] учет разгона был осуществлен путем перехода к ветро-волновому числу Рейнольдса, $\operatorname{Re}_{B} = u_{*}^{2} / \omega_{p} v$, введенному в [6], где u_{*} – динамическая скорость в воздухе, ω_n – частота пика волн в спектре поверхностного волнения, V - кинематическая вязкость воздуха. В связи с трудностями проведения натурных экспериментов при штормовых условиях, нет возможности проверить эту гипотезу на практике. Для пересчета лабораторных данных необходимо ввести критерии подобия, выбор которых может быть основан на теоретических представлениях о механизме генерации брызг по типу "парашют".

К настоящему времени хорошо изучено дробление по типу "парашют" капель и струй в поперечных потоках [7–10]. Критерий подобия, который определяет режим такого процесса, – число

Вебера, $We = \frac{\rho_a U^2 D}{\rho_w \sigma}$, где $\rho_a, \rho_w -$ плотности возду-

ха и воды, U - скорость набегающего потока, D размер объекта дробления, σ – коэффициент поверхностного натяжения. В случае дробления капель или струй размер объекта – величина очевидная. В случае дробления поверхности воды под действием ветра этим размером может стать масштаб начального возмущения, дальнейшее развитие которого приведет к формированию "парашюта". Идея, лежащая на поверхности, состоит в том, что этот масштаб можно оценить, как длину волны возмущения, развивающегося на поверхности воды под действием воздушного потока за счет линейной гидродинамической неустойчивости. В случае коротких волн, динамика которых определяется балансом сил капиллярного и гидродинамического давления, этот масштаб имеет поря-

док σ/U^2 (см. [8]). Однако такая зависимость противоречит эксперименту [4, 11], в котором наблюдалась более медленная зависимость размеров "парашютов" от скорости воздушного потока.

В настоящей работе рассматривается нелинейная стадия развития возмущений на потоке и получены оценки масштабов возникающий при этом возмущений. Предложена гипотеза о том, что формирование возвышений поверхности воды, из которых в дальнейшем образуются "парашюты", связано с неустойчивостью ветрового дрейфового течения, обусловленной нелинейным резонансным взаимодействием триплета волн, одна из которых распространяется вдоль потока, а две другие под одинаковым углом по обе стороны от основного течения (см. рис. 2).

При слабонелинейном взаимодействии резонансных триплетов происходит либо обмен энергией между гармониками, либо, если взаимодействие происходит в активной среде, может наблюдаться взрывной рост [12—14].

Резонансное трехволновое взаимодействие собственных волн также исследовалось в гидродинамике [15], в том числе в присутствии средних течений. При этом в работах [16–18] было показано, что в присутствии внешнего потока трехволновое взаимодействие может приводить к взрывной неустойчивости. В [18] взрывной рост амплитуд объяснялся присутствием в системе волн с разным знаком энергии [19]. В то же время для течения в пограничном слое, рассмотренном в [16, 17], существовали волны только одного знака энергии, а усиление всех трех волн происходило за счет энергии основного потока, которая передавалась возмущениям внутри критического слоя.

В настоящей работе для моделирования турбулентного дрейфового течения использовался кусочно-непрерывный профиль скорости, который учитывает резкое изменение скорости дрейфового течения в вязком подслое и его слабое изменение в турбулентном слое, где профиль скорости логарифмический. Для описания турбулентного переноса использовалась градиентная аппроксимация турбулентных напряжений с коэффициентом эффективной вязкости, $V_{3\phi} = V_w + V_t$, где V_w – кинематическая вязкость воды, а V_t – турбулентная вязкость. В данном исследовании используется упрощенная кусочно-постоянная модель эффективной вязкости, в вязком подслое $V_{3\phi} = V_w$, а в области турбулентного течения $V_{3\phi}$ постоянная величина много большая V_w .

Данная работа имеет следующую структуру. В разделе 2 для полного профиля скорости получено дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся под произвольным углом к потоку. В параграфе 3 показана возможность выполнения трехволнового синхронизма для волн на скачке завихренности в воде, и установлено, что ветровой поток не оказывает существенного влияния на выбранную моду. Раздел 4 посвящен выводу трехволновых уравнений с учетом взаимодействия внутри критического слоя, нелинейности уравнений движения и кинематических граничных условий. В разделе 5 представлено сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных о дроблении по типу "парашют", полученных в [4].

2. ЛИНЕЙНОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СИСТЕМЕ ВЕТРОВОГО И ДРЕЙФОВОГО ТЕЧЕНИЙ

Рассмотрим ветровой поток над поверхностью воды и вызванное им дрейфовое течение в воде. Профиль скорости в воздухе, который представляет собой турбулентный пограничный слой, состоит из нескольких участков: вязкого подслоя, где скорость меняется линейно, переходного слоя и турбулентной области, где скорость меняется по логарифмическому закону. Дрейфовое течение в воде имеет аналогичную структуру. При этом динамические скорости воздушного потока, u_* , и ветрового дрейфового течения, u_{w^*} , связаны условием равенства касательных напряжений, $\tau = \rho_a u_a^2 = \rho_w u_{w^*}^{2}$.

В настоящей работе используется упрощенная модель профиля скорости (рис. 1) в виде кусочнонепрерывной функции (3), (4). Такой модельный профиль скорости учитывает резкое изменение скорости в вязком подслое и его слабое изменение в логарифмическом слое. В качестве характерной толщины слоев в воздухе и воде, δ_a и δ_w , выбирались толщины буферных слоев, вне которых течение считалось полностью турбулентным, а именно.

$$\delta_a = 20 - 30 v_a / u_*, \ \delta_w = 20 - 30 v_w / u_* \sqrt{\rho_w / \rho_a}, \ (1)$$

где $\rho_{w,a}$ – плотность воды и воздуха, u_* – динамическая скорость в воздухе, v_w – молекулярная вязкость воды. Скорости сдвига в воздухе и в воде, \overline{u}_a и \overline{u}_w , принимались равными (см. [20])

$$\overline{u}_a = 10 - 12u_*, \ \overline{u}_w = 10 - 12u_*\sqrt{\rho_a/\rho_w}.$$
 (2)

Используя δ_w , \bar{u}_w из (1), (2), перейдем от размерных переменных, обозначенных индексом "d", к безразмерным с индексом "nd":

$$\begin{aligned} v_d &= \overline{u}_w v_{nd}, \quad \omega_d = \overline{u}_w / \delta_w \, \omega_{nd}, \quad \lambda = \rho_a / \rho_w, \\ p_d &= \rho_w \overline{u}_w^2 p_{nd}, \quad k_d = 1 / \delta_w \, k_{nd}, \quad \mu = v_a / v_w, \end{aligned}$$

где $\lambda \ll 1, \mu \gg 1, \sqrt{\lambda}\mu \sim 1$.

Определим модельный профиль скорости в безразмерных переменных в воздухе как

$$\overline{u}_{a}(z) = \begin{cases} 1/\sqrt{\lambda}, & z \ge \sqrt{\lambda}\mu\\ z/(\lambda\mu), & 0 \le z \le \sqrt{\lambda}\mu \end{cases},$$
(3)

и в воде

$$\overline{u}_{w}(z) = \begin{cases} z, & -1 \le z \le 0\\ -1, & z \le -1 \end{cases}.$$
 (4)

Здесь и далее компоненты скорости вдоль направлений $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ обозначаются как u, v, w, а индекс "nd" опущен.

Прежде всего исследуем собственные волны рассматриваемой системы в рамках модели идеальной несжимаемой жидкости, когда ее движение в воздухе и воде описывается безразмерным уравнением Эйлера

$$\partial_t \vec{V}_{a,w} + \left(\vec{V}_{a,w}, \nabla\right) \vec{V}_{a,w} + \frac{1}{\hat{\rho}_{a,w}} \nabla p_{a,w} = -G\vec{z}_0, \qquad (5)$$

где $G = \frac{g\delta_w}{\overline{u}_w^2}$ – безразмерное ускорение свободного падения, $\hat{\rho}_w = 1$, $\hat{\rho}_a = \lambda$, и условием несжимае-

мости

$$\operatorname{div}\vec{V}_{a,w} = 0. \tag{6}$$

При этом на границе раздела слоев выполняются динамические граничные условия, а именно, непрерывность нормальных напряжений:

$$p|_{z=\sqrt{\lambda}\mu+\eta_{a}+0} - p|_{z=\sqrt{\lambda}\mu+\eta_{a}-0} = 0,$$

$$p|_{z=\eta_{0}+0} - p|_{z=\eta_{0}-0} - \Sigma\Delta_{\perp}\eta_{0} = 0,$$

$$p|_{z=-1+\eta_{w}+0} - p|_{z=-1+\eta_{w}-0} = 0.$$
(7)

Поскольку рассматриваются короткие волны, то в условии непрерывности нормального напря-





Рис. 1. Конфигурация основного течения.



Рис. 2. Схема расположения волновых векторов в триплете волн.

жения учитывается капиллярное давление. Здесь

 $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \ \Sigma = \frac{\sigma}{\overline{u}_w^2 \delta_w} -$ безразмерный коэффициент поверхностного натяжения, η_a, η_0, η_w – смещения границ раздела слоев при $z = \sqrt{\lambda \mu}, 0, -1$. Также на границе раздела слоев выполняются кинематические граничные условия:

$$\begin{aligned} \left(\partial_{t}\eta_{a} + (\vec{V}_{a_{\perp}}, \nabla_{\perp})\eta_{a} - V_{a_{z}}\right)\Big|_{z=\sqrt{\lambda}\mu+\eta_{a}\pm 0} &= 0, \\ \left(\partial_{t}\eta_{0} + (\vec{V}_{a,w_{\perp}}, \nabla_{\perp})\eta_{0} - V_{a,w_{z}}\right)\Big|_{z=\eta_{0}\pm 0} &= 0, \\ \left(\partial_{t}\eta_{w} + (\vec{V}_{w_{\perp}}, \nabla_{\perp})\eta_{w} - V_{w_{z}}\right)\Big|_{z=-1+\eta_{w}\pm 0} &= 0. \end{aligned}$$
(8)

Представим поле скорости в виде основного течения $\overline{u}_{aw} \vec{x}_0$ и возмущения \vec{v}_{aw}

$$\vec{V}_{a,w} = \vec{u}_{a,w}\vec{x}_0 + \vec{v}_{a,w},\tag{9}$$

которое убывает при удалении от границы

$$\left. \vec{v}_{a,w} \right|_{z \to \pm \infty} \to 0. \tag{10}$$

том 57 № 2 2021 Будем считать, что возмущение основного потока мало и имеет амплитуду порядка ε , где $\varepsilon \ll 1$. Тогда, используя метод многих масштабов, будем искать решение (5) с подстановкой (9) в виде разложения по степеням ε

$$\boldsymbol{\mathcal{Q}}(\vec{r},t) = \varepsilon \boldsymbol{\mathcal{Q}}^{(1)}(\vec{r},t,\varepsilon t,\ldots) + \\ + \varepsilon^2 \boldsymbol{\mathcal{Q}}^{(2)}(\vec{r},t,\varepsilon t,\ldots) + \ldots + \kappa.c.,'$$

где $\boldsymbol{Q} = (u_{a,w}, v_{a,w}, w_{a,w}, p_{a,w}, \eta_{a,0,w}).$

В нулевом порядке по є из (5) следует, что $p_a^{(0)}(z) = -\lambda G z; p_w^{(0)}(z) = -G z.$

Решение задачи в линейном приближении дает дисперсионное соотношение и структуру полей свободных собственных мод системы. Рассмотрим возмущение основного течения в виде свободной гармонической волны, т.е.

$$\boldsymbol{Q}_{j}^{(1)} \propto \exp\left(-i\omega_{j}t + ik_{jx}x + ik_{jy}y\right). \tag{11}$$

Перейдем к системе координат, в которой направление оси абсцисс \vec{x}_j совпадает с направлением распространения волны (например, \vec{x}_1 на рис. 2) с помощью следующего преобразования

$$k_{j}x_{j} = k_{jx}x + k_{jy}y, \quad k_{j}y_{j} = \mp k_{jy}x + k_{jx}y,$$
 (12)

где $k_{jx} = k_j \cos \alpha_j$, $k_{jy} = k_j \sin \alpha_j$, α_j — угол между направлением распространения *j*-ой волны и основным потоком. В этой системе координат волна не зависит от поперечной координаты y_j . Компоненты возмущения скорости вдоль x_j , y_j обозначим как $\hat{u}_i^{(1)}$, $\hat{v}_i^{(1)}$.

В первом порядке по є для возмущения (11) в системе координат (12) уравнения движения (5) с учетом (9) записываются как

$$-i(\omega_{j} - \overline{u}_{a,w}k_{j}\cos\alpha_{j})\hat{u}_{a,w_{j}}^{(1)} + w_{a,w_{j}}^{(1)}\cos\alpha_{j}\partial_{z}\overline{u}_{a,w} + + \frac{ik_{j}}{\rho_{a,w}}p_{a,w_{j}}^{(1)} = 0, \quad -i(\omega_{j} - \overline{u}_{a,w}k_{j}\cos\alpha_{j})\hat{v}_{a,w_{j}}^{(1)} - - w_{a,w_{j}}^{(1)}\sin\alpha_{j}\partial_{z}\overline{u}_{a,w} = 0, \quad -i(\omega_{j} - \overline{u}_{a,w}k_{j}\cos\alpha_{j})\times \times w_{a,w_{j}}^{(1)} + \frac{1}{\rho_{a,w}}\partial_{z}p_{a,w_{j}}^{(1)} = 0, \quad ik_{j}\hat{u}_{a,w_{j}}^{(1)} + \partial_{z}w_{a,w_{j}}^{(1)} = 0.$$
(13)

Линеаризованные граничные условия имеют вид: 1) динамические условия

$$p_{j}^{(1)}\Big|_{z=\sqrt{\lambda}\mu+0} - p_{j}^{(1)}\Big|_{z=\sqrt{\lambda}\mu-0} = 0,$$

$$p_{j}^{(1)}\Big|_{z=+0} - p_{j}^{(1)}\Big|_{z=-0} - \left(G(1-\lambda) + \Sigma k_{j}^{2}\right)\eta_{0j}^{(1)} = 0, \quad (14)$$

$$p_{j}^{(1)}\Big|_{z=-1+0} - p_{j}^{(1)}\Big|_{z=-1-0} = 0,$$

2) кинематические условия

$$\left(-i \left(\omega_j - \frac{1}{\sqrt{\lambda}} k_j \cos \alpha_j \right) \eta_{a_j}^{(1)} - w_j^{(1)} \right) \bigg|_{z = \sqrt{\lambda} \mu \pm 0} = 0,$$

$$\left(-i \omega_j \eta_j^{(1)} - w_j^{(1)} \right) \bigg|_{z = \pm 0} = 0,$$

$$\left(-i (\omega_j + k_j \cos \alpha_j) \eta_{w_j}^{(1)} - w_j^{(1)} \right) \bigg|_{z = -1 \pm 0} = 0.$$

$$(15)$$

Из системы (13) следует, что

$$\hat{u}_{a,w_j}^{(1)} = i/k_j \,\partial_z w_{a,w_j}^{(1)},\tag{16}$$

$$p_{a,w_j}^{(1)}(z) = \frac{i\rho_{a,w}}{k_j} \left[\frac{(\omega_j - \overline{u}(z)k_j\cos\alpha_j)}{k_j} \partial_z w_{a,w_j}^{(1)} + w_{a,w_j}^{(1)}\cos\alpha_j \partial_z \overline{u}(z) \right].$$
(17)

Из системы (13) легко получить, что возмущение вертикальной скорости $w_{a,w_j}^{(1)}$ в каждом из слоев удовлетворяет уравнению Гельмгольца, которое означает отсутствие возмущений завихренности внутри слоев с нулевой или постоянной невозмущенной завихреностью в идеальной жидкости:

$$\frac{d^2 w_{a,w_j}^{(1)}}{dz^2} - k_j^2 w_{a,w_j}^{(1)} = 0.$$
(18)

Из (18) и условия отсутствия возмущения на бесконечности (10) следует, что

 $\langle \cdot \rangle$

$$w_{a_{j}}^{(1)}(z) =$$

$$= \begin{cases} V_{2a-j}^{(1)}e^{-k_{j}(z-\sqrt{\lambda}\mu)}, & z \ge \sqrt{\lambda}\mu \\ V_{1a-j}^{(1)}e^{-k_{j}(z-\sqrt{\lambda}\mu)} + V_{1a+j}^{(1)}e^{k_{j}(z-\sqrt{\lambda}\mu)}, & 0 \le z \le \sqrt{\lambda}\mu \end{cases},$$

$$w_{w_{j}}^{(1)}(z) = \begin{cases} V_{1w-j}^{(1)}e^{-k_{j}(z+1)} + V_{1w+j}^{(1)}e^{k_{j}(z+1)}, & -1 \le z \le 0 \\ V_{2w+j}^{(1)}e^{k_{j}(z+1)}, & z \le -1 \end{cases}.$$
(20)

Используя (16)—(20), из граничных условий (14)— (15) получаем однородную систему алгебраических уравнений в виде

$$M_j(\boldsymbol{\omega}_j, \boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{\alpha}_j, \operatorname{Re}_t) \boldsymbol{X}_j^{(1)} = 0, \qquad (21)$$

(22)

где $X_j^{(1)^T} = (\eta_{a_j}^{(1)}, \eta_j^{(1)}, \eta_{w_j}^{(1)}, V_{2a-j}^{(1)}, V_{1a-j}^{(1)}, V_{1w-j}^{(1)}, V_{1w+j}^{(1)}, V_{2w+j}^{(1)})$, а $M_j(\omega_j, k_j, \alpha_j)$ — матрица размером 9 × 9. Из условия det $M_j = 0$ получаем дисперсионное соотношение в виде:

 $\mathcal{D}_{w}(\omega_{i},k_{i},\alpha_{i}) + \lambda \mathcal{D}_{a}(\omega_{i},k_{i},\alpha_{i}) = 0,$

где

$$\mathcal{D}_{w}(\omega_{j},k_{j},\alpha_{j}) =$$

$$= \omega_{j}^{2} \frac{\cos \alpha_{j} \cosh k_{j} - (\omega_{j} + k_{j} \cos \alpha_{j}) e^{k_{j}}}{\cos \alpha_{j} \sinh k_{j} - (\omega_{j} + k_{j} \cos \alpha_{j}) e^{k_{j}}} +$$

$$+ \omega_{j} \cos \alpha_{j} - (G + \Sigma k_{j}^{2}) k_{j},$$

$$\mathcal{D}_{a}(\omega_{j},k_{j},\alpha_{j}) = \omega_{j}^{2} \frac{\cos\alpha_{j}\cosh(k_{j}\sqrt{\lambda}\mu) + \sqrt{\lambda}\mu(\sqrt{\lambda}\omega_{j} - k_{j}\cos\alpha_{j})e^{k_{j}\sqrt{\lambda}\mu}}{\cos\alpha_{j}\sinh(k_{j}\sqrt{\lambda}\mu) + \sqrt{\lambda}\mu(\sqrt{\lambda}\omega_{j} - k_{j}\cos\alpha_{j})e^{k_{j}\sqrt{\lambda}\mu}} - \frac{1}{\mu\lambda}\omega_{j}\cos\alpha_{j} + Gk_{j}.$$

Поскольку (22) представляет собой уравнение 4-го порядка по ω_j , в системе существуют 4 моды (рис. 3), из которых две соответствуют гравитационно-капиллярным поверхностным волнам, модифицированным течением, и две — волнам на скачке завихренности в воздухе и воде.

3. УСЛОВИЕ РЕЗОНАНСНОГО СИНХРОНИЗМА ДЛЯ ТРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ ВЕТРОВОГО И ДРЕЙФОВОГО ТЕЧЕНИЙ

Исследуем возможность выполнения условий трехволнового синхронизма для триплета волн, изображенного на рис. 2. Косые волны пронумеруем как "1", "2", а продольной волне присвоим индекс "3" (для нее $\alpha_3 = 0$). Ограничим рассмотрение случаем, когда $\alpha_{1,2} = \pm \alpha$, $k_1 = k_2 = k$ и $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, тогда условие трехволнового резонанса примет вид

$$\operatorname{Re}\omega_3(k_3) = \operatorname{Re}2\omega(k), \quad k_3 = 2k\cos\alpha. \tag{23}$$

Численное решение дисперсионного уравнения (22) показывает, что при любом значении скорости трения в воздухе u_* условия (23) выполняются для целого диапазона углов α , причем в трехволновом синхронизме могут участвовать разные собственные моды (пример, рис. 4а, 46).

Заметим, что при резонансном трехволновом взаимодействии как волн на скачке завихренности (рис. 4a), так и гравитационно-капиллярных



Рис. 3. Дисперсионные кривые при $\alpha_j = 0$, $u_* = 1$ м/с, определяемые уравнением (22). Кривые *1*, *3* соответствуют гравитационно-капиллярным волнам, *2* – волне на скачке завихренности в дрейфовом течении, *4* – волне на скачке завихренности в воздушном течении.

(рис. 4б) существуют критические слои, причем для первого случая он лежит в воде в области $-1 \le z \le 0$, а для второго — в воздухе в области $0 \le z \le \sqrt{\lambda}\mu$. Согласно [16], [17], в критическом слое может происходить нелинейная передача энергии от основного течения возмущениям, следствием которой может стать взрывной рост амплитуд возмущений. Как показано в [17], интенсивность этого взаимодействия обратно пропорциональна коэффициенту кинематической вязкости. Так как $v_w \ll v_a$, то можно ожидать наиболее быстрого роста возмущений моды на скачке завихренности дрейфового течения. В связи с этим в настоящем исследовании основное внимание уделяется изучению резонансного взаимодействия триплета именно этой моды (рис. 4а).



Рис. 4. Дисперсионные кривые для продольной (сплошные линии) и косых волн (пунктирные линии) для полного профиля скорости (22). На панели (а) показан пример выполнения условий (23) для волн на скачке завихренности в дрейфовом течении (при $\alpha = 65^\circ, u_* = 1 \text{ м/c}$), на панели (б) – для гравитационно-капиллярных волн (при $\alpha = 40^\circ, u_* = 1 \text{ м/c}$).

2021

 \mathbb{N}_{2}

Важно отметить, что аэродинамическое давление на поверхности воды оказывает слабое влияние на рассматриваемую моду. Действительно, учет воздушного потока приводит к появлению в дисперсионном соотношении (22) малых слагае-

мых $\left(\propto \lambda, \frac{V_w}{V_a} \right)$, поэтому в дальнейших рассуждениях ветровой поток не учитывался, и течение

считалось двухслойным с профилем скорости (4). Отметим, что в [21] была исследована устойчивость горизонтального подповерхностного течения воды с кусочно-непрерывным профилем скорости по отношению к гармоническим возмущениям, распространяющимся параллельно потоку. Было показано, что в линейном приближении возмущения оказываются устойчивыми, в то время как учет второго порядка приводит к взрывной неустойчивости гравитационно-капиллярных волн вследствие резонансного взаимодействия волн с разным знаком энергии.

В настоящей работе рассмотрена более универсальная модель течения воды, в которой принималось во внимание влияние вязкости. Вне вязкого подслоя учитывались турбулентные напряжения с помощью введения эффективной вязкости, $v_{э\phi} = v_w + v_t$, где v_w – кинематическая вязкость воды, а v_t – турбулентная вязкость. В связи с резким отличием v_w от v_t в вязком подслое и области турбулентного течения, использовалась упрощенная кусочно-постоянная модель эффективной вязкости:

$$\mathbf{v}_{\ni \Phi}(z) = \begin{cases} \mathbf{v}_{w}, & -1 \leq z \leq 0\\ \mathbf{v}_{t}, & -\infty \leq z \leq -1 \end{cases},$$

где V_w , V_t — молекулярная и турбулентная вязкость воды, причем $V_w \ll V_t$. В безразмерных переменных $\operatorname{Re}_w = \frac{\overline{u}_w \delta_w}{V_w}$, $\operatorname{Re}_t = \frac{\overline{u}_w \delta_w}{V_t}$ и $\operatorname{Re}_w \gg \operatorname{Re}_t \gg 1$.

При $\text{Re}_{w} \ge 1$ в области $-1 \le z \le 0$ решение невязкой задачи справедливо всюду, кроме трех слоев, два из которых расположены при z = 0, z = -1 и имеют масштаб $\delta_{\text{Re}_{w}} = O((k\text{Re}_{w})^{-1/2})$, а третий при $z = z_{c}$, где скорость основного потока, $\overline{u}(z_{c})$, равна фазовой скорости возмущения, $c = \omega/k$, имеет размер $\delta_{c} = O((k\text{Re}_{w})^{-1/3})$. Оценки, представленные в приложении, показывают, что учет конечного значения величины Re_{w} в окрест-

ности z = 0 приводит к появлению добавочной скорости, имеющей порядок $O(\text{Re}_w^{-1})$. На границе двух вязких жидкостей при z = -1 должно выполняться условие прилипания и равенства касательных напряжений, однако при $\text{Re}_w \ge \text{Re}_t^2$ касательным напряжением в верхнем слое можно пренебречь (см. приложение). Таким образом, при $\text{Re}_w \ge \text{Re}_t^2 \ge 1$ вязкость в верхней области необходимо учитывать только в критическом слое, а вне него жидкость можно считать невязкой.

В новой постановке задачи течение в нижней области описывается уравнением Навье–Стокса, а в верхней области по-прежнему справедливо уравнение Эйлера (индекс "w" в дальнейшем опущен)

$$\partial_t \vec{V} + (\vec{V}, \nabla) \vec{V} + \nabla p = -G\vec{z}_0, \qquad -1 \le z \le 0$$

$$\partial_t \vec{V} + (\vec{V}, \nabla) \vec{V} + \nabla p = \operatorname{Re}_t^{-1} \Delta \vec{V} - G\vec{z}_0, \quad z \le -1 \quad (24)$$

где $\vec{V} = \vec{u} \, \vec{x}_0 + \vec{v}$. Кроме того, поскольку нижний слой теперь вязкий, появляется дополнительное граничное условие при $z = -1 + \eta_w$ непрерывности касательного напряжения, и в уравнении непрерывности нормального напряжения возникает добавочное слагаемое. В результате динамические граничные условия для двуслойной жидкости, одна из которых вязкая, имеют вид:

$$p|_{z=\eta} + \Sigma \Delta_{\perp} \eta = 0, \quad p|_{z=-1+\eta_w+0} - \left(p - 2\operatorname{Re}_t^{-1} \frac{\partial w}{\partial z}\right)|_{z=-1+\eta_w-0} = 0, \quad (25)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)\Big|_{z=-1+\eta_w=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)\Big|_{z=-1+\eta_w=0} = 0.$$

Кинематические граничные условия остаются без изменений

$$\begin{array}{l} \left(\partial_{t}\eta_{0} + (\vec{V}_{\perp}, \nabla_{\perp})\eta_{0} - \vec{V}_{z}\right)\Big|_{z=\eta_{0}-0} = 0, \\ \left(\partial_{t}\eta_{w} + (\vec{V}_{\perp}, \nabla_{\perp})\eta_{w} - \vec{V}_{z}\right)\Big|_{z=-1+\eta_{w}\pm 0} = 0. \end{array}$$
(26)

Как и при рассмотрении полного профиля скорости, решая линеаризованную задачу, все переменные можно выразить через смещения $\eta_{0_j}^{(1)}$, $\eta_{w_j}^{(1)}$ и возмущение вертикальной скорости $w_j^{(1)}$, однако, поскольку течение в нижней области вязкое, $w_j^{(1)}$ при $-\infty \le z \le -1$ вместо (16) должно удовлетворять уравнению Орра—Зоммерфельда. В результате

$$\frac{d^2 w_j^{(1)}}{dz^2} - k_j^2 w_j^{(1)} = 0, \qquad -1 \le z \le 0$$

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - k_j^2 + i \operatorname{Re}_t \left(\omega_j + k_j \cos \alpha_j\right)\right] \left(\frac{d^2 w_j^{(1)}}{dz^2} - k_j^2 w_j^{(1)}\right) = 0, \ -\infty \le z \le -1$$
(27)

204

Из (27) и отсутствия возмущений на бесконечности следует, что

$$w_{j}^{(1)}(z) = \begin{cases} V_{1-j}^{(1)}e^{-k_{j}(z+1)} + V_{1+j}^{(1)}e^{k_{j}(z+1)}, & -1 \le z \le 0\\ V_{2+j}^{(1)}e^{k_{j}(z+1)} + V_{2\beta_{j}}^{(1)}e^{k_{j}\beta_{j}(z+1)}, & -\infty \le z \le -1 \end{cases}, (28)$$

rge $\beta_{j} = \sqrt{1 - \frac{i\operatorname{Re}_{t}(\omega_{j} + k_{j}\cos\alpha_{j})}{k_{j}^{2}}}.$

Проводя выкладки, аналогичные представленным в параграфе 2, получаем однородную систему алгебраических уравнений в виде

$$L_j(\boldsymbol{\omega}_j, \boldsymbol{k}_j, \boldsymbol{\alpha}_j, \operatorname{Re}_t) \boldsymbol{X}_j^{(1)} = 0, \qquad (29)$$

где $X_j^{(1)^T} = (\eta_{0_j}^{(1)}, \eta_{w_j}^{(1)}, V_{1-j}^{(1)}, V_{1+j}^{(1)}, V_{2+j}^{(1)}, V_{2\beta_j}^{(1)})$, а $L_j(\omega_j, k_j, \alpha_j, \text{Re}_t)$ – матрица размером 6 × 6. Из условия равенства нулю определителя L_j находим дисперсионное соотношение, которое при $\text{Re}_t \ge 1$ можно разложить в ряд Тейлора, и тогда оно примет вид:

$$\mathcal{D}_{w}(\omega_{j},k_{j},\alpha_{j}) + \operatorname{Re}_{t}^{-1}\mathcal{D}_{1}(\omega_{j},k_{j},\alpha_{j},\operatorname{Re}_{t}) = 0, \quad (30)$$

где $\mathcal{D}_w(\omega_j, k_j, \alpha_j)$ определено в (22). Численное решение дисперсионного уравнения (30) показывает, что, как в случае (22), при любом значении скорости трения в воздухе u_* условия (23) выполняются для целого диапазона углов α . Пример выполнения условий трехволнового синхронизма показан на рис. 5.

4. ТРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С УЧЕТОМ НЕЛИНЕЙНОСТИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ И ВЯЗКОСТИ В КРИТИЧЕСКОМ СЛОЕ

Для получения системы трехволнового взаимодействия в уравнениях движения (24) и граничных условиях (25)–(26) необходимо сохранить слагаемые второго порядка малости. Кроме того, в порядке ε^2 появляется вихревая составляющая скорости, обусловленная нелинейностью. В итоге возмущение вертикальной скорости во втором приближении определим, как

$$w_{j}(\vec{r},t) = \left\{ \epsilon A_{j}(\epsilon t) w_{j}^{(1)}(z) + \epsilon^{2} \left(w_{j}^{(2)}(z) + W_{j}(z) \right) \right\} \times$$

$$\times \exp[-i\omega_{ir}t + ik_{i}x_{i} - \omega_{ii}t],$$
(31)

где $\omega_{j_r} = \text{Re}(\omega_j), \, \omega_{j_i} = Im(\omega_j), \, a$ слагаемое с $W_j(z)$ есть частное решение неоднородных уравнений движения второго порядка, отличное от нуля в области $-1 \le z \le 0$. Заметим, что во втором приближении $w_j^{(2)}, W_j$ не зависят от времени, а вид функ-



Рис. 5. Дисперсионные кривые для дрейфового течения (30): сплошные кривые соответствуют продольной волне, пунктирные кривые – косой волне. Резонансные частоты и волновые числа: $k = k_3 = 1.2$, $\omega = -0.41 - 0.06i$, $\omega_3 = -0.82 - 0.07i$. Внешние параметры: $u^* = 1.1$ м/с, $\delta_w = 0.8$ мм, $v_w = 0.01$ см/с, $v_t = 12v_w$, $\alpha = 60^\circ$.

ции $w_j^{(2)}$ совпадает с $w_j^{(1)}$ (формула (28)). Речь о том, как определить $W_i(z)$, пойдет ниже.

Запишем граничные условия в системе координат (10) во втором порядке малости:

1) динамические условия

$$p_{j}^{(2)}\Big|_{z=0} + (G + \Sigma k_{j}^{2})\eta_{j}^{(2)} = -\left\langle \eta^{(1)}\partial_{z} p^{(1)}\Big|_{z=0} \right\rangle_{j},$$

$$p_{j}^{(2)}\Big|_{z=-1+0} - \left(p_{j}^{(2)} - 2\operatorname{Re}_{t}^{-1}\frac{\partial w_{j}^{(2)}}{\partial z}\right)\Big|_{z=-1-0} =$$

$$= -\left\langle \eta_{w}^{(1)}\partial_{z} \left(p^{(1)}\Big|_{z=1+0} - \left(p^{(1)} - 2\operatorname{Re}_{t}^{-1}\partial_{z}w^{(1)}\right)\Big|_{z=1-0}\right)\right\rangle_{j},$$

$$\left(\partial_{z}u_{j}^{(1)} + ik_{j}w_{j}^{(1)}\right)\Big|_{z=-1-0} =$$

$$= -\left\langle \left(\partial_{z}^{2}u^{(1)} + ik\partial_{z}w^{(1)}\right)\eta_{w}^{(1)}\right\rangle_{j}\Big|_{z=-1-0},$$
(32)

где $\langle ... \rangle_j$ — умножение на $\exp[-ik_j x_j + i\omega_j t]$ и усреднение.

2) кинематические условия

2021

№ 2

$$\left(-i\omega_{j}\eta_{j}^{(2)} - w_{j}^{(2)}\right)\Big|_{z=-0} = -\eta_{j}^{(1)}\partial_{\tau}A_{j}(\tau) + W_{j}(0) + + \left\langle \eta^{(1)}\partial_{z}w^{(1)} - (\vec{v}_{\perp}^{(1)}, \nabla_{\perp})\eta^{(1)}\right\rangle_{j}\Big|_{z=-0}, \left(-i(\omega_{j} + k_{j}\cos\alpha_{j})\eta_{w_{j}}^{(2)} - w_{j}^{(2)}\right)\Big|_{z=-1+0} = = -\eta_{w_{j}}^{(1)}\partial_{\tau}A_{j}(\tau) + W_{j}(-1) + + \left\langle \eta^{(1)}\partial_{z}w^{(1)} - (\vec{v}_{\perp}^{(1)}, \nabla_{\perp})\eta^{(1)}\right\rangle_{j}\Big|_{z=-1+0}, \left(-i(\omega_{j} + k_{j}\cos\alpha_{j})\eta_{w_{j}}^{(2)} - w_{j}^{(2)}\right)\Big|_{z=-1-0} = = -\eta_{w_{j}}^{(1)}\partial_{\tau}A_{j}(\tau) + \left\langle \eta^{(1)}\partial_{z}w^{(1)} - (\vec{v}_{\perp}^{(1)}, \nabla_{\perp})\eta^{(1)}\right\rangle_{j}\Big|_{z=-1-0}.$$

Из уравнений движения (22) и условия несжимаемости во втором порядке находим, что

$$u_{j}^{(2)} = i/k_{j} \partial_{z} w_{j}^{(2)}, \qquad (34)$$

$$p_{j}^{(2)}(z) = \begin{cases} \frac{i}{k_{j}} \left(\left[\frac{(\omega_{j} - k_{j} z \cos \alpha_{j})}{k_{j}} \partial_{z} w_{j}^{(2)} + w_{j}^{(2)} \cos \alpha_{j} \right] + \frac{\omega_{j} - k_{j} \cos \alpha_{j}}{k_{j}} \partial_{z} W_{j} + W_{j} \cos \alpha_{j} + u_{j}^{(1)} \partial_{\tau} A_{j}(\tau) + \left\langle (\vec{v}^{(1)}, \nabla) (\vec{v}_{\perp}^{(1)}, \vec{x}_{j}) \right\rangle_{j}, \quad -1 \le z \le 0, \\ \frac{i}{k_{j}^{2}} \left[(\omega_{j} + k_{j} \cos \alpha_{j}) \partial_{z} w_{j}^{(2)} - \frac{i}{\text{Re}_{t}} \left(\frac{\partial^{3} w_{j}^{(2)}}{\partial z^{3}} - k_{j}^{2} \partial_{z} w_{j}^{(2)} \right) \right] + u_{j}^{(1)} \partial_{\tau} A_{j}(\tau) + \\ + \left\langle (\vec{v}^{(1)}, \nabla) (\vec{v}_{\perp}^{(1)}, \vec{x}_{j}) \right\rangle_{j}, \quad -\infty \le z \le -1. \end{cases}$$

Используя (34)—(35), из граничных условий (32)— (33) для *j*-ой волны получаем неоднородную систему уравнений в виде

$$L_{j}\left(\boldsymbol{\omega}_{j},\boldsymbol{k}_{j},\boldsymbol{\alpha}_{j},\operatorname{Re}_{t}\right)\boldsymbol{X}_{j}^{(2)}=\partial_{\tau}A_{j}\left(\tau\right)\boldsymbol{b}_{\tau_{j}}+\boldsymbol{b}_{nl_{j}}+\boldsymbol{b}_{w_{j}},$$
(36)

где L_j та же матрица, что была в линейном приближении и det $L_j = \mathcal{D}_w(\omega_j, k_j, \alpha_j) + \operatorname{Re}_t^{-1} \mathcal{D}_1(\omega_j, k_j, \alpha_j, \operatorname{Re}_t) = 0$, $X_j^{(2)}$ совпадет с $X_j^{(1)}$ с точностью до замены индексов 2 \rightarrow 1. Первое слагаемое в правой части (36) отвечает за медленное изменение амплитуды *j*-ой волны, второе – за нелинейность граничных условий, третье – за появление вихревой скорости W_j .

Поскольку ω_j , k_j удовлетворяют дисперсионному соотношению для разрешимости системы (36), для каждой из волн правая часть должна быть ортогональна собственному вектору, u_j , соответствующей сопряженной однородной задачи. Таким образом, получаем:

$$(\boldsymbol{b}_{w_j}, \boldsymbol{u}_j) + \partial_{\tau} A_j(\tau) (\boldsymbol{b}_{\tau_j}, \boldsymbol{u}_j) + (\boldsymbol{b}_{nl_j}, \boldsymbol{u}_j) = 0.$$
 (37)

Для определения коэффициентов, входящих в уравнение (37), необходимо использовать решение линейной задачи $X_j^{(1)}$. Так как столбец $X_j^{(1)}$ определен с точностью до множителя, без ограничения общности рассмотрим такую норму $X_j^{(1)}$, что $w_j^{(1)}(0) = 1$. Собственный вектор u_j нормируем так, что первая компонента равна 1. В этом случае выражение для первого слагаемого (35) примет вид

$$\left(\boldsymbol{b}_{w_{j}},\boldsymbol{u}_{j}\right) = i \frac{\omega_{j}}{k_{j}^{2}} \int_{-1}^{0} \left(W_{j}^{"} - W_{j}\right) w_{j}^{(1)}(z) dz.$$
(38)

Перейдем к вопросу определения $W_j(z)$. Величину $W_j(z)$ можно попытаться найти из уравне-

^

ний движения в невязком пределе, тогда получим, что

$$\begin{pmatrix} W_j'' - k_j^2 W_j \end{pmatrix} = = i \frac{\left\langle k_j^2 \left(\vec{v}^{(1)}, \nabla w^{(1)} \right) + i k_j \partial_z \left(\vec{v}^{(1)}, \nabla \left(\vec{v}_{\perp}^{(1)}, \vec{x}_j \right) \right) \right\rangle_j}{\left(\omega_j - \overline{u} \left(z \right) k_j \cos \alpha_j \right)} .$$

$$(39)$$

В этом случае при $\text{Re}_t \gg \text{Re}_w \gg 1$ для каждой из волн интеграл (38) будет иметь полюс высокого порядка в критическом слое при $z = z_c$, который оказывается общим для всех волн. Для устранения особенности необходимо учитывать вязкость в критическом слое $z_c - \delta_c \le z \le z_c + \delta_c$, а вне критического можно использовать невязкое решение (39).

Решение вязкой задачи для чисто сдвигового течения детально изложено в [16]. Для рассматриваемой задачи критический слой также лежит в области линейного профиля скорости, поэтому все математические выкладки полностью совпадают с [16] с точностью до замены $e^{-k_j z_0} \rightarrow w_i^{(1)}(z_c)$

и 1/ $\nu \to \text{Re}_w$. Итоговое выражение (38) для косых волн имеет вид

При выводе (40) учитывается, что основную роль в (38) играет именно критический слой, а интегрирование по области вне критического слоя не дает существенного вклада.

Для продольной волны, как показано в [16], интегрирование в (38) по критическому слою с использованием вязкого решения дает 0. В итоге, (38) определяется интегрированием невязкого решения (39), при этом контур интегрирования необходимо деформировать так, чтобы он лежал под особенностью $z = z_c$, т.е.

где γ_{w3} — комплексное число, зависящее от k_i, ω_i, α .

Определение второго и третьего слагаемых в уравнении (37) осуществляется напрямую. Выражение для них мы опустим ввиду громоздкости и неинформативности. Проведение преобразований в рассматриваемой модели осуществлялось в системе компьютерной алгебры Wolfram Mathematica.

В итоге, условия разрешимости (37) могут быть записаны в виде системы уравнений, описывающих модуляцию амплитуд волн A_j , которая имеет вид

$$\frac{dA_1}{d\tau} = \Lambda_1 A_3 A_1^* \exp[Im(\omega_3)\tau],$$

$$\frac{dA_3}{d\tau} = \Lambda_3 A_1^2 \exp[Im(2\omega - \omega_3)\tau],$$
(42)

где учтено, что $A_1 = A_2$, Λ_j – комплексные числа, зависящие от $k_j, \omega_j, \alpha, \text{Re}_w, \text{Re}_t$.

5. СРАВНЕНИЕ РЕШЕНИЯ МОДЕЛЬНОЙ ЗАДАЧИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для случая $Im\omega_j = 0$ подробный анализ системы (42) приведен в статье [16], в которой показано, что при $e^{i\operatorname{Arg}\Lambda_1\Lambda_3} \neq -1$ решение системы (42) растет взрывным образом (как $\propto \frac{1}{t-t_0}$, где t_0 – время развития неустойчивости). В настоящей задаче также реализуется подобный сценарий, так что амплитуды всех волн неограниченно возрастают (рис. 6). Стоит отметить, что взаимодействующие волны имеют один и тот же знак энергии, а рост амплитуд возмущений, как и в [16, 17], обусловлен передачей энергии внутри критического слоя, который является общим для всех трех волн.

Каждой из волн возмущения соответствует двумерное смещение границы раздела воды и воздуха η_{0_j} , и рост амплитуды возмущений также приводит к увеличению смещения η_{0_j} . В результате суперпо-



Рис. 6. Характерная зависимость амплитуд возмущения от времени. Сплошная линия соответствует амплитуде продольной волны, пунктирная линия – амплитуде косой волны. Параметры те же, что указаны на рис. 4.



Рис. 7. Результат суперпозиции смещений поверхности воды, $\operatorname{Re}[\eta_{0_3}(t)e^{-i\omega_3 t + k_3 x} + 2\eta_{0_1}(t)e^{-i\omega t + k_x x} \cos k_y y]$, при t, близком к t_0 для тех же условий.

зиции смещений поверхности воды, обусловленных продольной и косыми волнами, образуется трехмерная структура (рис. 7). На рис. 6 и 7 отражены важные особенности рассматриваемой модели. Во-первых, резкий рост амплитуды при t близком к t_0 . Во-вторых, образование трехмерных структур, у которых продольный и поперечный масштабы величины одного порядка.

Динамика рассмотренной структуры похожа на начальный этап явления дробления типа "парашют" [4]. На рис. 8а–8д схематично показаны характерные стадии развития "парашюта".

Подчеркнем, что "парашюты" представляют собой локализованные объекты, в то время как в рассматриваемой модели возмущение носит периодический характер. Однако нужно учесть, что при фиксированном значении скорости трения в воздухе, *u*_{*}, трехволновый синхронизм выполняется



Рис. 8. Схема образования и дробления "парашюта". (а) – Формирование начального возмущения, (б) – его последующий рост, (в) – деформация возмущения и образование "паруса", (г) – образование "парашюта", (д) – начало разрыва.

для целого диапазона углов, $\Delta \alpha$, причем разным углам соответствуют разные волновые числа и частоты. Как следствие, интервалу $\Delta \alpha$ соответствует некоторый диапазон волновых чисел, Δk , и резонансных частот, $\Delta \omega$, то есть спектр неустойчивых возмущений оказывается широкополосным. На рис. 9 показано, что разным значениям α соответствуют различные временные масштабы развития неустойчивости, причем существует диапазон углов $\Delta \alpha$, для которых это время остается практически тем же самым, что также указывает на широкополосный характер возмущения.

Временному спектру, имеющему характерный масштаб $\Delta \omega$, соответствует возмущение с временным масштабом

$$t = \frac{2\pi\delta_w}{\Delta\omega\bar{u}_w}.$$
(43)

Аналогично, оценим поперечный масштаб возмущений как

$$L_{\perp} = \frac{2\pi\delta_{w}}{\Delta k_{\perp}},\tag{44}$$



Рис. 9. График зависимости безразмерного времени развития взрывной неустойчивости от угла между направлением распространения косых волн и основного потока для разных значений динамической скорости.

где $k_{\perp} = k \cos \alpha$. Полученные зависимости L_{\perp} и t от динамической скорости ветра u_* представлены на рис. 10а, 10б. Аппроксимируя их степенной функцией, получим

$$L_{\perp} = 1.1 u_*^{-0.55}, \tag{45.1}$$

$$t = 13u_*^{-2.02},\tag{45.2}$$

где L_1 в сантиметрах, *t* в миллисекундах, u_* в м/с.

Как указано выше, взрывной рост амплитуд волн возмущения также приводит к росту смещения водной поверхности и образованию трехмерных выступов. По нашему предположению, именно эти возвышения являются начальной стадией явления дробления по типу "парашют" (рис. 8a, 8b), причем поперечному размеру "парашюта" соответствует зависимость (45.1), а время жизни "парашюта" должно иметь такой же порядок, что и время образования возмущений поверхности воды (45.2). Согласно [4], средний диаметр "парашюта" в момент начала надувания, $\langle D_1 \rangle$, и его время жизни, $\langle \tau \rangle$, зависят от динамической скорости как

$$D_1 \rangle = 1.2 u_*^{-1}, \tag{46.1}$$

$$\langle \tau \rangle = 7.7 u_*^{-2},$$
 (46.2)

где $\langle D_1 \rangle$ в сантиметрах, $\langle \tau \rangle$ в миллисекундах, u_* в м/с.

Количественные значения поперечного масштаба, определяемые (45.1) и (46.1), близки, хотя (46.1) имеет более резкую зависимость от динамической скорости. Однако если вместо аппроксимации (46.1) сравнивать результаты моделирования непосредственно с экспериментальными данными из [4] (рис. 10а), то увидим более точное соответствие. Характерные временные масштабы, определяемые (45.2) и (46.2), имеют одинаковую зависимость от динамической скорости. Отличие коэффициентов может быть обусловлено тем, что $\langle \tau \rangle$ представляет собой время надувания "парашюта" от стадии (в) до (д) рис. 8, в то время как величина *t* (45.2) определяет временной интервал от стадии (а) до (в) рис. 8.


Рис. 10. На панели (а) показан поперечный масштаб "парашютов": черные кружки – размер (44), полученный в рамках данного исследования, линия – аппроксимация (45.1), пустые кружки – экспериментальные данные, представленные в [4]. На панели (б) кружками изображена зависимость временного масштаба возмущений *t* (43), линией – аппроксимация (45.2).

Подчеркнем, что основное влияние на итоговую зависимость характерных временных и пространственных параметров возмущения (45.1) и (45.2) оказывают завихренность, $\Gamma_w = \frac{\overline{u}_w}{\delta_w}$, и тол-

щина пограничного слоя, δ_w , которые фигурируют в формулах (43)–(44).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный выше анализ показал, что для кусочно-непрерывного профиля дрейфовой скорости в воде могут быть выполнены условия трехволнового синхронизма. При этом во втором порядке малости возникает взрывной рост амплитуд всех трех волн, который происходит за счет энергии основного потока, которая, как и в [16], передается внутри критического слоя. Характерные временные и пространственные масштабы, определяемые в рамках этой модели, соответствуют экспериментальным данным [4]. Таким образом, возмущения, которые формируются за счет взрывной неустойчивости при трехволновом взаимодействии, могут рассматриваться в качестве начальной стадии дробления по типу "парашют".

В данном исследовании рассматривались квазимонохроматические возмущения, с дополнительным условием равенства углов между направлением распространения и основным потоком у косых волн. В случае, когда возмущение представляет собой волновой пакет, для каждой его спектральной компоненты можно записать уравнения, аналогичные (42). Однако, при произвольном выборе направлений распространения, возникнет ряд сложностей: одна и та же спектральная компонента может быть в синхронизме сразу с несколькими парами волн. В конечном итоге, это приведет большому количеству систем по типу (42), которые будут связаны между собой за счет правых частей. Кроме того, предложенная модель не может рассматриваться как окончательная, поскольку не объясняет наблюдаемую пороговую зависимость явления дробления по типу "парашют" от динамической скорости ветра. Одним из возможных способов решения этой проблемы может стать учет затухания амплитуд возмущений вследствие вязкости, которое приведет к появлению порога по начальной амплитуде, зависящей от динамической скорости ветра. Однако останется открытым вопрос о том, какие процессы приводят к образованию этих начальных возмущений. Все это станет предметом будуших исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 19-35-90053, 19-05-00249). Аналитические выкладки проводились при поддержке проекта РНФ (№ 19-17-00209) и гранта Фонда развития теоретической физики и математики "БАЗИС". Численное решение полученной системы было выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Соглашения № 075-15-2020-776.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим ситуацию, когда величина Re_w конечна. Тогда при z = 0 должно выполняться граничное условие равенства нулю касательного напряжения

$$\partial_z u + ikw|_{z=0} = 0. \tag{\Pi1}$$

Из условия несжимаемости жидкости следует, что

$$u = i\partial_z w/k. \tag{\Pi2}$$

Возмущение вертикальной скорости представим в виде

$$w = w_{\rm H} e^{kz} + w_{\rm B} e^{z/\delta_{\rm I}},$$
 (II3)

где $\delta_1 \propto 1/\sqrt{Re_w}$ — характерный масштаб изменения вязкой добавки.

Объединив (П1)–(П3), получаем оценку для $w_{\rm B}$

$$w_{\rm B} \propto \frac{w_{\rm H}}{{\rm Re}_w}.$$
 (II4)

На границе z = -1 должно выполнятся условие прилипания и равенства касательных напряжений

$$u_1\big|_{z=-1} = u_2\big|_{z=-1}, \qquad (\Pi 5.1)$$

$$\frac{1}{\operatorname{Re}_{w}} (\partial_{z} u_{1} + ikw_{1}) \big|_{z=-1} = \frac{1}{\operatorname{Re}_{t}} (\partial_{z} u_{2} + ikw_{2}) \big|_{z=-1}, (\Pi 5.2)$$

где индексы "1", "2" соответствуют верхней и нижней областям. Вновь представим скорость в виде

$$w_{1} = w_{1H}e^{k(z+1)} + w_{1B}e^{(z+1)/\delta_{1}},$$

$$u_{1} = u_{1H}e^{k(z+1)} + u_{1B}e^{(z+1)/\delta_{1}},$$

$$w_{2} = w_{2H}e^{k(z+1)} + w_{2B}e^{(z+1)/2},$$

$$u_{2} = u_{2H}e^{k(z+1)} + u_{2H}e^{(z+1)/\delta_{2}}.$$

(II6)

 $u_2 = u_{2H} e^{A(e^{-t})} + u_{2B} e^{e^{-t}/t}$ где $\delta_1 \propto 1/\sqrt{Re_w}$, а $\delta_2 \propto 1/\sqrt{Re_t}$.

При $\operatorname{Re}_{w} \gg \operatorname{Re}_{t} \gg 1$ следует, что

$$w_{1H} \sim w_{2H} \sim u_{1H} \sim u_{2H}.$$
 (II7)

Устремим $\operatorname{Re}_{w} \to \infty$, тогда из (П5.2) получим, что $\partial_{z}u_{2} + ikw_{2}|_{z=-1} = 0$, откуда с учетом (П2) и (П6) находим, что

$$w_{\rm 2H} \sim \mathrm{Re}_t w_{\rm 2B}. \tag{\Pi8}$$

Из (П5.1) и с учетом (П2) получаем оценку

$$w_{\rm 2H} \sim \sqrt{\mathrm{Re}_{w}} w_{\rm 1B}. \tag{\Pi9}$$

Для того чтобы в верхнем слое можно было не учитывать вязкость при z = -1 необходимо, чтобы касательное напряжение в нижнем слое было много больше напряжения в верхнем. Для проверки этого условия достаточно показать малость $(\partial_z u_1) / (w_2) = u_1$

 $\left(\frac{\partial_z u_1}{\operatorname{Re}_w}\right) / \left(\frac{w_2}{\operatorname{Re}_t}\right)$. Действительно, с учетом (П6)–(П9) имеем

$$\frac{\operatorname{Re}_{t}\partial_{z}u_{1}}{\operatorname{Re}_{w}w_{2}} \sim \frac{\operatorname{Re}_{t}}{\operatorname{Re}_{w}}\frac{\partial_{z}u_{1B}}{w_{2H}} \sim \frac{\operatorname{Re}_{t}}{\sqrt{\operatorname{Re}_{w}}}\frac{u_{1B}}{w_{2H}} \sim \operatorname{Re}_{t}\frac{w_{1B}}{w_{2H}} \sim \frac{\operatorname{Re}_{t}}{\sqrt{\operatorname{Re}_{w}}}.$$

Таким образом, при $\text{Re}_{w} \gg \text{Re}_{t}^{2} \gg 1$ жидкость в верхнем слое $-1 \le z \le 0$ можно считать невязкой всюду, кроме критического слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Veron. F. Ocean Spray // Annu. Rev. Fluid Mech. 2015. V. 47. № 1. P. 507–538.
- Andreas E.L. A review of the sea spray generation function for the open ocean // Atmos. Interact. 2002. V. 1. P. 1–46.

- 3. *Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S.* Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // Sci. Rep. 2017. V. 7. № 1. P. 1–4.
- 4. *Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S.* The "bag breakup" spume droplet generation mechanism at high winds. Part I: Spray generation function // J. Phys. Oceanogr. 2018. V. 48. № 9. P. 2168–2188.
- 5. *Troitskaya Y., Druzhinin O., Kozlov D., Zilitinkevich S.* The "Bag Breakup" Spume droplet generation mechanism at high winds. Part II: Contribution to momentum and enthalpy transfer // J. Phys. Oceanogr. 2018. V. 48. № 9. P. 2189–2207.
- Toba Y., Koga M. A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress, // In: *E.C. Monahan*, *G.M. Niocaill* (Eds.): Oceanic whitecaps. D. Reidel, 1986. P. 37–47.
- Gelfand B.E. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // Prog. Energy Combust. Sci. 1996. V. 22. № 3. P. 201–265.
- Marmottant P.H., Villermaux E. On spray formation // J. Fluid Mech. 2004. V. 498. № 498. P. 73–111.
- 9. Villermaux E. Fragmentation // Annu. Rev. Fluid Mech. 2007. P. 419–446.
- Villermaux E., Bossa B. Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops // Nat. Phys. 2009. V. 5. № 9. P. 697–702.
- 11. Троицкая Ю.И., Ермакова О.С., Кандауров А.А., Козлов Д.С., Сергеев Д.А., Зилитинкевич С.С. Дробление типа "парашют" – механизм генерации морских брызг при сильных и ураганных ветрах // Докл. АН. 2017. № 2. С. 226–232.
- 12. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
- Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обатной задачи. М.: Мир, 1987.
- *Трубецков Д.И., Рыскин Н.М.* Нелинейные волны. М.: Наука, 2000.
- 15. *Craik A.D.D.* Wave interactions and fluid flows. Cambridge University Press, 1986.
- Craik A.D.D. Resonant gravity-wave interactions in a shear flow // J. Fluid Mech. 1968. V. 34. № 3. P. 531–549.
- Craik A.D.D. Non-linear resonant instability in boundary layers // J. Fluid Mech. 1971. V. 50. № 2. P. 393– 413.
- Romanova N.N., Shrira V.I. Explosive generation of surface waves by wind // Izv., Atmos. Oceanic Phys. 1988. V. 24. № 7. P. 528–535.
- Островский Л.А., Рыбак С.А., Цирмине Л.Ш. Волны отрицательной энергии в гидродинамике // Успехи физических наук. 1986. Т. 150. № 3. С. 417–436.
- 20. Hinze J.O. Turbulence. N.Y.: McGraw-Hill, 1975. P. 790.
- Воронович А.Г., Лобанов Е.В., Рыбак С.А. Об устойчивости гравитационно-капиллярных волн в присутствии неоднородного по вертикали течения // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. № 3. С. 329–331.

The Role of the Explosive Interaction of Three Surface Waves in the Initial Stage of Spray Generation at Strong Winds

D. S. Kozlov^{1, *} and Yu. I. Troitskaya¹

¹Institute of Applied Physics of RAS, Ul'yanov str., 46, Nizhny Novgorod, 603950 Russia *e-mail: kozlov.dms@gmail.com

The present work is devoted to a theoretical study of the hydrodynamic instability of the water-air interface, the development of which may result in the "bag breakup" fragmentation, which is one of the main sources of droplets at hurricane winds. A hypothesis is proposed, according to which the formation of the initial elevations of the water surface, which undergo fragmentation, is caused by the hydrodynamic instability of disturbances of the wind drift current in the water. A weakly nonlinear stage of instability in the form of a resonant three-wave interaction was studied. It was found that the nonlinear resonant interaction of a triad of wind drift perturbations, of which one wave is directed along the flow, and the other two are directed at an angle to the flow, leads to an explosive increase of amplitudes. Within the framework of a piecewise-continuous model of the drift current profile, the characteristic time and spatial scales of disturbances were found and it was shown that their characteristic dependences on the air friction velocity are consistent with the previously obtained experimental data.

Keywords: sea spray generation, high winds, drift current

УДК 532.545

О РАЗВИТИИ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ДОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В РЕКАХ И КАНАЛАХ

© 2021 г. И.И. Потапов^{а, *}, Ю. Г. Силакова^{а, **}

^аВычислительный центр ДВО РАН, ул. Ким Ю Чена, 65, Хабаровск, 680000 Россия *e-mail: potapov2i@gmail.com **e-mail: krat_yuliya@mail.ru Поступила в редакцию 01.09.2020 г. После доработки 27.11.2020 г.

Принята к публикации 09.12.2020 г.

На основе аналитической модели расхода влекомых наносов, учитывающей влияние уклонов донной поверхности, придонных нормальных и касательных напряжений на движение донного материала и аналитического решения, позволяющего определять придонные касательные и нормальные напряжения, возникающие при обтекании турбулентным потоком периодических длинных донных волн малой амплитуды, сформулирована и решена задача определения скорости роста амплитуды донной волны. Из решения задачи получена аналитическая зависимость, определяющая скорость роста амплитуды донных волн от текущего значения ее амплитуды. На примере развития периодической синусоидальной донной волны малой крутизны выполнена верификация, которая показала хорошее качественное и количественное согласование полученного решения с экспериментальными данными.

Ключевые слова: донные волны, устойчивость донной поверхности, расход влекомых наносов **DOI:** 10.31857/S0002351521020097

введение

Одной из центральных проблем при изучении русловых процессов является проблема устойчивости несвязной донной поверхности в реках и каналах. В настоящее время существует большое количество гипотез, определяющих причины, по которым происходит развитие донных волн.

Так, Дж.Ф. Кеннеди [1, 2] развитие донной неустойчивости связывал с передачей возмущений, возникающих на свободной поверхности потока при некоторых значениях числа Фруда, ко дну.

F. Engelund и J. Fredsoe [3] связывали развитие донной неустойчивости с фазовым сдвигом между максимумами средней скорости потока и придонным касательным напряжением.

В работах К.В. Гришанина [4], О.Н. Мельниковой [5], Н.А. Михайловой [6] показано, что развитию донной неустойчивости способствуют имеющиеся в турбулентном потоке пульсации соизмеримые по масштабу с глубиной потока. Экспериментальные работы Р. Бэгнольда [7], Б.А. Шуляка [8], S.E. Coleman [9] показали, что на характер развития донной неустойчивости оказывает влияние диаметр донного материала. В работе [10] в рамках линейной теории устойчивости несвязного дна канала получена аналитическая зависимость, определяющая длину донной волны в зависимости от числа Фруда гидродинамического потока и диаметра донных частиц, обобщающая ряд известных эмпирических зависимостей Р. Бэгнольда [7], Б.А. Шуляка [8], S.E. Coleman [9].

Попытки численного моделирования процесса развития донной неустойчивости в реках и каналах предпринимались в работах [11—16], основное внимание в которых уделялось физическим механизмам, приводящим к развитию донной неустойчивости под действием турбулентных потоков. Обработка данных натурного эксперимента, представленного в работе [17], позволила получить эмпирическую зависимость, позволяющую определить скорость роста амплитуды донных волн во времени.

Однако, несмотря на достаточное внимание исследователей к данной проблеме, вопрос о развитии донной неустойчивости остается в настоящее время открытым. В значительной мере это связано с тем, что при анализе развития донных волн используются феноменологические модели движения донного материала [7–9, 11, 12], что затрудняет или делает невозможным анализ процессов развития донных волн. По этой причине представляет интерес проведение анализа начального развития донных волн с использованием аналитической модели движения донного материала [18], учитывающей влияние локальных уклонов донной поверхности, придонных касательных и нормальных напряжений на движение донного материала.

При построении математической модели развития донных волн в данной работе были использованы результаты натурных экспериментальных исследований, изложенные в работе [17], в которой было показано, что эволюция донных волн имеет два важных этапа. На первом этапе ровное песчаное дно теряет устойчивость и происходит развитие амплитуды донных волн, при этом длина донных волн изменяется слабо и определяется гранулометрическим составом песка [9, 10, 19]. К концу первого этапа рост амплитуды донных волн замедляется, происходит их перекашивание и начинается активный рост длины донных волн, при слабых изменениях их амплитуды [17]. При этом процесс эволюции донных волн на втором этапе может не иметь стационарного состояния [20].

В работе на основе аналитической модели расхода влекомых наносов [18] и аналитической модели, позволяющей определить придонные касательные напряжения над периодическим дном [21], сформулирована математическая модель первого этапа, описывающая потерю устойчивости донной поверхности и развитие амплитуды донных волн. Из решения сформулированной задачи получена аналитическая зависимость, позволяющая определить скорость роста амплитуды периодических донных волн в зависимости от гидродинамических параметров потока, а также физико-механических и гранулометрических характеристик донного материала. Для синусоидальных донных волн выполнено сравнение полученного решения с экспериментальными данными [17], которое показало их хорошее качественное и количественное согласование.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим математическую постановку задачи о развитии периодических донных волн при движении руслового потока над донной поверхностью $\zeta_b = h\sigma$, где $h = h(t_b)$ – безразмерная высота донной поверхности ζ_b , $\sigma(\xi) = \sigma(\xi + 1)$ – периодическая безразмерная функция, определяющая форму донной волны с единичным периодом. Схема расчетной области задачи приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема расчетной области: ξ_1, z_1 – безразмерная декартовая система координат, ξ, z – расчетная криволинейная система координат.

Математическая постановка задачи о развитии донных волн в криволинейной ортогональной системе координат в безразмерной формулировке включает в себя:

- уравнение потенциала [1, 2]

$$\frac{1}{a^2}\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0, \quad 0 \le \xi \le 1,$$
(1)

уравнения, определяющие касательные и нормальные напряжения [21]

$$\tau = \frac{\tau_0}{y(\xi)}, \quad p(\xi) = h\psi(\xi), \quad \psi(\xi) = \frac{\partial \Psi(\xi, z)}{\partial z}\Big|_{z=0}, \quad (2)$$
$$y(\xi) = E \int_0^1 \exp(2ax) \times \\ \times \exp\left(\frac{6h}{\mu_0}(\psi(a\xi) - \psi(a(x+\xi))))\right) dx, \quad (3)$$

– уравнение расхода влекомых наносов [18]

$$G_{b} = G_{b\tau} + G_{b\zeta} + G_{bp}, \quad G_{b\tau} = G_{b0}A,$$

$$G_{b\zeta} = G_{b0}B\frac{h}{a}\frac{\partial\sigma}{\partial\xi}, \quad G_{bp} = G_{b0}C\frac{FrD}{L}\frac{\partial p}{\partial\xi},$$
(4)

- уравнение Экснера [4]

2021

№ 2

$$S_d \sigma \frac{\partial h}{\partial t_b} + \frac{\partial G_b}{\partial \xi} = 0.$$
 (5)

Уравнения (1)-(5) замыкаются начальными $h(0) = h_0(\xi)$ и граничными условиями:

$$z = 0: \Psi(\xi, 0) = \sigma(\xi), \tag{6}$$

$$z = 1: h \frac{\partial \Psi}{\partial z} \approx 0, \tag{7}$$

$$\Psi(\xi, z) = \Psi(\xi + 1, z), \qquad (8)$$

$$G_b(\xi, z) = G_b(\xi + 1, z).$$
(9)

Связь безразмерных функций в уравнениях (1)– (9) с размерными определена следующим образом

$$\begin{split} \Psi &= \frac{\Psi_H}{H_0}, \ \xi = \frac{X}{L}, \ a = \frac{L}{H}, \ z_0 = \frac{Z_0}{H}, \\ z &= \frac{Z}{H}, \ h = \frac{H_0}{H}, \ \mu_0 = \frac{1}{\ln(1/z_0)}, \ \sigma(\xi) = \frac{\zeta(t,\xi)}{H_0(t)}, \\ t_b &= \frac{t}{T}, \ \tau_0 = \rho_w u_0^2, \ E = \frac{2a\exp(-2a)}{1 - \exp(-2a)}. \end{split}$$

Здесь Ψ — безразмерная функция тока, Ψ_H — функция тока, описывающая безвихревое поле скорости над периодическим дном, Z_0 — высота шероховатости дна, τ_0 — напряжение на ровном дне, u_0 — динамическая скорость потока, t_b — безразмерное время, L — длина донной волны, H — глубина логарифмического слоя, H_0 — амплитуда донной поверхности, T — время развития амплитуды донной волны.

Коэффициенты уравнений (3), (4) определяются по следующим формулам

$$S_{d} = \frac{(1-\varepsilon)}{\sqrt{\rho_{b}gd^{3}}} \frac{HL}{T}, \quad G = G_{b}\sqrt{\rho_{b}gd^{3}}, \quad Fr = \frac{U^{2}}{gD},$$

$$G_{b0} = \frac{G_{0}}{y(\xi)^{3/2}}, \quad G_{0} = \frac{4}{3} \frac{(Fr_{d})^{3/2}}{\kappa t g \phi}, \quad Fr_{d} = \frac{u_{0}^{2}}{\rho_{b}gd},$$

$$A = 1-\chi, \quad B = \frac{1}{tg\phi} \left(\frac{\chi}{2} + (1-\chi)\frac{1+s}{s}\right), \quad C = \frac{A}{stg\phi},$$

$$s = f\rho_{b}, \quad \rho_{b} = \frac{\rho_{s} - \rho_{w}}{\rho_{w}}, \quad \chi = \sqrt{\frac{\tau_{c}}{\tau}}, \quad \tau_{c} = \theta_{c}\rho_{w}\rho_{b}dg,$$

где κ – параметр Кармана, ρ_w , ρ_s – плотности воды и донных частиц, *f* – концентрация донных частиц в активном слое, U- средняя скорость потока, g — ускорение свободного падения, d — диаметр частиц потока, *D* – глубина гидродинамического потока, т – придонное касательное напряжение, τ_c – напряжение, определяющее момент начала движения донных частиц, є – коэффициент пористости донных частиц, G_b – безразмерный расход влекомых наносов, $\theta_c = 0.047$ – критическое число Шильдса, $tg\phi = 1.15d^{1/7}$ – зависимость тангенса угла внутреннего трения от диаметра песчаных частиц [22, 23], $G_{b\tau}$, $G_{b\zeta}$, G_{bp} – механизмы, которые определяют возникновение и развитие донных волн под влиянием придонных касательных напряжений, градиента уклона дна, градиента придонного напора соответственно.

АНАЛИЗ СКОРОСТИ РОСТА ДОННЫХ ВОЛН

Из экспериментальных данных [17] известно, что на начальном этапе развития донной волны ее

длина не изменяется, начальная форма близка к синусоидальной, но при этом происходит рост амплитуды донной волны. Поэтому при исследовании развития донной волны на начальном этапе ее развития принята синусоидальная аппроксимация ее геометрической формы

$$\sigma(\xi) = \frac{1}{2} \sin\left(2\pi\xi\right). \tag{10}$$

С учетом геометрии (10) и граничных условий (6)–(8), решение уравнения (1) будет иметь вид

$$\Psi(x,z) = \sigma(\xi) \exp\left(-2\pi \frac{z}{a}\right), \quad \Psi(\xi) = -\frac{\pi}{a} \sin\left(2\pi \xi\right) (11)$$

что позволяет получить зависимости, необходимые для определения придонного напряжения τ и давления p

$$p(\xi) = -\frac{h}{a}\pi\sin(2\pi\xi), \quad \tau = \frac{\tau_0}{y(\xi)},$$
 (12)

$$y(\xi) = E \int_{0}^{1} \exp(2ax) \times \\ \times \exp\left(\frac{6h\pi}{\mu_0 a} (\sin(2\pi a (x+\xi)) - \sin(2\pi a \xi))\right) dx,$$
(13)

которые необходимы для решения задачи определения скорости роста амплитуды донных волн

$$\frac{\partial h}{\partial t_b} = -\frac{G_0}{\sigma S_d} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{y(\xi)^{3/2}} \left(A - B \frac{h}{a} \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} - \frac{FrD}{L} C \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) \right), (14)$$
$$h(0) = h_0.$$

Решение задачи (14) проводилось при следующих гидродинамических, физико-механических и гранулометрических параметрах, согласованных с работой [17]: L = 0.1 м, D = 0.52 м, H = 0.052 м, Fr = 0.01, $\rho_w = 1000$ кг/м³, $\rho_s = 2650$ кг/м³, g == 9.81 м/с², $H_0 = 0.0062$ м, $u_0 = 0.0116$ м/с, $\mu_0 = 0.311$, $Z_0 = 5.424d$, $\kappa = 0.2$, $h_0 = 0.001$.

Результаты решения задачи (14) приведены на рис. 2. Кривыми 1-5 представлены графики изменения скорости роста амплитуды донной волны от величины ее безразмерной амплитуды h, при $\xi = 1/4$ для различных диаметров донных частиц $0.1 \le d \le 0.5$ мм.

Из графиков следует, что с увеличением диаметра донных частиц *d*, увеличивается максимальная амплитуда донной волны h_{max} , при которой скорость роста волны на первом этапе ее развития прекращается $\frac{\partial h(h_{\text{max}})}{\partial t_b} = 0$, и, согласно [17], начинается второй этап развития донной волны — рост ее длины. Отметим, что максимальная скорость роста амплитуды донной волны $\frac{\partial h}{\partial t_b}$ незначительно изменяется для различных *d*.

Из предположения существования монотонной зависимости между максимальной высотой донной волны и диаметром частиц [8, 9] и полученных результатов (кривые 1-5) следует, что донные волны, сложенные из частиц с малыми диметрами, растут быстрее волн, формируемых из более крупных частиц.

Для волн малой крутизны известны частные линейные зависимости между длиной волны λ и ее высотой H_0 [8, 24]. Из решения задачи (14) можно построить зависимость H_0 от диаметров донных частиц d, позволяющую проверить линейность связи $\lambda \sim H_0$. Такая зависимость, представлена ниже в форме табл. 1.

В табл. 1 приведены значения безразмерных максимальных высот *h*_{max}, найденные с помощью графиков 1-5 (рис. 2) для донных волн, получаемых при различных диаметрах частиц d. Используя метод наименьших квадратов для обработки табличных данных, получена зависимость $h \approx 25d^{0.75}$, которая имеет следующий размерный вид $H_0 = 2H \times 25d^{0.75} = 2.6d^{0.75}$. Сравнивая полученную частную зависимость $H_0 = 2.6 d^{0.75}$ с зависимостью для длины донных волн $\lambda = 31.12d^{0.75}$ полученную S.E. Coleman с коллегами в работе [9], можно убедиться в их линейности. Значение крутизны донной волны, получаемое из данных зависимостей $k = \frac{H_0}{\lambda} \approx 0.083$, попадает в диапазон $0.02 \le k \le 0.09$, для которого получены результаты (рис. 2).

Пунктирной кривой 6 на рис. 2 представлена зависимость скорости роста амплитуды донной волны, полученная из решения задачи (15), сформулированной в работе [17] на основе обработки экспериментальных данных.

$$\frac{dh}{dt_b} = 2Tn \left(1 - \left(\frac{h}{h_{\text{max}}}\right)^2 \right) h, \quad h(0) = h_0, \tag{15}$$



Рис. 2. Изменение скорости роста донной волны при различных диаметрах донных частиц *d*.



Рис. 3. Сравнение расчетного значения высоты донной волны (кривая *I*), полученной в результате интегрирования скорости роста амплитуды (14) с экспериментальными данными (точечное множество) [17].

где T = 150 с, n = 0.035 с⁻¹, $h_{\text{max}} = 0.0596$. Сравнение расчетной кривой *3* и кривой *6* показывает их хорошее согласование при d = 0.32 мм.

Отметим, также, что решение задачи (14), для $\xi = 1/4$ и диаметра частиц d = 0.32 мм, представленное на рис. 3 кривой *1*, хорошо согласуется с экспериментальными данными, определенными точечным множеством [17].

Таким образом, можно утверждать, что предложенная математическая модель развития донной неустойчивости качественно и количественно согласуется с экспериментальными данными в диапазонах, когда перекошенностью донных волн можно пренебречь.

Таблица 1. Безразмерные максимальные амплитуды донной волны, полученные для различных диаметров донных частиц

<i>d</i> , мм	0.1	0.2	0.32	0.4	0.5
<i>h</i> _{max} , мм	0.022	0.04	0.059	0.072	0.089

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе сформулирована и решена задача определения скорости роста амплитуды периодической донной волны малой крутизны. Особенностью задачи является использование аналитической модели расхода влекомых наносов, которая учитывает влияние уклонов донной поверхности, придонных нормальных и касательных напряжений на движение донного материала и аналитической модели, позволяющей определить придонные касательные напряжения, возникающие при обтекании турбулентным потоком периодических длинных донных волн.

2. Проведен анализ полученного аналитического решения задачи для случая периодических синусоидальных донных волн в зависимости от лиаметра донного материала. Показано, что диаметр донного материала слабо влияет на максимальную скорость роста волны, а волны, состоящие из более мелких частиц, растут быстрее волн состоящих из крупных частиц. Полученные решения позволили получить частную зависимость для высоты донной волны от диаметра донных частиц, которая согласуется с гипотезой о линейной связи между высотой и длиной донных волн малой крутизны. Выполненное сравнение полученного решения с экспериментальными данными показало их хорошее качественное и количественное согласование.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-05-00530 А и гранта РФФИ и ГФЕН № 21-57-53019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Kennedy J.F. The mechanics of dunes and antidunes in erodible bed channels // Fluid Mech. 1963. V. 16. № 14. P. 521–544.
- Kennedy J.F. The formation of sediment ripples, dune and antidunes // Annu. Rev. Fluid Mech. 1969. V. 1. P. 147–168.
- 3. *Engelund F.* Sediment ripples and dunes // Annu. Rev. Fluid Mech. 1982. V. 4. P. 13–37.
- 4. *Гришанин К.В.* Устойчивость русел рек и каналов. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 143 с.
- 5. *Мельникова О.Н.* Динамика руслового потока: учебное пособие. М.: МАКС Пресс, 2006. 139 с.
- 6. *Михайлова Н.А.* Перенос твердых частиц турбулентными потоками воды. Л.: Гидрометеоиздат, 1966. 236 с.
- 7. *Bagnold R*. Motion of waves in shallow water. // Proc. R. Soc. London, Ser. A. V. 187. № 1008. 1946.
- 8. *Шуляк Б.А.* Физика волн на поверхности сыпучей среды и жидкости. М.: Наука, 1971.

- 9. Coleman S.E., Fedele J.J., Garcia M.H. Closed-conduit bed-forms initiation and development // J. Hydraulic Engineering, 2003. V. 129. № 12. P. 956–965.
- Крат Ю.Г., Потапов И.И. Устойчивость дна в напорных каналах // Компьютерные исследования и моделирование. 2015. Т. 7. С. 1061–1068.
- 11. *Tjerry S.* Morphological calculation of dunes in alluvial rivers // Ph.D. Thesis. Institute of hydrodynamics and hydraulic engineering, Technical university of Denmark. 1995. P. 193.
- Sanne L.N. Modeling of sand dunes in steady and tidal flow // Ph.D. Thesis. Coastal and river engineering section, Technical university of Copenhagen, Denmark. 2003. P. 185.
- Paarlberg A.J., Dohmen-Janssen C.M., Hulscher S.J., Termes P. Modeling river dune evolution using a parameterization of flow separation // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. P. F01014.
- Khosronejad A., Sotiropoulos F. Numerical simulation of sand waves in a turbulent open channel flow // J. Fluid Mech. 2014. V. 753. P. 150–216.
- Liu Y., Fang H., Huang L., He G. Numerical simulation of the production of three-dimensional sediment dunes // Physics of Fluids. 2019. V. 31. Iss. 9. P. 096603. https://doi.org/10.1063/1.5108741
- Zgheib N., Balachandar S. Linear stability analysis of subaqueous bedforms using direct numerical simulations // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2019. Iss. 2. P. 161–180. https://doi.org/10.1007/s00162-019-00487-x
- Fourriere A., Claudin Ph., Andreotti B. Bedforms in a turbulent stream: formation of ripples by primary linear instability and of dunes by nonlinear pattern coarsening // J. Fluid Mechanics. 2010. V. 649. P. 287–328.
- 18. Петров А.Г., Потапов И.И. Перенос наносов под действием нормальных и касательных придонных напряжений с учетом уклона дна // Прикладная механика и техническая физика. 2014. Т. 55. № 5. С. 100–105.
- 19. *Крат Ю.Г., Потапов И.И.* Влияние размера частиц донных наносов на длину волны донных возмущений в напорных каналах // Прикладная механика и техническая физика. 2016. Т. 57. № 3. С. 60–64.
- Крат Ю.Г., Потапов И.И. Модель стохастического развития донных волн // Вестн. Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2013. Вып. 2. С. 85–91.
- 21. Петров А.Г., Потапов И.И. Моделирование обтекания турбулентным потоком периодической донной поверхности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 3. С. 415–421.
- 22. *Петров А.Г., Потапов И.И.* Избранные разделы русловой динамики. М: ЛЕНАНД, 2019. 244 с.
- 23. *Мажидов Т.Ш*. Расчетные гидравлические характеристики потоков и параметров песчано-гравийных гряд с учетом состава наносов / Дис. ... канд. техн. наук. 05.14.09. Ташкент, 1984. 275 с.
- 24. *Петров А.Г., Потапов И.И*. О задаче русловой устойчивости Энгелунда–Фредсо // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. № 4. С. 428–432.

On the Development of Wave Disturbances of the Bottom Surface in Rivers and Channels

I. I. Potapov^{1, *} and Yu. G. Silakova^{1, **}

¹Computing Center of Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Kim-Yu-Chen str., 65, Khabarovsk, 680000 Russia *e-mail: potapov2i@gmail.com **e-mail: krat_yuliya@mail.ru

Based on an analytical model of the bed load transport, taking into account the influence of slopes of the bed surface, bed normal and tangential stresses on the movement of the bed material, and an analytical solution that allows one to determine bed tangential and normal stresses that arise when a turbulent stream flows around periodic long bed waves of small amplitude, it is formulated and the problem of determining the amplitude growth rate for growing bed waves was solved. From the solution of the problem, an analytical dependence is obtained that determines the growth rate of the amplitude of bed waves from the current value of its amplitude. On the example of the development of a periodic sinusoidal bed wave of low steepness, the verification of the solution obtained for the formulated problem is carried out. The performed comparative analysis of the obtained analytical solution with the experimental data showed their good qualitative and quantitative agreement.

Keywords: bed waves, bed waves amplitude, the bed surface stability, the bed load transport

УДК 551.465

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЙ В НОРВЕЖСКОМ МОРЕ ОТ ПРИДОННОГО ИСТОЧНИКА

© 2021 г. Н. А. Дианский^{а, b, c}, Е. Г. Морозов^{d,} *, В. В. Фомин^{b, c}, Д. И. Фрей^d

^а Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991 Россия ^bГосударственный океанографический институт им. Н.Н. Зубова, Кропоткинский пер., 6, Москва, 119034 Россия ^cИнститут вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия ^dИнститут океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Нахимовский просп., 36, Москва, 119997 Россия

> *e-mail: egmorozov@mail.ru Поступила в редакцию 28.09.2020 г. После доработки 22.10.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

Для оценки радиационной угрозы от атомной подводной лодки (АПЛ) "Комсомолец", лежащей на северо-восточном свале Норвежского моря на глубине 1680 м, в связи с возможным выходом радионуклидов из реакторного отсека в прилегающую морскую воду, выполнены расчеты распростране-ния радиоактивного загрязнения (P3) цезием-137 (¹³⁷Cs) как пассивной примеси с помощью океанской модели INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model). Расчеты показали, что в придонном слое РЗ в основном распространяется вдоль свала глубин к северу и югу от источника. Такая изменчивость направления переноса РЗ вызвана изменчивостью придонных скоростей течений, которая хорошо подтверждается данными измерений. С удалением от источника концентрация РЗ существенно уменьшается вследствие разбавления окружающими водами. В толще моря концентрация на несколько порядков меньше, чем в источнике. Рассчитано поступление РЗ в поверхностные воды за счет турбулентного перемешивания и конвективных движений вод в сложной трехмерной структуре циркуляции Норвежского моря. Показано, что наблюдаемое в измерениях превышение поверхностной концентрации РЗ над придонной не может быть связано с выбросами от АПЛ "Комсомолец". Приповерхностная концентрация РЗ с большой долей вероятности вызвана распространением РЗ от ядерных перерабатывающих предприятий в Северной Европе. В целом показано, что возможное на настоящий момент РЗ от АПЛ "Комсомолец" не превышает фоновый уровень радиоактивного загрязнения вод Норвежского моря.

Ключевые слова: вихреразрешающее моделирование, океанические течения, крупномасштабная циркуляция, Норвежское море, перенос загрязнений, придонный слой **DOI:** 10.31857/S0002351521020048

1. ВВЕДЕНИЕ

Акватория Мирового океана интенсивно используется в различных аспектах хозяйственной деятельности человека, в том числе для транспортировки различных грузов и добычи углеводородов в шельфовых акваториях. Проблемы экологической безопасности приобретают особое значение для арктического региона благодаря трем фундаментальным факторам: прогрессивно возрастающей экономической роли Арктики, связанной с открытыми огромными запасами углеводородного сырья, ожидаемой в обозримой перспективе существенной интенсификации Северного морского пути, а также исключительной чувствительности природного ландшафта к антропогенным воздействиям [1].

Особое место в нарушении экологии морских вод занимает долгоживущее радиоактивное загряз-

нение. Остается нерешенной проблема ликвидации последствий от затонувших в Арктическом регионе атомных подводных лодок (АПЛ). Большое количество работ посвящено оценке последствий радиоактивного загрязнения морской среды при чрезвычайных ситуациях, которые могут возникнуть от затопленных АПЛ в результате длительного нахождения на дне арктических морей. Существует потенциальная опасность радиоактивного загрязнения от АПЛ "Комсомолец". Эта проблема приобретает все большее значение, что связано с освоением Арктики и обеспечением ее экологической безопасности [2–5].

В настоящее время радиационная угроза может исходить от АПЛ "Комсомолец", затонувшей в 1989 г. в Норвежском море, к юго-западу от острова Медвежий (73°43′16″ N, 13°16′52″ E) на глубине

1680 м в связи с выходом радионуклидов из реакторного отсека в прилегающую морскую воду [5]. Проблеме радиоактивных загрязнений от этой АПЛ посвяшен ряд работ, основанных на данных мониторинга и радиоактивных замеров. Мониторинг, проводимый на постоянной основе норвежскими исследователями [6], обнаружил ¹³⁴Cs в поверхностных отложениях вокруг АПЛ "Комсомолец" в 1993 и 1994 гг. Повышенные концентрации ¹³⁷Сѕ в придонной морской воде были обнаружены в период с 1991 по 1993 гг.: 1991 г. (30 ± 5 Бк/м³), 1992 г. (21 ± 5 Бк/м³) и 1993 г. (8 ± 6 Бк/м³) [7]. Возможно, они отражали начальный период более высоких выбросов от АПЛ "Комсомолец" сразу после ее затопления в 1989 г. С тех пор не наблюдалось повышенных концентраций активности радионуклидов, превышающих значения, характерные для Норвежского моря, в любых пробах окружающей среды, собранных норвежскими учеными при проведении мониторинга. Наблюдаемые отношения активности ²³⁸Pu/^{239.24}Pu и ²⁴⁰Pu/²³⁹Pu в донных отложениях, отобранных недалеко от АПЛ "Комсомолец" в 2013 г., не указывают на выброс изотопов Ри из реактора или боеголовок торпед. Скорее, эти значения отражают дистанционный перенос и осаждение этих изотопов Ри в результате разрешенных сбросов с ядерных перерабатывающих предприятий в Северной Европе [6].

Проведенные измерения концентрации антропогенного радионуклида ¹³⁷Сs в Норвежском и Баренцевом морях в 68 рейсе НИС "Академик Мстислав Келдыш" (июнь—август 2017 г.) не выявили опасных уровней радиоактивных загрязнений от АПЛ "Комсомолец" [8]. Здесь также было показано, что поверхностные воды имеют бо́лыший уровень радиоактивной загрязненности, чем глубинные воды.

Таким образом, можно констатировать, что в настоящее время загрязнение от АПЛ "Комсомолец" не представляет особой опасности. Тем не менее, оценка вероятного распространения радиоактивного загрязнения вызывает интерес с точки зрения ее пространственного распределения, поскольку в случае непредвиденной ситуации гипотетического выброса вследствие какойлибо аварии или террористического акта пространственное распределение концентраций РЗ, вызванное особенностями циркуляции глубинных вод в районе АПЛ "Комсомолец", будет тем же, но уровень существенно возрастет.

Для оценки радиационной угрозы от АПЛ "Комсомолец" в связи с выходом радионуклидов из реакторного отсека в прилегающую морскую воду в настоящей статье предлагается метод расчета распространения радиоактивного загрязнения с помощью гидродинамического моделирования. Эта методика хорошо зарекомендовала себя в ряде работ [2-4], в том числе и проведенных при участии авторов данной статьи [9, 10]. Следует отметить, что АПЛ "Комсомолец" находится на большой глубине, что приводит к дополнительным трудностям восстановления придонной циркуляции, особенно для т. н. *г*-моделей [11]. Поэтому расчеты распространения загрязняющих веществ в глубинных водах Арктического бассейна представляют интерес и с этой точки зрения. Следует отметить и имеюшийся у коллектива авторов опыт расчета глубинной циркуляции с помощью используемой здесь о-модели INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model), полученный в работах по расчету течений в придонных разломах Атлантического океана и субарктического бассейна [12-15].

Выбор ¹³⁷Сs с периодом полураспада 30 лет в качестве в качестве трассера для моделирования и определяющего загрязняющего радионуклида связан с его радиоэкологической опасностью, нейтральной плавучестью и наибольшей миграционной способностью внутри объекта затопления и за его пределами [5]. Следует отметить, что выход ¹³⁷Сѕ в морскую воду может происходить через много лет после затопления радиоактивно опасного объекта, если его разрушение происходит медленно. В случае попадания радиоактивных веществ в океан, загрязнение морской среды может продолжаться длительное время, что превращает затопленный объект с ядерной энергетической установкой в постоянно действующий источник радиоактивного загрязнения окружающей среды.

В данной работе выполнены расчеты распространения ¹³⁷Сs как пассивной примеси от АПЛ "Комсомолец" для оценки угрозы возможного радиоактивного загрязнения в водах Норвежского моря. Как уже было сказано выше, вычислительный эксперимент, проводимый с помощью современных численных моделей гидротермодинамики океана, является перспективным методом, дающим информацию для оценки возможного ущерба экологии океана.

2. МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕЧЕНИЙ

В уравнении переноса загрязнений, представленных в форме пассивной примеси, главную роль играют горизонтальные и вертикальная компоненты скоростей течений. Для расчета течений на пространственных масштабах моря необходимо иметь физически полную модель морской гидротермодинамики, прогностическими переменными в которой являются компоненты скорости течений, температура и соленость, уровень моря. Для



Рис. 1. Область расчета используемой здесь версии INMOM для Арктического региона (штриховка) с пространственным разрешением ~10 км. Расположение АПЛ "Комсомолец" показано "кругом" с точкой в центре.

правильного описания морской гидротермодинамики и ее взаимодействия с атмосферой необходимо также явное описание динамики и термодинамики морского льда. Всем этим требованиям удовлетворяет хорошо верифицированная σ-модель INMOM, разработанная в Институте вычислительной математики Российской академии наук (ИВМ РАН) [16, 17]. Версии модели общей циркуляции океана на основе INMOM уже около 20 лет используются в качестве океанического блока совместной модели земной системы INMCM (Institute of Numerical Mathematic Climate Model) [18]. Именно эта совместная модель является пока единственным представителем от России в международном проекте сравнения климатических моделей CMIP (Coupled Model Intercomparison Project, http://cmip-pcmdi.llnl.gov), который проводится под эгидой международной группы экспертов по изменению климата ІРСС (МГЭИК). Модель INMOM уже неоднократно использовалась для изучения циркуляции вод Арктического бассейна, включая и Норвежское море [12, 13, 19].

Модель морской и океанической циркуляции INMOM относится к т. н. классу σ -моделей океана, использующих в качестве вертикальной изобатическую σ -координату, отслеживающую изменение топографии морского дна [11]. При таком подходе удается более точно описывать динамику придонных течений, чем это можно сделать в т. н. *z*-моделях океана [11], использующих в качестве вертикальной обычную координату по глубине. Это свойство σ -модели INMOM является важным для целей настоящей работы.

В основе INMOM лежит полная система нелинейных уравнений гидротермодинамики океана,

записанных по горизонтали в обобщенных сферических координатах, полюса которых могут располагаться произвольным образом. Используются приближения гидростатики и Буссинеска [16, 17]. Прогностическими переменными модели служат горизонтальные компоненты вектора скорости течений, потенциальная температура, практическая соленость и отклонение уровня океана от невозмущенной поверхности. Уравнение состояния морской воды, специально предназначенное для моделей циркуляции океана [20], учитывает сжимаемость морской воды. Для корректного воспроизведения циркуляции Арктического бассейна в модели INMOM реализован блок расчета термодинамического нарастания/таяния льда и его динамики на основе [21], прогностическими переменными которой служат масса и сплоченность морского льда, масса снега, скорость дрейфа льда. Разностные аппроксимации исходных уравнений гидротермодинамики океана для численной реализации INMOM выписываются на разнесенной С-сетке по классификации Аракавы со вторым порядком точности по пространству.

В данной работе исследуется акватория Норвежского моря. Ввиду того что Норвежское море является незамкнутым бассейном, то для учета его водообмена с прилегающими морями на акватории Северного Ледовитого океана используется версия INMOM, реализованная для всей акватории Арктического бассейна в повернутой сферической системе координат, которая уже используется в системе оперативных расчетов циркуляции Арктического бассейна [22]. На рис. 1 показана ее область расчета с пространственным разрешением ~10 км.

Сеточная область в горизонтальной плоскости содержит 740 × 560 узлов. Шаг по пространству составляет ~10 км как по долготе, так и по широте. Квазиравномерное пространственное разрешение достигается путем поворота системы координат таким образом, что Арктический бассейн в модельной системе координат помещается на экватор. Топография дна, используемая в модели, строилась по данным GEBCO2019 (https://www.gebco. net/data and products) с исходным разрешением 0.25' × 0.25'. Эти данные высокого разрешения были сглажены для устранения особенностей. не описываемых на более грубой 10-км сетке модели, и только затем интерполированы на модельную область. По вертикали задано 33 неравномерно распределенных по глубине σ-уровня. При этом в отличие от базовой версии INMOM [22], сгущение σ-уровней было сделано как в приповерхностном, так и в придонном горизонтах. В приповерхностных горизонтах оно необходимо для более корректного описания приповерхностной циркуляции и взаимодействия с атмосферой Арктического бассейна. В модели толшина придонного слоя составляет около 35 м для более точного расчета придонной циркуляции, под действием которой в дальнейшем проводится расчет распространения загрязнения. Шаг по времени, исходя из устойчивости решения, был выбран равным 10 мин.

На жидких границах в Северной Атлантике и Тихом океане от поверхности до дна на каждом шаге интегрирования задаются климатические среднемесячные значения температуры и солености по данным электронного атласа WOA2013 [23]. Описание подобной техники задания условий на жидких границах приводится, например, в [24]. Приливная циркуляция в настоящей работе не учитывается, т.к. полагается, что в силу ее периодического характера она не вносит существенного вклада в перенос пассивной примеси на больших временах.

В численных экспериментах коэффициенты крупномасштабной горизонтальной турбулентной диффузии, параметризующей подсеточную мезомасштабную вихревую активность, задавались одинаковыми для температуры и солености. Коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии второго порядка составляет 10 м²/с. Для вязкости наряду с использованием оператора второго порядка с фоновым коэффициентом — 10 м²/с, дополнительно задается оператор четвертого порядка с коэффициентом вязкости 8.3 × 10² м⁴/с, который сильнее подавляет высокочастотный пространственный шум, чем оператор второго порядка.

Коэффициенты вертикальной вязкости и диффузии выбирались согласно параметризации Филандера–Пацановского. Коэффициент вязкости изменяется в зависимости от числа Ричардсона от 10^{-4} до 5 × 10^{-3} м²/с, а диффузии – с фонового значения 10^{-5} до 5 × 10^{-3} м²/с. Чтобы избежать возможных ситуаций "выклинивания" вертикальных профилей температуры и солености в приповерхностном слое океана, в верхнем пятиметровом слое коэффициенты диффузии и вязкости задавались равными 0.01 м²/с. В случае неустойчивой стратификации коэффициент вертикальной диффузии полагался равным 0.01 м²/с. Для составляющих скорости на твердых границах и на дне ставилось условие свободного скольжения, а для температуры и солености – условие отсутствия потоков.

Для расчета атмосферного воздействия использовались данные атмосферного реанализа ASRv2 (Arctic System Reanalysis, версия 2) (https:// rda.ucar.edu/datasets/ds631.1/), выполненного за период 2000-2016 гг. для всего Арктического региона с пространственным разрешением 15 км с помощью хорошо известной региональной негидростатической атмосферной модели Weather Research and Forecasting (WRF) (https://www.mmm.ucar.edu/ weather-research-and-forecasting-model) и усвоением большого числа контактных и спутниковых данных наблюдений. Данные реанализа представлены с временной дискретностью 3 ч. Из большого набора данных выбирались температура и абсолютная влажность возлуха (на высоте 2 м). горизонтальные компоненты скорости ветра (на высоте 10 м), давление на уровне моря, падающие длинноволновая и коротковолновая радиация, а также осадки.

Потоки скрытого и явного тепла и испарения с поверхности океана рассчитывались по стандартным балк-формулам (см., например, [17]). Кроме того, для коррекции солености на поверхности использовались среднемесячные климатические данные по солености поверхности океана из атласа WOA2013 (https://climatedataguide.ucar.edu). Pacyeты циркуляции и переноса РЗ выполнялись для 2010 г. Его выбор обусловлен тем, что средние характеристики ледового покрова за этот год в Северном полушарии оказались близкими к среднестатистическим за десятилетний период с 2006 по 2016 гг. Поскольку в Арктическом бассейне морской лед является хорошим индикатором климатического состояния, то и другие характеристики циркуляции вод Арктического бассейна в 2010 г. можно с большой долей уверенности отнести к среднеклиматическим за десятилетний период. В качестве начальных условий использовались климатические данные по температуре и солености из WOA2013. Для корректного описания ледяного

покрова на акватории Арктического региона на момент начала расчетов начальная толщина и сплоченность ледового поля в модели задавалась по данным океанского реанализа GLORYS12V1 (https://resources.marine.copernicus.eu/). Анализ результатов расчетов показывает, что установление режима циркуляции происходит приблизительно через три—четыре месяца после начала расчета. Ранее эта модель уже исследовалась для расчетов циркуляции вод в Норвежском море [13].

3. РАСЧЕТ РАСПОСТРАНЕНИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ В НОРВЕЖСКОМ МОРЕ КАК ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ

В работе проведен расчет переноса РЗ как пассивной примеси, задаваемого в виде постоянного точечного источника от местоположения АПЛ "Комсомолец" на дне Норвежского моря для оценки угрозы возможного радиоактивного заражения его вод. Как уже было сказано во введении, вероятная радиационная угроза от АПЛ "Комсомолец", затонувшей более 30 лет назад в Норвежском море, может быть связана с постоянным выбросом в окружающую среду ¹³⁷Cs.

Расчет распространения РЗ как пассивной примеси по долготе и широте осуществлялся по гибридной разностной схеме, используемой также в [9, 10], которая реализуется на С-сетке путем добавления к исходной схеме переноса второго порядка оператора диффузии с коэффициентом, прямо пропорциональным скорости и половине шага сетки. Она представляет собой схему направленных разностей, обладающей важными свойствами монотонности (отсутствие ложных отрицательных пиков) и достаточным уровнем транспортивности, когда возмущение приносится практически только в направлении скорости течений, а также сохранением полного содержания переносимой величины. Ее недостатком служит численная вязкость, коэффициент которой, однако, при выбранных шагах расчетной сетки и характерных скоростях 5-10 см/с вполне сопоставим с его значениями при физических параметризациях. Как будет видно из приведенных ниже карт, перенос течениями превалирует над диффузионными процессами, вызванными численной вязкостью. В вертикальном направлении используется центрально-разностная схема с заданием коэффициента вертикальной диффузии как для температуры и солености.

Изначальная безразмерная концентрация в точечном источнике, объемом в одну придонную ячейку, в которой находится АПЛ, задавалась равной единице. Такой способ удобен тем, что ее легко масштабировать на любую физическую величину. По данным [6], в 2015 г. концентрация ¹³⁷Сs в донной морской воде на расстоянии около 20 м от затонувшей АПЛ "Комсомолец" составляла 0.57 ± 0.04 Бк/м³ и соответствовала значениям предыдущих лет, когда отбор проб проводился без знания точного расположения пробоотборника воды по отношению к местоположению затонувшей АПЛ. Текущие концентрации ¹³⁷Cs в придонной воде не указывают на увеличение выбросов [6]. Поэтому для демонстрации распространения РЗ рассчитанные в данной работе безразмерные концентрации нормировались на эту величину — 0.57 Бк/м³.

Следует отметить, что во время экспедиции 2007 г. в Норвежское море на НИС "Академик Мстислав Келдыш" специалистами РНЦ "Курчатовский институт" были проведены прямые измерения радиоактивности морской воды в районе затопления АПЛ. Анализ полученной информации показал, что концентрация ¹³⁷Cs на выходе вентиляционной трубы из ядерной энергетической установки АПЛ "Комсомолец" была 16 ± 0.04 Бк/л [25], что приблизительно в 2.8×10^3 больше, чем задаваемая нами концентрация. Однако здесь надо учесть то, что методика расчета распространения "завязана" на сеточную область модели так, что в ней мы можем оперировать только с исходной концентрацией во всей придонной ячейке сетки, где лежит АПЛ, объем которой составляет ~ 10 км $\times 10$ км $\times 30$ м $= 3 \times 10^9$ м³. Поэтому исходная концентрация в ячейке сетки будет во много раз меньше. Пересчет концентрации на выходе из трубы в концентрацию в ячейке сетки, так чтобы удовлетворить физике распространения пассивной примеси, трудно выполнить с достаточной точностью. Поэтому мы и выбрали в качестве источника измеренную концентрацию рядом с АПЛ по данным [6].

Динамика процесса распространения РЗ в придонном слое наглядно представлена на рис. 2 в логарифмическом распределении цветовых градаций. Расчеты показывают, что в основном РЗ распространяется вдоль свала глубин к северу и югу от источника с некоторым превалированием северного направления. Разнонаправленность переноса РЗ вызвана изменчивостью придонных скоростей течений. При удалении от источника концентрация РЗ существенно уменьшается вследствие разбавления окружающими водами. Динамика распространения РЗ в течение года такова, что через месяц на расстоянии около 100 км от АПЛ она меньше на 8 порядков. Через год становится еще в 100 раз меньше, чем в источнике, а ближе к побережью Европы и Шпицбергена – меньше на 7 порядков.



Рис. 2. Распределение концентрации РЗ в Норвежском море у дна показано цветовыми градациями с логарифмическим распределением через 1 (а), 3 (б), 6 (в) и 12 мес. (г) при постоянном источнике от АПЛ "Комсомолец", заданном в 0.57 Бк/м³.

То, что нет ярко выделенного направления глубинных течений на свале глубин, где лежит АПЛ "Комсомолец", говорит об их сильной изменчивости. Это подтверждается и данными наблюдений, с помощью заякоренного буя, поставленного ИО РАН. Измерения продолжались почти год – с 28 июля 1994 г. по 3 июля 1995 г. [26]. Однако в силу технических причин, к обработке

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021



Рис. 3. Спектры мощности ((см/с)² ч) зональной (черная) и меридиональной (красная) составляющих скорости придонного течения на расстоянии 10 м от дна на заякоренном буе с 28 июля 1994 г. по 3 марта 1995 г., расположенном в точке 73°42.6' N, 13°06.0' Е на глубине 1710 м [26] (а) и в ближайшей точке сетки модели на расстоянии 35 м от дна (б). Нанесен 95% доверительный интервал.

оказались пригодны данные за немногим более семи месяцев с 28 июля 1994 г. по 3 марта 1995 г. На рис. 3 показаны спектры придонных течений по данным этого буя и расчетам в ближайшей к нему точке сетки. Результаты измерений [13] и моделирования показывают сильную изменчивость течений. в спектре которой выделяются наиболее энергонесущие 15-20-суточные и 5-10-суточные колебания. Эта изменчивость очевидным образом вызвана атмосферным воздействием и связана с т. н. низкочастотной (см., например, [27, 28] и синоптической изменчивостями атмосферы соответственно. По-видимому, сигналы от атмосферного воздействия на этих частотах передаются посредством атмосферного воздействия на баротропную океанскую моду, которая может быть неустойчива на свале глубин в зависимости от направления наклона дна и знака завихренности.

На спектре по данным измерений хорошо выделяется мода полусуточного прилива, которой нет в результатах моделирования, т.к. в проведенном численном эксперименте прилив не учитывался. Поскольку приливные движения квази-баротропны, то их сигнал должен хорошо проявляться у дна. Заметное отличие между измерениями и расчетом в формах спектров проявляется и в низкочастотной области, начиная от атмосферной синоптики. Скорее всего, это связано с недостаточной длительностью расчетов, и низкочастотные движения в модели океана не успевают установиться. Еще одним отличием является то, что в этой области спектра в модели меридиональная составляющая больше, чем зональная, а по данным измерений наоборот. Причем в менее значимой по изменчивости высокочастотной области с периодами менее 2 сут энергия меридиональных и зональных движений в модели меняются местами, а по данным измерений они сопоставимы. То, что в модели меридиональная составляющая течений в наиболее энергонесущем диапазоне частот превалирует над зональной, объясняется тем, что первая практически направлена вдоль свала глубин, тогда как вторая более направлена поперек него. А то, что в данных измерений это не так, можно объяснить придонным экмановским поворотом течений, который по данным измерений должен проявляться более ярко, т.к. измерения проведены на расстоянии всего 10 м от дна. К сожалению, изначально шаги вертикальных уровней в модели выбраны так, что самый нижний придонный уровень в мо-



Рис. 4. Среднемесячные, осредненные в "квадрате" 50 × 50 км, вертикальные профили коэффициента разбавления (относительная концентрация) пассивной примеси в толще моря над АПЛ в логарифмическом масштабе с течением времени через 1 (синяя кривая), 3 (зеленая), 6 (оранжевая) и 12 мес. (красная) при начальной концентрации в источнике, заданной равной 1.

дели в месте положения АПЛ "Комсомолец" находится на расстоянии 35 м от дна, и экмановский разворот течений здесь существенно менее значим. Наконец, еще одним существенным отличием наблюдаемых и рассчитанных по модели спектров течений является то, что изменчивость течений по модели существенно недооценена особенно в низкочастотной области, начиная от атмосферной синоптики. Это может объясняться с одной стороны тем, что система придонных течений еще не установилась, а с другой стороны, что рассчитанные течения соответствуют осреднению по площади ~10-км "квадрата", в то время как данные наблюдений выполнены в точке. Очевидно, что с увеличением сеточного разрешения модели и проведением более длительных расчетов этот разрыв будет уменьшаться.

Таким образом, результаты моделирования подтверждаются данными наблюдений, и действительно распространение РЗ должно происходить в основном вдоль склона в обоих направлениях. Распространение поперек свала глубин менее интенсивное, чем вдоль изобат. Однако его наличие свидетельствует о наличии и поперечных к склону течений, которые неминуемым образом возникают при перестройке вдоль-склоновых течений с одного направления на другое. Исследование изменчивости вдоль-склоновых течений требует отдельного изучения, в том числе с помощью численного моделирования.

Важным вопросом является распространение загрязнения в вышележащих слоях океана и выход радиоактивных веществ на поверхность. Такой процесс возможен за счет конвективных движений вод с глубин на поверхность в сложной трехмерной структуре циркуляции Норвежского моря. На рис. 4 представлена относительная тенденция изменения содержания пассивной примеси по глубине с течением времени. Для объективности показаны среднемесячные вертикальные профили коэффициента разбавления и еще осредненные в "квадрате" 50 × 50 км. Через месяц коэффициент разбавления (относительная концентрация) на поверхности над точкой источника близок к нулю. С течением времени он увеличивается во всей толще воды за счет вертикальной диффузии и вертикальных движений. Тем не менее, через год почти во всей толще моря концентрация в 1000 раз меньше, чем в источнике.

Подъем РЗ со дна моря к поверхности за счет турбулентной диффузии и вертикальных движений воды приводит к его распространению в поверхностных слоях, показанному на рис. 5. Однако ее концентрация резко падает. Максимум РЗ смещается на восток за счет переноса поверхностными течениями. Через год концентрация РЗ на поверхности океана достигает значений в 100 раз меньших, чем на дне. Расчет показывает, что в районе береговой линии Европы и Шпицбергена концентрация РЗ на много порядков меньше, чем в точке над источником. Таким образом, согласно нашим расчетам, вероятное РЗ от АПЛ "Комсомолец" фактически не превышает фоновый уровень радиоактивного загрязнения.

Здесь следует отметить, что результаты измерений содержания ¹³⁷Cs в морской воде, получен-



Рис. 5. Распределение концентрации РЗ в Норвежском море в поверхностных водах через 1 (а), 3 (б), 6 (в) и 12 мес. (г) при постоянном источнике от АПЛ "Комсомолец" 0.57 Бк/м³.

ные в процессе мониторинга, проведенного норвежскими исследователями в районе затонувшей АПЛ "Комсомолец" [6], показывают, что, за исключением периода с 1991 по 1993 гг., значения РЗ в придонной пробе вод обычно были ниже, чем в поверхностной. В этой работе повышенные концентрации РЗ в поверхностных водах не связывают с АПЛ "Комсомолец". Как сказано в [6], эти значения, вероятно, отражают глобальный перенос разрешенных выбросов с ядерных пере-

рабатывающих предприятий в Северной Европе. Наши результаты подтверждают версию того, что повышение РЗ в поверхностных водах не может быть вызвано выбросами из АПЛ "Комсомолец".

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Для оценки радиационной опасности от АПЛ "Комсомолец" в связи с выходом радионуклидов из реакторного отсека в окружающую морскую волу в настояшей статье использован метод расчета распространения радиоактивного загрязнения с помощью гидродинамического моделирования. Следует отметить, что АПЛ "Комсомолец" находится на большой глубине, что приводит к дополнительным трудностям восстановления придонной циркуляции, особенно для т. н. *z*-моделей [11]. Поэтому расчеты распространения от нее РЗ в Норвежском море проведены с помощью σ-модели INMOM, хорошо зарекомендовавшей себя при расчете течений в придонных разломах Атлантического океана и субарктического бассейна [12-15].

Для расчета распространения РЗ как пассивной примеси использовалась гибридная схема переноса-диффузии, которая в горизонтальной плоскости соответствует схеме направленных разностей, а в вертикальном направлении используется центрально-разностная схема с заданием коэффициента вертикальной диффузии как для температуры и солености.

В данной работе выполнены расчеты распространения РЗ от ¹³⁷Сs как пассивной примеси от местоположения АПЛ "Комсомолец" в водах Норвежского моря. Расчеты показывают, что в основном РЗ распространяется вдоль свала глубин к северу и югу от источника с некоторым преобладанием северного направления, в соответствии с генеральным направлением придонных течений. Разнонаправленность переноса РЗ вызвана изменчивостью придонных скоростей течений, которая хорошо подтверждается данными измерений [13]. С удалением от источника концентрация РЗ существенно уменьшается вследствие разбавления окружающими водами. Динамика распространения РЗ в течение года такова, что через месяц на расстоянии около 100 км от АПЛ она меньше на 8 порядков. Через год становится еще в 100 раз меньше, чем в источнике, а ближе к побережью Европы и Шпицбергена – меньше на 7 порядков.

Таким образом, результаты моделирования придонных течений подтверждаются данными наблюдений, и действительно распространение РЗ должно происходить в основном вдоль склона в обоих направлениях. Распространение РЗ поперек свала глубин менее интенсивное, чем вдоль

его склона. Однако его наличие свидетельствует и о наличии поперечных к склону течений, которые неминуемым образом возникают при перестройке вдоль-склоновых течений с одного направления на другое. По данным модельных расчетов, концентрация загрязнения у дна на расстоянии 200-300 км от источника через год оказывается на 10 порядков меньше, чем в источнике, а у берегов на 12 порядков меньше, чем в источнике. Таким образом, согласно нашим расчетам вероятного РЗ от АПЛ "Комсомолец", оно фактически не превышает фоновый уровень радиоактивного загрязнения.

Показано поступление вероятного РЗ в приповерхностные воды за счет турбулентного перемешивания и конвективных движений вод с глубин на поверхность в сложной трехмерной структуре циркуляции Норвежского моря. В толще моря концентрация в 100 раз меньше, чем в источнике.

Подъем РЗ со дна моря к поверхности за счет турбулентной диффузии и вертикальных движений воды приводит к его распространению в поверхностных слоях. Однако здесь концентрация РЗ резко падает. Максимум загрязнения смещается на восток за счет переноса поверхностными течениями. Через год концентрация на поверхности над источником на дне на два порядка меньше, чем на дне.

Результаты измерений содержания ¹³⁷Сs около затонувшей АПЛ "Комсомолец" [6], показывают, что, за исключением периода с 1991 по 1993 гг., значения в придонной пробе вод обычно были ниже, чем в поверхностной. В этой работе повышенные концентрации РЗ в поверхностных водах не связывают с АПЛ "Комсомолец". Как сказано в [6], эти значения, вероятно, отражают глобальный перенос разрешенных выбросов с ядерных перерабатывающих предприятий в Северной Европе. Наши результаты подтверждают версию того, что повышение РЗ в поверхностных водах не может быть вызвано выбросами из АПЛ "Комсомолец".

Следует отметить, что наши расчеты носят предварительный характер. Они только очерчивают круг проблем, которые необходимо разрешать. В дальнейшем необходимо уточнять сценарии расчетов, проводить их на более длительные сроки до установления квазиравновесного состояния и использовать модель более высокого пространственного разрешения как по горизонтали, так и по вертикали, что позволит снизить влияние численной вязкости на картину переноса. Кроме того, желательно учитывать и приливные движения, т.к. остаточная приливная циркуляция все же может вносить вклад в перенос РЗ, о чем свидетельствует ее интенсивность в придонном слое, показанная на рис. За. Кроме того, надо быть готовыми и к непредвиденным ситуациям с АПЛ "Комсомолец". Например, при возникновении гипотетических аварий одновременно в двух реакторах с самоподдерживающейся цепной реакцией в затонувшей в Баренцевом море АПЛ Б-159 возможен залповый выброс в окружающую среду ¹³⁷Cs активностью 5 × 10¹³ Бк [5]. В этом случае концентрация РЗ около АПЛ может превышать в 20000 раз принятую в нашей работе согласно данным измерений.

В настоящее время находится на стадии испытаний новая версия INMOM с 4-км пространственным разрешением для всего Арктического бассейна. Эта модель будет более точно воспроизводить циркуляцию вод в Норвежском море и изменчивость придонных течений около АПЛ "Комсомолец". На основе данных измерений было показано, что придонные течения в районе Комсомольца характеризуются большой изменчивостью величине и направлению. В свою очередь это может повлиять на скорость выхода ¹³⁷Сs и загрязнение окружающих вод. Численное моделирование поможет решить и эту проблему.

5. ВЫВОДЫ

Анализ результатов моделирования распространения радиоактивного загрязнения в Норвежском море от источника на дне показал, что разнонаправленность переноса РЗ вызвана изменчивостью придонных скоростей течений, которая подтверждается данными наблюдений. Распространение РЗ должно происходить в основном вдоль склона в обоих направлениях. Распространение РЗ поперек свала глубин менее интенсивное, чем вдоль его склона. С удалением от источника концентрация загрязнений существенно уменьшается вследствие разбавления окружающими водами. Через год концентрация РЗ на расстоянии 100 км от источника становится в 100 раз меньше, чем в источнике, а ближе к побережью Европы и Шпицбергена она уменьшается на много порядков.

Авторы выражают благодарность проф. В.Л. Высоцкому за ценные замечания при написании статьи.

Источники финансирования. Работа выполнена в рамках государственного задания Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН (тема 0149-2019-0004) и поддержана проектами РФФИ № 18-05-80089 (анализ распространения загрязнений) и № 20-35-70039 (обработка данных измерений). Работа, связанная с подготовкой специализированной версии модели INMOM, выполнена в рамках проекта РНФ № 17-17-01295. Численные эксперименты проводились на вычислительных ресурсах Центра коллективного пользования "Дальневосточный Вычислительный ресурс" ЦКП ДВ ВР (https://www.cc.dvo.ru) и "Межведомственного Суперкомпьютерного центра РАН" МСЦ РАН (http://old.jscc.ru).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Саркисов А.А., Сивинцев Ю.В., Высоцкий В.Л., Никитин В.С. Атомное наследие холодной войны на дне Арктики. Радиоэкологические и технико-экономические проблемы радиационной реабилитации морей. М.: Юлис, 2015. 699 с.
- Архипов Б.В., Солбаков В.В., Соболев И.О. и др. Моделирование рассеивания радиоактивности в морской среде. М.: ВЦ им. А.А. Дородницына РАН, 2012. 31 с.
- Heldal H., Vikebø F., Johansen G. Dispersal of the radionuclide caesium-137 from point sources in the Barents and Norwegian Seas and its potential contamination of the Arctic marine food chain // Coupling numerical ocean models with geographical fish distribution data Pollution 180. Bergen, Inst. of Marine Research, 2013. P. 190–198.
- Антипов С.В., Билашенко В.П., Высоцкий В.Л., Калантаров В.Е., Кобринский М.Н., Саркисов А.А., Сотников В.А., Шведов П.А., Ибраев Р.А., Саркисян А.С. Прогноз и оценка радиоэкологических последствий гипотетической аварии на затонувшей в Баренцевом море АПЛ "Б-159" // Атомная энергия. 2015. Т. 119. № 6. С. 106–113.
- 5. Саркисов А.А., Антипов С.В., Высоцкий В.Л., Кобринский М.Н., Шведов П.А., Билашенко В.П., Хохлов И.Н. Прогноз радиоэкологических последствий гипотетических аварий на ядерных и радиационно опасных объектах, находящихся на дне Баренцева и Карского морей // Атомная энергия. 2018. Т. 125. № 6. С. 343–350.
- Gwynn J.P., Heldal H.E., Flo J.K., Sværen I., Gäfvert T., Haanes H., Føyn L., Rudjord A.L. Norwegian monitoring (1990–2015) of the marine environment around the sunken nuclear submarine Komsomolets // J. Environ. Radioact. 2018. V. 182. P. 52–62.
- Nies H., Harms I.H., Karcher M.J., Dethleff D., Bahe C. Anthropogenic radioactivity in the Arctic Ocean, review of the results from the joint German project // Sci. Total Environ. 1999. V. 237. P. 181–191.
- Miroshnichenko O.N., Paraskiv A.A., Gulin S.B. Cesium-137 Concentration in the surface waters of Eurasian Seas: Evidence from the expedition research of 2017 // Geochemistry International. 2019. V. 57. № 12. P. 1349–1354.
- 9. Антипов С.В., Дианский Н.А., Гусев А.В. Особенности распространения радиоактивного загрязнения в северо-западной части Тихого океана // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 6. С. 52–70.
- 10. Дианский Н.А., Гусев А.В., Фомин В.В. Особенности распространения загрязнений в северо-западной

части Тихого океана // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 2. С. 247–266.

- Griffies S.M. Some Ocean Model Fundamentals // Ocean Weather Forecasting. E.P. Chassignet, J. Verron (Eds.). Dordrecht: Springer, 2006. P. 19–73. https://doi.org/10.1007/1-4020-4028-8_2
- Frey D.I., Novigatsky A.N., Kravchishina M.D., Morozov E.G. Water structure and currents in the Bear Island Trough in July–August // Russ. J. Earth. Sci. 2017. V. 17. P. ES3003. https://doi.org/10.2205/2017ES000602
- Morozov E.G., Frey D.I., Diansky N.A., Fomin V.V. Bottom circulation in the Norwegian Sea // Russ. J. Earth Sciences, 2019. V. 19. P. ES2004. https://doi.org/10.2205/2019ES000655
- Frey D.I., Morozov E.G., Fomin V.V., Diansky N.A., Tarakanov R.Y. Regional modeling of Antarctic Bottom Water flows in the key passages of the Atlantic // J. Geophys. Res. Oceans. 2019. V. 124. № 11. P. 8414. https://doi.org/10.1029/2019JC015315
- 15. Фрей Д.И., Морозов Е.Г., Фомин В.В., Дианский Н.А. Пространственная структура потока антарктических вод в разломе Вима Срединно-атлантического хребта // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 6. С. 727–732. https://doi.org/10.1134/S0002351518060068
- Zalesny V.B., Marchuk G.I., Agoshkov V.I., Bagno A.V., Gusev A.V., Diansky N.A. et al. Numerical simulation of large-scale ocean circulation based on the multicomponent splitting method // Russian J. Numerical Analysis and Mathematical Modelling. 2010. V. 25. N
 6. P. 581–609.

https://doi.org/10.1515/rjnamm.2010.036

- Дианский Н.А. Моделирование циркуляции океана и исследование его реакции на короткопериодные и долгопериодные атмосферные воздействия. М.: Физматлит. 2013. 272 с.
- Володин Е.М., Гусев А.В., Дианский Н.А., Ибраев Р.А. Ушаков К.В. Воспроизведение циркуляции мирового океана по сценарию CORE-II с помощью численных моделей // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 1. С. 97–111. https://doi.org/10.7868/S0003351518010105
- Дианский Н.А., Панасенкова И.И., Фомин В.В. Исследование отклика верхнего слоя Баренцева моря

на прохождение интенсивного полярного циклона в начале января 1975 года // Морской гидрофизический журн. 2019. Т. 35. № 6. С. 530–548. https://doi.org/10.22449/0233-7584-2019-6-530-548

- Brydon D., San S., Bleck R. A new approximation of the equation of state for seawater, suitable for numerical ocean models // J. Geophys. Res. 1999. V. 104(C1). P. 1537–1540.
- Яковлев Н.Г. Восстановление крупномасштабного состояния вод и морского льда Северного Ледовитого океана в 1948–2002 гг. Часть 1: Численная модель и среднее состояние // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 3. С. 1–16.
- 22. Коротаев Г.К., Холод А.Л., Мизюк А.И., Ратнер Ю.Б. Прототип отечественной системы непрерывного анализа и прогноза полей Мирового океана, Арктического и Азово-Черноморского бассейнов // Морские информационно-управляющие системы. 2020. Т. 17. № 1. С. 40–47.
- Zweng M.M, Reagan J.R., Antonov J.I., Locarnini R.A., Mishonov A.V., Boyer T.P., Garcia H.E., Baranova O.K., Johnson D.R., Seidov D., Biddle M.M. World Ocean Atlas 2013. Volume 2: Salinity // S. Levitus, A. Mishonov (Eds.). Technical Ed. NOAA Atlas NESDIS. 2013. 39 p.
- 24. *Ibrayev R.A.* Model of enclosed and semi-enclosed sea hydrodynamics // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2001. V. 16. № 4. P. 291–304.
- 25. Атомная энергетика и перспективные энергетические технологии. М.: Рос. науч. Центр "Курчат. ин-т", 2008. С. 56–59.
- 26. Алейник Д.Л., Бышев В.И. Щербинин А.Д. Измеренные течения в придонном слое Норвежского моря в районе катастрофы атомной подводной лодки "Комсомолец" // Доклады РАН. 1999. Т. 369. № 4. С. 1393–1397.
- Дианский Н.А. Временные связи и пространственные формы совместных мод аномалий высоты изобарической поверхности 500 мб и температуры поверхности океана зимой в Северной Атлантике // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. № 2. С. 197–213.
- Дымников В.П. Устойчивость и предсказуемость крупномасштабных атмосферных процессов. М.: ИВМ РАН, 2007. 283 с.

Spreading of Pollution in the Norwegian Sea from a Bottom Source

N. A. Diansky^{1, 2, 3}, E. G. Morozov⁴, *, V. V. Fomin^{2, 3}, and D. I. Frey⁴

¹Moscow State University, Leninskiye gory, 1, bld. 2, Moscow, 119991 Russia

²Zubov State Oceanographic Institute, Kropotkinskii per., 6, Moscow, 119034 Russia

³Marchuk Institute of Computational Mathematics, Russian Academy of Sciences, Gubkina str., 8, Moscow, 119333 Russia

⁴Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Nakhimovskii prosp., 36, Moscow, 119997 Russia

*e-mail: egmorozov@mail.ru

A method for calculating spreading of radioactive contamination using the INMOM model is proposed to assess the radiation threat from the "Komsomolets" nuclear submarine related to the release of radionuclides from the reactor compartment into the adjacent seawater. Calculations of spreading of radioactive contami-

ДИАНСКИЙ и др.

nation (RC) from ¹³⁷Cs as a passive admixture from the location of the nuclear submarine "Komsomolets" have been performed. Calculations have shown that in the bottom layer, RC mainly spreads along the depth slope to the north and south of the source. Such variability of the direction of RC transport is caused by the variability of the bottom current velocities, which is well confirmed by the field data. At a distance from the source, the concentration of RC significantly decreases due to dilution in surrounding waters. The propagation of RC across the depth slope is less intense than along its slope; it is caused by the presence of currents transverse to the slope, which arise when the along-slope currents are rearranged from one direction to another. The entry of RC into surface waters due to convective motions from depths to the surface in a complex three-dimensional structure of the circulation of the Norwegian Sea is shown. In the deep sea, the concentration of RC over the bottom cannot be associated with emissions from the nuclear submarine "Komsomolets". The near-surface concentration of contamination is most likely caused by the spread of RC from nuclear processing plants in northern Europe. In general, it has been shown that the currently possible RC from the "Komsomolets" nuclear submarine does not actually exceed the background level of radioactive contamination of the Norwegian Sea waters.

Keywords: eddy-resolving modeling, ocean currents, large-scale circulation, the Norwegian Sea, pollution transport, bottom layer

УДК 551.465

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕРМОХАЛИННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ В РАЗЛИЧНЫЕ ФАЗЫ АТЛАНТИЧЕСКОЙ МУЛЬТИДЕКАДНОЙ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПО ДАННЫМ ОКЕАНСКИХ ОБЪЕКТИВНЫХ АНАЛИЗОВ И РЕАНАЛИЗОВ

© 2021 г. В. А. Багатинский^{а, *}, Н. А. Дианский^{а, b, c}

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия ^bИнститут вычислительной математики РАН им. Г.И. Марчука, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия ^cГосударственный океанографический институт им. Н.Н. Зубова, Кропоткинский пер., 6, Москва, 119034 Россия *e-mail: vladbag38@gmail.com

че-тап: viaabag58@gmail.com Поступила в редакцию 30.08.2020 г. После доработки 05.12.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

По данным объективных океанских анализов EN4 и WOA13 и реанализов GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 исследуются зонально осредненные характеристики термохалинной циркуляции вод Северной Атлантики (СА) в различные фазы индекса Атлантической мультидекадной осцилляции (АМО) за последние 70 лет. Показано, что в зонально осредненных климатических трендах и разностях композитов аномалий полей потенциальной температуры и солености для всех массивов данных проявляются схожие термохалинные структуры. Для того чтобы выяснить как изменчивость в термохалинном состоянии вод в СА сопровождается изменчивостью в ее термохалинной циркуляции, проводился анализ изменчивости функции тока Атлантической меридиональной опрокидывающейся циркуляции (АМОЦ). Рассчитанные по данным океанских объективных анализов и реанализов средние функции тока АМОЦ, отражающие термохалинную циркуляцию в СА, в целом похожи друг на друга. Тем не менее по своей пространственной структуре их можно разделить на две группы: (EN4, WOA13, GFDL) и (ESTOC, ORA-S4, GECCO2). В своих трендах и разностях композитов аномалий функции тока АМОЦ реанализов сильно отличаются как между собой, так и от данных объективных анализов EN4 и WOA13. Причем главное отличие заключается в знаках климатических трендов и разностей композитов, определяющих изменения направления зонально осредненной термохалинной циркуляции. Было установлено, что в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО положительные и отрицательные температурные (и соленостные) аномалии распространяются с периодом около 60 лет по ходу движения вод в АМОЦ, опускаясь в глубинные слои океана примерно на 60° N и поднимаясь на 25° N. Наиболее ярко этот процесс проявляется для объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализа ORA-S4. Можно сделать вывод, что этот механизм вносит существенный вклад в формирование фаз индекса АМО.

Ключевые слова: климат, циркуляция, АМОЦ, Северная Атлантика, АМО, объективный анализ, реанализ, композитный анализ

DOI: 10.31857/S0002351521020024

1. ВВЕДЕНИЕ

В циркуляции вод Северной Атлантики (СА) на значимом уровне выделяются естественные долгопериодные квазициклические колебания с характерными периодами 50–70 лет. Это явление получило название Атлантической мультидекадной осцилляции (АМО) [1, 2]. Временной ход индекса АМО определяется как временной ход осредненной по акватории СА от экватора до 70° с.ш. аномалии температуры поверхности океана (ТПО), отсчитываемой относительно климатического линейного тренда ТПО [3]. Предполагается, что АМО отражает собственные моды климатической изменчивости в системе океан– атмосфера, а линейный тренд – климатические изменения, вызванные внешними факторами (антропогенные и природные выбросы парниковых газов, извержения вулканов, изменение солнечной активности и др.). На рис. 1а показано сравнение осредненных по пространству аномалий ТПО в СА, рассчитанных по данным NOAA (National Oceanic & Atmospheric Administration) [3] и EN4 [4] с 1900 г. Видно, что, хотя базы данных разные, аномалии ТПО хорошо соответствуют друг другу, тренды на потепление за последние 120 лет по данным NOAA и EN4 составляют 0.045 и 0.060°С/10 лет соответственно. За вычетом линейного тренда как раз получаются колебания, в которых проявляются мультидекадные и декадные колебания (рис. 16), рассчитанные по данным NOAA [3]. Анализ климатического тренда аномалий ТПО в CA также представляет научный интерес, поскольку позволяет выявлять изменения климата и их тенденции.

АМО представляет собой ярко выраженный климатический сигнал мультидекадного и декадного масштабов, проявляющийся в ряде климатических характеристик системы океан—атмосфера. Воздействие АМО может оказывать влияние на изменения температуры воздуха, осадков и стока рек в СА, Европе и Арктике [3], на активность ураганов [5, 6] в СА, а также на атмосферные переносы тепла и влаги в Атлантико-Европейском регионе [7]. Однако единая точка зрения на природу формирования АМО пока еще не выработана.

В настоящее время предложено несколько возможных механизмов для объяснения естественных мультидекадных колебаний климата в Арктике и СА. В работе [8] авторы указывают на то, что механизм генерации мультидекадной изменчивости связан с взаимодействиями на границе океан-атмосфера и заключается в реакции атмосферы на аномалии ТПО. Одним из возможных механизмов поддержания АМО является сдвиг фаз между долгопериодными изменениями потоков тепла на границе раздела океан-атмосфера в высоких широтах СА и величинами меридиональных переносов тепла в Субтропической Атлантике, определяемый временем адвекции термохалинных аномалий из Тропической Атлантики в субарктические широты [9-14].

В работах [15, 16] на основе результатов длительных расчетов модели земной системы мультидекадные колебания связываются с колебаниями в Арктике. Альтернативная гипотеза состоит в том, что колебательный процесс поддерживается распространением волн типа Россби вдоль береговой линии [17, 18].

В работе [19] предполагается, что колебания климата связаны с колебаниями интенсивности меридиональной циркуляции в СА – так называемой Атлантической меридиональной опрокидывающейся циркуляции (АМОЦ). При повышении интенсивности меридиональной циркуляции в верхних слоях СА происходит усиление переноса более теплых вод в высокие широты СА. Однако эти более теплые и, следовательно, легкие воды в высоких широтах СА замедляют меридиональную циркуляцию, что, в свою очередь, приводит к охлаждению и переходу в противоположную фазу колебаний. Поскольку АМОЦ является отражением термохалинной циркуляции в Атлантике, то формирование индекса АМО должно быть тесно связано с термохалинным режимом СА. Уже проведенное нами изучение [20] зонально осредненных трендов и аномалий полей потенциальной температуры и солености объективных анализов EN4 [4] и WOA13 [21, 22] позволило обнаружить три интересных факта:

первый из них состоит в том, что в верхнем 1-км слое океана, в основном, наблюдается тренд на потепление и осолонение. Ниже 1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения, что можно связать с таянием льдов Гренландии, выносом распресненных вод из Северного Ледовитого океана и затягиванием этих холодных и более пресных вод в глубинные слои. Такие структуры трендов потенциальной температуры и солености, наиболее вероятно, являются следствием парникового эффекта, вызванного, согласно IPCC (International Panel on Climate Change, или в русской версии МГЭИК – Межправительственная группа экспертов по изменению климата), в основном антропогенным воздействием [23, 24].

Второй факт заключается в том, что в периоды 1951–1959, 2000–2008 и 2009–2017 гг., когда индекс АМО (рис. 16) положительный, наблюдаются положительные аномалии (за вычетом трендов) потенциальной температуры и солености в верхнем ~1-км слое СА, в то время как глубже ~1-км слоя наблюдаются значительные области отрицательных аномалий потенциальной температуры и солености. Когда же индекс АМО отрицательный (1973–1981 и 1982–1990 гг.), то в верхнем ~1-км слое наблюдаются отрицательные температурые и соленостные аномалии, а глубже, наоборот, положительные.

Третий факт состоит в том, что в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО (1951-1959, 1961-1969, 1973-1981, 1982-01990, 1991-1999, 2000-2008 и 2009-2017 гг.), включающие переходные периоды от положительной к отрицательной фазе индекса АМО (1951–1959 гг.) (и наоборот (1991-1999 гг.)), положительные и отрицательные аномалии как потенциальной температуры, так и солености распространяются с периодом около 60 лет по ходу движения вод в АМОЦ, опускаясь в глубинные слои океана примерно на 60° N и поднимаясь на поверхность на 25° N. Можно предположить, что благодаря этому наблюдаются положительные и отрицательные фазы индекса АМО. По-видимому, такая структура изменчивости связана с характером формирования термохалинной циркуляции в СА и требует своего дальнейшего исследования, используя другие базы данных объективных анализов и реанализов, а также проведения численных экспериментов с моде-



Рис. 1. (а) — Временной ход и тренды аномалий поверхностной температуры СА, осредненные от экватора до 70° N по данным NOAA [3] (сплошная линия) и EN4 [4] (пунктирная линия) с 1900 г. (б) — Ступенчатая линия — значения среднегодового индекса AMO, рассчитанного NOAA (National Oceanic & Atmospheric Administration) [3] с 1856 г. (показаны с 1940 г.), и плавная кривая – результат низкочастотной фильтрации с отсечением периодов до 8 лет. (в) – Средние тренды аномалий температуры СА на глубине 5 м по данным EN4, WOA13, GFDL, GECCO2, ESTOC и ORA-S4.

Время, год

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 Nº 2 2021

-0.5

лью общей циркуляции океана Института Вычислительной Математики (ИВМ) РАН — INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model) [25].

В настоящей работе ставится задача изучения этих фактов с привлечением данных океанских реанализов, в которых в отличие от объективных анализов EN4 и WOA13 реконструируется общая циркуляция вод Мирового океана. При этом основная гипотеза вышеперечисленных фактов изменение интенсивности термохалинной циркуляции.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Для определения и сравнения термохалинного состояния СА были выбраны глобальные поля температуры и солености по двум объективным анализам EN4 [4] и WOA13 (World Ocean Atlas 2013) [21, 22] и четырем реанализам GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) [26], ESTOC (Estimated state of ocean for climate research) [27], ORA-S4 (Ocean ReAnalysis System 4) [28] и GECCO2 (German partner of the Estimating the Circulation and Climate of the Ocean 2) [29]. Объективные анализы EN4 и WOA13 получены с использованием только пространственно-временной интерполяции данных наблюдений без учета динамики океана. Реанализы GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 получены путем расчетов по разным моделям обшей ширкуляции океана с использованием различных методов усвоения океанографической информации из каких-либо объективных анализов и спутниковой информации. Поэтому в них представлена и циркуляция вод Мирового океана. Потоки тепла, пресной воды и импульса из атмосферы предписываются из различных источников, полученных, в свою очередь, с использованием различных атмосферных реанализов. Основным источником данных объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализа GFDL служит база данных World Ocean Database (WOD13 и WOD09), которая разработана NOAA, источник реанализа ESTOC – ланные EN4. а реанализов ORA-S4 и GECCO2 – более ранняя версия EN3. Описание рассматриваемых массивов данных приведено в табл. 1 [30].

Стоит отметить, что океанский реанализ GFDL получен с помощью расчетов по совместной климатической модели общей циркуляции атмосферы и океана GFDL CM2.1 (Climate Model 2.1), которая использовалась для проведения климатических расчетов для подготовки 4-го оценочного доклада IPCC/МГЭИК [23].

Было проведено предварительное сравнение схожих реанализов ORA-S3 и ORA-S4, и в силу того, что ORA-S4 содержит больше горизонтов по глубине, имеет бо́льший временной охват, выбор был остановлен на нем. По массивам океанских данных GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 для потенциальной температуры и солености были рассчитаны средние значения, а по данным EN4 для лета и зимы¹ – отдельно – для каждого рассматриваемого периода (рис. 16):

— трех "теплых" периодов, когда наблюдаются значительные (по модулю больше 0.1° C) положительные состояния индекса AMO — с 1951 по 1959 гг. (кроме GDFL, ESTOC и ORA-S4), с 2000 по 2008 гг. и с 2009 по 2014—2017 гг. (в зависимости от временного охвата данных, см. табл. 1);

 переходного периода от "теплой" к "холодной" фазе – с 1961 по 1969 гг.;

- двух "холодных" периодов, когда наблюдаются значительные отрицательные состояния индекса АМО – с 1973 по 1981 гг. и с 1982 по 1990 гг.;

 переходного периода от "холодной" к "теплой" фазе – с 1991 по 1999 гг.

Интервалы периодом примерно 10 лет выбраны для того, чтобы исключить влияние 10-летних колебаний на более долгопериодные квази-шестидесятилетние колебания.

Массив данных WOA13 содержит среднемесячные, среднесезонные и среднегодовые данные по *in situ* температуре и солености, осредненные для следующих 6 периодов: с 1955 по 1964 гг., с 1965 по 1974 гг., с 1975 по 1984 гг., с 1985 по 1994 гг., с 1995 по 2004 гг., с 2005 по 2012 гг. Для анализа были использованы средние состояния для зимы и лета для каждого периода. По *in situ* температуре данных WOA13 была рассчитана потенциальная температура с помощью методики TEOS-10 [31].

На рис. 1в показаны средние (от экватора до 70° N) тренды аномалий приповерхностной температуры CA по данным EN4, WOA13, GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 с 1951 по 2017 гг. и в зависимости от временного охвата данных (см. табл. 1). Средняя приповерхностная температура на глубине 5 м имеет положительный тренд по всем массивам данных. Объективный анализ EN4 и реанализ GECCO2 имеют одинаковый временной охват, и их тренды приповерхностной температуры близки и равны 0.101 и 0.093°C/10 лет соответственно. Тренд приповерхностной температуры по данным объективного анализа WOA13 выше и составляет 0.124°C/10 лет, так как этот массив имеет более короткую продолжительность, чем объективный анализ EN4, и вклад периода наиболее интенсивного потепления с конца 1970-х по начало 2000-х гг. сказывается в нем сильнее. Временной охват данных ESTOC, ORA-S4 и GFDL практически одинаковый, но при этом они показывают различные тренды приповерхностной температу-

¹ Заметим, что для океана даты начала и окончания зимнего (январь, февраль и март) и летнего (июль, август и сентябрь) периодов принято сдвигать на 1 мес. вперед от календарных дат.

	EN4	WOA13	GFDL	ESTOC (K7)	ORA-S4	GECC02
Версия	4.2.0	2013 v2	1	1	4	2
Разработчик	MetOffice (UK)	NODC/NOAA (USA)	GFDL/NOAA (USA)	JAMSTEC/RCGC (Japan)	ECMWF (Europe)	UHH (Germany)
Модель	I	1	GFDLs ECDA CM2.1	MOM3-based OGCM	NEMO V3.0	MITgcm
Период расчета, годы	1900–2017	1955–2012	1961–2015	1957–2014	1958–2017	1948–2016
Шаг по времени	1 mec.	10 лет (для каждого календарного месяца)	1 mec.	1 Mec.	1 Mec.	1 мес.
Пространственное разрешение	1° × 1°	$0.25^\circ imes 0.25^\circ$	$1^{\circ} \times (1^{\circ} - 1/3^{\circ})$	1° × 1°	1° × 1°	1° x 1°
Число уровней	42	102	50	46	42	50
Нижний уровень, м	5350	5500	5316	5525	5350	5906
Исходные данные	WOD13, ASBO, GTSPP, Argo	WOD13	WOD09, GTSPP Argo	EN4	EN3	EN3
Атмосферное воздей- ствие	I	1	Atmospheric compo- nent of the coupled model	NCEP/NCAR RAI	ERA-40, ERA-Interim	NCEP RA1
Ассимиляция ТПО и морского льда	I	Ι	NCEP/NCAR, NCEP/DOE HadSST, OISST	Reynolds SST, OISST	ERA-40, NCEP OI v2, OSTIA	AMSRE SST

Таблица 1. Описание океанских объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2, используемых в работе

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕРМОХАЛИННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

235

ры, равные 0.084°, 0.114° и 0.155°С/10 лет. У всех данных тренды выше, чем показанные на рис. 1а, т.к. в последние десятилетия климатические изменения заметно выше [23].

3. ОЦЕНКА КЛИМАТИЧЕСКИХ ТРЕНДОВ ТЕРМОХАЛИННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Для того чтобы выяснить как изменчивость в термохалинном состоянии в Северной Атлантике сопровождается изменчивостью в ее термохалинной циркуляции, была рассчитана функция тока АМОЦ для каждого из массивов используемых данных. В целом функция тока АМОЦ является характеристикой термохалинной циркуляции океана в CA, когда в верхнем ~1-км слое во́ды медленно переносятся на север, отдавая накопленное тепло в атмосферу в средних и высоких широтах, и вследствие этого охлажлаются и опускаются (опрокилываются), возвращаясь в глубинных слоях на юг. Именно АМОЦ и определяет меридиональный перенос тепла на север водами СА. Таким образом, движение вод в АМОЦ можно косвенно связать с Атлантическим сектором океанского конвейера Брокера-Лаппо [32, 33].

Для океанских реанализов структура функции тока АМОЦ рассчитывалась по меридиональной составляющей скорости из баз данных рассматриваемых реанализов GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 по стандартной методике, описанной, например, в [25, 34].

Для восстановления динамики океана и расчета функции тока АМОЦ по данным о температуре и солености объективных анализов EN4 и WOA13 (для каждого отдельно) была разработана ниже описываемая методология, основанная на хорошо апробированной модели океана INMOM [25]. Эта модель была реализована для акватории СА от 100° W до 15° Е и от экватора до 80° N с пространственным разрешением 0.5° по долготе и широте. Для этого были подготовлены данные о батиметрии дна по массиву ЕТОРО5. Состояния по потенциальной температуре и солености для этой модели задавались из EN4 и WOA13 для лета и зимы отдельно для каждого периода индекса АМО. Последнее связано с тем, что невозможно корректно восстановить среднегодовую циркуляцию океана по его среднегодовому термохалинному состоянию. Атмосферное воздействие рассчитывалось по приповерхностным атмосферным характеристикам из базы данных CORE (Coordinated Ocean-ice Reference Experiments) версии 2, специально предназначенного для автономных расчетов моделей общей циркуляции океана [35, 36]. Расчет циркуляции СА проводился по методу диагноза-адаптации, предложенному акад. А.С. Саркисяном с соавторами [37]. Согласно этой методике запуск модели осуществ-

лялся на короткий срок в 75 сут, из которых первые 30 сут проводился разгон модели в режиме диагноза при предписанных полях потенциальной температуры и солености. В последующие 45 сут эксперимент проводился в режиме адаптации, при котором рассчитывались итоговые поля термохалинного состояния и циркуляции вод для всех летних и зимних выделенных периодов индекса АМО. Для анализа среднегодового состояния этих периодов результаты расчета осреднялись для зимы и лета и за последние 30 сут расчетов. При таком подходе роль модели вторична, поскольку она главным образом используется только для восстановления квази-геострофической циркуляции океана по оценке его термохалинного состояния по данным наблюдений, а также устранения на этапе адаптации заведомых ошибок в 3D полях потенциальной температуры и солености. При таком подходе динамика океана, восстановленная по методу диагноза-адаптации, определяется, в первую очередь, используемыми данными наблюдений. Расчеты показали, что эта версия INMOM по предложенному сценарию диагноз-адаптация адекватно воспроизводит среднеклиматическую наблюдаемую структуру основных гидрофизических полей в средних и высоких широтах.

Функция тока АМОЦ определялась по рассчитанной с помощью INMOM меридиональной скорости, по той же методике [25, 34]. Следует отметить, что восстановленные для объективных анализов EN4 и WOA13 функции тока АМОЦ показаны на рис. 2a, б только начиная от 20° N, так как метод диагноза-адаптации в используемой версии INMOM работает недостаточно корректно в приэкваториальной области. Это происходит, во-первых, из-за влияния граничных условий, выбранных на экваторе, а во-вторых, из-за особенностей океанической циркуляции. приводящей здесь к дополнительному шуму в динамике океана за счет возбуждения экваториальных волн Россби и Кельвина. Поэтому в низких широтах продолжительность расчетов по методу диагнозаадаптации должна быть больше, чем в средних и высоких широтах. Но так как нас интересовала функция тока АМОЦ в средних широтах, то нам было достаточно и 75 сут расчетов (30 сут диагноза и 45 сут адаптации).

Стоит отметить, что при анализе изменений характеристик термохалинной циркуляции по данным объективных анализов EN4 и WOA13 использовались не исходные данные, а прошедшие процедуру адаптации в модели INMOM на ее модельной сетке с разрешением 0.5° по долготе и широте, а не исходные данные (табл. 1).

За исключением реанализа GECCO2, все рассчитанные функции тока АМОЦ в целом согласуются с климатическими расчетами [36, 38] и между



Temperature & AMOC streamfunction

Рис. 2. Рассчитанные функции тока АМОЦ (показаны изолиниями в Св) по данным объективных анализов EN4 (а, ж), WOA13 (б, з) и реанализам GFDL (в, и), ESTOC (г, к), ORA-S4 (д, л) и GECCO2 (е, м) на фоне своих зонально-осредненных потенциальных температур (а, б, в, г, д, е), показаны цветом в °C, и соленостей (ж, з, и, к, л, м, н), показаны цветом в ПЕС (практические единицы солености).

собой (рис. 2). Функция тока АМОЦ, восстановленная с помощью модели INMOM по данным объективного анализа EN4 (рис. 2а, 2ж) хорошо согласуется с функцией тока АМОЦ, рассчитанной по данным реанализа GFDL (рис. 2в, 2и), с коэффициентом корреляции равным 0.84. Более того, рассчитанные по данным океанских объективных анализов и реанализов функции тока AMOU можно разделить на две группы: (EN4, WOA13, GFDL), где наблюдается ядро на ~40° N и (ESTOC, ORA-S4, GECCO2) — ядро немного сдвинуто к северу от 40° N.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021



Рис. 3. Линейные тренды функции тока AMOU (показаны изолиниями в Cв/10лет) по данным объективных анализов EN4 (а, ж), WOA13 (б, з) и реанализам GFDL (в, и), ESTOC (г, к), ORA-S4 (д, л) и GECCO2 (е, м) на фоне своих зонально осредненных линейных трендов потенциальной температуры (а, б, в, г, д, е), показаны цветом в °C/10 лет, и солености (ж, з, и, к, л, м, н), показаны цветом в ПЕС/10 лет.

Если в целом рассчитанные нами функции тока АМОЦ по различным данным похожи друг на друга, то наши расчеты высветили проблему того, что в своих трендах и разностях композитов аномалий (см. следующий раздел статьи) функции тока АМОЦ реанализов сильно отличаются как между собой, так и от данных объективных анализов EN4, WOA13. Причем основная проблема заключается в том, какого знака эти климатические тренды и разности композитов аномалий функции тока АМОЦ.

На рис. 3 изолиниями показаны линейные тренды функции тока АМОЦ по данным объективных анализов и реанализов на фоне своих зонально осредненных линейных трендов потенциальной температуры и солености (показаны цветом) в координатах широта—глубина.

Стоит отметить, что линейные тренды и аномалии (за вычетом трендов) потенциальной температуры и солености рассчитывались в каждой точке сетки рассматриваемых данных, а затем зонально осреднялись.

Зонально осредненные тренды потенциальной температуры (рис. 3, показаны цветом) СА, построенные по данным объективных анализов EN4 (рис. 3а), WOA13 (рис. 3б) и реанализа GFDL (рис. 3в), показывают, что в верхнем ~1-км слое в основном наблюдается потепление, а ниже этого слоя наблюдаются значительные области похолодания. По нашему мнению, эти массивы данных показывают наиболее объективную картину трендов. Области похолодания и распреснения в глубинных слоях можно связать с таянием льдов Гренландии, выносом распресненных вод из Северного Ледовитого океана и затягиванием этих холодных и более пресных вод в глубинные слои.

Для реанализа ESTOC (рис. 3г) область потепления наблюдается в верхнем ~ 1 -км слое от экватора до 40° N, а затем область похолодания до 60° N и далее снова область потепления по всей глубине до 80° N. В реанализе ORA-S4 (рис. 3д) в верхнем ~ 2.5 -км слое наблюдается потепление, а глубже также есть области похолодания. По данным реанализа GECCO2 (рис. 3е), в верхнем ~ 4 -км слое наблюдаются области и потепления, и похоладания, ниже ~ 4 -км слоя — только области похолодания.

Зонально осредненные тренды солености (рис. 3, показаны цветом) СА показали осолонение в верхнем ~1-км слое от экватора до ~40–50° N и в основном распреснение от ~50° N до 80° N по данным объективных анализов EN4 (рис. 3ж) и WOA13 (рис. 3з), а также реанализов ESTOC (рис. 3к) и ORA-S4 (рис. 3л), в то время как глубже ~1-км слоя наблюдаются в основном области распреснения. По данным реанализа GFDL (рис. 3и), по всей глубине наблюдаются и области распреснения и осолонения. В реанализе GECCO2 (рис. 3м) в верхнем ~4-км слое осолонение, а ниже – распреснение.

В своих трендах функции тока АМОЦ (рис. 3, показаны изолиниями) реанализов и объективных анализов EN4 и WOA13 показывают неоднозначную структуру. Так, данные объективных анализов (данные наблюдений) EN4 (рис. 3а, 3ж) и WOA13 (рис. 3б, 3з) и реанализа GECCO2 (рис. 3е, 3м) демонстрируют в основном положительные тренды функции тока АМОЦ, что говорит о ее интенсификации.

Данные реанализа ESTOC (рис. 3г, 3к) показывают положительные тренды функции тока AMOU от экватора до 40° N и отрицательные от 40° N до 60° N. Но тренды по данным GFDL (рис. 3в, 3и) и ORA-S4 (рис. 3д, 3л) показывают главным образом отрицательные значения, что сигнализирует об ослаблении АМОЦ при наблюдаемых климатических изменениях, что согласуется с климатическими расчетами и оценками по данным наблюдений IPCC [23], где с помощью модели GFDL показано, что если наблюдается тренд температуры на потепление, то АМОЦ ослабляется.

Таким образом, по данным объективных анализов (наблюдений) EN4 и WOA13, а также по реанализам GECCO2 и ESTOC — тренды функции тока AMOЦ в основном положительные, а по реанализам GFDL и ORA-S4 — тренды функции тока AMOЦ — отрицательные. Это противоречие должно быть исследовано в будущем, так как тренды функции тока AMOЦ во многом определяют глобальные климатические изменения.

4. КОМПОЗИТНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОХАЛИННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

В данной работе применялся композитный анализ [20, 39], который основан на расчете разности композитов — осредненных за определенные периоды аномальных состояний. Разность композитов аномалий какой-либо характеристики отражает сигнал естественных мультидекадных колебаний, показывая картину изменений в теплой фазе по отношению к холодной.

Зонально осредненные разности композитов аномалий потенциальной температуры и солености (рис. 4, показаны цветом) для объективных анализов EN4 (рис. 4a, 4ж) и WOA13 (рис. 4б, 4з) и реанализа ORA-S4 (рис. 4д, 4л) показали важную особенность структуры пространственной термохалинной изменчивости. Было установлено, что в теплые периоды индекса АМО по сравнению с холодными в верхнем ~1-км слое СА в основном наблюдаются потепление и осолонение, кроме широт от 10° N до 20° N. Ниже ~1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения от экватора до $50^{\circ}-60^{\circ}$ N. Для реанализа GFDL разности композитов аномалий потенциальной температуры (рис. 4в) также показывают потепление в верхнем ~1-км слое и небольшое похолодание глубже, при этом зонально-осредненные разности композитов солености (рис. 4и) в верхнем ~1-км слое показывают области и осолонения, и распреснения. В реанализе ESTOC в верхнем ~1-км слое от экватора до 40° N наблюдается похолодание и далее до 80° N потепление (рис. 4г), и от экватора до 20° N – распреснение и далее до 80° N – в основном осолонение (рис. 4к). Зонально осредненные разности композитов потенциальной температуры и солености по данным реанализа GECCO2 (рис. 4е, 4м) показывают потепление и осолонение в верхнем

БАГАТИНСКИЙ, ДИАНСКИЙ



Рис. 4. Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ (показаны изолиниями в Св) по данным объективных анализов EN4 (а, ж), WOA13 (б, з) и реанализам GFDL (в, и), ESTOC (г, к), ORA-S4 (д, л) и GECCO2 (е, м) на фоне своих зонально осредненных разностей композитов аномалий потенциальной температуры (а, б, в, г, д, е), показаны цветом в °C, и солености (ж, з, и, к, л, м, н), показаны цветом в ПЕС.

~0.5-км слое, в слое от ~0.5 до ~2 км — похолодание и распреснение, и глубже ~2 км от экватора до 40° N снова наблюдается потепление и осолонение и от 40° N до 80° N — в основном похолодание и распреснение.

Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ (рис. 4, показаны изолиниями) показазали, что по данным EN4 (рис. 4а, 4ж), WOA13 (рис. 46, 43) и GECCO2 (рис. 4е, 4м) наблюдается в основном усиление AMOЦ в теплую фазу индекса AMO по отношению к холодной, а по данным ESTOC (рис. 4г, 4к) и ORA-S4 (рис. 4д, 4л) – в основном ослабление AMOЦ, в то время как данные реанализа GFDL (рис. 4в, 4и) показывают смешанную структуру. Причем по данным ESTOC от экватора до 25° N и по данным ORA-S4 от 10° N до 30° N наблюдаются также и области положительных значений разностей композитов аномалий функции тока АМОЦ, а по данным GECCO2 от 10° N до 35° N наблюдается область отрицательных значений.

Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ по данным объективного анализа EN4 (рис. 4a, 4ж) согласуются с реанализом GFDL (рис. 4b, 4u) от 20° N до 40° N (в области ядра функции тока АМОЦ на 25° N (рис. 2a, 4b)), где наблюдаются положительные значения разностей композитов аномалий функции тока АМОЦ, и стоит отметить, что между этими широтами находится максимум меридионального переноса тепла на север [25].

Как и для данных объективных анализов EN4 и WOA13 для реанализа ORA-S4 и в меньшей степени для остальных реанализов GFDL, ESTOC и GECCO2 было обнаружено, что в чередующиеся последовательные периоды индекса AMO положительные и отрицательные температурные (и соленостные) аномалии распространяются по ходу движения вод в AMOЦ с периодом около 60 лет, опускаясь в глубинные слои океана примерно на 60° N и поднимаясь на поверхность на 25° N. Можно сделать вывод, что этот механизм вносит существенный вклад при формировании фазы индекса AMO.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Атлантический океан является важным звеном климатической системы Земли. Имеются основания полагать, что мультидекадные изменения климата во многом порождаются долгопериодными изменениями в термохалинной циркуляции СА, природа которых до сих пор до конца не изучена. Эти мультидекадные (главным образом квазишестидесятилетние) колебания климата хорошо проявляются в индексе АМО [1–3]. На фоне этих колебаний развиваются и декадные осцилляции.

Для объективного изучения состояния вод и термохалинной циркуляции СА в различные фазы индекса АМО по данным о потенциальной температуре и солености океана были рассчитаны средние климатические состояния для различных периодов индекса АМО по двум объективным анализам EN4 [4] и WOA13 [21, 22] и четырем океанским реанализам GFDL [26], ESTOC [27], ORA-S4 [28] и GECCO2 [29].

Исследование зонально осредненных трендов потенциальной температуры и солености CA объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов GFDL, ESTOC, ORA-S4 и GECCO2 показало, что по данным объективных анализов EN4 и WOA13 в верхнем ~1-км слое в основном наблюдается тренд на потепление и осолонение. Ниже этого слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения. При этом зонально-осредненные тренды потенциальной температуры согласуются по данным объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов GFDL и, в меньшей степени, ESTOC. А зонально осредненные тренды солености согласуются по данным объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов ORA-S4 и ESTOC.

Также для анализа данных использовался композитный анализ, основанный на расчете усредненной разности состояний (композитов) для теплых и холодных периодов за вычетом линейного тренда [20, 39]. Таким образом, разность композитов аномалий какой-либо характеристики отражает сигнал естественных мультидекадных колебаний, показывая картину изменений в теплой фазе по отношению к холодной.

Зонально осредненные разности композитов аномалий потенциальной температуры и солености показали, что для объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализа ORA-S4 в теплые периоды индекса AMO по сравнению с холодными в верхнем ~1-км слое CA в основном наблюдаются потепление и осолонение. Ниже 1-км слоя наблюдаются значительные области похолодания и распреснения. По данным реанализа GFDL, такая структура наблюдается в меньшей степени, а по данным ESTOC практически не наблюдается. По данным GECCO2, верхний слой осолонения меньшей глубины, чем слой потепления, а в глубинных слоях кроме охлаждения и распреснения.

Для того чтобы выяснить как изменчивость в термохалинном состоянии в СА сопровождается изменчивостью в ее термохалинной циркуляции, по меридиональной составляющей скорости течений реанализов и меридиональной составляющей скорости течений восстановленной по методу диагноза-адаптации [37] с помощью модели INMOM по данным объективных анализов были рассчитаны функции тока АМОЦ. АМОЦ, определяя меридиональный поток тепла в СА, имеет важное значение для формирования климата Земли и его изменений. Она отражает термохалинную циркуляцию в СА, показывая ее интенсивность и пространственно-временные особенности изменчивости состояния вод и их циркуляции.

В целом рассчитанные по данным океанских объективных анализов и реанализов средние функции тока АМОЦ, отражающие термохалинную циркуляция в СА, похожи друг на друга. Тем не менее необходимо отметить, что функции тока АМОЦ по данным объективных анализов EN4 и WOA13 более схожи с функцией тока АМОЦ, рассчитанной по данным GFDL, чем по остальным реанализам, и по своей пространственной структуре рассчитанные функции тока АМОЦ можно разделить на две группы: (EN4, WOA13, GFDL) и (ESTOC, ORA-S4, GECCO2).

Еще большее рассогласование имеется для трендов функции тока АМОЦ из реанализов, которые сильно отличаются как между собой, так и от данных объективных анализов EN4, WOA13. Причем основная проблема заключается в том. какого знака эти тренды. Так, данные объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализов ESTOC и GECCO2 демонстрируют в основном положительные тренды функции тока АМОЦ, что говорит о ее интенсификации. Но тренды по данным реанализов GFDL и ORA-S4 показывают главным образом отрицательные значения, что сигнализирует об ослаблении АМОЦ при наблюдаемых климатических изменениях. Это противоречие должно быть исследовано в будущем, т.к. тренды функции тока АМОЦ во многом определяют глобальные климатические изменения.

Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ показали, что по данным EN4, WOA13 и GECCO2 наблюдается в основном усиление АМОЦ в теплую фазу индекса АМО по отношению к холодной, а по данным ESTOC и ORA-S4 в основном ослабление функции АМОЦ, в то время как данные реанализа GFDL показывают смешанную структуру. Разности композитов аномалий функции тока АМОЦ по данным объективного анализа EN4 согласуются с реанализом GFDL в области ядра функции тока АМОЦ на ~25° N. где наблюдаются положительные значения разностей композитов аномалий функции тока АМОЦ, и стоит отметить, что между этими широтами находится максимум меридионального переноса тепла на север водами СА [25].

Также было обнаружено, что в чередующиеся последовательные периоды индекса АМО положительные и отрицательные температурные (и соленостные) аномалии циркулируют с периодом около 60 лет по ходу движения вод в АМОЦ. Это явление лучше всего наблюдается по данным объективных анализов EN4 и WOA13 и реанализа ORA-S4 и в меньшей степени по остальным реанализам. Можно сделать вывод, что этот механизм вносит существенный вклад при формировании фаз индекса АМО.

Обнаруженные в океанских объективных анализах и реанализах значительные различия в зонально осредненных характеристиках и их изменениях для потенциальной температуры, солености и функции тока АМОЦ свидетельствуют, что реконструкция океанических полей с помощью синтеза данных наблюдений и моделирования еще далека от завершения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке грантов РФФИ № 19-35-90132 (построение зонально осредненных трендов и разностей композитов характеристик термохалинной циркуляции по данным объективных анализов и реанализов, проведение расчетов по модели INMOM) и РНФ № 19-17-00110 (анализ изменчивости характеристик термохалинной циркуляции в СА по данным объективных анализов и океанских реанализов в различные периоды АМО). Расчеты по модели INMOM выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В. Ломоносова [40] и МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Schlesinger M.E., Ramankutty N. An oscillation in the global climate system of period 65–70 years // Nature. 1994. V. 367. P. 723–726.
- 2. *Kerr R.A.* A North Atlantic climate pacemaker for the centuries // Science. 2000. V. 288. P. 1984–1985.
- Enfield D.B., Mestas-Nunez A.M., Trimble P.J. The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to rainfall river flows in the continental U.S // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. P. 2077–2080. https://psl.noaa.gov/data/timeseries/AMO/
- 4. *Gouretski V., Reseghetti F.* On depth and temperature biases in bathythermograph data: development of a new correction scheme based on analysis of a global ocean database // Deep Sea Res., Part I. 2010. V. 57. P. 812–834.

https://www.metoffice.gov.uk/hadobs/en4/

- Knight J.R., Folland C.K., Scaife A.A. Climate impacts of the Atlantic multidecadal oscillation // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. P. L17706.
- 6. Панин Г.Н., Дианский Н.А., Соломонова И.В., Гусев А.В., Выручалкина Т.Ю. Оценка климатических изменений в Арктике в XXI столетии на основе комбинированного прогностического сценария // Арктика: экология и экономика. 2017. Т. 2. № 26. С. 35–52.
- Панин Г.Н., Дианский Н.А. Колебания уровня Каспийского моря и климата Северной Атлантики // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 3. С. 304–316.
- Timmermann A., Latif M., Voss R., Grotzner A. Northern hemispheric interdecadal variability: a coupled airsea mode // J. Clim. 1998. V. 11. P. 1906–1931.
- Knight J., Allan R., Folland C. et al. A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L20708.
- Polonsky A.B. Interdecadal variability in the ocean-atmosphere system // Russian Meteorology and Hydrology. 1998. V. 5. P. 37–44.
- 11. *Polonskii A.B.* Atlantic multidecadal oscillation and its manifestations in the Atlantic-European region // Phys. Oceanogr. 2008. V. 18. № 4. P. 227–236.
- 12. Voskresenskaya E.N., Polonskii A.B. Low-frequency variability of hydrometeorological fields and heat fluxes over the North Atlantic // Phys. Oceanogr. 2004. V. 14. Nº 4. P. 203–220.

- Williams R.G., Roussenov V., Smith D., Lozier M.S. Decadal Evolution of Ocean Thermal Anomalies in the North Atlantic: The Effects of Ekman, Overturning, and Horizontal Transport // J. Climate. 2014. V. 27. P. 698–719.
- Wang C., Dong S., Munoz E. Seawater density variations in the North Atlantic and the Atlantic meridional overturning circulation // Clim. Dyn. 2010. V. 34. P. 953– 968.
- 15. *Volodin E. M.* The nature of 60-year oscillations of the Arctic climate according to the data of the INM RAS climate model // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2018. V. 33. № 6. P. 1–9.
- 16. Volodin E. M., Mortikov E. V., Kostrykin S. V. et al. Simulation of modern climate with the new version of the INM RAS climate model // Izv., Atmos. Oceanic Phys. 2017. V. 53. № 2. P. 142–155.
- 17. *Frankcombe L.M., Dijkstra H.A.* The role of Atlantic Arctic exchange in North Atlantic multidecadal climate variability // Geophys Res Lett. 2011. V. 38. № 16. P. L16603.
- 18. *Volodin E.M.* The mechanism of multidecadal variability in the Arctic and North Atlantic in climate model INMCM4 // Environ. Res. Lett. 2013. V. 8. № 3. P. 035038.
- Delworth T., Manabe S., Stouffer R. J. Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled atmosphere-ocean model // J. Clim. 1993. V. 6. P. 1993–2011.
- Дианский Н.А., Багатинский В.А. Термохалинная структура вод Северной Атлантики в различные фазы Атлантической мультидекадной осцилляции // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 6. С. 157–170.
- 21. Locarnini R.A., Mishonov A.V., Antonov J.I. et al. World Ocean Atlas 2013, Volume 1: Temperature // NOAA Atlas NESDIS. 2013. V. 73. P. 1–40.
- Zweng M.M, Reagan J.R., Antonov J.I. et al. World Ocean Atlas 2013, Volume 2: Salinity // NOAA Atlas NESDIS. 2013. V. 74. P. 1–39.
- 23. T.F. Stocker, D. Qin, G.K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, P.M. Midgley (Eds.) IPCC: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge (UK), New York (USA): Cambridge University Press, 2013. 1535 p.
- Caesar L., Rahmstorf S., Robinson A. et al. Observed fingerprint of a weakening Atlantic Ocean overturning circulation // Nature. 2018. V. 556. P. 191–196.
- Дианский Н.А. Моделирование циркуляции океана и исследование его реакции на короткопериодные и долгопериодные атмосферные воздействия. Москва: Физматлит, 2013. 272 с.
- Zhang S., Harrison M.J., Rosati A., Wittenberg A.T. System design and evaluation of coupled ensemble data assimilation for global oceanic climate studies // Mon. Weather Rev. 2007. V. 135. Iss. 10. P. 3541–3564.
- 27. Osafune S., Masuda S., Sugiura N., Doi T. Evaluation of the applicability of the Estimated State of the Global

Ocean for Climate Research (ESTOC) dataset // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. Iss. 12. P. 4903–4911.

- Balmaseda M.A., Mogensen K. Weaver A. Evaluation of the ECMWF Ocean Reanalysis ORAS4 // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2013. V. 139. Iss. 674. P. 1132–1161.
- Köhl A. Evaluation of the GECCO2 Ocean Synthesis: Transports of Volume, Heat and Freshwater in the Atlantic // Q. J. R. Met. Soc. 2015. V. 141. Iss. 686. P. 166–181.
- Горбушкин А.Р., Демидов А.Н. Изменчивость термохалинных характеристик на ~26.5° с. ш. по данным трансатлантических океанологических разрезов и реанализов // Метеорология и гидрология. 2019. № 7. С. 64–77.
- McDougall T.J., Barker P.M. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox // SCOR/IAPSO WG127. 2011. P. 1–28.
- Лаппо С.С. О причинах адвекции тепла на север в Атлантическом океане // Исследование процессов взаимодействя океана и атмосферы. М.: Гидрометеоиздат, 1984. С. 125–129.
- Broecker W.S. The great ocean conveyor // Oceanography. 1991. V. 4. P. 79–89.
- Stepanov V.N., Iovino D., Masina S., Storto A., Cipollone A. Methods of calculation of the Atlantic meridional heat and volume transports from ocean models at 26.5° N // J. Geophys. Res. Oceans. 2016. V. 121. P. 1459–1475.
- 35. Griffies S.M., Winton M., Samuels B., et al. Datasets and protocol for the CLIVAR WGOMD coordinated ocean-sea ice reference experiments (COREs) // WCRP Report No. 21/2012. 2012. P. 21.
- 36. Danabasoglu G., Yeager S.G., Bailey D. et al. North Atlantic simulations in Coordinated Ocean-ice Reference Experiments phase II (CORE-II). Part I: Mean states // Ocean Modelling. 2014. V. 73. P. 76–107. https://data1.gfdl.noaa.gov/nomads/forms/core/COREv2. html
- Демин Ю.Л., Ибраев Р.А., Саркисян А.С. Калибрация моделей циркуляции и воспроизведения климата Мирового океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 10. С. 1054– 1067.
- 38. Гусев А.В., Дианский Н.А. Воспроизведение циркуляции Мирового океана и ее климатической изменчивости в 1948–2007 гг. с помощью модели IN-МОМ // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 1. С. 3–15.
- Diansky N. A., Sukhonos P. A. Multidecadal Variability of Hydro-Thermodynamic Characteristics and Heat Fluxes in North Atlantic // Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes. 2018. P. 125–137.
- Воеводин Вл.В., Жуматий С.А., Соболев С.И., Антонов А.С., Брызгалов П.А., Никитенко Д.А., Стефанов К.С., Воеводин Вад.В. Практика суперкомпьютера "Ломоносов" // Открытые системы. М.: Издательский дом "Открытые системы", 2012. № 7. С. 36–39.

2021

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2

Variability of the North Atlantic Thermochaline Circulation in Different Phases of the Atlantic Multidecadal Oscillation According to Ocean Objective Analysis and Reanalysis

V. A. Bagatinsky^{1, *} and N. A. Diansky^{1, 2, 3}

¹Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1, Moscow, 119991 Russia ²Marchuk Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, Gubkina str., 8, Moscow, 119333 Russia ³Zubov State Oceanographic Institute, Kropotkinskij per., 6, Moscow, 119034 Russia *e-mail: vladbag38@gmail.com

According to the objective oceanic analyses of EN4 and WOA13 and the reanalyses of GEDL ESTOC. ORA-S4, and GECCO2, the zonally-averaged characteristics of the thermohaline circulation of the North Atlantic (NA) waters are investigated in different phases of the Atlantic Multidecadal Oscillation (AMO) index over the past 70 years. It is shown that in the zonally-averaged climatic trends and the differences in the composites of the anomalies of the potential temperature and salinity fields for all data sets, similar thermohaline structures appear. In order to find out how the variability in the thermohaline state of waters in the NA is accompanied by variability in its thermohaline circulation, we analyzed the variability of the Atlantic meridional overturning circulation stream function (AMOC). The average AMOC stream functions calculated from the data of ocean objective analyses and reanalyses, reflecting the thermohaline circulation in the NA, are generally similar to each other. Nevertheless, according to their spatial structure, they can be divided into two groups: (EN4, WOA13, GFDL) and (ESTOC, ORA-S4, GECCO2). In their trends and differences in the composites of anomalies, the current functions of AMOC reanalyses are very different both from each other and from the data of objective analyses of EN4 and WOA13. Moreover, the main difference lies in the signs of climatic trends and differences in composites that determine changes in the direction of the zonallyaveraged thermohaline circulation. It was found that in alternating successive periods of the AMO index, positive and negative temperature (and salinity) anomalies circulate with a period of about 60 years along the movement of water in the AMOC, descending into the deep layers of the ocean by about 60° N and rising by 25° N. This process is most clearly manifested for objective analyses of EN4 and WOA13 and reanalysis of ORA-S4. It can be concluded that this mechanism makes a significant contribution to the formation of phases of the AMO index.

Keywords: climate, circulation, AMOC, North Atlantic, AMO, objective analysis, reanalysis, composite analysis
УДК 621.396.96

ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ВЕТРА НАД СУШЕЙ ДОПЛЕРОВСКИМ ПРОФИЛОГРАФОМ С РАБОЧИМ ДИАПАЗОНОМ 35 ГГц

© 2021 г. В. В. Стерлядкин^{а, *}, Д. В. Ермилов^b, В. М. Калмыков^b, К. В. Куликовский^a

^{*а}МИРЭА — Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454 Россия* ^{*b*}АО Центральное конструкторское бюро аппаратостроения, ул. Демонстрации, 36, Тула, 300034 Россия</sup>

> *e-mail: sterlyadkin@mail.ru Поступила в редакцию 01.09.2020 г. После доработки 29.10.2020 г. Принята к публикации 09.12.2020 г.

Описана методика измерений профиля ветра в тропосфере с помощью 35 ГГц доплеровского профайлера. Приведены параметры аппаратуры, точности измерений параметров ветра. Описан алгоритм оценки пульсаций ветра на различных высотах. Проводятся сравнения результатов измерений с данными, полученными на метеорологической мачте. Приводятся примеры измерений в различных метеорологических условиях, в том числе регистрация струйных течений. Обсуждаются различия экспериментальных результатов от теоретических при измерении радиолокационной отражаемости сигналов от ясного неба. Представлены статистические данные о вероятности регистрации радиолокационных отражений в различные сезоны года.

Ключевые слова: радарная метеорология, ветровой профайлер, отражения от ясного неба, предупреждение опасных метеоусловий

DOI: 10.31857/S0002351521020103

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционно радиолокационные измерения профиля ветра в тропосфере (ветровые профайлеры) основываются на использовании дешиметровых или сантиметровых длин волн. В настоящее время в США используются сети радаров, рабочие частоты которых составляют 404, 449 или 915 МГц [1, 2]. Они рассчитаны на измерение профиля ветра до 8-12 км и способны регистрировать отражения от чистой атмосферы. В Европе широкое распространение получили более компактные профайлеры, работающие в диапазоне 1280-1290 МГц [3-6]. Нередко такие профайлеры дополняются акустическими системами RASS, которые обеспечивают измерения ветра при низком уровне радиолокационных отражений [7]. Аналогичные сети развернуты в Японии, Китае, Австралии и ряде других стран [8-10]. В России используется сеть доплеровских РЛС, работающая на длине волны 5 см, которая наряду с измерением метеопараметров в зоне 300 км. позволяет проводить измерения профиля ветра над станцией [11, 12]. Профайлеры миллиметрового диапазона длин волн до 2000-х гг. практически не использовались. В эти годы общепринятым являлось мнение, что использование миллиметровых длин волн для измерения ветра в тропосфере является нецелесообразным по ряду объективных причин. Основная из этих причин связывалась с тем, что в ясную погоду радиолокационные отражения в миллиметровом диапазоне будут очень слабыми, что не позволит проводить измерения. Физическим обоснованием этого мнения являлась теория рассеяния микроволн, разработанная в работе [13]. В данной работе показано, что отражения от ясного неба формируются на турбулентных неоднородностях показателя преломления, имеюших пространственный период вдвое меньший, чем длина волны излучения. Минимальный размер турбулентных неоднородностей у поверхности земли составляет единицы миллиметров и растет с высотой, достигая 4-6 мм на высотах 1-3 км. Это значение превосходит половину длины миллиметровых профайлеров, и выше 1-2 км сигналы формироваться не должны. Следовательно, потолок зондирования в ясную погоду будет мал, что не удовлетворяет потребностям потребителей. В начале 2000-х гг. в Московском государственном университете приборостроения и информатики (ныне Российском технологическом университете РТУ МИРЭА) проводились работы по исследованию возможности создания малогабаритного ветрового профайлера, работающего в диапазоне частот 35 ГГц. При этом предполагалось, что он обеспечит измерения ветра в сложных метеорологических условиях: при наличии осадков, обла-



Рис. 1. Ветровой профайлер БОПВ, предназначенный для оперативного метеообеспечения.

ков, крупных аэрозолей в приземном слое атмосферы. По результатам этих исследований, в рамках опытно-конструкторской работы в 2003 г. в АО Центральное конструкторское бюро аппаратостроения (АО ЦКБА), г. Тула, был изготовлен экспериментальный образец профайлера. Опыт уже первых экспериментов показал, что созданный макет позволяет регистрировать не только отражения от облаков и осадков, но и сигналы в ясную погоду. Оказалось, что отражения от диэлектрических неоднородностей атмосферы удается регистрировать намного чаше, чем ожилалось по теории, причем нередко такие отражения формируются до высот 2-3 км. К тому же потенциал созданного прибора позволял регистрировать почти все виды облаков, что позволило проводить аппроксимацию ветрового профиля в области без отражений между нижним слоем и слоями облачности. Поскольку в средней полосы России вероятность облачности превышает 80%, созданный ветровой профайлер оказался эффективным средством ветрового зондирования.

Аналогичные работы по использованию 35 ГГЦ диапазона длин волн для измерения ветрового

профиля начались в США в более поздний период. Были созданы доплеровские облачные радиолокаторы, предназначенные для исследования микрофизики облаков [14—16]. Методика использования миллиметровых радиолокаторов для ветрового зондирования описана в работах [17, 18].

В последние годы фирмой QinetiQ North America (QNA) был представлен малогабаритный ветровой доплеровский профайлер WiPPR, который был разработан по заданию министерства обороны США в Lincoln Laboratory (Massachusetts Institute of Technology). Он позволяет проводить измерения профиля ветра и ряда других параметров до высоты 6 км [19, 20]. Данный профайлер работает в миллиметровом диапазоне длин волн и, по данным разработчиков, позволяет проводить измерения в ясную погоду и при наличии облаков и осадков.

В настоящей работе приводятся некоторые технические характеристики серийных 35ГГц доплеровских профайлеров, разработанных в АО ЦКБА, описана методика измерений и обработки данных. Проводится анализ опыта использования таких профайлеров в условиях измерений в средних широтах.

2. ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Малогабаритные ветровые профайлеры, работающие в диапазоне 35 ГГц были разработаны и изготовлены в Центральном конструкторском бюро аппаратостроения (АО ЦКБА, г. Тула) [21, 22]. В настоящее время создана линейка изделий, предназначенных для метеорологического обеспечения различных потребителей. На рис. 1 представлена фотография ветрового доплеровского профайлера, который имеет рабочее название "Беззондовый определитель параметров ветра" (БОПВ). Аналогичные модели используются для решения специфических задач метеорологического обеспечения аэродромов, например для предсказания опасных ситуаций на глиссаде с заданной заблаговременностью. В табл. 1 представлены некоторые технические характеристики профайлера.

Диапазон высот измерения профиля ветра, м	70-4200 (70-8400)
Диапазон измерения скорости ветра, м/с	±55
Погрешность определения скорости ветра, м/с	<0.7
Погрешность измерения направления ветра, град	<6
Разрешение по высоте, м	40
Минимальная радиолокационная отражаемость Z_{\min} , регистрируемая на дальности	-60
R = 1 км, dBZ	
Ширина диаграммы направленности, мин	30'
Длительность цикла измерений, мин	3-6
Масса аппаратуры радиолокатора, кг	125

Таблица 1. Основные параметры ветрового профайлера



Рис. 2. Геометрия ветрового зондирования позволяет одновременно определять вертикальные профили скорости и направления ветра, пульсации ветра, скорости гравитационного падения рассеивателей.

Опыт эксплуатации профайлера показал, что в нижнем слое атмосферы до высот 300-500 м радиолокационные отражения регистрируются почти в любые времена года. Потенциал радиолокатора был рассчитан как из технических характеристик РЛС [21, 22], так и подтвержден по радиолокационно радиометрическим натурным измерениям [23, 24]. БОПВ позволяет на дальности 1 км регистрировать метеорологические объекты с радиолокационной отражаемостью $Z_{\min} >$ > -55 dBZ при времени усреднения 1 с. С учетом некогерентного накопления сигналов в течение 6-10 с минимальная регистрируемая радиолокационная отражаемость на дальности 1 км снижается до $Z_{\min} = -60 \text{ dBZ}$. Это обеспечивает работоспособность радиолокатора в большом диапазоне метеоусловий. Чем сложнее метеоусловия - наличие осадков, облачность, интенсивная турбулентность, сильный ветер – тем надежнее работает радиолокационная система [25, 26].

Режим измерения профиля ветра заключается в коническом сканировании по 12 азимутальным направлениям через каждые 30° (10°), рис. 2. В этом режиме на каждом высотном уровне (100 уровней до высоты 4200 м или 200 уровней до высоты 8400 м) регистрируют отраженные сигналы и получают полную форму доплеровских спектров. Время усреднения в каждом направлении может гибко изменяться и обычно составляет 3-8 с, при этом каждый спектр является результатом обработки от 75000 до 200000 импульсов. Совместная обработка полученных данных позволяет получать более 10 метеорологических параметров, включая скорость и направление ветра и его статистические характеристики. Важным элементом программного обеспечения является обнаружение зон интенсивной турбулентности и сдвигов ветра.

На рис. За представлен типичный вид доплеровской спектрограммы, полученной в окрестности г. Тула в летний период 16.06.2016 г. в 09:51 (UTC). Спектральная плотность доплеровского сигнала в относительных единицах отмечена на спектрограмме в псевдоцвете в логарифмическом масштабе, шкала которой представлена справа от ри-



Рис. 3. (а) – Доплеровская спектрограмма, полученная для одного из направлений зондирования в логарифмическом масштабе по мощности. (б) – Форма доплеровского спектра на высоте 8070м. (в) – Справа – зависимость радиолокационной отражаемости от высоты *Z*(H).

сунка. При этом наряду с сигналами от ясного неба, которые регистрировались до высоты 2500 м, регистрировались сигналы от облачных слоев, сформированных на высотах выше 6200 м. Симметричная часть спектрограммы обусловлена неполной селекцией (на –23 дБ) при квадратурной обработке сигнала, что не мешало автоматической обработке сигналов при нахождении положения максимума спектра и его ширины. На рис. 3 снизу показан доплеровский спектр, полученный на высоте $h_i = 8070$ м, что соответствует одной строке спектрограммы. По положению максимума спектра определяется значение проекции скорости рассеивателей V_{cp} (α_i , h_i) на данном α_i направлении зондирования и на высоте h_i. С правой стороны рисунка приведена зависимость мощности сигнала от высоты, которая рассчитывалась как интеграл от доплеровского спектра, умноженный на квадрат расстояния до рассеивателей. Эта величина соответствует радиолокационной отражаемости Z и представлена в дБZ. Из рисунка видно, что отражения, которые наблюдались в нижнем 2500-метровом слое тропосферы, имеют высокие значения радиолокационной отражаемости, доходящие до -20 дБZ. В интервале высот

от 2600 до 6200 м радиолокационные отражения не регистрировались, и на рис. 3 справа видна гладкая линия, соответствующая отсутствию сигнала. В данном слое, несмотря на наличие турбулентности и неоднородностей ветрового поля, радиолокационные отражения очень слабы, так как нижний масштаб турбулентных вихрей растет с высотой и превышает половину длины волны РЛС. Выше 6200 м вновь регистрировались сигналы от облачности. Более подробно особенности отражений от ясного неба будут рассмотрены в последующем разделе.

На рис. 4 в полярных координатах скоростьазимут представлена типичная диаграмма для измеренных проекций скоростей рассеивателей, полученная на различных направлениях зондирования, i = 1-12 для фиксированной высоты h_i . В предположении горизонтальной однородности ветрового поля, отсутствий турбулентности и пульсаций проекция скорости ветра на направление зондирования описывалась бы соотношением:

$$V_{i,j}^{\text{reop}} = V_j \text{Cos}(\alpha_i - \alpha_j) \text{Cos}(\beta) - V_{r,j} \text{Sin}(\beta), \quad (1)$$





Рис. 4. Угловая диаграмма проекций скоростей рассеивателей при различных азимутах зондирования. Слева – для модуля доплеровского сдвига, справа – для доплеровских сдвигов с учетом знака проекции. Стрелка указывает на восстановленное значение ветра.

где V_j – скорость ветра на j-той высоте; α_j – азимут ветра на данной высоте; β – угол места; $V_{r,i}$ – скорость гравитационного падения рассеивателей на данной высоте (скорость падения рассеивателей под действием силы тяжести в отсутствии вертикальных воздушных потоков). При отсутствии гравитационного падения рассеивателей уравнение (1) дало бы значения проекций, которые точно легли бы на окружность, диаметром которой является вектор ветра, который задается скоростью ветра V_i и азимутом ветра α_i . За счет гравитационного падения рассеивателей проекция ветра, полученная при зондировании навстречу ветру, будет отклоняться от идеальной окружности, увеличивая модуль проекции скорости рассеивателей на $V_{r,i}$ Sin(β). При зондировании по ветру модуль скорости проекции рассеивателей будет уменьшен на ту же величину. Это заметно на рис. 4а, который отображает зависимость модуля проекции рассеивателей от азимута зондирования. При направлении зондировании $\alpha_8 = 210^\circ$ навстречу ветру проекция скорости выходит за окружность, в то время как при противоположном направлении зондирования по ветру $\alpha_2 = 30^\circ$ значение проекции находится внутри окружности. Аналогичная ситуация наблюдается и для других противоположных парных направлений, например $\alpha_7 = 180^\circ$ и $\alpha_1 = 0^\circ$. При изображении диаграммы проекций скоростей с учетом знака проекции мы получаем рис. 46, на котором

(a)

при наличии гравитационного падения значения проекции отклоняются от идеальной окружности на $\pm V_r(h_j) \sin(\beta)$ для противоположных направлений зондирования.

При решении набора двенадцати уравнений (1) на каждой *j*-той высоте искомыми величинами являются три скалярные величины: модуль скорости ветра V_j , азимут ветра α_j и гравитационная скорость падения рассеивателей V_{г. /}. Формально для их нахождения достаточно трех уравнений, полученных для трех направлений зондирования. Горизонтальные и вертикальные неоднородности ветрового поля, наличие турбулентности и пульсаций приводит к отличию измеренных значений проекций скоростей от теоретических, рассчитанных для однородного поля ветра по формуле (1). Поэтому наилучшее решение задачи получается путем минимизации невязки между измеренными и теоретическими значениями проекции скоростей. Более подробно такая процедура описана в работах [24, 25].

Минимизируя невязку по параметрам V_j , α_j и $V_{r,j}$, можно определить данные величины, т.е. тем самым для каждой высоты определить скорость и направление ветра, а также скорость гравитационного падения рассеивателей [22]. На рис. 4 представлен результат минимизации невязки в виде окружности, которая опирается на вектор скорости ветра. Однако наличие такой информации позволяет рассчитывать не только скорость и направление ветра, но и другие характеристики ветра, связанные с его нестабильностью, порывистостью, интенсивностью турбулентности среднего и большого масштаба. Физическим обоснованием такой возможности является эргодичность ветрового поля, позволяющая перейти от наблюдения во времени одного и того же элемента разрешения к сравнению поля ветра в соседних элементах пространства. Пульсации П на заданной высоте оцениваются по формуле:

$$\Pi(h_{j}) = \left[\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \left(V_{i,j}^{\mathsf{эксп}} - V_{i,j}^{\mathsf{теор}}\right)^{2}\right]^{0.5},$$
(2)

где N – количество направлений зондирования, (обычно N = 12); $V_{i,j}^{\mathfrak{sксn}}$ – измеренное значение проекции скорости рассеивателей при азимуте зондирования α_i , на высоте h_i ;

 $V_{i,j}^{\text{теор}}$ — проекция средней скорости рассеивателей, вычисленная для каждого α_i , h_j по формуле (1), в которой используются рассчитанные по невязке значения V_j , α_i и $V_{r,j}$.

По своему физическому смыслу параметр $\Pi(h)$ формируется из отклонений измеренных значений проекций скорости рассеивателей от средних значений на данном высотном уровне, которые соответствуют горизонтально однородному полю ветра. Поэтому все факторы, вносящие неоднородность поля ветра: крупномасштабная турбулентность, вертикальные и горизонтальные сдвиги ветра, ветровые порывы — будут автоматически учтены в параметре П. Можно отметить, что этот параметр является интегральной оценкой неоднородности поля ветра. По этой причине он вполне может служить параметром, отвечающим за опасный характер структуры поля ветра.

Пример измерений скорости и направления ветра в окрестности г. Тула от 16.06.2016 г. в 09:51 (UTC) приведен на рис. 5. В данных условиях сигналы формировались от ясного неба до высоты 3200 м, а также регистрировались отражения от облаков на высотах 6100—8500 м. Надежные измерения на графиках представлены кружками, а в интервале высот 3100—6100 м, на котором отсутствовали отражения, проводилась линейная аппроксимация.

Наряду с профилем ветра потребителям может поступать другая метеорологическая информация, получаемая доплеровским профайлером. Например, высота нижней и верхней границы облачности, величина сдвига ветра на различных участках зондирования, скорость гравитационного падения рассеивателей, интенсивность осадков, интенсивность турбулентности и др. Методика таких измерений вполне стандартная, описана в работах [21, 22, 26], поэтому здесь на ней останавливаться не будем.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ В РАЗЛИЧНЫХ МЕТЕОУСЛОВИЯХ

В процессе отработки изделия проводились сравнительные испытания ветрового профайлера с данными ветровых измерений полученными в Институте экспериментальной, метеорологии (ФГБУ "НПО "Тайфун") г. Обнинск на 310-метровой метеорологической мачте (ВММ-310). Испытания проводились в различные сезоны 2011 г. На рис. 6 представлены результаты сравнения данных 8-миллиметрового серийного ветрового профайлера с данными, полученными на близко расположенной метеорологической мачте ВММ-310. По результатам испытаний получено, что среднеквадратичное различие по измеряемым скоростям ветра составило менее 1 м/с, а расхождение по направлению ветра не превышало 6 градусов.

Интерес представляет возможность радиолокационной регистрации струйных течений. В данном разделе мы рассмотрим метеоситуацию в г. Тула 17.01.2016 г. в 09:40 (UTC), при которой было зарегистрировано струйное течение, скорость в котором достигала 64 м/с. На рис. 7 представлены доплеровские спектрограммы, полученные при различных направлениях зондирования. Частота повторения импульсов при данных измерениях составляла $f_{\text{повт}} = 25000$ Гц, что позволяло однозначно регистрировать проекции скоростей $V_{\rm max} = f_{\rm повт} \lambda/4 = 52.5 \, {\rm M/c.}$ С учетом местного угла зондирования $\beta = 45^{\circ}$, максимальная однозначная регистрируемая горизонтальная скорость ветра составила $V_{\rm rop} = V_{\rm max} \sqrt{2} = 74.2 \, {\rm m/c.}$ На спектрограмме на рис. 7а видно, что на участке высот от 3.2 до 4 км горизонтальная скорость плавно изменилась с 53 до 64 м/с. В таком режиме зондирования проекции скорости всех рассеивателей регистрируются однозначно, однако может возникать неоднозначность дальности рассеивателей. Следует отметить, что при частоте повторения $f_{\rm повт}=25~{\rm к}\Gamma{\rm ц},$ однозначные измерения проводятся до дальности $R_{\text{max}} = c/2f_{\text{повт}} = 6000$ м или до максимальной высоты $H_{\text{max}} = R_m \sin(\beta) = 4240$ м. Следовательно, сигнал, зарегистрированный на спектрограмме на дальности 3.1-3.7 км, мог формироваться на второй дальности 7.34-7.94 км. (Поскольку на высоте выше тропопаузы рассеивание бывает крайне редко, то вариант третьей дальности, которая соответствует высоте 11.58-12.18 км, следует отбросить).

Так как скорости свыше 64 м/с на высоте 3.5 км крайне невероятны, очевидно, что струйное течение сформировалось на высоте 7—8 км. Следует отметить, что систематический характер изменения доплеровских спектров при изменении высоты зондирования и направления зондирования указывает на корректность проведенных измере-



Рис. 5. Зависимости скорости и направления ветра от высоты. Измеренные значения представлены кружками, в зоне отсутствия отражений проводится линейная аппроксимация.



Рис. 6. Сравнение результатов измерения ветра ветровым профайлером БОПВ с данными, полученными на метеорологической мачте в Обнинске. Слева – сравнение модуля скорости ветра, справа – сравнение направления ветра.

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2 2021



СТЕРЛЯДКИН и др.





Рис. 8. Струйное течение, зарегистрированное в г. Тула 17.01.2016 г. в 09:40 (UTC). Скорости определены однозначно, при этом сигналы с дальности свыше 4240 м наложились на сигналы с дальности 0–4240 м.

ний. Так, измеренные проекции скоростей рассеивателей на высоте 7940 м с высокой точностью расположились на окружности, имеющей диаметр 64 м/с, что подтверждает надежность полученных данных.

Результаты радиолокационных измерений также подтверждаются данными радиозондирования в трех пунктах, расположенных на расстояниях 130–200 км от места измерений: в населенном пункте Сухиничи, в г. Рязань и г. Долгопрудный. На рис. 9 представлены результаты радиозондирования и данные доплеровского профайлера. Географическое положение пунктов радиозондирования и положение ветрового профайлера в г. Тула показано на карте на рис. 10. Направление ветра на высотах 7200–8200 м в среднем составляло 250°, что соответствовало переносу по оси Сухиничи–РЛС (г. Тула)–Рязань (с запада на восток).

Из данных радиозондирования видна корреляция как модуля скоростей ветра, так и направления ветра во всех трех пунктах измерений. Отличие радиолокационных данных от средних данных радиозондирования в Рязани и Сухиничах составило менее 2 м/с по скорости и 5° по направлению. Учитывая направление потока с запада на восток, из данных радиозондирования видна хорошая корреляция с пунктами зондирования, лежащими вдоль направления потока и худшая корреляция с пунктом в г. Долгопрудный, который отстоит примерно на 200 км поперек потока.

Таким образом, ветровой профайлер миллиметрового диапазона длин волн позволяет регистрировать струйные течения со скоростями до 72 м/с. Очевидно, что условием регистрации является наличие отражений на соответствующих высотах. В рассмотренном случае гравитационная скорость рассеивателей на высотах 7.2–8.2 км была близка к нулю. Температура на высоте 7–8 км составляла $-40-50^{\circ}$ С. Радиолокационная отражаемость рассеивателей на данной высоте составляла Z = -45-55 дбZ. В таких условиях наиболее вероятный источник отражений – мелкие кристаллы.



Рис. 9. (а) — Зависимость модуля скорости ветра от высоты и (б) — направления ветра от высоты по данным радиозондирования в трех пунктах 17.01.2016 г. в 12:00 (UTC) по Гринвичу и результаты радиолокационных измерений в 09:40 (UTC).



Рис. 10. Расположение пунктов радиозондирования и РЛС на карте.

4. ОТРАЖЕНИЯ ОТ ЯСНОГО НЕБА (АНГЕЛЫ)

Отражения от ясного неба (ангелы) играют существенную роль при работе 35 ГГц ветрового профайлера. При этом практика измерений такова, что ангелы в нижнем 500-метровом слое регистрируются в большинстве метеоситуаций, что обеспечивает решение задачи ветрового зондирования в нижнем слое тропосферы [23]. Примером могут служить летние измерения, представленные на рис. 3, и зимние измерения, показанные на рис. 7. При этом значения удельного сечения обратного рассеяния на практике нередко оказываются больше, чем это предсказывает теория. Существует общепринятое соотношение для расчета удельной площади рассеяния для развитой турбулентности [13, 27]:

$$\eta = 0.38 C_n^2 \lambda^{-1/3}, \tag{4}$$

где **η** выражена в см⁻¹, C_n^2 – является мерой интенсивности флуктуаций показателя преломления и имеет размерность см^{-2/3}, а λ – длина волны в сантиметрах. Традиционно считается, что C_n^2 может изменяться в диапазоне от 4 × 10⁻¹⁴–10⁻¹⁶ см^{-2/3} [26]. Согласно теории Брэгга, рассеяние должно



Рис. 11. Доплеровские спектры нередко имеют изрезанную многопичковую форму.

происходить на неоднородностях с масштабами кратными $d = m\lambda/2$, где m – произвольное целое число. Однако, согласно [13], рассеяние назад будет происходить лишь на одной гармонике с периодом $d = \lambda/2$, поскольку каждая гармоника — это синусоида, а не ряд дискретных рассеивателей. У турбулентных вихрей имеется минимальный масштаб (внутренний масштаб турбулентности), ниже которого вихри разрушаются за счет вязкого трения. Для нижней тропосферы внутренний масштаб составляет единицы миллиметров и растет с высотой до 30 мм на высоте 10 км. Следовательно, миллиметровые волны либо находятся на границе, либо выходят за рамки диапазона, где возможно использование соотношения (4). Подтверждением данного заключения служит тот факт, что результаты натурных измерений отличаются от теоретических расчетов. Так, из формулы (4) следует, что максимальная удельная отражаемость при самой интенсивной турбулентности $C_n^2 = 4 \times 10^{-14}$ см^{-2/3} на частоте 35 ГГц будет составлять $\eta = 1.6 \times 10^{-14}$ см⁻¹ или Z = -47 dBZ. Однако в натурных экспериментах при отсутствии облаков и осадков и визуально ясном небе нередко регистрируется сплошная радиолокационная засветка на уровне Z = -30-20 dBZ. Летние измерения, проведенные 16.06.2016 г. в 10:40 (UTC) в окрестности г. Тула, рис. Зв, показали, что радиолокационная отражаемость в ясном небе до высоты 1600 м составляла около -25 dBZ при незначительных флуктуациях ±5 dBZ [28]. Аналогичные профили отражаемости были на всех 12 направлениях зондирования. Это превышает теоретические оценки на 15-20 dBZ. Кроме того, доплеровские спектры имели изрезанный многопичковый характер, рис. 11. Первое предположение, которое возникает, связано с тем, что возмож-

ный источник отражений – насекомые или крупные аэрозоли. Нередко именно насекомые, которые двигаются разнонаправленно, приводят к изрезанности спектров [17, 18]. Однако такие предположения не стыкуются со статистическими свойствами сигналов. Действительно, если насекомые или крупные аэрозоли создают отражения, то за счет их малой концентрации в одних элементах рассеивающего объема их будет много, а в некоторых элементах их не будет вовсе. Тем более с учетом их стайного поведения и неравномерности распределения насекомых у поверхности земли. При отсутствии насекомых или аэрозолей в некоторых элементах пространственного разрешения отражаемость по теории должна упасть ниже уровня -47 dBZ, а в элементах объема с большой концентрацией резко возрастать на десятки децибелл. В проведенных измерениях при 12 различных направлениях зондирования до высоты 1600 м отражаемость не опускалась ниже 0-30 dBZ, а ее изменчивость не превышала ± 5 dBZ! При этом скорость гравитационного падения во всей области измерений была близка к нулю. Следовательно, присутствием насекомых или крупных аэрозолей объяснить такой результат не удается.

Следует отметить, что усиление обратного рассеяния возможно на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями [29, 30]. По оценкам масштаб данного эффекта не превышает 3 дБ и не может объяснить наблюдаемые интенсивности рассеяния.

В настоящее время нам представляется затруднительным указать источник и физику таких радиолокационных отражений. Этот вопрос требует дальнейших целенаправленных комплексных исследований. Возможной причиной мощных сигналов и изрезанности доплеровских спектров может быть неравномерный прогрев поверхности



Рис. 12. (а) – Статистика вероятности радиолокационных отражений от высоты для доплеровского профайлера БОПВ в различные сезоны. (б) – Общая статистика для всех сезонов.

земли ($t = 28^{\circ}$ С) и формирование вертикальных термиков, которые сопровождаются не только восходящими движениями, но и нисходящими потоками в соседних областях пространства, а также большими градиентами температур на границах потоков.

5. СТАТИСТИКА РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ОТРАЖЕНИЙ

На рис. 12 представлена статистика радиолокационных измерений ветра для 35 ГГц доплеровского профайлера БОПВ в различные времена года. Результаты относятся к измерениям ниже 56° северной широты. На рис. 12а статистика разделена на сезоны весна-лето, осень, зима, а на рис. 126 представлена обшая вероятность формирования отражений. Как правило, в большинстве случаев отражения имеются в нижнем слое до высот 300-1000 м, а также формируются отражения от большинства видов облаков. При наличии сигналов в нижних и верхних слоях в промежуточной области высот, между которыми отсутствовали отражения, применялась статистическая аппроксимация. Общая статистика прямых измерений в диапазоне 35 ГГц показывает, что отражения от ясного неба и других отражателей на уровне выше -55 дБZ формируются до высоты 300-500 м в 82% случаев.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено описание 35 ГГц ветрового доплеровского профайлера, его технические характеристики и методика обработки получаемых данных. Отмечено, что измерения в миллиметровом диапазоне длин волн могут проводиться не только при наличии осадков или любых видов облаков, но и в условиях ясного неба. При этом отражения в нижнем 300-500-метровом слое тропосферы на широте ниже 56° формируются примерно в 82% случаев. Учитывая, что облачность в наших широтах наблюдается примерно в 80% случаев, получаем, что ветровой профайлер регистрирует ветер как в нижнем слое, так и в верхнем. Пропуск среднего слоя тропосферы без облаков компенсируется возможностью аппроксимации профиля на этом участке высот. Показано, что уровень отражений от ясного неба иногда превышает теоретические значения, описываемые традиционной теорией турбулентности на 15-20 дБ. Причина таких расхождений пока не выяснена. Статистические особенности спектров отражений от ясного неба нередко проявляются в изрезанности и многопичковости спектров, во временной нестабильности отражений. Опыт многолетней эксплуатации 35 ГГц ветровых профайлеров показал, что они являются эффективным средством ветрового зондирования в большинстве метеорологических условий. В работе приведен пример регистрации струйного течения на высоте 7500-8000 м. Следует отметить, что миллиметровый диапазон длин волн имеет определенные недостатки по сравнению с сантиметровыми и дециметровыми волнами. Связано это с тем, что чем больше длина волны, тем более крупные турбулентные структуры может регистрировать профайлер в ясную погоду и тем выше получается потолок зондирования при отсутствии облаков и осадков. Однако более длинноволновые системы проигрывают в том, что нередко не могут получить сигнал от облаков, т.к. в соответствии с законом Рэлея сигналы от капель падают как $1/\lambda^4$. Профайлеры диапазона 35 ГГц обладают относительно невысокой стоимостью, малым весом и небольшими габаритами, что является несомненным достоинством по сравнению с длинноволновыми аналогами. Линейка радиолокаторов, разработанная в ЦКБА, г. Тула, предусматривает как переносные версии, так и перевозимые на легком транспорте. Предусмотрена возможность использования таких радиолокаторов для метеорологического обеспечения аэродромов и предупреждения о развитии или приближении опасных явлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ecklund W., Carter D., Balsley B. A UHF Wind Profiler for the Boundary Layer: Brief Description and Initial Results // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 1988. V. 5. P. 432–441.
- Rogers R., Ecklund W., Carter D., Gage K., Ethier S. Research Applications of a Boundary-Layer Wind Profiler // Bull. Am. Meteorol. Soc. 1993. V. 74. P. 567–580.
- Compatibility of Wind Profiler radars in the radiolocation service (RLS) with the radionavigation satellite service (RNSS) in the band 1270–1295 MHz // Electronic Communications Commitee (ECC), 2006. ECC Report 90. 98 p.
- Bühl J., Leinweber R., Görsdorf U., Radenz M., Ansmann A., Lehmann V. Combined vertical-velocity observations with Doppler lidar, cloud radar and wind profiler // Atmospheric Measurement Techniques Discussions. 2015. V. 8. P. 353–373
- Haefele A., Ruffieux D. Validation of the 1290 MHz wind profiler at Payerne, Switzerland, using radiosonde GPS wind measurements // Meteorological Applications. 2015. V. 22. P. 10.
- Nash J., Oakley T. Development of COST -76 wind profiler network in Europe // Phys. Chem. Earth (B). 2001. V. 26. P. 193–199.
- Wang H., Su S., Tang H., Jiao L., Li Y. Atmospheric Duct Detection Using Wind Profiler Radar and RASS // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2019. P. 557– 565.
- Ishihara M., Kato Y., Abo T., Kobayashi K., Izumikawa Y. Characteristics and Performance of the Operational Wind Profiler Network of the Japan Meteorological Agency // J. Meteorol. Soc. Jpn. 2006. V. 84. P. 1085– 1096.
- https://www.environmental-expert.com/products/birmmodel-cfl-16-high-troposphere-wind-profiler-radar-594904
- Reid I., Dolman B., Adami C., Jenkins A., Jonas G., Mayo R., Woithe J., Kane T. The Australian Wind Profiler Network // 15th International Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar. 2017.
- 11. Ефремов В.С., Вовшин Б.М., Вылегжанин И.С., Лаврукевич В.В., Седлецкий Р.М. Поляризационный доплеровский метеорологический радиолока-

тор С-диапазона со сжатием импульсов // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 10. С. 321–325.

- Бендерский Г.П., Вовшин Б.М., Вылегжанин И.С., Ефремов В.С., Корнеев А.Н., Нургалиев М.Р., Седлецкий Р.М. Допплеровский метеорологический радиолокатор "ДМРЛ-С" // Патент RU 121942U1.
- 13. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., 1967. 548 с.
- Kollias P., Clothiaux E., Miller M., Albrecht B., Stephens G., Ackerman T. Millimeter-Wavelength Radars New Frontier in Atmospheric Cloud and Precipitation Research. Bulletin of The American Meteorological Society // Bull. Am. Meteorol. Soc. 2007.
- Williams C.R., Maahn M., Hardin J.C., Gijs de Boer. Clutter mitigation, multiple peaks, and high-order spectralmoments in 35 GHz vertically pointing radar velocity spectra // Atmos. Meas. Tech. 2018. V. 11. P. 4963–4980.
- Görsdorf Ul., Lehmann V., Bauer-Pfundstein M., Peters G., Vavriv D.M., Vinogradov V., Volkov V.A. A 35-GHz Polarimetric Doppler Radar for Long-Term Observations of Cloud Parameters – Description of System and Data Processing // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2015. V. 32. P. 675–690.
- Kollias P., Ieng Jo, Borque P., Tatarevic A., Lamer K., Bharadwaj N., Widener K., Johnson K., Clothiaux E. A Scanning ARM Cloud Radars. Part II: Data Quality Control and Processing // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2014. V. 31. P. 583–598.
- Luke E.P., Kollias P., Johnson K.L., Clothiaux E.E. A Technique for the Automatic Detection of Insect Clutter in Cloud Radar Returns // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2008. V. 25. P. 1498–1513.
- https://qinetiq-na.com/wp-content/uploads/WiP-PR_DataSheet_LR.pdf
- 20. https://www.qinetiq.com/news/2017/03/qinetiq-applies-wind-profiling-portable-radar-for-accurate-single-pass-airdrops
- Кононов М.А. Малогабаритная доплеровская РЛС, обеспечивающая ветровое зондирование пограничного слоя атмосферы / Дис. ... канд. техн. наук. МГТУ ГА, 2010. 178 с.
- 22. Стерлядкин В.В., Кононов М.А. Расчет потенциала и оценка возможностей ветровой метеорологической РЛС миллиметрового диапазона длин волн // Научный вестн. МГТУГА, сер. Радиофизика и радиотехника. М.: МГТУ ГА, 2010. № 158. С. 5259.
- 23. Стерлядкин В.В., Куликовский К.В. Метеорологическая калибровка ветрового профайлера для космодрома Байконур // Сборник научных трудов Международной научно-технической конференции "Информатика и технологии. Инновационные технологии в промышленности и информатике" (МНТК ФТИ-2017), 6–7 апреля 2017. М., 2017. С. 633–636.
- Sterlyadkin V.V., Gorelik A.G., Kulikovskii K.V., Kalmykov V.M., Ermilov D.V., Khomyakov A.V. Field Measurements of the Wind Profile Using Millimeter Doppler Radar // PIERS. Progress in Electromagnetics Research Symposium. 2017. P. 897–901.

2021

ИЗВЕСТИЯ РАН. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА том 57 № 2

СТЕРЛЯДКИН и др.

- 25. Стерлядкин В.В., Кононов М.А., Быковский. Оценка погрешности измерения профиля ветра методом круговых диаграмм с применением метеорологической радиолокационной станции миллиметрового диапазона длин волн // Научный вестн. МГТУГА, сер. Радиотехника. 2012. № 176. С. 31–39.
- 26. Ермилов Д.В., Калмыков В.М., Козлов Д.В., Стерлядкин В.В. Экспериментальная проверка возможности радиолокационного определения высоты границ облачности // Труды Военно-космической

академии им. А.Ф. Можайского. 2019. № 670. С. 154–158.

- 27. Степаненко В.Д. Радиолокация в метеорологии. Л.: Гидрометеоиздат, 1973. 343 с.
- Стерлядкин В.В., Куликовский К.В., Калмыков В.М., Ермилов Д.В. Радиолокационные отражения от ясного неба в миллиметровом диапазоне длин волн // Российский технологический журн. 2018. Т. 6. № 6(26). С. 28–40.

Measurements of Wind Speed over Land with a Doppler Profiler with an Operating Range of 35 GHz

V. V. Sterlyadkin^{1, *}, D. V. Ermilov², V. M. Kalmykov², and K. V. Kulikovsky¹

¹MIREA – Russian Technological University, Vernadsky prosp., 78, Moscow, 119454 Russia ²JSC Central Design Bureau of Apparatus Engineering, Demonstrations str., 36, Tula, 300034 Russia *e-mail: sterlyadkin@mail.ru

A technique for measuring the tropospheric wind profile using a 35 GHz Doppler profiler is described. The parameters of the equipment, the accuracy of measurements of wind parameters are given. An algorithm for estimating wind pulsations at different heights is described. The results of measurements are compared with the data obtained on the meteorological mast. Examples of measurements in various meteorological conditions, including the registration of jet streams, are given. Differences between the experimental and theoretical results in measuring the radar reflectivity of clear-air signals are discussed. Statistical data on the probability of registration of radar reflections in different seasons of the year are presented.

Keywords: radar meteorology, wind profiler, clear air reflections, warning of hazardous weather conditions