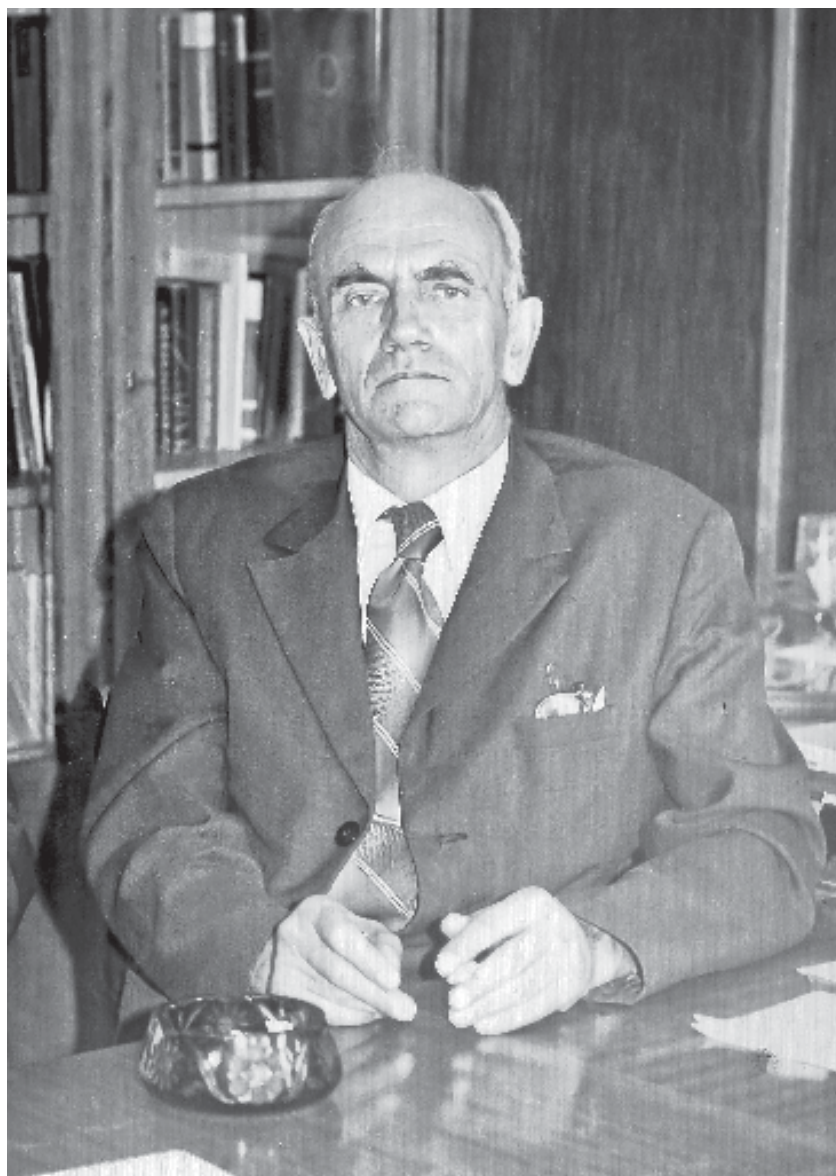


РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ им. А.М. ОБУХОВА





Академик Александр Михайлович Обухов  
(5 мая 1918 г. – 3 декабря 1989 г.)

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ им. А.М. ОБУХОВА

**ТУРБУЛЕНТНОСТЬ,  
ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ  
И КЛИМАТА**

**Труды международной конференции,  
посвященной памяти  
академика А.М. Обухова  
(13–16 мая 2013 года)**

Редакционная коллегия:  
*Г.С. Голицын, И.И. Мохов, С.Н. Куличков,  
М.В. Курганский, О.Г. Чхетиани*

Москва  
ГЕОС  
2014

УДК 631.4  
ББК 40.3  
Т158

Редакционная коллегия:

*Г.С. Голицын, И.И. Мохов, С.Н. Куличков, М.В. Курганский, О.Г. Чхетиани*

**ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА.** Труды Международной конференции, посвященной памяти академика А.М. Обухова / Отв. ред. Г.С. Голицын, И.И. Мохов, С.Н. Куличков, М.В. Курганский, О.Г. Чхетиани. – М.: ГЕОС, 2014. – 696 с.

ISBN 978-5-89118-654-5

Книга является сборником избранных трудов Международной конференции "ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА", посвященной памяти академика А.М. Обухова (1918–1989). Конференция была посвящена одному из самых актуальных направлений в науках о Земле, а именно – исследованиям в области физики атмосферы, климата и окружающей среды, и проходила в г.Москве с 13-го по 16-ое мая 2013 г.. Организаторами конференции выступили Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, Отделение наук о Земле РАН, РФФИ. В соответствии с программой Конференции книга делится на 6 секций: «Турбулентность», «Геофизическая гидродинамика», «Динамика атмосферы и климатической системы», «Физика и состав атмосферы», «Взаимодействие атмосферы и океана», «Распространение волн». Статьи, написанные на основе пленарных докладов, сделанных ведущими российскими учеными, в их числе прямыми учениками А.М. Обухова, как правило, открывают каждую секцию книги.

Книга дает прекрасное представление о современном состоянии науки об атмосфере и тенденциях её развития. Она будет полезна широкому кругу читателей: специалистам, работающим в данной области знания, аспирантам и студентам, изучающим науки о Земле.

**TURBULENCE, ATMOSPHERE AND CLIMATE DYNAMICS.** Collected papers of the International Conference dedicated to the memory of academician A.M. Obukhov / Editors: G.S.Golitsyn, I.I. Mokhov, S.N. Kulichkov, M.V. Kurgansky, O.G. Chkhetiani. – Moscow, GEOS, 2014. – 696 p.

This book presents a collection of selected papers of an International conference "Turbulence, Dynamics of Atmosphere and Climate" (May 13–16, 2013, Moscow), which was devoted to the memory of Academician A.M. Obukhov (1918–1989). The Conference was dealing to the research in one of the most topical areas of Earth sciences, namely to the atmospheric physics, environment and climate. The organizers of the Conference were the A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences (RAS), the Department of Earth Sciences of RAS, and the Russian Foundation for Basic Research (RFBR). Consistently with the scientific program of the Conference, the book is divided into 6 sections: Turbulence", "Geophysical fluid dynamics", "Dynamics of the Atmospheric and Climate System", "Atmospheric Physics and Composition", "Atmosphere–Ocean interaction", "Wave propagation". The articles written on the basis of plenary talks by leading Russian scientists, including direct disciples A.M. Obukhov open, as a rule, each section.

The book gives an excellent account of contemporary achievements in the above mentioned areas of science and their perspectives. It will be of use to a wide audience, ranging from researchers working in this field to post-graduate, graduate and under-graduate students studying Earth sciences.

*Публикуется при финансовой поддержке Российского фонда  
фундаментальных исследований (грант № 14-05-07028)*



Издание РФФИ не подлежит продаже

© Коллектив авторов, 2014  
© Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, 2014  
© ГЕОС, 2014

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Международная конференция "Турбулентность, динамика атмосферы и климата" памяти академика А.М. Обухова была посвящена одному из самых актуальных направлений в науках о Земле – исследованиям в области физики атмосферы, климата и окружающей среды, и проходила в г. Москве с 13-го по 16-ое мая 2013 г. Организаторами конференции выступили Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Отделение наук о Земле РАН, РФФИ.

Александр Михайлович Обухов (5 мая 1918 г. – 3 декабря 1989 г.) – выдающийся учёный современности, создатель (вместе с Андреем Николаевичем Колмогоровым) теории мелкомасштабной турбулентности, определившей развитие многих отраслей науки о природных явлениях, в том числе гидродинамики. Программа конференции включала пленарные доклады ведущих российских ученых, в их числе прямых учеников А.М. Обухова (М.А. Каллистратова, Б.М. Копров), а также устные и постерные доклады, проводимые в рамках 6 отдельных секций: «Турбулентность», «Геофизическая гидродинамика», «Динамика атмосферы и климатической системы», «Физика и состав атмосферы», «Взаимодействие атмосферы и океана», «Распространение волн».

В некоторые из этих разделов науки об атмосфере Александр Михайлович внес личный основополагающий вклад, а за развитием других он пристально следил и всячески поддерживал, будучи директором Института физики атмосферы АН СССР и главным редактором журнала «Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана».

Конференция вызвала значительный интерес у российской и международной научной общественности. В ее работе приняли участие 225 человек, было представлено 158 докладов, в т.ч. 124 устных. Программа конференции включала доклады о современных достижениях в указанных областях науки. Доклады, представленные на конференции, были сделаны на высоком мировом уровне и дают полное представление о современном состоянии науки об атмосфере и тенденциях её развития. Сборник избранных трудов конференции представит интерес для широкой научной общественности.

*Г.С. Голицын, И.И. Мохов*

## FOREWORD

During May 13-16, 2013 in Moscow there was an International conference "Turbulence, Atmosphere and Climate Dynamics" which was devoted to the memory of Academician A.M. Obukhov and was dealing to the research in the atmospheric physics, environment and climate. The organizers of the Conference were the A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences (RAS), Department of Earth Sciences of RAS, the Russian Foundation for Basic Research.

Alexandr Mikhailovich Obukhov (05.05.1918 – 03.12.1989) is an outstanding scientist of the modern time, the developer together with Andrey Nikolaevich Kolmogorov of the small-scale turbulence theory. This theory determined the development of many areas of science on the natural phenomena including fluid mechanics. The Conference program included plenary reports of leading Russian scientists, among them direct A.M. Obukhov's students. There were many oral and poster presentations in the framework of six Conference sections: Turbulence, Geophysical Fluid Dynamics, Dynamics of the Atmospheric and Climate System, Atmospheric Physics and Composition, Atmosphere-Ocean Interaction, Wave Propagation.

The Conference had arisen a significant interest of the Russian and international community. There were 225 participants, 158 contributions, including 124 oral talks. The contributions presented contemporary achievements in the above mentioned areas of science and their perspectives. We hope that the presented collection of papers will be interesting for the wide scientific community.

*G.S. Golitsyn, I.I. Mokhov*

## **Александр Михайлович Обухов – учёный, директор ИФА**

Александр Михайлович Обухов (5 мая 1918 г. – 3 декабря 1989 г.) – выдающийся учёный современности, создатель вместе с Андреем Николаевичем Колмогоровым теории мелкомасштабной турбулентности, определившей ход многих отраслей науки о природных явлениях и гидродинамики в XX веке и до нашего времени. Он был аспирантом А.Н.Колмогорова, и об этом периоде его жизни рассказывается в докладе профессора Г.И. Баренблатта. Но развитие научных интересов каждого настоящего учёного определяется и кругом его общения. С конца 1930-х годов одним из его ближайших друзей был Владимир Александрович Красильников (1912–1997 гг.), работавший всю свою жизнь на кафедре акустики физического факультета МГУ. Уже тогда тот занимался распространением звука в атмосфере, актуальной в те годы оборонной задачей. Поэтому ещё до появления летом 1941 года статьи А.М. Обухова о спектре атмосферной турбулентности за месяц до неё вышла его статья о рассеянии звука в турбулентной среде. Эта тематика была им развита в статье 1953 года, где были предсказаны все эффекты, наблюдавшиеся при распространении сигналов в случайных средах, но с модельной корреляционной функцией. Затем его аспирант Валериан Ильич Татарский описал все эти эффекты с использованием спектра турбулентности Колмогорова-Обухова. Проверка этих выводов на экспериментах в реальной атмосфере блестяще подтвердила эту теорию.

В 1956 г. А.М. Обухов, уже член-корреспондент АН СССР с 1953 г., был назначен директором-организатором нового Института физики атмосферы (ИФА). В ИФА был организован ряд лабораторий: атмосферной турбулентности, оптики атмосферы, физики верхней атмосферы, динамической метеорологии. Их руководителям были известные учёные: сам Обухов, профессора Г.В. Розенберг, В.И. Красовский, член-корреспондент И.А. Кибель. Последний через год ушёл в новый Институт прикладной геофизики. Институт быстро рос, появлялась новая тематика и новые направления. Среди них надо отметить космические исследования (В.И. Красовский, И.С. Шкловский, затем А.С. Гурвич), верхней атмосферы и околоземного космического пространства, самой атмосферы (Г.В. Розенберг), потребовавшие развития теории распространения света в аэрозольных и облачных средах, теории радиационного баланса (Е.М. Фейгельсон), формирования собственного излучения атмосферы и подстилающей поверхности в микроволновом диапазоне, гео-

рии распространения мощного лазерного излучения (Государственная премия 1988 года), изучение взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью, в том числе с океаном. Теория турбулентного пограничного слоя, развитая А.С. Мониным и А.М. Обуховым, до сих пор является наиболее цитируемой в мире работой по атмосферным наукам, насчитывающей десятки тысяч ссылок. Разрабатывалась новая аппаратура.

Сам А.М. Обухов был одним из самых уважаемых в мире учёных: в 1966 – 1969 годах он был президентом Международной ассоциации метеорологии и физики атмосферы. Гостями ИФА были практически все известные учёные того времени: Сидней Чэпман и Дэвид Брэнт (Англия), Джул Чарни, Джо Смагоринский, Эдуард Лоренц (США – все были по два-три раза). Якоб Бьеркнес в 1961 году в ИФА впервые обнародовал свою теорию Эль-Ниньо. Своим умелым и мудрым руководством А.М. Обухов создал Институту высочайший научный престиж в мире, куда приезжали стажёры из США, Канады, Германии, Китая и других стран.

Подробнее о роли А.М. Обухова в развитии физики атмосферы рассказывается в ряде публикуемых здесь работ.

Программа конференции включает пленарные доклады ведущих российских ученых, в их числе прямых учеников А.М. Обухова (А.С. Гурвич, М.А. Каллистратова, Б.М. Копров), а также устные и постерные доклады, организованные в рамках 6 отдельных секций: «Турбулентность», «Геофизическая гидродинамика», «Динамика атмосферы и климатической системы», «Физика и состав атмосферы», «Взаимодействие атмосферы и океана», «Распространение волн».

В некоторые из этих разделов атмосферной науки Александр Михайлович внес личный основополагающий вклад. По его личной инициативе были начаты работы по акустическим локаторам-сонарам и первый в мире прототип был сделан в ИФА в 1959 году. В Институте были поставлены работы по микроволновому зондированию атмосферы и первый в мире такой спутник «Космос-243», работы по которому велись вместе с Институтом радиотехники и электроники, был запущен осенью 1968 года. По его инициативе были начаты детальные экспериментальные исследования пограничных слоёв атмосферы. В то время число коммерческих приборов в мире было очень невелико, и такие приборы для измерений турбулентных характеристик создавались самими учеными в Канаде, США, Австралии. Для их сопоставления был организован ряд международных экспедиций: в Канаде (1968), Цимлянске (СССР, 1970), Австралии (1973), США (1979).

Мы думаем, что представленные в сборнике работы были бы интересны самому Александру Михайловичу, и что они дают отчетливое представление о современном состоянии и тенденциях развития атмосферной науки в нашей стране и за рубежом.

*Г.С. Голицын*



# Часть I. Турбулентность

*Светлой памяти дорогого друга  
Александра Михайловича Обухова посвящается*

## **Феномен Колмогорова – Обухова в учении о турбулентности**

*Г.И. Баренблатт*

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва

Мы отмечаем в эти дни 75-летие двойной звезды Колмогоров – Обухов, которой было суждено реформировать науку о турбулентности.

В происхождении этого события было нечто таинственное. Действительно, стремительно восходящее светило математической науки, до той поры не имеющий никакого отношения к изучению гидродинамики, и двадцатилетний выпускник Саратовского университета, оставленный на год на пятом курсе Московского университета для преаспирантской «шлифовки». Можно только очередной раз поразиться интуиции Андрея Николаевича Колмогорова, угадавшего в провинциальном студенте титана, ставшего его равновеликим партнером в великом деле. Но?! Откуда взялась турбулентность?

На самом деле в возникновении этого феномена выдающуюся, даже определяющую роль сыграли два замечательных человека, я думаю, ничего никогда не слышавших друг о друге, – Отто Юльевич Шмидт и Джордж Кит Батчелор. О них обязательно надо вспомнить сегодня.

О.Ю. Шмидт был личностью, как бы перенесенной в 1920–30-е годы прошлого века из эпохи итальянского Возрождения. Область его интересов была необычайно широка. Он мог делать и делал, казалось бы, невозможное с неизменным фантастическим успехом.

В 1932 г. Шмидт был профессором алгебры Московского университета (алгебраисты знают теорему Ремака – Шмидта), директором Госиздата – единственного в стране государственного издательства, главным редактором Большой советской энциклопедии и какое-то время даже заместителем народного комиссара (по-нынешнему – министра) финансов Советского Союза.

В один из дней 1932 г. он был вызван в Кремль. Состоялся судьбоносный разговор, и О.Ю. вышел из Кремля ... начальником Главного управления Северного морского пути – жизненно важной для страны артерией.

И Шмидт стал полярником. В короткий срок он превратил умиравшую профессию полярника в одну из самых престижных в стране. Он возглавил экспедицию на пароходе «Челюскин». Корабль был затерт льдами, экспедиция высадилась на льдине. Затаив дыхание, весь мир следил за ее спасением:

приближалась весна, и льдина таяла. В журналах «Чиж» и «Еж», которые автор тогда читал, публиковались стихотворения читателей наподобие такого:

*Челюскинцы – дорогинцы,  
Как боялся я весны!  
Зря боялся я весны,  
Все равно вы спасены!*

И действительно, лучшие летчики страны были направлены на спасение «лагеря Шмидта»: М. Водопьянов, А. Ляпидевский и другие. Они блестяще сделали свое дело, и притом так, что для их награждения существовавшая в то время высшая награда – орден Ленина – была сочтена недостаточной, и была учреждена новая высшая награда – звание Героя Советского Союза.

Сразу после этого О.Ю. возглавил подготовку и проведение экспедиции на Северный полюс – знаменитая четверка папанинцев, и в их числе Петр Петрович Ширшов – будущий создатель и первый директор Института океанологии, в котором автор имеет честь и счастье работать. Они также стали Героями Советского Союза. Такой же награды удостоился и О.Ю. Шмидт, высадившийся весной 1938 г. на тающей льдине. На карте СССР была проведена новая граница по дуге большого круга, проходящей через Северный полюс.

Ликование в Союзе и за его пределами перешло все мыслимые границы, даже большие – автор свидетель – чем те, что сопутствовали запуску первого спутника и полету Гагарина. Популярность Шмидта стала невероятной и просто опасной для него: так, новорожденную девочку назвали Шмидтальдина, джаз Утесова исполнял песню в его честь, далеко превзошедшую тогда по популярности предыдущий его хит «Здравствуй, моя Мурка...».

Такое стремительное возвышение не могло продолжаться. И, хотя в домашнем кабинете О.Ю. я позднее видел громадный портрет с собственноручной надписью Сталина – своего рода охранная грамота, – ситуация была опасной, ее надо было прекратить. О.Ю. Шмидт был снова вызван в Кремль. Состоялось новое назначение: первый вице-президент Академии наук с чрезвычайными специальными полномочиями. Президент был болен, а значение науки и Академии наук хозяин Кремля хорошо понимал, как и его предшественник, указавший наркому просвещения А.В. Луначарскому «Не озорничайте с Академией!»

Приступив в конце 1938 г. к новому делу, О.Ю. сразу же осознал, что Академия – не Главсевморпуть, не Госиздат и не Наркомфин. Он понял, что ему необходима собственная точка опоры, свой Институт, о котором он уже думал раньше, и собственная команда, свой «кабинет», как это сформулировал А.Н. Колмогоров.

О.Ю. решил организовать Институт теоретической геофизики, а первый кандидат в «кабинет» был его коллега по механико-математическому факультету Московского университета, заведующий кафедрой теории вероятностей Андрей Николаевич Колмогоров. Шмидт сделал А. Н. фантастическое предложение – должность академика-секретаря Отделения физико-математи-

ческих наук Академии, естественно, сопряженную с переходом в статус полного академика. Андрей Николаевич был озадачен: за год до этого он был нехорошо провален на выборах в члены-корреспонденты. О.Ю. дал понять, что он берет это на себя, так же как и предоставление А.Н. и П.С. Александрову квартир в новом академическом доме: Воланд, посетивший Москву в это самое время, отметил, что москвичи подпорчены квартирным вопросом. А.Н. и П.С. не были исключением.

О.Ю. предложил А.Н. войти в состав сотрудников нового Института теоретической геофизики и возглавить там лабораторию. «Вы приведете туда своих учеников, поставите дело, а потом, если захотите, передадите дело одному из них». «Что касается до предмета занятий новой лаборатории, то он, разумеется, будет полностью определяться вами. Но ...» – и тут О.Ю. Шмидт обратил внимание А.Н. на проблему турбулентности! Фантастическое видение проблемы и человека, способного продвинуть ее решение, было проявлено О.Ю. Шмидтом!

И так все и получилось! Лаборатория была создана, первым ее сотрудником стал Александр Михайлович Обухов, впоследствии к нему присоединились А.М. Яглом, А.С. Монин, Г.С. Голицын, В.И. Татарский, В.И. Кляцкин, Ф.В. Должанский, Е.Б. Гледзер, А.С. Гурвич, Б.М. Бубнов, В.М. Пономарев, О.Г. Чхетиани и другие замечательные ученые, далеко расширившие первоначальную проблематику лаборатории. Лаборатория развилась в Институт физики атмосферы, носящий теперь имя Обухова.

И был еще один замечательный человек, чей вклад в «феномен Колмогоров – Обухов» был очень важным. В апреле 1945 г., в самом конце войны, в Кембридж из Австралии на корабле, входившем в состав конвоя из 80 судов, прибыл Джордж Кит Батчелор, молодой человек 25 лет, до того работавший над ядерными проблемами. Прибыл для того, чтобы работать, как это было оговорено заранее, в Кавендишской лаборатории над проблемами турбулентности под руководством профессора сэра Джеффри Тейлора (в кембриджском просторечии GI). Да, это было оговорено, но приехав, Джордж обнаружил, что GI утратил интерес к турбулентности. Он предоставил Джорджу полную свободу действий. Джордж отправился в библиотеку Кембриджского университета (действительно, замечательную!), чтобы ознакомиться с тем, что нового произошло в науке о турбулентности. Ему сопутствовала фантастическая удача: он обнаружил публикации А.Н. в Докладах Академии наук. Имя А.Н. было, разумеется, несравненно более известным, но я хочу с самого начала подчеркнуть, что в этом деле, в проблеме турбулентности, вклад А.Н. и А.М. был равнозначен. Это видно, в частности, по характеру ссылок в работах А.Н. на А.М. Обухова, где он подчеркивает независимость и другой подход А.М. в получении важнейших результатов.

Как эти работы попали в Кембридж в начале войны? По-видимому, как и другие издания Академии наук, они использовались в качестве балласта при заполнении трюмов кораблей, возвращавшихся из Архангельска и Мурманска. Корабли привозили – с громадным риском – в согласии с обещанием, данным Черчиллем в первый день гитлеровского нашествия, жизненно важ-

ные военные грузы, которые Великобритания поставляла в Советский Союз уже с начала сентября 1941 г.

Джордж Батчелор мгновенно понял, что за сокровище лежит перед ним, и прежде всего тщательно изучил его. Он обратился к сэру Джефффри, но тот в силу особенностей своего характера не проявил особого воодушевления. Однако он посодействовал Джорджу в получении возможности сделать доклад на предстоящем Международном съезде по прикладной механике (1946 г.) и в публикации в следующем, 1947 г., во влиятельном журнале *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* большой статьи, где детально излагалось содержание кратких заметок в Докладах Академии наук СССР.

С точки зрения приоритета Колмогорова – Обухова это было существенно. Дело в том, что вскоре, но после их работ, к тем же идеям независимо пришли выдающиеся физики: Л. Онсагер (1945), В. Гейзенберг (1948) и К. фон Вейцеккер (1948). Можно предположить, что если бы не просветительская деятельность Джорджа Батчелора, работы А.Н. и А.М. остались бы в тени.

Я замечу, что сэр Джефффри Тейлор был и оставался флагом для кипучей деятельности Батчелора. Опираясь на его авторитет, Джордж, будучи еще совсем молодым человеком, сумел создать *Journal of Fluid Mechanics*, громадный по своей значимости DAMTP (Департамент прикладной математики и теоретической физики Кембриджского университета), обеспечивший Кембриджскому университету устойчивое первое место по преподаванию математики среди университетов мира. Он хорошо отблагодарил сэра Джефффри – великолепно издал четырехтомное собрание его трудов, написал и опубликовал его биографию и основал кафедру его имени.

Но Джордж Батчелор не был учеником сэра Джефффри Тейлора. На мой прямой вопрос, кого он считает своим учителем, Джордж ответил четко и однозначно: Андрея Николаевича Колмогорова. Он высоко ценил Александра Михайловича Обухова, и я, будучи его другом, свидетельствую, понимал его как мало кто другой.

Выборы в Академию наук состоялись в январе 1939 г. Но уже в сентябре 1939 г. состоялся доклад Андрея Николаевича на семинаре в Институте теоретической геофизики, что подтверждается примечанием А.Н. к повторной публикации его статьи «О распределении энергии в спектре турбулентного потока» в Собрании его трудов. Примечание показывает, что уже в сентябре 1939 г. А.Н. четко понимал, что локальная структура турбулентных потоков при очень больших числах Рейнольдса, когда не только само число Рейнольдса, но и его натуральный логарифм много больше единицы, обладает свойством универсальности и, более того, автомодельности.

Позвольте перейти от спектральной формулировки А.М. Обухова к физическим величинам. Тогда формула для второго момента  $D_{LL}$ , через который выражаются все компоненты тензора вторых моментов, представленная А.Н. на докладе в сентябре 1939 г., записывается в виде

$$D_{LL} = \langle [u_L(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - u_L(\mathbf{x})]^2 \rangle \sim (\epsilon r)^{2/3} r^\alpha, \quad (1)$$

или, точнее,

$$D_{LL} = C (\epsilon r)^{2/3} (r/\lambda)^\alpha. \quad (2)$$

Здесь  $u_L$  – компонента скорости потока в направлении радиуса  $r$ ,  $\epsilon$  – удельная скорость диссипации энергии турбулентности в тепло,  $\lambda$  – «внутренний масштаб турбулентности»,  $\lambda = v^{3/4} \epsilon^{1/4}$ ,  $v$  – кинематическая вязкость жидкости,  $\alpha$  и  $C$  – безразмерные константы.

Это примечание А.Н. очень существенно: оно показывает, что А.Н. стоял перед выбором: имеет место полная или неполная автомодельность по параметру Рейнольдса. И тут появилась упомянутая работа А.М. Обухова, где он использовал предположение об отсутствии влияния вязкости. А.Н., подчеркивая независимость результата Обухова и его другой, спектральный, подход, также использовал это предположение и получил, что  $\alpha = 0$ , т. е. полную автомодельность по параметру Рейнольдса:

$$D_{LL} = C (\epsilon r)^{2/3}. \quad (3)$$

Константу  $C$ , которую А.Н. считал «абсолютной» (универсальной), он определил в следующей работе, обработав результаты известного американского исследователя Драйдена с сотрудниками, полученные по опытам на аэродинамической трубе.

Последующие измерения, главным образом в природных потоках, в общем подтвердили «закон двух третей» (3), однако достаточно четко обнаружили зависимость постоянной  $C$  от числа Рейнольдса. Это показывает, что автомодельность по числу Рейнольдса неполная. Эта зависимость, по-видимому, слабая, значение  $\alpha$  – мало, и поправка к показателю  $2/3$  не улавливается в немногочисленных экспериментах. Оценки показывают, что  $\alpha$  медленно стремится к нулю, а  $C$  – к постоянному пределу при возрастании числа Рейнольдса, так что закон  $2/3$  действительно асимптотически имеет место при очень больших числах Рейнольдса. Определение зависимости констант  $\alpha$  и  $C$  от числа Рейнольдса – дело будущего, по-видимому, не близкого, но фундаментальность закона Колмогорова – Обухова не подлежит сомнению.

## **Когерентные структуры и спиральность в приземном слое воздуха**

*Б.М. Коприв, В.М. Коприв, С.Л. Зубковский†, Т.И. Макарова,  
Г.В. Азизян, Д.Ю. Соколов, М.И. Фортус*

Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова, РАН, г. Москва

Уникальность А.М. Обухова как ученого заключалась в том, что гениальная проницательность истинного естествоиспытателя сочеталась в нем с блестящим владением последними достижениями математики и физики. Его учителями были выдающиеся математики А.Н. Колмогоров и О.Ю. Шмидт. Начало работы было положено еще до войны в созданном О.Ю. Шмидтом Институте теоретической геофизики. В 1947 году А. М. Обухов защитил докторскую диссертацию на тему “Статистическое описание непрерывных полей”, ставшую теоретической основой исследований атмосферной турбулентности на многие десятилетия. В 1953 г. А.М. Обухов был избран членом корреспондентом, а в 1970 г. академиком АН СССР.

В 1956 году А.М. Обухов возглавил только что созданный Институт физики атмосферы АН СССР (ИФА) и получил в частности возможность организовать исследования по тем направлениям, где им уже были заложены теоретические основы и получены важные результаты. Это теория турбулентности, теория распространения волн в среде со случайными неоднородностями показателя преломления, динамическая метеорология.

А.М. Обухов организовал исследования на основе современных достижений математики, физики и экспериментальной техники. Огромное внимание уделялось натурным измерениям: проводились многочисленные экспедиции, были открыты научные станции в Мурманске, Цимлянске, Кисловодске, организован летный отряд. Позднее были начаты исследования взаимодействия атмосферы и океана на научно-исследовательских судах и платформах. С участия ИФА в программе Геофизического года началось широкое международное сотрудничество. Институт стал пионером в области исследования атмосферы из космоса – уже на третьем советском спутнике работали изготовленные в ИФА приборы. Для разработки и создания множества уникальных измерительных приборов в Институте были созданы первоклассные механические мастерские. А.М. Обухов часто сам принимал участие в работе экспедиций и одного из рейсов.

**Статистические модели и экспериментальные данные.** Статистическое описание приземного слоя основано на идеях работы [1], а также на теории локально-изотропной турбулентности [2, 3, 4] и полуэмпирической теории приземного слоя Монина–Обухова [5]. Обобщение результатов экспериментальных и теоретических работ по турбулентности в рамках статистического описания выполнено в монографии [6]. Обе упомянутые теории ставили сво-

ей целью изучение осредненных статистических характеристик течений в стационарных условиях.

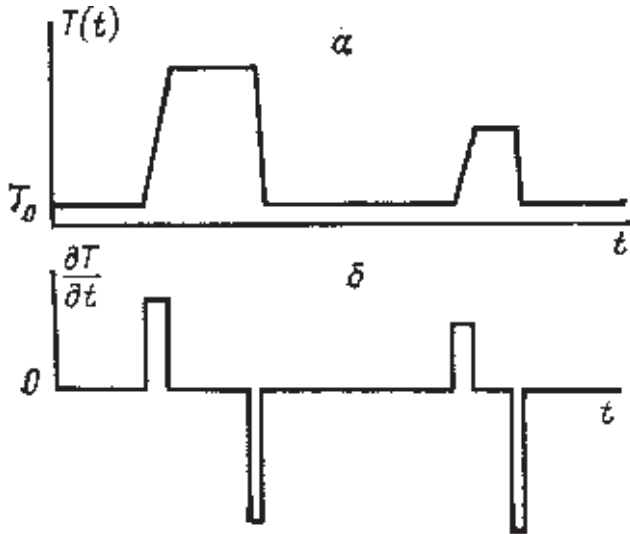
Современные методы наблюдения и численного моделирования позволили с очевидностью показать, что в приземном слое существуют когерентные структуры и что именно они ответственны за основную часть переноса импульса, тепла и примесей. Кроме того выяснилось, что без знания особенностей строения структур невозможно объяснить некоторые наблюдаемые статистические зависимости. Отметим, что первоначально большинство экспериментальных работ в рамках статистического подхода основывалось на данных однократных измерений. Для обнаружения же и исследования когерентных структур необходимы многоточечные измерения случайных полей скорости и температуры.

Локально изотропная турбулентность по предположению Колмогорова [2] реализуется при очень больших числах Рейнольдса в диапазоне пространственных масштабов, удовлетворяющих условию  $L \gg l \gg \eta$ , где  $L$  – внешний, а  $\eta = \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4}$  – внутренний масштабы турбулентного течения. Здесь  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\varepsilon$  – скорость диссипации кинетической энергии в тепло. Предположительно, в этом интервале нет генерации кинетической энергии, а происходит лишь ее перенос от крупных масштабов к мелким (каскад). Следствиями этого предположения являются степенные законы для структурной функции и спектра с показателями «2/3» и «-5/3» соответственно [2, 3]. Измерения показали, что эти закономерности приближенно выполняются, причем не только при  $l \ll L$ , но и при  $l \approx L$ . Весь интервал спектра, где спектральная плотность приближенно следует закону «-5/3», стали называть инерционным. Сформулированные Обуховым в [1] определения локальной изотропии для поля скорости и скаляра (температуры) позволили более точно определить границы инерционного интервала как области спектра, в которой отсутствует корреляция компонент скорости между собой и температуры с компонентами скорости.

Позднее Обуховым были получены аналогичные степенные законы для пассивной примеси [7] в предположении, что воздух можно считать несжимаемым, неоднородности примеси пассивны в смысле вклада в плавучесть и что радиационными эффектами можно пренебречь. Оказалось, что в приземном слое эти закономерности выполняются приближенно, причем в низкочастотной области далеко за пределами того спектрального интервала, в котором можно ожидать локальную изотропию.

При исследовании временных и пространственных структурных функций температуры выяснилось, что предположение о локальной изотропии поля температуры в приземном слое, строго говоря, не выполняется. А именно, при вертикальной и продольной по ветру ориентации взаимного расположения датчиков температуры асимметрия распределения вероятности для разности температуры близка к единице при всех расстояниях между точками измерения от внутреннего до внешнего масштаба [8, 9]. Наблюдаемые асимметрию и эксцесс распределений для разности температуры при неустойчи-

вой стратификации можно объяснить, предполагая, что температурные неоднородности суть теплые макроскопические объемы воздуха, вкрапленные в однородную холодную среду и окруженные тонкими переходными слоями. Эксцесс обратно пропорционален вероятности встречи с таким слоем, а асимметрия объясняется различием градиента температуры на верхней и нижней, а также подветренной и наветренной границах неоднородности [10] (рис. 1).



**Рис. 1.** Схематическое представление наиболее мелкомасштабных элементов реализации температуры при конвекции.  
 $a$  – температура,  $б$  – производная температуры по времени

Отметим, что приводимые в ряде работ оценки, касающиеся безразмерной константы в выражении для структурной функции температуры, сильно, иногда на порядок, отличаются друг от друга, в отличие от оценок соответствующей постоянной для скорости [11].

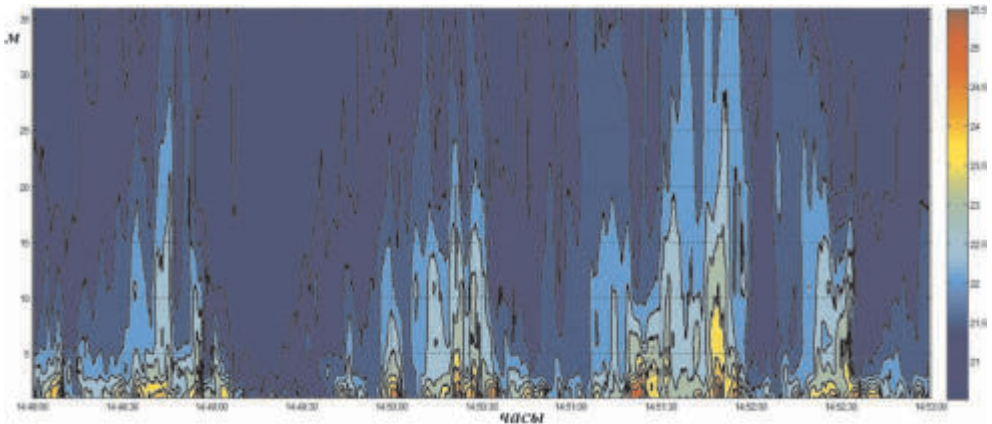
Работа А.С. Мони́на и А.М. Обу́хова [5] заложила основу теории течений воздуха в неоднородном и стационарном приземном слое. Авторы назвали изложенную в ней теорию полуэмпирической. По существу это первая теория неизотропного турбулентного потока воздуха. Как и теория локально-изотропной турбулентности, она является чисто статистической и не рассматривает когерентных структур. В ней предполагается, что течение определяется параметрами  $g/T$ ,  $\langle w'T' \rangle$ ,  $\langle u'w' \rangle$ ,  $z$ . Из них можно составить единственный безразмерный параметр  $\zeta = z / L$ , где  $L = \langle -u'w' \rangle^{3/2} / k(g/T) \langle w'T' \rangle$ , который является по существу отношением двух членов уравнения баланса турбулентной энергии, описывающих ее генерацию. Термический член  $(g/T) \cdot \langle w'T' \rangle$  не зависит от высоты (точнее от высоты не зависит сумма турбулентного и радиационного вертикальных потоков), а динамический растет с при-



ближением к поверхности как  $1/z$ , поэтому термической генерацией, обусловленной работой сил плавучести, при  $z/L \ll 1$  можно пренебречь. Это дает основание предполагать динамическую пассивность температуры.

Наблюдения и модельные расчеты показали, что в приземном слое перенос тепла и импульса осуществляется преимущественно организованными структурами, охватывающими весь приземный слой, а иногда и выходящими за его пределы. Их визуализация достаточно сложна [12]. Отрицательный знак ковариации между продольной и вертикальной компонентами скорости и соответствующая форма коспектра определяются трением воздуха о подстилающую поверхность, которое генерирует вихри с горизонтальной осью. Структура этих вихрей слабо зависит от стратификации температуры (пассивность температуры).

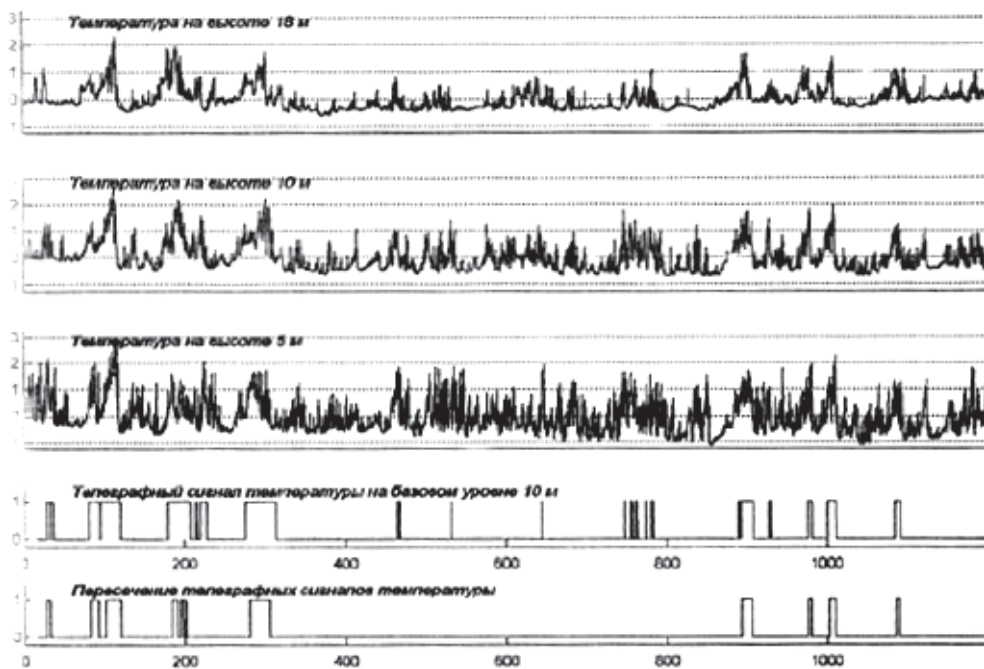
Применяемая нами методика многоточечных по высоте измерений температуры малоинерционными датчиками позволила выявить основные черты пространственной структуры неоднородностей температуры. На рис. 2 показано поле температуры при неустойчивой стратификации [13]. Отметим, что изменчивость температуры такого вида наблюдается в следе за нагретым цилиндром на различных расстояниях от его оси.



**Рис. 2.** Высотно-временное поле температуры

Выявление когерентных структур поля температуры производилось по признаку синхронного на нескольких высотах перехода температуры через некоторое пороговое значение (рис. 3).

Оказалось, что температура неплохо описывается "телеграфным" сигналом [14], и спектр телеграфного сигнала близок к спектру реальной изменчивости температуры на том же отрезке. Была сделана оценка вклада структур в дисперсию температуры и в вертикальный турбулентный поток тепла [14]. В работе [15] показано, что спектр телеграфного сигнала близок к степенному с показателем  $-2$ . Это значит, что локальная изотропия не является обязательным условием возникновения степенной зависимости спектральной плот-



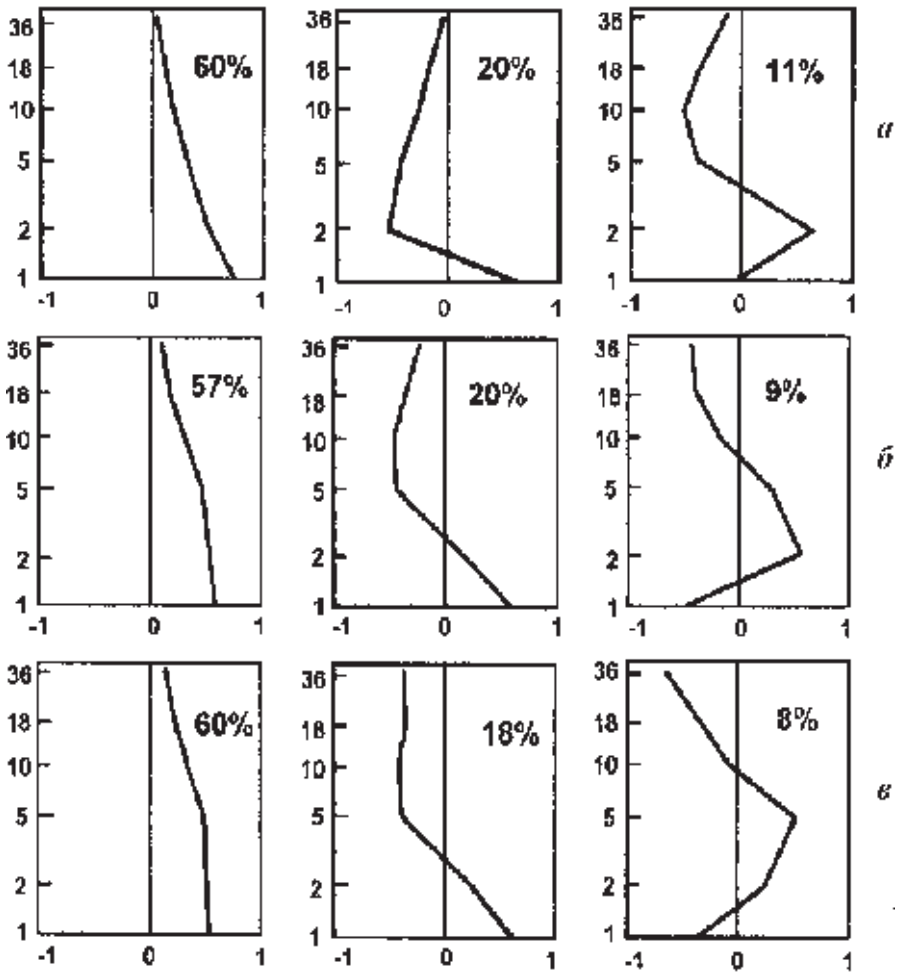
**Рис. 3.** Вариации температуры на трех высотах, "телеграфный" сигнал на уровне 10 м и зоны совпадения телеграфных сигналов на трех уровнях, соответствующих когерентным структурам. Интервал  $0.1 \leq \zeta \leq 1$

ности от частоты с показателем, близким к « $-5/3$ », – она может быть следствием и иной структуры поля температуры.

Многоточечные по высоте измерения дают возможность, следуя А.М. Обухову, изучать профиль температуры как случайную функцию, в том числе вычислять ковариационную матрицу, ее собственные функции и собственные значения, т. е. производить разложение по базису эмпирических ортогональных функций (ЭОФ) [16] (рис. 4). Этот базис является по существу статистическим «портретом» когерентных структур. Оказалось, что первая ЭОФ не меняет знака во всем диапазоне высот, и ее собственное значение составляет около 70% дисперсии. Вторая ЭОФ один раз переходит через нуль, её доля около 20%, а на долю остальных функций приходится всего 10% дисперсии.

Разнесение датчиков по горизонтали дает возможность находить пространственно-временную корреляционную функцию, оценивать радиус корреляции и скорость переноса [16]. Описанные выше методы в совокупности позволяют изучать как индивидуальные структуры, так и статистические характеристики, непосредственно связанные с распределением когерентных структур в пространстве.

Синхронные с температурой и скоростью измерения других скалярных величин позволили выяснить причину известной по многим наблюдениям корреляции скалярных полей, которые на первый взгляд совсем не связаны друг с другом. Объяснение этого феномена основано на осознании двух важ-



**Рис. 4.** Собственные функции ковариационной матрицы температуры при неустойчивой стратификации и различных значениях масштаба Обухова  $L$ . *a* –  $L = -16$  м, безоблачно, ветер 5 м/с; *б* –  $L = -68$  м, облачность 0.3 балла, ветер 7.5 м/с; *в* –  $L = -92$  м, безоблачно, ветер 8.9 м/с (высота в м)

нейших фактов. Первый – это преобладающая роль динамического механизма генерации кинетической энергии турбулентности в приземном слое; термический механизм также имеет место, но не является доминирующим. Это эквивалентно утверждению о существовании охватывающих весь приземный слой ячеек циркуляции в вертикальной плоскости, основные черты которых не зависят от стратификации плотности. Другой факт – это взаимодействие скалярных полей с поверхностью. В силу этих двух причин поднимающийся воздух ( $u_z > 0$ ) в дневное время имеет избыток температуры ( $T' > 0$ ) и водяного пара ( $q' > 0$ ) и недостаток  $\text{CO}_2$  и  $\text{O}_3$  ( $\text{CO}_2' < 0$ ,  $\text{O}_3' < 0$ ) (углекислый газ при соприкосновении с растительностью частично израсходован на фотосинтез, а

озон – на окисление органики почвы). При оседании ( $u_z < 0$ ) знаки вариаций всех скалярных величин меняются на обратные. Тогда для коэффициентов корреляции будем иметь:  $r_{qT} > 0$ ,  $r_{cT} < 0$ ,  $r_{oT} < 0$ . Именно такие знаки имеют коэффициенты корреляции в конвективных условиях, причем абсолютные значения часто превышают 0.8.

Применение линейного статистического прогноза позволило объяснить знаки и абсолютные значения наблюдаемых корреляций между вариациями скалярных полей. Этот метод оказался полезным и при анализе корреляций и ковариаций между температурой и компонентами скорости, а также между вариациями концентрации газовых примесей между собой и с вариациями компонент скорости. Он был также использован при интерпретации наблюдаемых знаков корреляции между напряженностью электрического поля и температурой [17].

**Измерение завихренности (ротора скорости) и турбулентной спиральности.** Идея акустического метода измерения циркуляции скорости и первые результаты ее технической реализации изложены в [18]. Как известно, циркуляция скорости по контуру равна потоку ротора через натянутую на контур поверхность. Если контур ограничивает плоскую площадку, перпендикулярную одной из координатных осей, циркуляция может быть получена умножением средней по площади контура компоненты ротора по этой оси на площадь контура. Используя фазовый метод измерения скорости звука, удастся с высокой точностью измерять время прохождения звука по контуру. Время прохождения кроме скорости ветра зависит также от неоднородностей температуры. Их влияние оценивается путем сравнения времени обхода контура в противоположных направлениях [19] (рис. 5). Этим способом были получены данные о спектрах трех компонент ротора, а также компоненты тензора  $u_i w_i$ . Спиральность есть след этого тензора, т.е. сумма его диагональных элементов. Было проведено сопоставление с предсказаниями теории, исходившей из предположения о зеркальной симметрии течения [20].

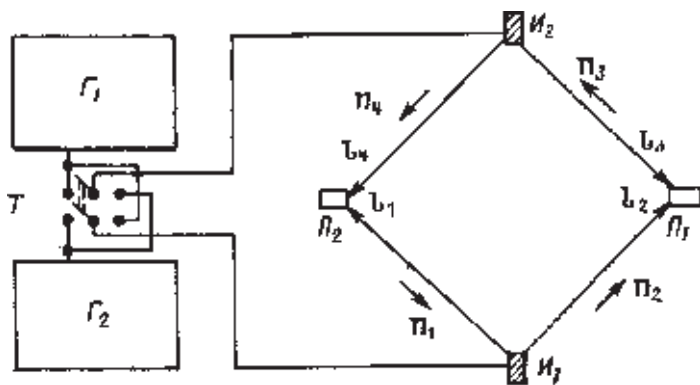
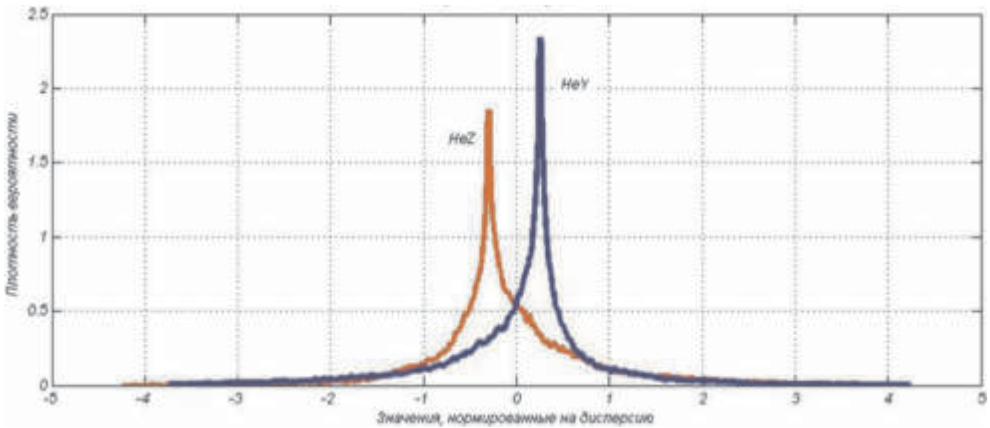


Рис. 5. Блок-схема датчика циркулиметра.

$G_1$  и  $G_2$  – генераторы синусоидальных сигналов на частоты  $f_1$  и  $f_2$ ;  $I_1$  и  $I_2$  – излучатели;  $П_1$  и  $П_2$  – приемники;  $T$  – переключатель; векторы  $p_1, p_2, p_3, p_4$  указывают траектории звуковых лучей

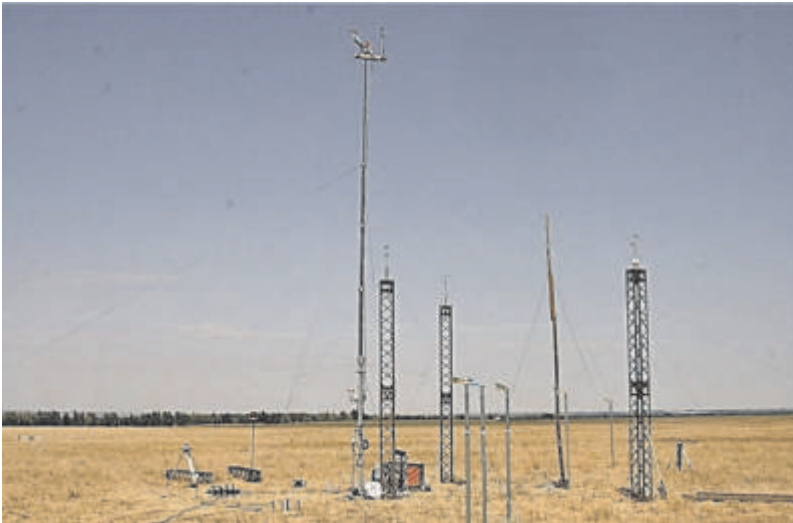


**Рис. 6.** Работа на высотной мачте



**Рис. 7.** Плотность вероятности для горизонтальной ( $He_y$ ) и вертикальной ( $He_z$ ) компонент спиральности

Считается, что турбулентная спиральность (высокочастотная компонента спектра спиральности) ослабляет прямую передачу энергии от крупных масштабов к мелким, уменьшает турбулентную вязкость и увеличивает коэффициент турбулентной диффузии [21]. Примерами крупномасштабной спиральности являются синоптические вихри (циклоны и антициклоны), торнадо, «пыльные дьяволы». Спиральность производится вращением Земли, стратификацией температуры и скорости, а также любыми неоднородностями подстилающей поверхности.



**Рис. 8.** Приборы на измерительной площадке

В [22] приведены результаты одновременных измерений компонент ротора, скорости ветра и температуры на мачте высотой 46 м, установленной на научной станции ИФА под Звенигородом (рис. 6).

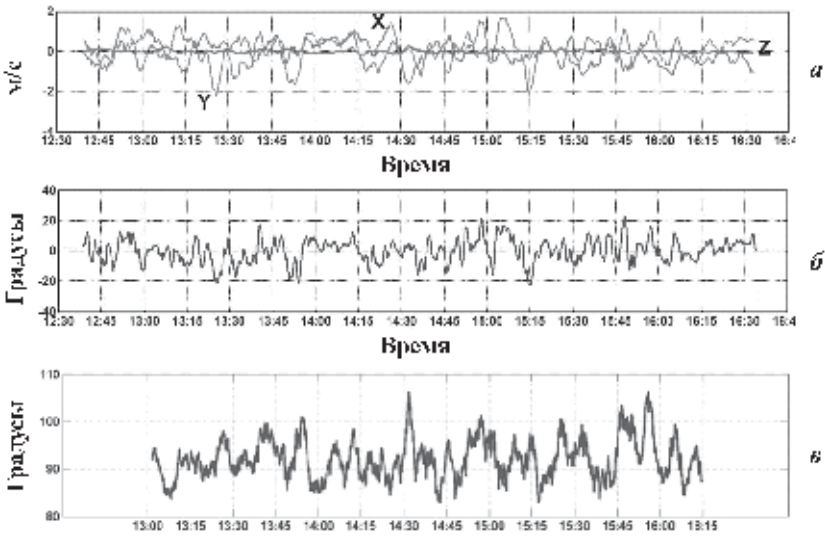
На мачте установлен разработанный и изготовленный в ИФА трехкомпонентный циркулиметр. По данным измерений вычислены коспектры трех пар одноименных компонент ротора и скорости, входящих в определение спиральности. Оказалось, что турбулентная спиральность имеет значение  $0.02\text{--}0.03 \text{ м/с}^2$ . Было установлено, что среднее значение слагаемого турбулентной спиральности  $u_3w_3$  имеет положительный знак, а  $u_2w_2$  и  $u_1w_1$  – отрицательный (рис. 7).

В 2012 году в Цимлянске было проведено определение спиральности путем синхронного измерения всех компонент скорости четырьмя акустическими анемометрами, размещенными в вершинах прямоугольного тетраэдра. Три анемометра образовывали равнобедренный прямоугольный треугольник с катетами длиной в 5 м, расположенный в горизонтальной плоскости на высоте около 5,5 м над поверхностью, а четвертый был установлен еще на 5 м выше над вершиной прямого угла упомянутого треугольника (рис. 8).

Компоненты ротора вычислялись путем замены пространственных производных компонент скорости на пространственные разности, деленные на расстояния. Вариации компонент скорости и ротора  $u'_x, u'_y, u'_z, \omega'_x, \omega'_y, \omega'_z$  вычислялись как отклонения от тренда, вычисляемого скользящим осреднением по 30-минутному интервалу. По этим вариациям вычислялась величина

$$He = u'_x \omega'_x + u'_y \omega'_y + u'_z \omega'_z,$$

которую естественно назвать турбулентной спиральностью. Индекс  $x$  соответствует продольной (направленной вдоль среднего ветра) оси правой прямоугольной системы координат, индекс  $y$  – поперечной по отношению к ветру оси и индекс  $z$  – вертикальной оси. Временной ход вариаций компонент



**Рис. 9.** Вариации скорости (а) и направления ветра (б), угол между вариациями ротора и скорости (в)

скорости ветра и направления ветра, сглаженных трехминутным фильтром, представлен на рис. 9 со временем угла между вариациями скорости и ротора. Среднее значение этого угла оказалось близким к  $92^\circ$ . Напомним, что мгновенная спиральность как скалярное произведение ротора и скорости обращается в нуль, когда угол между векторами становится равным  $90^\circ$ . Заметим также, что из определения коэффициента корреляции  $r_{ab}$  случайных рядов  $a$  и  $b$  следует

$$\overline{ab} = \sigma_a \sigma_b r_{ab}$$

(черта означает осреднение,  $\sigma_a$ ,  $\sigma_b$  – среднеквадратические отклонения), поэтому

$$\overline{He} = \overline{u'_x \omega'_x} + \overline{u'_y \omega'_y} + \overline{u'_z \omega'_z} = \sigma_{\omega_x} \sigma_{u_x} \cdot r_{\omega_x u_x} + \sigma_{\omega_y} \sigma_{u_y} \cdot r_{\omega_y u_y} + \sigma_{\omega_z} \sigma_{u_z} \cdot r_{\omega_z u_z} .$$

Отсюда ясно, что если во всех одноименных парах компонент ротора и скорости корреляция равна нулю ( $r_{\omega_x u_x} = 0$ ,  $r_{\omega_y u_y} = 0$ ,  $r_{\omega_z u_z} = 0$ ), то равно нулю и среднее значение спиральности.

На рис. 10 показан временной ход компонент вектора ротора скорости, а на рис. 11 временные вариации турбулентной спиральности и ее слагаемых. Измерения проводились при неустойчивой стратификации.

Видно, что средние значения  $He_x$ ,  $He_y$  отрицательны, а среднее значение  $He_z$  положительно. Их абсолютные значения приведены на рисунке.

Как отмечено выше, мы определяем вариации скорости и ротора следующим образом:  $u'_i = u'_i - \tilde{u}_i$ ,  $w'_i = w'_i - \tilde{w}_i$ , где  $\tilde{u}_i, \tilde{w}_i$  – временные ряды скорости и ротора, сглаженные прямоугольным окном. На рис. 12 показана зависимость турбулентной спиральности от ширины этого окна, на рис. 13 – коспектры

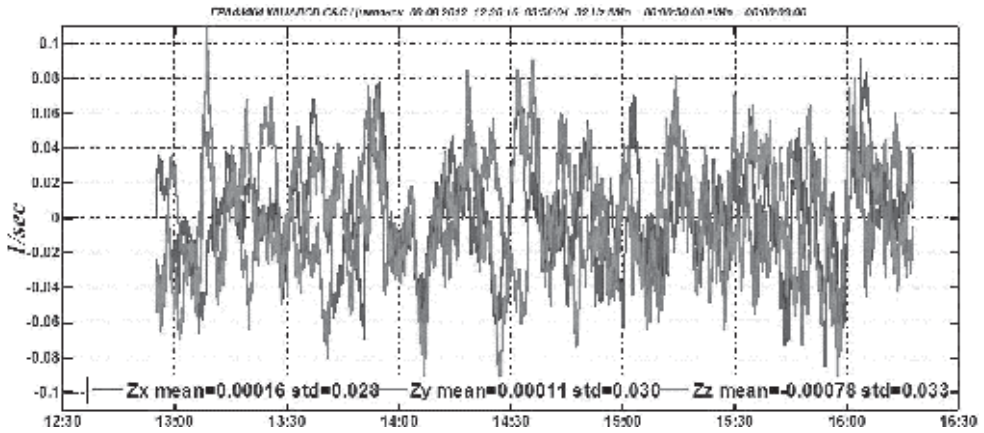


Рис. 10. Компоненты ротора  $w_x$ ,  $w_y$ ,  $w_z$  (на рис. обозначения соответственно Zx mean, Zy mean, Zz mean)

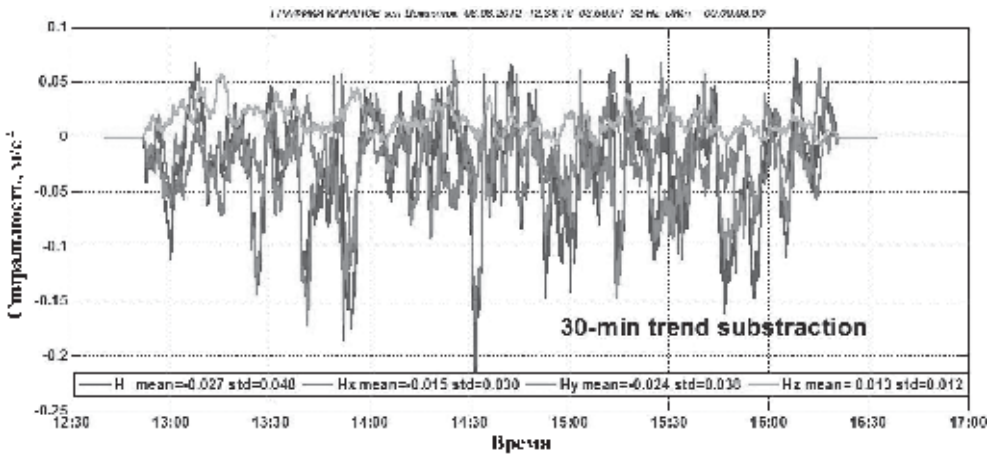


Рис. 11. Турбулентная спиральность  $H_e$  и ее составляющие  $H_{e_x}$ ,  $H_{e_y}$  и  $H_{e_z}$  за вычетом тренда, вычисляемого скользящим осреднением по 30-минутному интервалу

одноименных компонент ротора и скорости, входящих в определение спиральности, а на рис. 14 – соответствующие спектральные коэффициенты корреляции. Рис. 15 дает представление о временных вариациях потенциального вихря, т.е. скалярного произведения ротора скорости и градиента плотности, в предположении, что градиент плотности пропорционален градиенту температуры. Как и в случае спиральности, расчет выполнен с предварительным исключением низкочастотного тренда, соответствующего сглаживанию рядов 30-минутным скользящим окном.



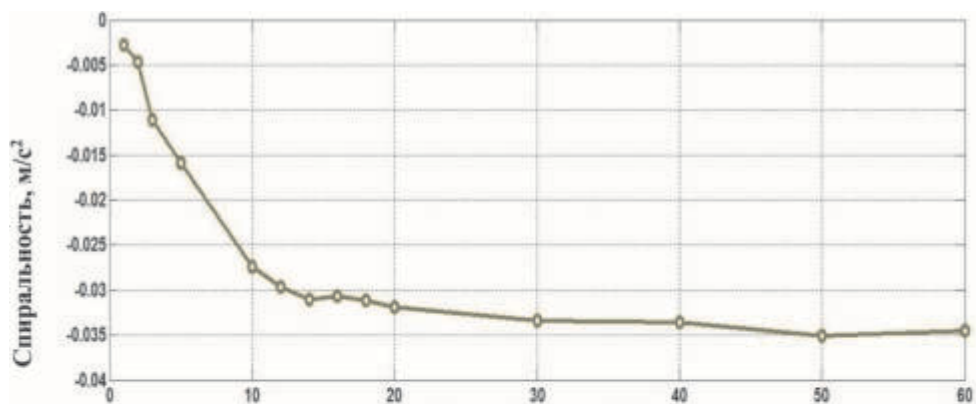


Рис. 12. Зависимость турбулентной спиральности от ширины выделяющего окна (минуты)

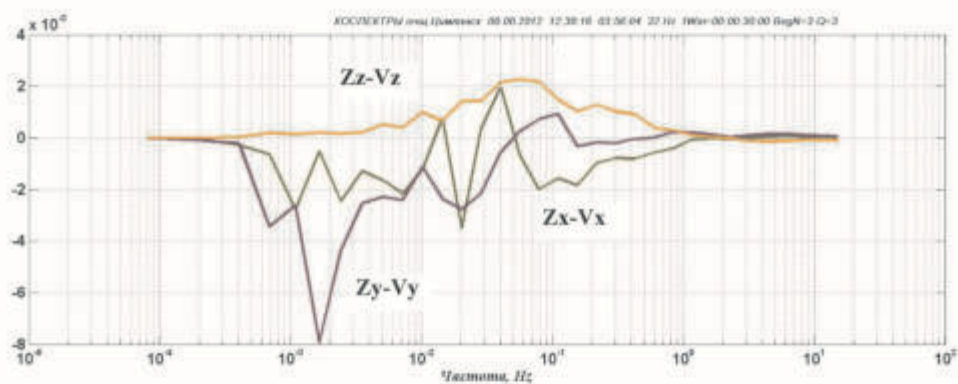


Рис. 13. Коспектры одноименных компонент ротора  $w_i$  и скорости  $u_i$ , умноженные на частоту

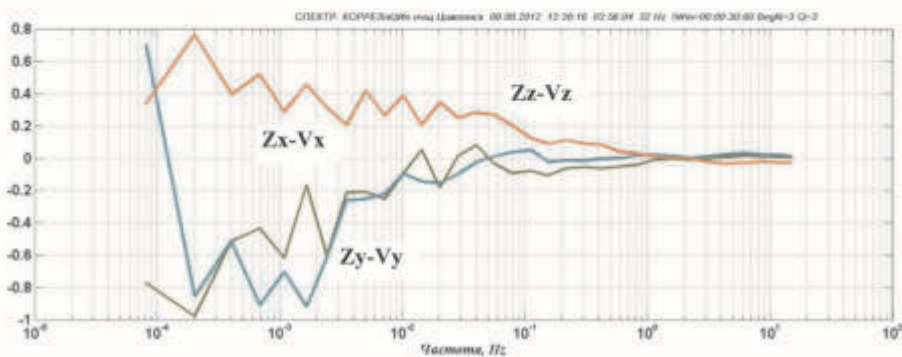


Рис. 14. Спектральные корреляции одноименных компонент ротора  $w_i$  и скорости  $u_i$

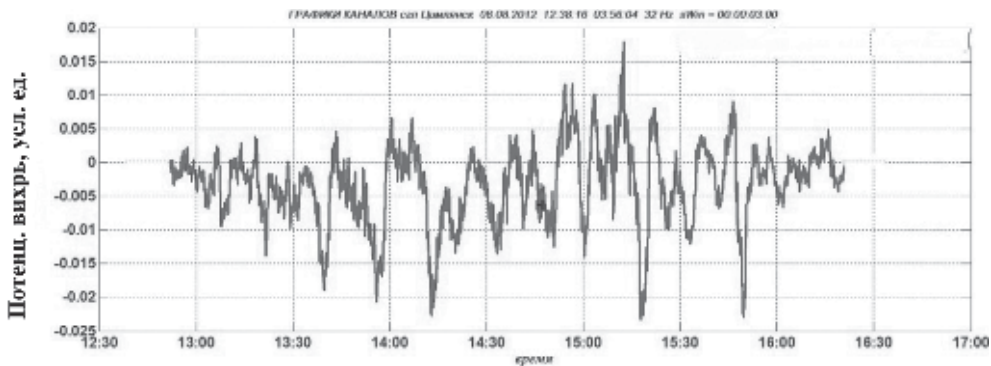


Рис. 15. Потенциальный вихрь

### Литература

1. Обухов А.М. Статистическое описание непрерывных полей // Труды ГЕОФИАН. 1954. №24 (151). С. 3-41.
2. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30. №4. С. 299-303.
3. Обухов А.М. О распределении энергии в спектре при локально-изотропной турбулентности // Докл. АН СССР. 1941. Т. 32. С. 19-21.
4. Бэтчелор Дж.К. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1955. 198 с.
5. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Труды Геофизического института АН СССР. 1954. №25. С. 163-187.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Гидрометеиздат, 1992 (Т. 1); 1996 (Т. 2).
7. Обухов А.М. Структура температурного поля в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Сер. географ. и геофиз. 1949. Т. 13. №1. С. 58-69.
8. Азиян Г.В., Копров Б.М., Ломадзе С.О. Распределения вероятностей компонент скорости, температуры и пространственных разностей температуры в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. ФАО. 1983. Т. 19, №10. С. 1020-1026.
9. Азиян Г.В., Копров Б.М. О пространственной и временной структуре поля температуры в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 21, №8. С. 816-823.
10. Копров Б.М. Влияние структуры термиком на эксцесс и асимметрию распределений вероятностей для временной производной температуры // Изв. АН СССР. ФАО. 1988. Т. 24, №6. С. 679-587.
11. Яглом А.М. Закономерности мелкомасштабной турбулентности в атмосфере и океане // Изв. АН СССР. Физика атм. и океана. 1981. Т. 17, №12. С. 1235-1257.
12. Hutchins N., Chauhan K., Marusic I. et al. Towards Reconciling the Large-Scale Structure of Turbulent Boundary Layers in the Atmosphere and Laboratory // Boundary-Layer Meteorology. 2012. V. 145. P. 273-306.
13. Копров Б.М., Копров В.М., Макарова Т.И. Конвективные структуры приземного слоя воздуха // Изв. РАН. ФАО. 2000. Т. 36, №1. С. 44-54.

14. *Koprov B.M., Koprov V.M., Makarova T.I., Golitsyn G.S.* Coherent structures in the atmospheric surface layer under stable and unstable conditions // *Boundary-Layer Meteorology*. 2004. V. 111. P. 19-32.
15. *Казаков В.А.* Введение в теорию марковских процессов. М.: Сов. Радио, 1973. 232 с.
16. *Koprov B.M., Zubkovsky S.L., Koprov V.M. et al.* Statistics of air temperature spatial variability in the atmospheric surface layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 1998. V. 88. P. 399-423.
17. *Копров Б.М., Копров В.М., Соколов Д.Ю., Азизян Г.В.* О турбулентном потоке электрического заряда вблизи земной поверхности // *Изв. РАН. ФАО*. 2009. Т. 45. №5. С. 597-606.
18. *Бовшверов В.М., Гурвич А.С., Кочетков А.Н., Ломадзе С.О.* Измерение частотного спектра мелкомасштабной циркуляции скорости в турбулентном потоке // *Изв. АН СССР. ФАО*. 1971. Т. 7, №4. С. 371-376.
19. *Копров Б.М., Калугин В.В., Тиме Н.С.* Турбулентный поток вихря // *Изв. АН СССР. ФАО*. 1994. Т. 30, №1. С. 13-17.
20. *Новиков Е.А.* Поток вихря // *Изв. АН СССР. ФАО*. 1972. Т. 8, №7. С. 759-762.
21. *Чхетиани О.Г.* О спиральной структуре экмановского пограничного слоя // *Изв. РАН. ФАО*. 2001. Т. 37, №5. С. 614-620.
22. *Копров Б.М., Копров В.М., Пономарев В.М., Чхетиани О.Г.* Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы // *Докл. РАН*. 2005. Т. 403, №5. С. 627-630.

# Структурообразование стохастических динамических систем в случайных средах как закон природы

**В.И. Кляцкин**

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

*...Хаос есть место, вмещающее в себя целое,  
Именно, если бы он не лежал в основании,  
то ни земля, ни вода, ни прочие элементы,  
ни весь космос не могли бы и возникнуть...*

Секст Эмпирик. *Сочинения в двух томах.* Под ред. А.Ф. Лосева.

Т. 1. *Две книги против физиков.* М.: Мысль, 1976. С. 318.

Прежде всего, сформулируем основную задачу статистического анализа стохастических динамических систем, так как мы ее понимаем: *На основе соответствующего статистического анализа выявить общие особенности для этих систем, которые осуществляются с вероятностью единица, т.е. почти для всех реализаций рассматриваемых динамических систем.* И это связано, с тем, что обычно мы не имеем ансамбля усреднения, и при этом как численное моделирование, так и экспериментаторы имеют дело с отдельными реализациями случайных процессов и полей. Традиционное статистическое усреднение, как правило, дает "среднее по больнице". Бывают, конечно, и исключения.

Для стохастических динамических систем, описываемых уравнениями в частных производных, в ряде случаев может осуществляться с вероятностью единица пространственно-временное стохастическое структурообразование в отдельных реализациях этого поля. Такие процессы и явления, происходящие с вероятностью единица, будем называть *когерентными* процессами и явлениями. Подобную "статистическую когерентность" можно рассматривать как некую организацию сложной динамической системы, и выделение ее *статистически* устойчивых характеристик аналогично понятию когерентности как *самоорганизации* многокомпонентных систем, возникающих из хаотических взаимодействий их элементов.

Замечу, что даже в гауссовых случайных полях могут осуществляться нетривиальные ситуации! Такие явления имеют место, например, в двумерных задачах геофизической гидродинамики во вращающейся жидкости со случайной топографией дна [1–3].

В настоящей работе рассматриваются два примера простейших динамических систем, связанных со стохастической двумерной геофизической гидродинамикой и со стохастическим параметрическим возбуждением динамических систем, описываемых уравнениями в частных производных.

## Двумерная геофизическая гидродинамика

Простейший случай когерентного явления соответствует двумерному несжимаемому потоку идеальной жидкости на плоскости  $\mathbf{R} = (x, y)$ , описываемого функцией тока, удовлетворяющей уравнению:

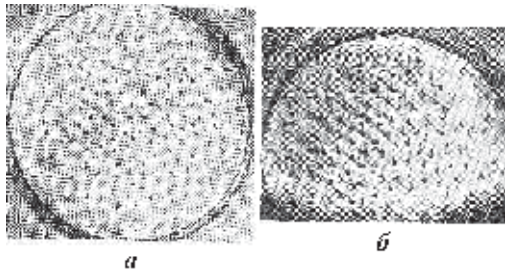
$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi(\mathbf{R}, t) = J\{\Delta \psi(\mathbf{R}, t), \psi(\mathbf{R}, t)\}, \quad \psi(\mathbf{R}, 0) = \psi_0(\mathbf{R}),$$

где через величину  $J\{\}$  обозначен якобиан двух функций. Нелинейное взаимодействие должно привести гидродинамическую систему к статистическому равновесию. Учитывая, что процесс установления такого равновесия состоит из большого числа взаимодействий возмущений различных масштабов друг с другом, можно предположить, что в простейшем случае статистически однородного и изотропного случайного начального поля  $\psi_0(\mathbf{R})$  такое равновесное распределение будет гауссовым, и задача состоит в определении его параметров. Если искать стационарное (равновесное) распределение на классе гауссова распределения статистически однородного и изотропного поля  $\psi(\mathbf{R}, t)$ , то для стационарной структурной функции  $D_\psi(\mathbf{R} - \mathbf{R}', t) = \langle [\psi(\mathbf{R}, t) - \psi(\mathbf{R}', t)]^2 \rangle$  при  $t \rightarrow \infty$  можно получить уравнение  $(\Delta_q + \lambda)\Delta_q D_\psi(q) = 0$ , где постоянная разделения  $\lambda$  имеет размерность квадрата обратной длины,  $q = |\mathbf{R} - \mathbf{R}'|$ , а  $\Delta_q$  – радиальная часть оператора Лапласа. Имеются два возможных решения этого уравнения, соответствующие положительному и отрицательному значениям постоянной:  $\lambda = k_0^2 > 0$  и  $\lambda = -k_0^2 < 0$ . В случае  $\lambda = k_0^2 > 0$  уравнение сводится к уравнению  $\Delta_q D_\psi(q) = \tilde{N} J_0(k_0 q)$ , где  $J_0(k_0 q)$  – функция Бесселя первого рода. В этом случае для спектральной плотности энергии получаем выражение  $E(k) = E\delta(k - k_0)$ , что соответствует случайным структурам с определенным фиксированным пространственным масштабом. Во втором же случае ( $\lambda = -k_0^2 < 0$ ) соответствующая спектральная плотность энергии теперь будет  $E(k) = (k^2 + k_0^2)^{-1}$ , что соответствует распределению Гиббса с двумя интегралами движения – интегралы энергии и квадрат вихря поля скорости. Отметим, что в трехмерной задаче с одним интегралом движения – энергии имеется равновесное распределение Гиббса, соответствующее равномерному распределению энергии по волновым числам (белый шум).

Аналогичным образом можно рассмотреть и равновесные состояния для квазигеострофических потоков (с учетом вращения) со случайной топографией подстилающей поверхности в рамках однослойного и двухслойного потока жидкости, где мы имеем аналогичную ситуацию. В случае однослойной модели эта задача описывает баротропное движение жидкости. В более общем случае для исследования бароклинных движений используется двухслойная модель гидродинамических потоков. При этом появляются уже два фиксированных размера.

По-видимому, подобные структуры наблюдались в экспериментальных исследованиях во вращающейся жидкости. В качестве иллюстрации приведу

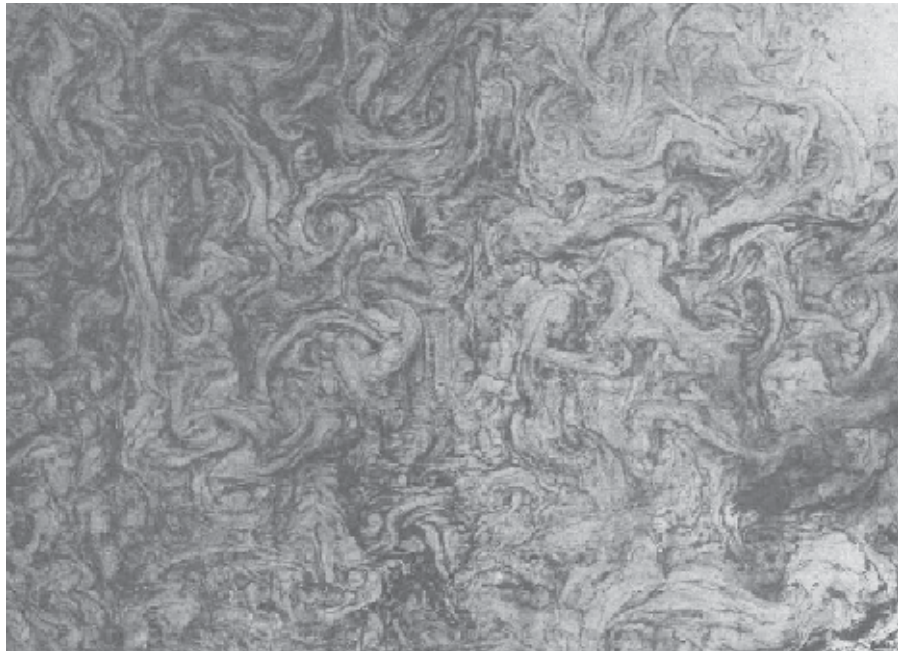
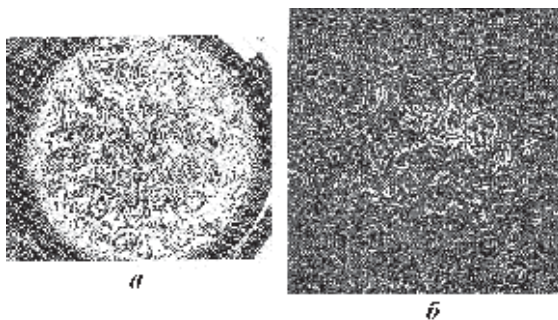
рисунок 1 из монографии [4], а также рисунок 2 из работы [5], которые, на мой взгляд, соответствуют описанной ситуации. На рисунке 3 приведен пример структурообразования в поле поверхностных течений в Балтийском море из работы [6].



**Рис. 1.** Система регулярных конвективных вихрей на вращающейся платформе.

*a* – вид сверху, *б* – вид сбоку

**Рис. 2.** Система нерегулярных вихрей на вращающейся платформе (*a*) и поле скоростей бароклинной неустойчивости (*б*) в двухслойной стратифицированной жидкости



**Рис. 3.** Область субмасштабной завихренности поля поверхностных течений в Балтийском море

## Параметрически возбуждаемые динамические системы

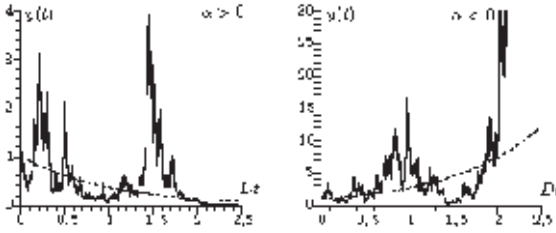
Далее мы ограничимся анализом стохастических динамических систем, связанных со случайным параметрическим возбуждением в пространстве и во времени. Такие системы возникают, например, во многих областях физики и могут описываться как обыкновенными дифференциальными уравнениями, так и уравнениями в частных производных. При этом параметрическое возбуждение, с одной стороны, сопровождается возрастанием со временем всех традиционных статистических характеристик решения задачи типа моментных и корреляционных функций любого порядка. С другой же стороны, наряду с этим *в отдельных реализациях случайных процессов и полей* могут происходить и такие стохастические нестационарные явления, как перемешивание, локализация и кластеризация в фазовом и физическом пространствах.

Кластеризация какого-либо поля – это возникновение компактных областей с большими величинами данного поля на фоне окружающих областей с относительно низкими их значениями. При статистическом усреднении вся информация о кластеризации, естественно, пропадает. Прежде всего, возникает вопрос: осуществляются ли такие физические явления как локализация и кластеризация в отдельных реализациях рассматриваемых процессов и полей или нет, а если осуществляется, то за какое характерное время (или на каких характерных масштабах).

Само явление структурообразования в стохастических, параметрически возбуждаемых, динамических системах хорошо известно в физике. Так, например, решения одномерных задач с параметрическим возбуждением, описываемых обыкновенными дифференциальными уравнениями, являются случайными процессами. Простейшая такая динамическая система определяет

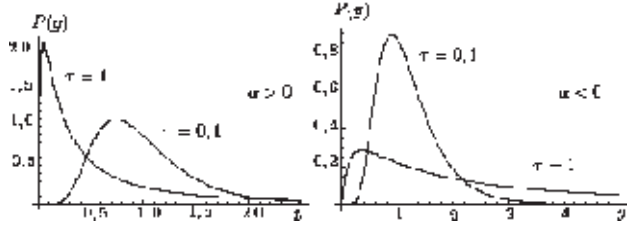
логнормальный случайный процесс  $y(t; \alpha) = e^{-\alpha t + \int_0^t dz z(\tau)}$ , где  $z(t)$  – гауссов случайный процесс «белого шума» с корреляционной функцией  $B_z(t - t') = \langle z(t)z(t') \rangle = 2\sigma^2 \delta(t - t')$ . Отметим, что изменение знака параметра  $\alpha$  статистически эквивалентно переходу к процессу  $1/y(t; \alpha)$ . На рис. 4 приведены реализации логнормального случайного процесса  $y(t; \alpha)$  для положительных и отрицательных значений параметра  $\alpha$  и  $|\alpha| D = 1$  (штриховые линии соответствуют функциям  $\exp\{-Dt\}$  при  $\alpha > 0$  и  $\exp\{Dt\}$  при  $\alpha < 0$ ), а соответствующие плотности вероятностей приведены на рис. 5, где безразмерное время  $\tau = Dt$ . На этих рисунках видно наличие редких, но больших выбросов (флуктуаций) относительно штриховых линий как в сторону больших значений, так и к нулю, обусловленные пологими «хвостами» соответствующих плотностей вероятностей. Такое свойство всех случайных процессов  $z(t)$  называется *перемежаемостью*. Кривую, относительно которой осуществляются выбросы (флуктуации), будем называть *кривой типичной реализации* и обозначать как  $z^*(t)$  [7–11].

Статистические характеристики процесса  $z(t)$  в фиксированный момент времени  $t$  описываются ее плотностью вероятностей  $P(z, t)$  и интегральной



**Рис. 4.** Реализации лог-нормального процесса  $y(t; \alpha)$

**Рис. 5.** Плотности вероятностей логнормального процесса  $y(t; \alpha)$



функцией распределения вероятностей  $F(Z, t) = \int_{-\infty}^Z dz' P(z, t)$ . Кривая типичной реализации является медианой интегральной функции распределения вероятностей и определяется как решение алгебраического уравнения  $F(z^*(t), t) = 1/2$ . Эта кривая обладает следующими свойствами: для любого момента времени  $t$  вероятности  $P(z(t) > z^*(t)) = P(z(t) < z^*(t)) = 1/2$ ; медиана имеет специфическое свойство, заключающееся в том, что для любого интервала времени случайный процесс  $z(t)$  «обвивает» кривую  $z^*(t)$  таким образом, что среднее время, в течение которого выполняется неравенство  $z(t) > z^*(t)$ , совпадает со средним временем, в течение которого выполняется обратное неравенство  $z(t) < z^*(t)$ , т.е.

$$\left\langle T_{z(t) > z^*(t)} \right\rangle = \left\langle T_{z(t) < z^*(t)} \right\rangle = \frac{1}{2}(t_2 - t_1).$$

Кривая  $z^*(t)$  может, естественно, существенно отличаться от любой конкретной реализации процесса  $z(t)$  и не описывает величину возможных выбросов. Таким образом, кривая типичной реализации  $z^*(t)$  случайного процесса  $z(t)$ , полученная с помощью одновременной плотности вероятностей, определена, тем не менее, на всем интервале времени  $(0, \infty)$  и является той детерминированной кривой, относительно которой осуществляется перемежаемость. Кривая типичной реализации для гауссова случайного процесса  $z(t)$  совпадает со средним значением процесса, т.е.  $z^*(t) = \langle z(t) \rangle$ , а кривая типичной реализации для логнормального случайного процесса  $y(t) = e^{z(t)}$  и, в частности, для рассматриваемого процесса  $y(t; \alpha)$  определяется равенством  $y^*(t; \alpha) = e^{\langle \ln y(t; \alpha) \rangle} = e^{\dot{\epsilon} at}$ , которое является ляпуновской экспонентой. При  $\alpha > 0$  кривая типичной реализации экспоненциально убывает во времени, а в обратном случае  $\alpha < 0$  экспоненциально возрастает, и именно эти функции приведены на рис. 4 и 5 в виде пунктирных линий. При  $\alpha > 0$  перемежаемость осуществляется относительно прямой  $f^*(t) = 1$ . Отмечу, что для одномерных



задач положительность ляпуновского характеристического индекса  $\alpha$  соответствует физическому явлению динамической локализации. Примерами таких явлений являются кластеризация системы частиц в рамках кинематического приближения, *динамическая локализация Андерсона* собственных функций одномерного стационарного уравнения Шредингера со случайным потенциалом, и, соответственно, *динамическая локализация интенсивности волнового поля* в краевой задаче о волнах в случайных слоистых средах [7–11].

## Логнормальные поля, статистическая топография и кластеризация

Рассмотрим теперь положительное логнормальное случайное поле  $f(\mathbf{r}, t)$ , одноточечная плотность вероятностей которого  $P(\mathbf{r}, t; f) = \langle \delta(f(\mathbf{r}, t) - f) \rangle$  описывается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} P(\mathbf{r}, t; f) = \left\{ D_0 \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} + \alpha \frac{\partial}{\partial f} f + D_f \frac{\partial}{\partial f} f \frac{\partial}{\partial f} f \right\} P(\mathbf{r}, t; f)$$

с начальным условием  $P(\mathbf{r}, 0; f) = \delta(f - f_0(\mathbf{r}))$ , где  $D_0$  – коэффициент диффузии в  $\mathbf{r}$ -пространстве, а коэффициенты  $\alpha$  и  $D_f$  характеризуют диффузию в  $f$ -пространстве. При этом параметр  $\alpha$  может быть как положительным, отрицательным, так и равным нулю (критический случай). Изменения знака  $\alpha$  для одноточечных характеристик означает переход от поля  $f(\mathbf{r}, t)$  к полю  $1/f(\mathbf{r}, t)$ . Решение этого уравнения имеет вид:

$$P(\mathbf{r}, t; f) = \frac{1}{2f\sqrt{\pi D_f t}} e^{D_0 \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2}} \exp \left\{ -\frac{\ln^2 [f e^{\alpha t} / f_0(\mathbf{r})]}{4D_f t} \right\}.$$

Отметим, что для положительного консервативного случайного поля  $f(\mathbf{r}, t)$ , для которого  $\int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{r} f_0(\mathbf{r})$ , параметр  $\alpha = D_f$  и уравнение для плотности вероятностей можно переписать в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} P(\mathbf{r}, t; f) = \left\{ D_0 \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} + \alpha \frac{\partial^2}{\partial f^2} f^2 \right\} P(\mathbf{r}, t; f).$$

Разумеется, для любого случайного поля  $f(\mathbf{r}, t)$  также всегда имеется свойство перемежаемости. Прежде всего, для любой фиксированной пространственной точки  $\mathbf{r}$  эволюция во времени  $f(\mathbf{r}, t)$  – случайный процесс, для которого справедливо все вышесказанное.

Для статистически пространственно однородной задачи, соответствующей начальному распределению поля  $f_0(\mathbf{r}) = f_0$ , все одноточечные статистические характеристики поля  $f(\mathbf{r}, t)$  не зависят от точки  $\mathbf{r}$ , и положительность индекса  $\alpha = -\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\partial \langle \ln f(\mathbf{r}, t) \rangle}{\partial t}$  для логнормального поля  $f(\mathbf{r}, t)$  означает, что в любой точке пространства реализации этого поля убывают во времени, невзирая на то, что для логнормального процесса имеются большие редкие выбросы (флуктуации). При этом характерное время убывания поля  $t \sim 1/\alpha$ . А если это поле почти везде убывает, то где-то оно должно и концентрироваться, т.е. должна

быть *кластеризация*. При отрицательном значении параметра  $\alpha$  происходит рост поля в каждой фиксированной точке пространства.

В этом случае плотность вероятностей не зависит от точки  $\mathbf{r}$  и описывается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} P(t; f) = \left\{ \alpha \frac{\partial}{\partial f} f + D_f \frac{\partial}{\partial f} f \frac{\partial}{\partial f} f \right\} P(t; f),$$

решение которого дается формулой

$$P(t; f) = \frac{1}{2f\sqrt{\pi D_f t}} \exp \left\{ -\frac{\ln^2 [f e^{\alpha t} / f_0]}{4 D_f t} \right\}.$$

Таким образом, для пространственно однородной задачи одноточечные статистические характеристики случайного поля  $f(\mathbf{r}, t)$  статистически эквивалентны статистическим характеристикам логнормального процесса  $f(t; \alpha)$ . Характерной особенностью распределения для него является появление длинного пологого «хвоста» при  $D_f t \gg 1$ , означающего усиление роли больших выбросов процесса  $f(t; \alpha)$  в формировании одновременной статистики. Для этого распределения все моментные функции экспоненциально возрастают во времени, и в частности, при  $n = 1$  и  $D_f > \alpha$  среднее значение  $\langle f(\mathbf{r}, t) \rangle = f_0 e^{(D_f - \alpha)t}$ , а величина  $\alpha$  является ляпуновским характеристическим индексом.

Описать же пространственную кластеризацию случайного поля  $f(\mathbf{r}, t)$  в почти каждой реализации этого поля можно на основе идей статистической топографии [7–11].

### Статистическая топография случайных полей и условия возникновения кластерных структур

В статистической топографии случайных полей основным объектом изучения, как и в обычной топографии горных массивов, является система контуров – линий уровня (в двумерном случае) или поверхностей (в трехмерном случае) постоянных значений, определяемых равенством  $f(\mathbf{r}, t) = f = \text{const}$ .

Для анализа системы контуров (для простоты изложения ограничимся двумерным случаем  $\mathbf{r} = \mathbf{R}$ ) удобно ввести сосредоточенную на этих контурах дельта-функцию Дирака  $\varphi(\mathbf{R}, t; f) = \delta(f(\mathbf{R}, t) - f)$ , называемую *индикаторной функцией*. Через эту функцию выражаются, например, такие величины, как общая площадь, ограниченная линиями уровня областей, в которых случайное поле  $f(\mathbf{R}, t)$  превышает заданный уровень  $f$ , т.е.  $f(\mathbf{R}, t) > f$ :

$$S(t; f) = \int d\mathbf{R} \theta(f(\mathbf{R}, t) - f) = \int d\mathbf{R} \int_f^\infty df' \varphi(\mathbf{R}, t; f')$$

и общая "масса" поля, заключенная в этих областях,

$$M(t; f) = \int d\mathbf{R} f(\mathbf{R}, t) \theta(f(\mathbf{R}, t) - f) = \int d\mathbf{R} \int_f^\infty df' f' \varphi(\mathbf{R}, t; f'),$$

где  $\theta(f(\mathbf{R}, t) - f)$  – тета-функция Хевисайда.

Среднее значение индикаторной функции по ансамблю реализаций случайного поля  $f(\mathbf{R}, t)$  определяет одновременную во времени и одноточечную в пространстве плотность вероятностей  $P(\mathbf{R}, t; f)$ , следовательно, средние по ансамблю реализаций значения величин  $\langle S(t; f) \rangle$  и  $\langle M(t; f) \rangle$ :

$$\langle S(t; f) \rangle = \int d\mathbf{R} \int_f^\infty df' P(\mathbf{R}, t; f'), \quad \langle M(t; f) \rangle = \int d\mathbf{R} \int_f^\infty df' f' P(\mathbf{R}, t; f').$$

Ясно, что для положительного поля  $-f(\mathbf{R}, t)$  в общем случае условием его кластеризации с вероятностью единица, т.е. почти для всех его реализаций, является одновременная тенденция выполнения асимптотических равенств при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\langle S(t; f) \rangle \rightarrow 0, \quad \langle M(t; f) \rangle \rightarrow \int d\mathbf{R} f(\mathbf{R}, t).$$

Отсутствию же структурообразования соответствует одновременная тенденция выполнения асимптотических равенств при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\langle S(t; f) \rangle \rightarrow \infty, \quad \langle M(t; f) \rangle \rightarrow \int d\mathbf{R} f(\mathbf{R}, t).$$

Для пространственно однородного поля  $f(\mathbf{R}, t)$  одноточечная плотность вероятностей  $P(\mathbf{R}, t; f)$  не зависит от  $\mathbf{R}$ . В этом случае статистические средние всех выражений, без интегрирования по  $\mathbf{R}$ , будут описывать удельные (приходящиеся на единицу площади) значения этих величин. Так, удельная средняя площадь  $\langle s_{\text{hom}}(t; f) \rangle$ , на которой случайное поле  $f(\mathbf{R}, t)$  превышает заданный уровень  $f$ , совпадает с вероятностью события в любой точке пространства  $f(\mathbf{R}, t) > f$ :

$$\langle s_{\text{hom}}(t; f) \rangle = \langle \theta(f(\mathbf{R}, t) - f) \rangle = P\{f(\mathbf{R}, t) > f\},$$

и средняя удельная площадь является геометрической интерпретацией вероятности события  $f(\mathbf{R}, t) > f$ , не зависящей, естественно, от точки  $\mathbf{R}$ . Следовательно, условия кластеризации для однородного случая сводятся к тенденции выполнения асимптотических равенств при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\langle s_{\text{hom}}(t; f) \rangle = P\{f(\mathbf{R}, t) > f\} \rightarrow 0, \quad \langle m_{\text{hom}}(t; f) \rangle \Rightarrow \langle f(t) \rangle.$$

Отсутствие же кластеризации соответствует тенденции выполнения асимптотических равенств при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\langle s_{\text{hom}}(t; f) \rangle = P\{f(\mathbf{R}, t) > f\} \rightarrow 1, \quad \langle m_{\text{hom}}(t; f) \rangle \Rightarrow \langle f(t) \rangle.$$

Таким образом, кластеризация в пространственно-однородной задаче есть явление (происходящее с вероятностью единица, т.е. почти для всех реализаций случайного положительного поля), порожденное редким событием, вероятность которого стремится к нулю. В данном случае само наличие редких событий является тем «спусковым механизмом», который запускает процесс

структурообразования, а само *структурообразование* является свойством случайной среды, что, по своей сути, является *законом природы* [7–11].

При этом характерное время образования кластерной структуры в пространстве определяется характером приведенных асимптотических выражений при больших временах. Это время теперь определяется не только статистическим ляпуновским характеристическим индексом  $\alpha$ , но и коэффициентом диффузии  $D_f$  в фазовом пространстве положительного поля  $f(\mathbf{R}, t)$ . Конечно, это время больше, чем характерное время убывания реализаций в каждой фиксированной точке пространства.

Для конкретных физических динамических систем задача о кластеризации физических полей сводится, таким образом, к вычислению стохастического ляпуновского индекса  $\alpha$  и коэффициента диффузии  $D_f$ , что, вообще говоря, является довольно громоздкой задачей для конкретных уравнений в частных производных.

При наличии кластеризации поле в большей части пространства просто отсутствует! И, разумеется, что приведенные условия наличия и отсутствия явления кластеризации поля  $f(\mathbf{R}, t)$  не имеют никакого отношения к параметрическому росту во времени статистических характеристик типа моментных и корреляционных функций любого порядка.

Приведенный критерий «идеальной кластеризации» (по аналогии с идеальной жидкостью) определяет динамику образования кластеров для динамических систем, описываемых, вообще говоря, уравнениями в частных производных первого порядка. Эта идеальная структура образуется в виде очень тонкой ленты (в двумерном случае) или очень тонких трубок (в трехмерном случае).

В реальных же физических системах, в дальнейшем начинают проявляться различные дополнительные факторы, связанные с генерацией пространственных производных случайного поля, которые деформируют, но не ликвидируют эту картину кластеризации.

Отметим, что уравнения в частных производных первого порядка могут быть решены в общем случае методом характеристик. Это соответствует лагранжевому описанию динамических систем. При этом характеристические кривые, описываемые обыкновенными дифференциальными уравнениями, могут, разумеется, иметь различные особенности и даже сингулярности. И условия возникновения таких особенностей в лагранжевом описании не имеют прямой связи с явлением кластеризации в пространстве и во времени, т.е. в эйлеровом описании.

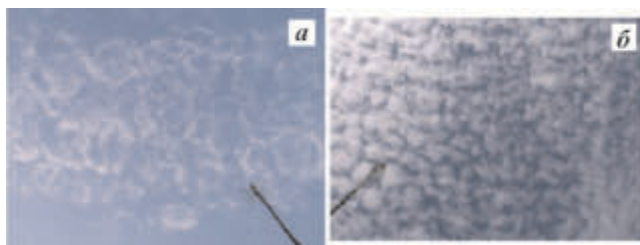
Отметим, что имеет место следующая теорема:

*Консервативное положительное параметрически возбуждаемое случайное логнормальное поле в статистически однородной задаче всегда кластеризуется с вероятностью единица, т.е. почти для всех реализаций этого поля.*

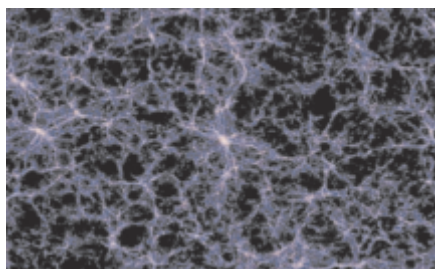
При этом характерное время убывания почти в каждой точке пространства  $at \sim 1$ , а характерное время образования кластерной структуры  $at \sim 4$ , что в четыре раза превышает характерное время убывания поля почти в каждой точке пространства.

## Некоторые примеры стохастического структурообразования (кластеризации), связанные с параметрическим возбуждением случайных полей [7–11]

В качестве примера "идеальной" и "деформируемой" кластеризации в природе можно привести фотографии кластерной структуры облачного неба (рис. 6). Эти фотографии были сделаны В.А. Довженко (ИФА РАН) 15 июня и 2 августа 2013г. в 21:00 на побережье Азовского моря. Аналогичный вид имеет и кластерная структура Вселенной, приведенная на рис. 7, а также озера лавы в кратерах вулканов на рис. 8. При этом отметим, что статистической теории описания динамики вулканической лавы, насколько нам известно, в настоящее время вообще не существует.



**Рис. 6.** Кластерная структура облачного неба.  
*a* – кластеризация «идеальная», *б* – «деформированная»



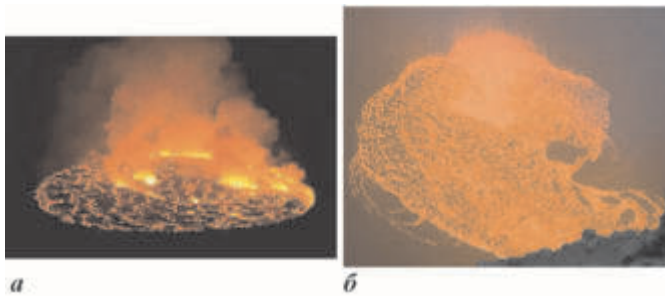
**Рис. 7.** Кластерная структура вселенной

В качестве иллюстрации структурообразования в магнитном поле приведем выписку: «Что же так сильно озадачило астрофизиков?» и рис. 9, которые можно найти на интернет-странице<sup>1</sup>.

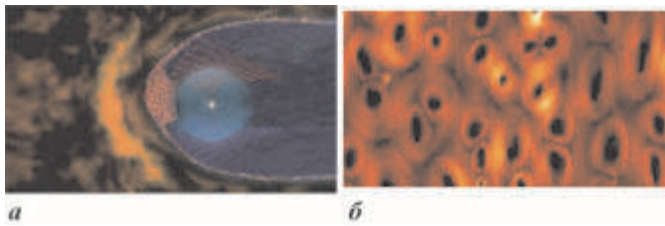
Вопреки сформировавшимся за пятьдесят лет гипотезам, наблюдатели столкнулись на границе Солнечной системы не с линейным и постепенно убывающим магнитным полем, или магнитным ламинаром, а с кипящей пеной из локально намагниченных областей протяженностью сотни миллионов километров каждый – подвижной ячеистой структурой, внутри которой ли-

---

<sup>1</sup> Малянов Д. [http://www.gazeta.ru/science/2011/06/17\\_a\\_3664677.shtml](http://www.gazeta.ru/science/2011/06/17_a_3664677.shtml)

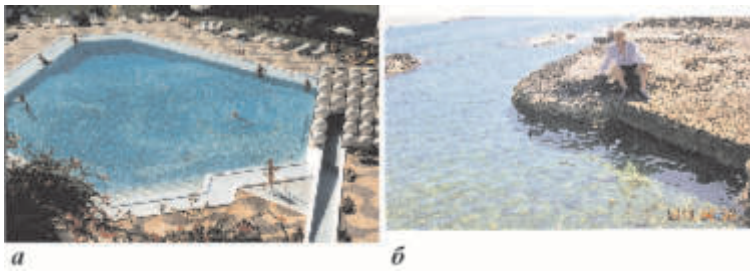


**Рис. 8.** Озеро кипящей лавы в кратере вулкана Нирагонго в районе Великих Африканских озер (*а*), и кратер вулкана Килауэа в Гавайском вулканическом национальном парке (*б*)

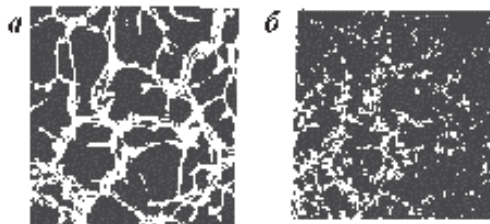


**Рис. 9.** Магнитная обстановка на границе гелиосферы, как она, скорее всего, выглядит в действительности.

*а* – условная интерпретация; *б* – реконструкция системы магнитных пузырей

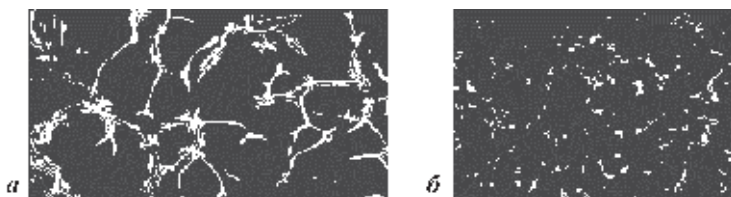


**Рис. 10.** Кластерная структура света: *а* – в бассейне; *б* – на мелководье



**Рис. 11.** Поперечное сечение лазерного пучка при распространении в турбулентной среде (лабораторные условия).

*а* – идеальная кластеризация; *б* – деформированная



**Рис. 12.** Поперечное сечение лазерного пучка при распространении в турбулентной среде (численное моделирование).

*a* – идеальная кластеризация; *b* – деформированная

нии магнитного поля постоянно разрываются, рекомбинируются и образуют новые области – магнитные "пузыри"

Примеры кластеризации световой волны в случайных средах приведены на рис. 10–12.

### Заключение

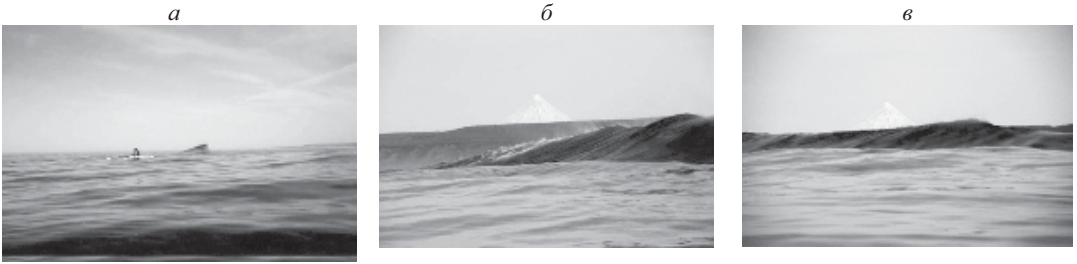
Мы рассмотрели процесс стохастического структурообразования в динамических системах с параметрическим возбуждением положительных случайных полей  $f(\mathbf{r}, t)$ , описываемых уравнениями в частных производных. Такое структурообразование в пространстве и во времени либо есть, либо его нет! А если оно осуществляется в пространстве, то это происходит в конкретных реализациях почти всегда, т.е. с вероятностью единица, и состоит для пространственной одномерной статистической задаче в следующем.

С течением времени поле почти во всех точках пространства убывает (разумеется, с какими-то флуктуациями); но, при этом в самом пространстве возникают области малого объема, где это поле концентрируется (кластеризуется), а стохастическое структурообразование обусловлено диффузией случайного поля  $f(\mathbf{r}, t)$  в своем фазовом пространстве  $\{f\}$ .

В этом случае кластеризация поля любой природы  $f(\mathbf{r}, t)$  является общим свойством динамических полей, и можно сказать, что структурообразование для любых таких случайных полей – *закон природы*.

Отмечу, что, по-видимому, могут быть и другие механизмы образования стохастических структур. Так, на рисунке 13 приведены 3 фотографии необычной узкой и протяженной волны высотой 4–5 метров, которая наблюдалась 11 июня 2006 года у Тихоокеанского побережья Камчатки в 1–1.5 км от берега. Вот как автор этих фотографий М.М. Соколовский описывал это явление: "Это была, конечно, странная волна, т.к. она несколько раз повторялась, а потом исчезала. Вокруг никаких волн не наблюдалось – тишь да гладь".

Что это за структурообразование? Волна «убийца»? Ответа пока нет! Структура этой волны не имеет ничего общего с предыдущими рисунками!



**Рис. 13.** Волна «убийца».  
*a* – вид сбоку; *б* – начало волны вид с фронта; *в* – середина волны вид с фронта

### Литература

1. Кляцкин В.И. К статистической теории двумерной турбулентности // ПММ. 1969. Т. 33. Вып. 5. С. 889–891.
2. Кляцкин В.И. Равновесные распределения для квазигеострофических потоков со случайной топографией // Изв. АН. Физ. атм. и океана. 1995. Т. 31. Вып. 6. С. 749–754.
3. Klyatskin V.I., Gurarie D. Equilibrium states for quasigeostrophic flows with random topography // Physica D. 1996. V. 98. P. 466–480.
4. Boubnov B.M., Golitsyn G.S. Convection in Rotating Fluids // Ser. Fluid Mechanics and its Applications. V. 29. Dordrecht, Boston, London: Kluwer Academic Publishers, 1995.
5. Hopfinger E.J. Turbulence and vortices in rotating fluids / Germain P., Piau M. and Caillerie D. // Theoretical and Applied Mechanics. 1989. IUTAM, Elsevier Science Publishers B.V. (North-Holland). P. 117–138, 456.
6. Karimova S. Spiral eddies in the Baltic, Black and Caspian seas as seen by satellite radar data // Advances in Space Research. 2012. V. 50. P. 1107–1124.
7. Кляцкин В.И. Очерки по динамике стохастических систем. М.: URSS, «КРА-САНО», 2012. 442 с.
8. Кляцкин В.И. В стохастических динамических системах могут образовываться пространственные структуры, благодаря событиям, происходящим с вероятностью, стремящейся к нулю (Комментарий к статье Г.Р. Иваницкого "XXI век: что такое жизнь с точки зрения физики") // УФН. 2012. Т. 181. Вып. 11. С. 1235–1237.
9. Klyatskin V.I. On the criterion of stochastic structure formation in random media. In: *Chaos and Complex Systems* (Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Interdisciplinary Chaos Symposium). Springer–Verlag, 2013. P. 69–73.
10. Кляцкин В.И. Кластеризация случайного положительного поля как закон природы // ТМФ. 2013. Т. 176. Вып. 3. С. 495–513.
11. Klyatskin V.I. On the Statistical Theory of Spatial Structure Formation in Random Media // Rus. Journ. of Math. Phys. 2013. V. 20 (3). P. 295–314.



# **Динамико-статистическая модель ансамбля спонтанных струй и турбулентные моменты свободно-конвективного поверхностного слоя атмосферы**

*А.Н. Вульфсон*

Институт проблем нефти и газа РАН, г. Москва

Турбулентные свободно-конвективные пограничные слои формируются вблизи горизонтально-однородных поверхностей в условиях высоких чисел Рэлея. В атмосфере над сушей свободно-конвективному слою соответствует приземный слой воздуха, прилегающий к нагретой поверхности земли, подобные слои формируются также над водными поверхностями теплых океанов и морей.

Лабораторные и натурные наблюдения [1, 2] свидетельствуют о существовании хаотической системы изолированных вихрей, обладающих положительной плавучестью. Такие конвективные вихри традиционно называют термиками.

Ансамбль термик осуществляет перенос импульса и плавучести в свободно-конвективном слое. Роль термик в формировании турбулентных моментов конвективного пограничного слоя атмосферы впервые обсуждалась в статьях [3, 4].

Эмпирическое описание ансамбля конвективных термик приведено в работах [5–12].

В настоящей работе предложена простейшая модель ансамбля динамически идентичных термик. В рамках этой модели конвективные термики поднимаются в практически неподвижном окружении, при этом их динамические параметры соответствуют уравнениям изолированной квазистационарной струи [13]. Сопоставление аналитических функций, соответствующих скорости, температуре и радиусу термика, с данными натурных наблюдений убедительно демонстрирует корректность предложенной гидродинамической модели спонтанной струи.

Показано, что ансамбль термик, всплывающих в практически неподвижном окружении, формирует турбулентные моменты приземного конвективного слоя. Выполнено сопоставление аналитических выражений высших турбулентных моментов вертикальной скорости и температуры с известными экспериментальными данными.

## **Турбулентный конвективный приземный слой атмосферы и его тонкая структура**

Рассмотрим турбулентный конвективный приземный слой атмосферы, возникающий над однородной горизонтальной нагретой подстилающей поверхностью. Эту нагретую поверхность удобно интерпретировать как плоский источник плавучести мощности  $gS_0$ , где  $[gS_0] = \text{м}^2/\text{сек}^3$ . При этом пред-

полагается, что величина  $gS_\theta$  может изменяться во времени в процессе суточного хода.

Пусть  $t$  – время;  $x, y, z$  – декартова система координат, расположенная на подстилающей поверхности так, что ось  $z$  направлена противоположно ускорению свободного падения  $g$ ;  $\Theta$  – локальная потенциальная температура;  $\bar{\Theta} = \bar{\Theta}(z)$  – фоновая потенциальная температура.

Будем считать, что в неустойчивом слое фоновая стратификация потенциальной температуры определяется либо соотношением классической теории турбулентности [14], либо теорией подобия [15, 16].

$$g\Gamma = \frac{g}{\bar{\Theta}} \frac{d\bar{\Theta}}{dz} = -\lambda_\theta (gS_\theta)^{2/3} z^{-4/3}, \quad \lambda_\theta = \text{const}. \quad (1)$$

При этом согласно натурным наблюдениям в атмосфере [4] постоянная безразмерная величина  $\lambda_\theta \sim 1.1$ .

Известно, что турбулентная конвекция при высоких числах Рейнольдса реализуется в виде хаотической системы восходящих и нисходящих потоков. Вблизи подстилающей поверхности практически все восходящие потоки являются более теплыми. При этом нисходящие потоки носят в основном компенсационный характер и полностью определяются теплыми восходящими потоками. Поэтому теплые восходящие потоки играют основную роль в процессах конвективного теплообмена.

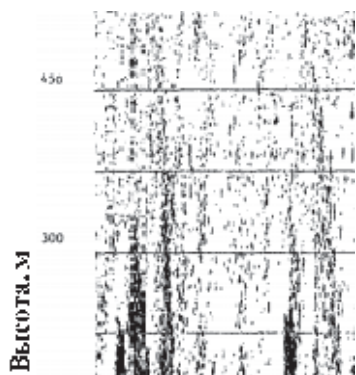
В природных условиях типичным примером реализации такой ситуации является развитие проникающей атмосферной конвекции, возникающей над нагретой горизонтально-однородной подстилающей поверхностью. В работе [3] было впервые указано на существование в конвективном слое неупорядоченной системы турбулентных изолированных вихрей (термиков).

Характерные размеры атмосферных термиков изменяются от нескольких десятков до нескольких сотен метров, а их скорости имеют порядок 1 м/с. При этом восходящее хаотическое движение термиков обусловлено как действием силы плавучести Архимеда так и их взаимодействием со случайной средой.

Температура атмосферных термиков несколько выше, чем температура окружения, поэтому конвективные элементы достаточно хорошо идентифицируются радаром [17] лидарами [18], доплеровскими садарами [19] и акустическими анемометрами [20]. Результаты акустического зондирования ансамбля конвективных термиков согласно [21] изображена на рис. 1.

Следствием стохастического движения ансамбля термиков является формирование случайных пространственных полей вертикальной скорости и плавучести.

Натурные измерения случайных метеопараметров в нижней части конвективного приземного слоя атмосферы обычно выполняются на метеомачтах и метеобашнях. Измерения в верхней части конвективного приземного слоя атмосферы реализуются с помощью самолётов лабораторий. Существенно,

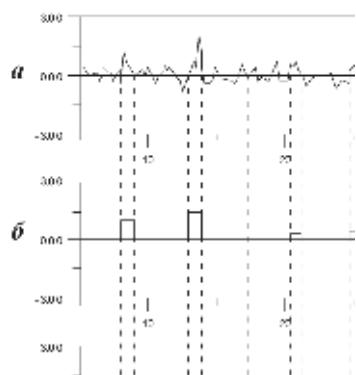


**Рис. 1.** Ансамбль термиков конвективного слоя атмосферы по данным акустического зондирования [21]

что самолетные измерения, а также измерения на метеобашнях и метеомачтах выполняются вдоль некоторой линии наблюдения  $l$ .

Рассмотрим некоторые экспериментальные данные о случайных пространственных полях вертикальной скорости и плавучести, а также технологию обработки этих данных,

предложенную в работах [5, 8].



**Рис. 2.** Схематичное изображение наблюдаемой системы восходящих конвективных потоков

Допустим, что  $w$  – вертикальная скорость;  $\theta = (\Theta - \bar{\Theta}) / \bar{\Theta}$  – безразмерная потенциальная температура;  $g\theta w$  – поток плавучести. Изображение наблюдаемых профилей  $w$ ,  $g\theta$  и  $g\theta w$  схематично приведено на рис. 2а, в и д.

Пусть  $L$  – отрезок конечной длины линии наблюдений. Предположим, что отрезок  $L$  пересекает  $k$ -ый восходящий поток  $w_k \geq 0$  вдоль хорды  $2\tilde{R}_k$ . На концах хорды значения вертикальной скорости равны нулю  $w_k = 0$ , см. рис. 2а.

Интегрируя вертикальную скорость  $w_k$  и плавучесть восходящего потока  $g\theta_k$  вдоль хорды  $2\tilde{R}_k$ , вычислим среднее значение скорости  $\tilde{w}_k$  и плавучести  $g\tilde{\theta}_k$  для  $k$ -го восходящего потока. Восходящий поток будем считать теплым, если  $g\tilde{\theta}_k > 0$ .

Система теплых восходящих потоков с усреднёнными параметрами  $\tilde{w}_k$  и  $g\tilde{\theta}_k$  схематично изображена в виде последовательности прямоугольников на рис. 2б и в соответственно.

Суммируя все теплые восходящие потоки на отрезке конечной длины  $L$ , получим величину  $N_L(z)$ . Неограниченно увеличивая длину отрезка, вычислим плотность восходящих потоков и статистические средние

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{n}_l(z) = \lim_{N_L \rightarrow \infty} \frac{1}{N_L} N_L, \quad \tilde{R}_l(z) = \lim_{N_L \rightarrow \infty} \frac{1}{N_L} \sum_{k=1}^{N_L} \tilde{R}_k, \\ g\tilde{\theta}_l = \lim_{N_L \rightarrow \infty} \frac{1}{N_L} \sum_{k=1}^{N_L} g\tilde{\theta}_k, \quad \tilde{w}_l = \lim_{N_L \rightarrow \infty} \frac{1}{N_L} \sum_{k=1}^{N_L} \tilde{w}_k, \end{array} \right. \quad (2)$$

Здесь  $\tilde{n}_l(z)$  – число теплых восходящих потоков на единице длины прямой. Соответственно  $\tilde{R}_l(z)$ ,  $g\tilde{\theta}_l(z)$  и  $\tilde{w}_l(z)$  – статистические средние значения полухорд, плавучестей и вертикальных скоростей вдоль линии наблюдений,  $k$  – номер потока.

При описании системы теплых восходящих потоков вдоль прямой наблюдения будем исходить из теории подобия свободно-конвективного слоя. В рамках этой теории средние турбулентные параметры зависят только от высоты  $z$  и потока плавучести на подстилающей поверхности  $gS_\theta$ .

Допустим, что средние значения плавучести и скорости системы теплых восходящих потоков вдоль линии наблюдения могут быть аппроксимированы соотношениями

$$g\tilde{\theta}_l = \frac{4}{3} \cdot (gS_\theta)^{2/3} z^{-1/3}, \quad \tilde{w}_l = 1.0 \cdot (gS_\theta)^{1/3} z^{1/3} \quad (3)$$

Структура соотношений (3) следует из теории подобия свободно-конвективного слоя [22, 23]. Функциональная зависимость плавучести (3) была впервые установлена в исследовании [5].

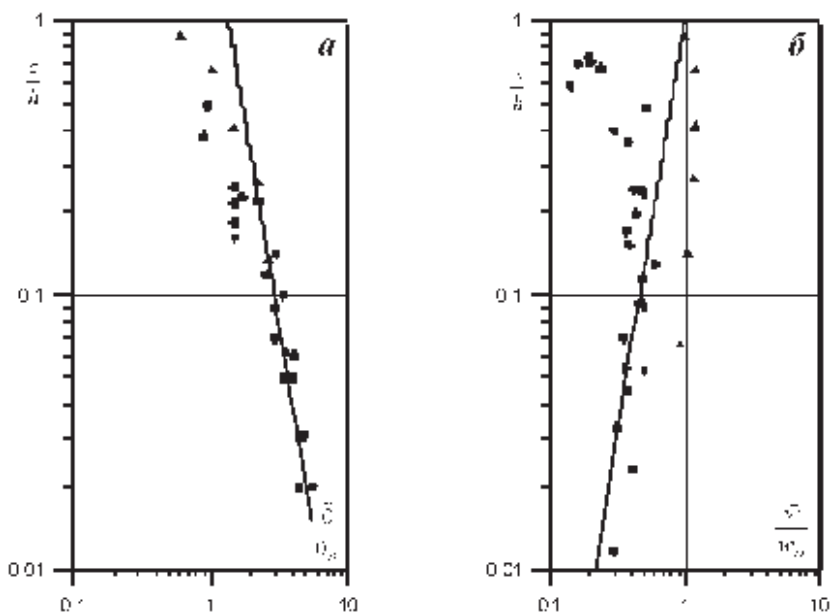
Покажем, что соотношения (3) действительно соответствуют экспериментальным данным. Пусть  $h$  – высота конвективного слоя. Следуя [24], введем масштабы скорости  $w_D$  и безразмерной температурной пульсации потенциальной температуры  $\theta_D$ , полагая что

$$w_D = h^{1/3} (gS_\theta)^{1/3}, \quad g\theta_D = h^{-1/3} (gS_\theta)^{2/3} \quad (4)$$

Преобразуем (3) с учётом параметров Дирдорфа (4), тогда

$$\frac{\tilde{\theta}_l}{\theta_D} = \frac{4}{3} \cdot (z/h)^{-1/3}, \quad \frac{\tilde{w}_l}{w_D} = 1.0 \cdot (z/h)^{1/3}. \quad (5)$$

Соотношения (5) соответствуют аппроксимации, предложенной в [8] и [25]. Близкая аппроксимация для вертикальной скорости была предложена в [11].



**Рис. 3.** Зависимости средних значений безразмерной пульсации температуры и вертикальной скорости системы теплых восходящих потоков от безразмерной высоты в конвективном слое по данным натурных измерений:  $a - \tilde{\theta}/\theta_D$ ;  $b - \tilde{w}/w_D$ . Сплошные линии соответствуют аппроксимации данных в приземном слое (5). Черные точки и треугольники соответствуют эмпирическим значениям  $\tilde{\theta}/\theta_D$  и  $\tilde{w}/w_D$  в конвективном слое по данным [8] и [25], соответственно

Сопоставление аппроксимаций (5) с данными атмосферных наблюдений представлено в логарифмических координатах на рис. 3а и 3б соответственно.

Пусть  $\tilde{R}_l$  и  $\tilde{n}_l$  среднее значения полухорд и число теплых восходящих потоков вдоль линии наблюдения. Будем считать, что эти величины могут быть аппроксимированы соотношениями

$$\tilde{R}_l = \beta_R h (z/h)^{1/3}, \quad \tilde{n}_l h = \beta_N (z/h)^{-1/3}, \quad (6)$$

где  $\beta_R = 0.09$ ,  $\beta_N = 0.68$  согласно результатам эксперимента АМТЕХ 1975.

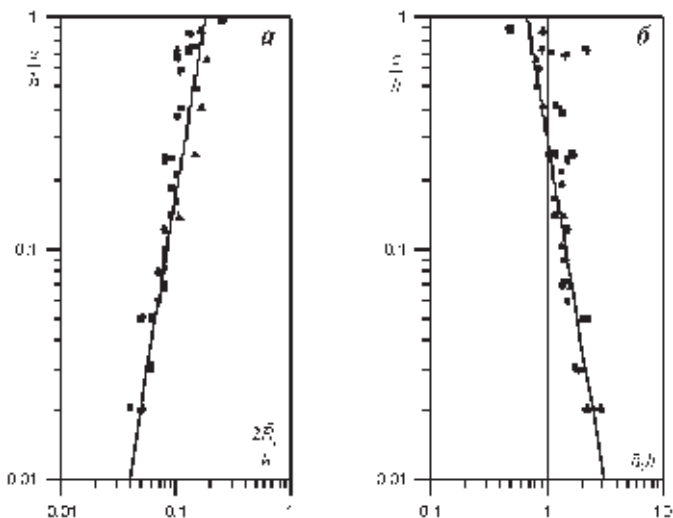
Измерения  $\tilde{R}_l$  и  $\tilde{n}_l$  в системе теплых восходящих атмосферных потоков были выполнены в работах [5, 6, 8, 10, 11, 25]; численные эксперименты, моделирующие число и радиус термиков, в [26].

Сопоставление натурных измерений [8] и [25] с аппроксимацией (6) представлено в логарифмическом масштабе на рис. 4.

Существенно, что из соотношений (6) следует, что

$$2n_l \tilde{R}_l = 2\alpha_N \alpha_R = 2\beta_N \beta_R = \sigma_l = 0.14, \quad (7)$$

где  $\sigma_l$  – относительная доля восходящих потоков вдоль линии наблюдений.



**Рис. 4.** Зависимости среднего диаметра и среднего числа термиков на единице длины линии наблюдения от безразмерной высоты в конвективном слое по данным натуральных измерений:  $a - \tilde{R}_l / h$ ;  $b - \tilde{n}_l h$ . Сплошные линии соответствуют аппроксимации данных (6). Черные точки и треугольники соответствуют эмпирическим значениям средних диаметров  $2\tilde{R}_l / h$  и плотности числа термиков  $\tilde{n}_l h$  вдоль линий наблюдений в конвективном слое по данным [8] и [25], соответственно

### Модель системы динамически-идентичных термиков

Рассмотрим атмосферную конвекцию над горизонтально-однородной подстилающей поверхностью.

Выделим из всевозможных конвективных движений систему теплых восходящих потоков. Для описания системы теплых восходящих потоков используем модель горизонтально-идентичных термиков (рис. 5).

В рамках этой модели считается, что

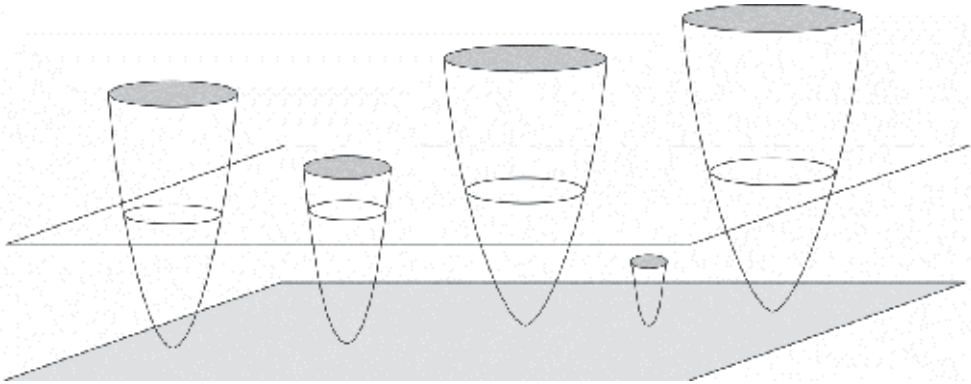
- термики системы образуются на подстилающей поверхности и имеют различную вертикальную протяженность;
- пересечение термиков системы плоскостью  $z = const$  образует набор кругов со случайными радиусами  $\tilde{R}_a$ ;
- все термики системы имеют общий закон вертикального расширения, соответствующий экспериментальным данным (6) и заданный уравнением

$$\frac{3}{R} \frac{\partial R}{\partial z} = \frac{1}{z}; \quad (8)$$

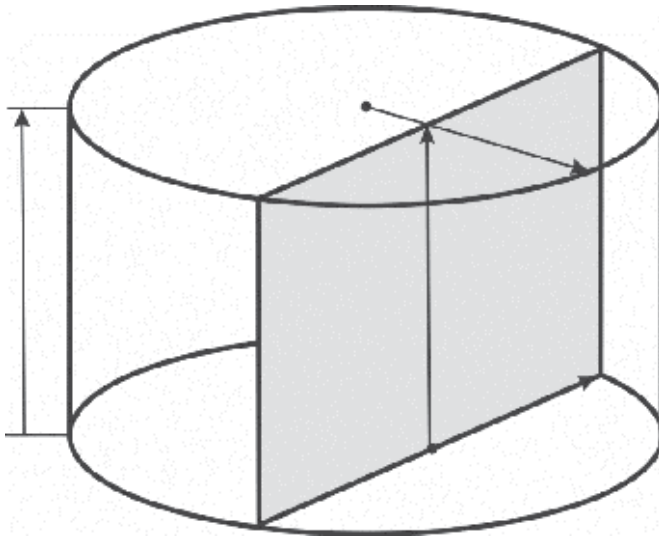
- в случайном сечении каждого термика безразмерная потенциальная температура  $\theta$  и вертикальная скорость  $w$  постоянны и удовлетворяют соотношениям

$$\begin{cases} \theta(r, z) = \tilde{\theta}(z) = \hat{\theta}(z) = \bar{\theta}_l(z) \\ w(r, z) = \tilde{w}(z) = \hat{w}(z) = \bar{w}_l(z) \end{cases} \quad (9)$$

Предполагаемый профиль безразмерной потенциальной температуры  $\theta$  изображен на рис. 6.



**Рис. 5.** Схематическое изображение восходящих потоков в модели динамически-идентичных термик



**Рис. 6.** Цилиндрическая поверхность профиля безразмерной потенциальной температуры и её сечение случайной плоскостью  $x = const$ ;  $\hat{\theta}$ ,  $\tilde{\theta}$  – средние безразмерные потенциальные температуры в круговом сечении термика и вдоль случайной хорды соответственно;  $R$  – радиус термика;  $\tilde{R}$  – длина случайной полухорды

Пусть  $\bar{n}_a(z)$  – среднее число термиков на единице площади;  $\bar{R}_a(z)$ ,  $g\bar{\theta}_a(z)$  и  $\bar{w}_a(z)$  – статистические средние значения радиуса, плавучести и вертикальной скорости системы термиков на единице площади.

Тогда, согласно (8), (9) получим

$$g\bar{\theta}_a = g\bar{\theta}_l, \quad \bar{w}_a = \bar{w}_l, \quad \frac{3}{\bar{R}_a} \frac{\partial \bar{R}_a}{\partial z} = \frac{3}{\bar{R}_l} \frac{\partial \bar{R}_l}{\partial z} = \frac{1}{z}. \quad (10)$$

Из соотношений (8), (10) следует, что случайный безразмерный радиус восходящего потока  $\eta = R / \bar{R}_a$  не зависит от высоты.

Очевидно, что задание на каждом уровне  $z$  четырех параметров  $\bar{\theta}_a$ ,  $\bar{w}_a$ ,  $\bar{R}_a$  и  $\bar{n}_a$ , а также функции распределения термиков по безразмерным радиусам  $\bar{R}_a^{-1} F_R(R / \bar{R}_a)$  полностью определяют модельную систему динамико-идентичных термиков. При этом ненаблюдаемые модельные параметры  $\bar{\theta}_a$ ,  $\bar{w}_a$ ,  $\bar{R}_a$  и  $\bar{n}_a$  следует задавать, опираясь на известные экспериментальные параметры  $\bar{\theta}_l$ ,  $\bar{w}_l$ ,  $\bar{R}_l$  и  $\bar{n}_l$ .

### Радиус системы горизонтально-идентичных термиков

Установим связь средней длины полухорды  $\tilde{R}_l$  с модельным средним радиусом системы термиков  $\tilde{R}_a$ . Для этого предположим, что все термики системы имеют одинаковый радиус  $\tilde{R}_a$ .

Очевидно, что сечение системы модельных термиков плоскостью  $z = const$  формирует на плоскости систему идентичных, случайно расположенных кругов. Самолёт в процессе движения пересекает только часть этих кругов (рис. 7а). При этом предполагается, что пересечение изолированного модельного термика кругового сечения происходит вдоль случайной хорды  $x = const$ , длиной  $2\tilde{R}(x)$  (см. рис. 7б).

Допустим, что  $\varphi(x)dx$  – вероятность падения хорды на отрезок  $[x, x + dx]$ , перпендикулярный линии наблюдения (см. рис. 6б). Тогда из геометрических соображений следует, что

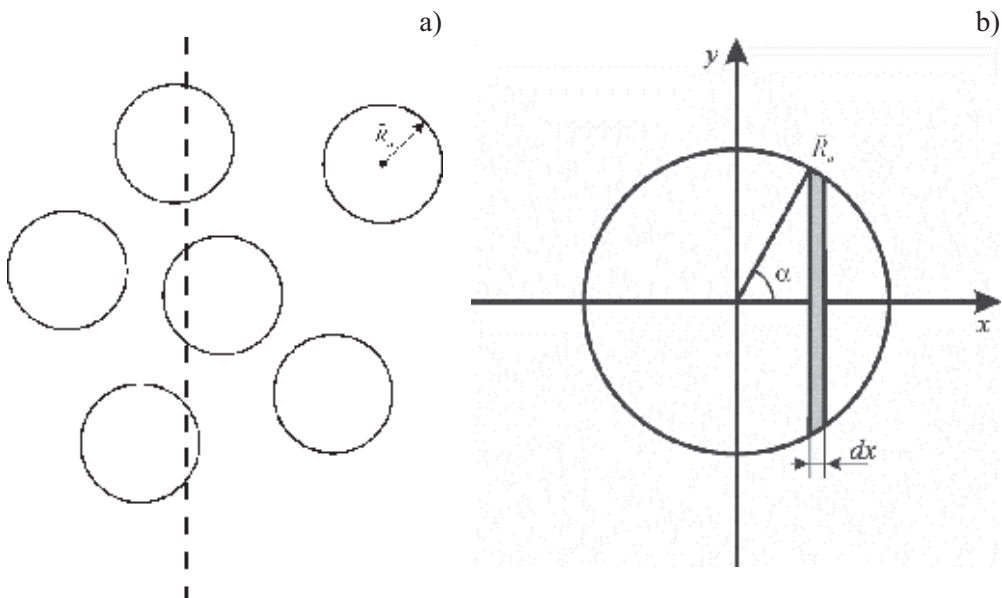
$$\varphi(x)dx = \frac{dx}{2\tilde{R}_a}, \quad \int_{-\tilde{R}_a}^{\tilde{R}_a} \varphi(x)dx = 1. \quad (11)$$

Пусть  $\tilde{R}_l$  – средняя длина полухорды вдоль линии наблюдения, заданная математическим ожиданием

$$\tilde{R}_l = \int_{-\tilde{R}_a}^{\tilde{R}_a} \tilde{R}(x)\varphi(x)dx = \frac{1}{\tilde{R}_a} \int_0^{\tilde{R}_a} \tilde{R}(x)dx \quad (12)$$

где  $\varphi(x)dx$  – вероятность попадания хорды на отрезок  $dx$ .





**Рис. 7.** Взаимное расположение сечений горизонтально-идентичных термиків и линии наблюдения на плоскости  $z = const$   
*a* – пересечение линии наблюдения системы горизонтально идентичных термиків;  
*б* – сечение изолированного термика случайной хордой

Преобразуем (12), используя полярные координаты  $\tilde{R}_a, \alpha$  (см. рис. 6б). Тогда

$$x = \tilde{R}_a \cos \alpha, \quad dx = -\tilde{R}_a \sin \alpha d\alpha, \quad \tilde{R}(x) = \tilde{R}_a \sin \alpha. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (12), получим соотношение

$$\tilde{R}_l = -\tilde{R}_a \int_{\pi/2}^0 \sin^2 \alpha d\alpha = \tilde{R}_a \int_0^{\pi/2} \sin^2 \alpha d\alpha = \tilde{R}_a \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} (1 - \cos 2\alpha) d\alpha. \quad (1)$$

Интегрирование (14) приводит к соотношению

$$\tilde{R}_l = \frac{\pi}{4} \tilde{R}_a. \quad (15)$$

Равенство (15) связывает наблюдаемую среднюю длину полухорды  $\tilde{R}_l$  с модельным средним радиусом системы термиків  $\tilde{R}_a$ .

### **Среднее число динамически-идентичных термиків на единице площади**

Покажем, что среднее число термиків на единице площади  $\bar{n}_a$  может быть реконструировано по известным экспериментальным данным о величине  $\bar{n}_l$ .

Допустим, что самолёт пересекает систему горизонтально-идентичных термиков кругового сечения  $\bar{R}_a$  вдоль отрезка длиной  $L$  (см. рис. 7а). Пусть  $\bar{n}_l$  – среднее число термиком на единице длины отрезка  $L$ ;  $\bar{n}_a$  – среднее число термиком на единице площади. Очевидно, что число термиком вдоль линии наблюдения равно числу термиком в полосе шириной  $4\bar{R}_a$  (см. рис. 7а).

$$L\bar{n}_l = 4\bar{R}_a L\bar{n}_a. \quad (16)$$

Следовательно, согласно (16)

$$\bar{n}_l = 4\bar{R}_a\bar{n}_a. \quad (17)$$

Равенство (17) связывает наблюдаемое число восходящих потоков на единице длины линии наблюдения  $\bar{n}_l$  с числом горизонтально-идентичных термиком на единице площади  $\bar{n}_a$ .

### **Ансамбль спонтанных струй и гидродинамическая интерпретация системы теплых восходящих потоков**

Опираясь на соотношения (9), (15) и экспериментальные данные вдоль линии наблюдения (3), (6), запишем выражения средней плавучести, средней вертикальной скорости и среднего радиуса системы динамически-идентичных потоков на плоскости, тогда

$$\begin{cases} g\bar{\theta}_a = \beta_\theta (gS_\theta)^{2/3} z^{-1/3}, & \beta_\theta = 4/3 \\ \bar{w}_a = \beta_w (gS_\theta)^{1/3} z^{1/3}, & \beta_w = 1.06 \\ \bar{R}_a = \frac{4}{\pi} \beta_R h (z/h)^{1/3} \end{cases} \quad (18)$$

Используя равенство (17) и данные о количестве восходящих потоков на единице длины линии наблюдения  $\bar{n}_l$  можно определить также число термиком на единице площади  $\bar{n}_a$ .

$$\bar{n}_a = \frac{1}{4\bar{R}_a} \bar{n}_l = \frac{\pi}{16} \beta_R \beta_N (\beta_R h)^{-2} (z/h)^{-2/3}. \quad (19)$$

Пусть  $\bar{R}^2$  – второй момент распределения термиком по радиусам;  $\omega_{2a} = \bar{R}^2 / \bar{R}_a^2 = 1$  – безразмерный второй момент. Допустим, что  $\sigma_a$  – относительная площадь восходящих потоков, тогда

$$\begin{cases} \sigma_l = \bar{n}_l 2\bar{R}_l = 2\beta_R \beta_N \\ \sigma_a = \bar{n}_a \pi \bar{R}^2 = \bar{n}_a \pi \bar{R}_a^2 \omega_{2a} = \beta_R \beta_N \omega_{2a} = \frac{1}{2} \sigma_l \omega_{2a}. \end{cases} \quad (20)$$

Из соотношения (20) следует, что относительная площадь восходящих потоков в поверхностном свободно-конвективном слое не зависит от высоты.

Существенно, что относительную длину восходящих потоков вдоль линии наблюдения  $\sigma_l$  можно определить в результате натуральных экспериментов. Соответственно относительную площадь восходящих потоков  $\sigma_a$  можно вычислить в результате численных экспериментов. Использование в (19) постоянных  $\sigma_a$  и  $\sigma_l$  вместо постоянной  $\beta_N$  приводит к равенству

$$\bar{n}_a = \frac{\pi}{16} \frac{\sigma_a}{\omega_{2a}} (\beta_R h)^{-2} (z/h)^{-2/3} = \frac{\pi}{32} \sigma_l (\beta_R h)^{-2} (z/h)^{-2/3}. \quad (21)$$

Следуя измерениям [8, 5] допустим, что  $\beta_R = 0.09$ ,  $\beta_N = 0.68$  и  $\omega_{2a} = 1.3$ , тогда  $\sigma_l = 0.14$ .

Полученная величина  $\sigma_l$  оказывается значительно меньше, чем наблюдаемое значение. Причина этого кроется в том, что наблюдаемое число термиков вдоль линии наблюдения  $\tilde{n}_l$  является заведомо заниженным. Это обстоятельство связано с тем, что мелкие конвективные вихри фильтруются в процессе обработки измерений. Так, при обработке наблюдений [6, 7] фильтровались восходящие потоки, сегменты которых были меньше 10 м. В исследовании [8] игнорировались восходящие потоки, сегменты которых были меньше 25 м. В статье [27] приведена ссылка на частное сообщение Д.Ленсхова, в котором указывалось на необходимость увеличения наблюдаемого параметра  $\bar{n}_l$  по крайней мере вдвое.

В условиях экспериментальной неопределенности измерений  $\bar{n}_l$  зависимость числа термиков на единице площади  $\bar{n}_a$  от высоты будем определять, опираясь на равенства (21). При этом неопределенный коэффициент  $\sigma_a$  в уравнении (21) следует задавать априорно.

Экспериментальные данные и теоретические соображения позволяют оценить величину коэффициента  $\sigma_a$ . В работе [8] считалось, что  $\sigma_a = 0.25$ , [5, 6, 9]  $\sigma_a = 0.4$ . Результаты численного моделирования [26] приводят к оценке  $\sigma_a \sim 0.3$ .

В настоящем исследовании предполагается, что  $\sigma_l = 0.34$ . Это значение согласуется с величиной  $\sigma_a = 0.3$ , принятой в работе [27].

В приближении (8)–(10) параметры произвольного термика ансамбля будут иметь вид:

$$\begin{cases} g\hat{\theta} = g\bar{\theta}_a = \beta_\theta (gS_\theta)^{2/3} z^{-1/3} \\ \hat{w} = \bar{w}_a = \beta_w (gS_\theta)^{1/3} z^{1/3} \\ R = \eta \bar{R}_a \end{cases} \quad (22)$$

Здесь  $\hat{\theta}$ ,  $\hat{w}$  – средние по сечению термика значения плавучести, идентичные для всех восходящих потоков;  $\eta = R / \bar{R}_a$  не зависящий от высоты случайный параметр.

Будем считать, что в неустойчивом поверхностном слое стратификация фоновой потенциальной температуры определяется либо соотношением классической теории турбулентности [14], либо теорией подобия [15, 16]. Тогда

$$g\Gamma = \frac{g}{\Theta} \frac{d\bar{\Theta}}{dz} = -\lambda_\theta (gS_\theta)^{2/3} z^{-4/3}, \quad \lambda_\theta = \text{const}. \quad (23)$$

При этом  $\lambda_\theta = 0.9$  согласно измерениям [28].

Известно, что в неустойчивом слое атмосферы могут возникать специфические движения, использующие для своего поддержания энергию неустойчивости. Типичным примером таких движений являются спонтанные струи [13]. Покажем, что динамически-идентичные термики (22) следует интерпретировать как спонтанные струи свободно-конвективного поверхностного слоя.

Очевидно, что при  $\lambda_\theta = 0.9$  справедливы числовые равенства  $c_\theta = 3\lambda_\theta / 2 = 1.35$ ,  $c_w = \sqrt{9\lambda_\theta / 8} \approx 1.0$ . Следовательно, практически без ограничения общности можно считать, что значения эмпирических коэффициентов в (22) составляют

$$\beta_\theta = c_\theta = \frac{3}{2}\lambda_\theta, \quad \beta_w = c_w = \sqrt{\frac{9\lambda_\theta}{8}}, \quad \lambda_\theta = 0.9. \quad (24)$$

Дифференцирование (22) с новыми коэффициентами (24) и учёт (23) приводит к равенствам

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} \hat{w}\hat{w}R^2 = g\hat{\theta}R^2, & \frac{\partial}{\partial z} g\hat{\theta}\hat{w}R^2 + g\Gamma\hat{w}R^2 = 0, \\ \frac{3}{R} \frac{\partial R}{\partial z} = \frac{1}{z}, & g\Gamma = -\lambda_\theta (gS_\theta)^{2/3} z^{-4/3}, \quad \lambda_\theta = 0.9 \end{cases}. \quad (25)$$

При этом потоки импульса и плавучести (22) затухают на подстилающей поверхности

$$\lim_{z \rightarrow 0} \hat{w}\hat{w}R^2 = 0, \quad \lim_{z \rightarrow 0} g\hat{\theta}\hat{w}R^2 = 0. \quad (26)$$

Уравнения (25), (26) представляют модификацию интегральной модели спонтанной струи, предложенной в [13].

В гидродинамической модели [13] радиус изолированной спонтанной струи задавался на основании теории размерности, т.е.  $R \sim z$ . В модели (25) радиус  $R \sim z^{1/3}$ .

Справедливость уравнений (25), (26) означает, что систему динамически-идентичных восходящих потоков (22) следует интерпретировать как ансамбль спонтанных струй случайного радиуса.

Краевые условия (26) показывают, что все спонтанные струи ансамбля возникают на подстилающей поверхности. Условия (26) означают также, что развитие спонтанных струй обусловлено неустойчивостью приземного слоя и не связано с существованием источников импульса и тепла на подстилающей поверхности.

Динамические уравнения (22), дополненные заданными средними параметрами  $\bar{R}_a$ ,  $\bar{n}_a$  и равновесной плотностью распределения  $F_R^0(R / \bar{R}_a)$ , образуют замкнутую систему уравнений динамико-статистического ансамбля спонтанных струй.

Заметим, что средние параметры ансамбля термиков  $g\bar{\theta}_a$  и  $\bar{w}_a$  являются естественными масштабами плавучести и скорости всего турбулентного свободно-конвективного слоя. На существование подобных масштабных параметров с неопределенными коэффициентами  $a_0$  и  $a_w$  было указано в работе [29] на основе теории размерности.

### **Оценка высших моментов конвективного приземного слоя атмосферы**

Параметризация процессов турбулентности в крупномасштабных гидродинамических моделях атмосферы предполагает задание турбулентных моментов с единицы площади или моментов Рейнольдса.

В работе [4] была выдвинута гипотеза о том, что ансамбль термиков способен формировать профили моментов конвективного пограничного слоя. Попытка реализации этой гипотезы для слоя перемешивания была предпринята в [30]. Конструктивная реализация этих идей для ансамбля термиков конвективного приземного слоя рассмотрена в настоящей работе.

В рамках модели горизонтально-идентичных термиков можно оценить средние параметры их окружения. Пусть  $\sigma_a$  – относительная площадь восходящих потоков,  $g\tilde{\theta}_e$ ,  $\tilde{w}_e$  – средние значения плавучести и вертикальной скорости единицы площади окружения термиков, тогда

$$0 = \sigma_a g\tilde{\theta}_a + (1 - \sigma_a) g\tilde{\theta}_e, \quad 0 = \sigma_a \tilde{w}_a + (1 - \sigma_a) \tilde{w}_e. \quad (27)$$

Все турбулентные моменты единицы площади приземного слоя атмосферы допускают аддитивное представление

$$\overline{(g\theta)^l w^k} = \sigma_a \langle [(g\theta)^l w^k]_a \rangle + (1 - \sigma_a) \langle [(g\theta)^l w^k]_e \rangle. \quad (28)$$

Здесь  $\langle [(g\theta)^l w^k]_a \rangle$ ,  $\langle [(g\theta)^l w^k]_e \rangle$  – турбулентные моменты единицы площади теплых восходящих потоков и их окружения.

В рамках модели горизонтально-идентичных термиков можно оценить турбулентные моменты единицы площади окружения термиков. Тогда с учётом (27) получим

$$\langle [(g\theta)^l w^k]_e \rangle = (g\tilde{\theta}_e)^l \tilde{w}_e^k = (-1)^{k+l} \left( \frac{\sigma}{1-\sigma} \right)^{k+l} \cdot (g\tilde{\theta}_a)^l \cdot (\tilde{w}_a)^k. \quad (29)$$

Подстановка (27) и (18) в (28) приводит к аналитическому выражению турбулентных моментов

$$\begin{cases} \overline{(g\theta)^l w^k} = \varepsilon_{lk} (gS_\theta)^{(2l+k)/3} z^{(k-l)/3} \\ \varepsilon_{lk} = \sigma_a \beta_\theta^l \beta_w^k \left[ \frac{9}{2(l+k+2)} + (-1)^{k+l} \left( \frac{\sigma_a}{1-\sigma_a} \right)^{k+l-1} \right]. \end{cases} \quad (30)$$

Заметим, что функциональная зависимость турбулентных моментов (30) от потока плавучести  $gS_\theta$  и высоты  $z$  может быть независимо установлена в рамках локальной теории подобия [31], обобщающей результаты работ [4, 15, 16]. Однако использование динамического подхода представляется предпочтительным, т.к. позволяет оценить величину коэффициента  $\varepsilon_{lk}$ .

Турбулентные моменты (30) могут быть преобразованы с учётом параметров Дирдорффа, тогда

$$\frac{\overline{(g\theta)^l w^k}}{g\theta_D w_D} = \varepsilon_{lk} \left( \frac{z}{h} \right)^{(k-l)/3}. \quad (31)$$

Соотношения, подобные (31), справедливы также для турбулентных моментов, вычисленных вдоль линии наблюдения.

### Профили четвертых моментов пульсаций вертикальной скорости и плавучести

Опираясь на динамические параметры спонтанной струи, получим явные выражения для четвертых моментов турбулентной конвекции

$$\begin{cases} \frac{\overline{\theta^4}}{\theta_D^4} = \lambda_{\theta\theta\theta\theta} \left( \frac{z}{h} \right)^{-4/3}, & \frac{\overline{\theta^3 w}}{\theta_D^3 w_D} = \lambda_{\theta\theta\theta w} \left( \frac{z}{h} \right)^{-2/3}, & \frac{\overline{\theta^2 w^2}}{\theta_D^2 w_D^2} = \lambda_{\theta\theta w w} \\ \frac{\overline{\theta w^3}}{\theta_D w_D^3} = \lambda_{\theta w w w} \left( \frac{z}{h} \right)^{2/3}, & \frac{\overline{w^4}}{w_D^4} = \lambda_{w w w w} \left( \frac{z}{h} \right)^{4/3}, & \end{cases} \quad (32)$$

где  $\lambda_{\theta\theta\theta\theta}$ ,  $\lambda_{\theta\theta\theta w}$ ,  $\lambda_{\theta\theta w w}$ ,  $\lambda_{\theta w w w}$ ,  $\lambda_{w w w w}$  – положительные постоянные.

Эмпирические данные о четвертых моментах, заимствованные из работы [32], и их аппроксимация профилями (32) представлены на рис. 8.

Согласно данным, приведенным в [32], соответствующие значения эмпирических констант составляют  $\lambda_{\theta\theta\theta\theta} = 8.0$ ,  $\lambda_{\theta\theta\theta w} = 5.0$ ,  $\lambda_{\theta\theta w w} = 4.5$ ,  $\lambda_{\theta w w w} = 5.0$ ,  $\lambda_{w w w w} = 7$ .

Модельные коэффициенты (32), вычисленные по второму соотношению (30), определяются равенствами  $\lambda_{\theta\theta\theta\theta} = 2.20$ ,  $\lambda_{\theta\theta\theta w} = 1.73$ ,  $\lambda_{\theta\theta w w} = 1.39$ ,  $\lambda_{\theta w w w} = 1.11$ ,  $\lambda_{w w w w} = 0.88$ . Эти значения существенно ниже, чем наблюдаемые величины.

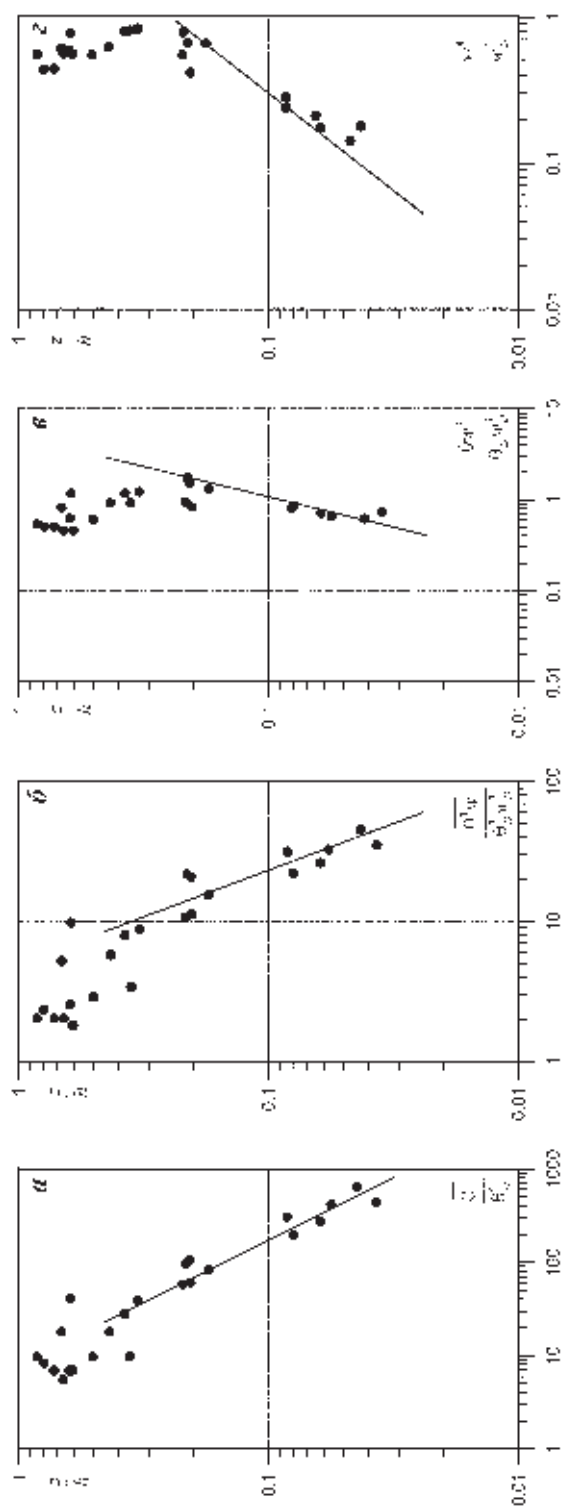


Рис. 8. Зависимость нормированных моментов четвертого порядка от нормированной высоты  $z/h$  и их аппроксимации  
 аналитическими соотношениями (46).

$$\alpha = \overline{0^4} / 0_D^4; \beta = \overline{0^3 w^2} / 0_D^3 w_D^2; \gamma = \overline{0 w^4} / 0_D w_D^4; \delta = \overline{w^4} / w_D^4$$

## Заключение

Рассмотрена простейшая модель ансамбля динамически идентичных термик. В рамках этого подхода скорости, температуры и радиусы конвективных элементов определяются по гидродинамической модели спонтанной струи, динамические параметры которой вычисляются аналитически.

Профили турбулентных моментов свободно-конвективного слоя вычисляются с помощью горизонтального усреднения динамических параметров термик ансамбля. Выполнено сравнение полученных выражений высших турбулентных моментов вертикальной скорости и температуры с известными экспериментальными данными от второго до четвертого порядков включительно. Результаты сопоставления убедительно показывают, что ансамбль динамически идентичных термик реально формирует турбулентные моменты свободно- конвективного слоя.

Полученные результаты позволяют утверждать, что ансамбль конвективных элементов является одним из основных механизмов, обеспечивающих турбулентный перенос тепла и импульса в режиме развитой турбулентной конвекции.

## Литература

1. Sparow E.M., Husar R.B., Goldstein R.J. Observation and other characteristics of thermals // J. Fluid Mech. 1970. V. 41. P. 793–800.
2. Kaimal J.C., Wyngaard J.C., Haugen D.A. et al. Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1976. V. 33. № 11. P. 2152–2166.
3. Scorer R.S., Ludlam F.H. Bubble theory of penetrative convection // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 1953. V. 79. № 339. P. 94–106.
4. Пристли С. Турбулентный перенос в приземном слое воздуха. Л.: Гидрометеоиздат, 1964. 122 с.
5. Вульфсон Н.И. Исследования конвективных движений в свободной атмосфере. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 521 с.
6. Frish A.S., Businger J.A. A study of convective elements in the atmospheric surface layer // Boundary Layer Meteor. 1973. V. 3. P. 301–328.
7. Manton M.J. On the structure of convection // Boundary Layer Meteor. 1977. V. 12. № 4. P. 491–509.
8. Lenschow D.H., Stephens P.L. The role of thermals in the convective boundary layer // Boundary–Layer Meteor. 1980. V. 19. № 4. P. 509–532.
9. Hunt J.C.R., Kaimal J.C., Gaynor J.E. Eddy structure in the convective boundary layer – new measurements and new concepts // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1988. V. 114. Pt. A. № 482. P. 827–858.
10. Young G.S. Turbulence Structure of the Convective Boundary Layer. Part I: Variability of Normalized Turbulence Statistics // J. Atmos. Sci. 1988. V. 45. № 4. P. 719–726.
11. Young G.S. Turbulence Structure of the Convective Boundary Layer. Part II: Phoenix 78 Aircraft Observation of Thermals and Their Environment // J. Atmos. Sci. 1988. V. 45. № 4. P. 727–735.
12. Копров Б.М., Копров В.М., Макарова Т.И. Конвективные структуры приземного слоя воздуха // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 1. С. 44–54.



13. *Batchelor J.K.* Heat convection and buoyancy effects in fluids // *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 1954. V. 80. № 345. P. 339–358.
14. *Prandtl L.* Meteorologische anwendung der stromungslehre // *Beitr. Phys. fr. Atmosphäre.* 1932. V. 19. № 3. S. 188–202.
15. *Обухов А.М.* Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере // *Тр. Ин-та теоретической геофизики АН СССР.* 1946. № 1. С. 95–115.
16. *Монин А.С., Обухов А.М.* Основные законы турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // *Тр. Геофиз. ин-та АН СССР.* 1954. № 24 (151). С. 163–187.
17. *Pollard B.D., Khanna S., Fraizier S.J. et al.* Local structure of the convective boundary layer from a volume-imagine radar // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57. № 16. P. 2281–2296.
18. *Hooper W.P., James J.E.* Lidar observation of ship spray plumes // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57. № 16. P. 2649–2655.
19. *Taconet O., Weil A.* Convective plumes in the atmospheric boundary layer as observed with an acoustic dopler sodar // *Boundary–Layer Meteor.* 1983. V. 25. № 2. P. 143–158.
20. *Liu L., Hu F., Cheng X.L., Song L.L.* Probability density functions of velocity increments in the atmospheric boundary layer // *Boundary Layer Meteor.* 2010. V. 134. P. 243–255.
21. *Wilczak J.M., Tillman J.E.* The three-dimensional structure of convection in the atmospheric surface layer // *J. Atmos. Sci.* 1980. V. 37. № 11. P. 2424–2443.
22. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 447 с.
23. *Баренблатт Г.И.* Автомодельные явления – анализ размерностей и скейлинг. Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2009. 216 с.
24. *Deardorff J.W.* Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection // *J. Atmos. Sci.* 1970. V. 27. № 8. P. 1211–1212.
25. *Greenhut G.K., Khalsa S.J.S.* Convective elements in the marine atmospheric boundary layer. Part I: Conditional sampling statistic // *J. Climate Appl. Meteor.* 1987. V. 26. № 7. P. 813–822.
26. *Schumann U., Moeng C-H.* Plume fluxes in clear and cloudy convective boundary layers // *J. Atmos. Sci.* 1991. V. 48. № 15. P. 1746–1757.
27. *Grossman R.L.* Bivariate conditional sampling of moisture flux over a tropical ocean // *J. Atmos. Sci.* 1984. V. 41. № 22. P. 3238–3253.
28. *Kader B.A., Yaglom A.M.* Mean and fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 212. P. 637–662.
29. *Wyngaard J.C., Cote O.R., Izumi Y.* Local free convection, similarity and budgets of shear stress and heat flux // *J. Atmos. Sci.* 1971. V. 28. № 7. P. 1171–1182.
30. *Manton M.J.* On dry penetrative convection // *Boundary Layer Meteor.* 1978. V. 14. № 3. P. 301–322.
31. *Вульфсон А.Н., Володин И.А., Бородин О.О.* Локальная теория подобия и универсальные профили турбулентных характеристик конвективного пограничного слоя // *Метеорология и гидрология.* 2004. № 10. С. 5–15.
32. *Gryaniuk V.M., Hartman J.* A turbulence closure for the convective boundary layer based on a two-scale mass-flux approach // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59. P. 2729–2744.

# RANS моделирование устойчивого атмосферного пограничного слоя: вихревое перемешивание, энергетика и глобальная перемежаемость турбулентности

А.Ф. Курбацкий<sup>1, 2</sup>, Л.И. Курбацкая<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск

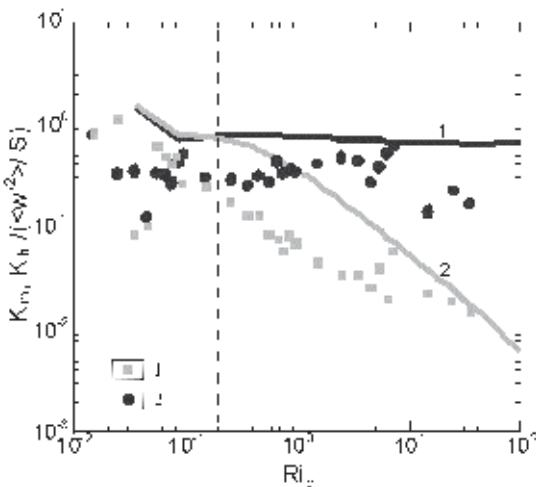
<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

<sup>3</sup>Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск

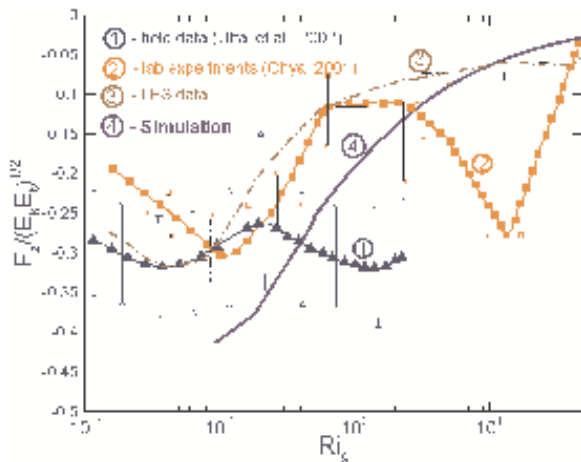
## Вихревое перемешивание: коэффициенты диффузии импульса и тепла

RANS схема турбулентности [1], включающая эффект внутренних гравитационных волн, применена для анализа структуры течения и статистики турбулентности устойчиво стратифицированного атмосферного пограничного слоя (АПС). Акцент делается на анализе возможности RANS метода моделирования турбулентности в описании некоторых особенностей вихревого перемешивания, энергетика и глобальной перемежаемости турбулентности в устойчивом АПС.

С ростом устойчивости АПС вертикальный перенос импульса и тепла турбулентными вихрями существенно ослабляется его стратификацией. Возрастающая при этом активность внутренних гравитационных волн способствует поддержанию импульса течения, но не тепла. Включение в трехпараметрическую  $E - \varepsilon - \langle \theta^2 \rangle$  RANS схему стратифицированной турбулентности [1] эффекта воздействия внутренних волн на перенос импульса и тепла позволяет корректно воспроизвести поведение вихревых коэффициентов диффузии импульса и тепла (рис. 1) в согласии с данными измерений в атмосфере [2].



**Рис. 1.** Коэффициенты вихревой диффузии импульса  $K_m$  (линия-1) и тепла  $K_h$  (линия-2), нормализованные на величину  $\overline{w'^2} / S$ , как функции числа Ричардсона в устойчиво стратифицированном планетарном пограничном слое. 1 –  $K_m$ , 2 –  $K_h$ . Данные измерений [2]



**Рис. 2.** Отношение турбулентной потенциальной энергии к полной турбулентной энергии ( $E_p/E$ ) в зависимости от градиентного числа Ричардсона ( $Ri_g$ ). Линия 1 – измерения в атмосфере, линия 2 – лабораторный эксперимент, линия 3 – LES расчет [3], линия 4 – результаты трехпараметрической RANS модели

### Энергетика устойчиво стратифицированного АПС[4]

Трехпараметрическая RANS схема турбулентности, включая уравнения баланса для турбулентной кинетической энергии (ТКЕ) и турбулентной потенциальной энергии (ТПЕ), позволяет анализировать преобразование ТКЕ в стратифицированных геофизических течениях. На рис. 2 показана вычисленная фракция ТПЕ ( $E = E_p + E_k$  – полная энергия турбулентности) как функция градиентного числа Ричардсона ( $Ri_g$ ) вместе с недавними данными измерений в атмосфере (линия 1), лабораторными (линия 2) и LES расчетными [3]. Результаты численного моделирования по трехпараметрической RANS-модели турбулентности (линия 4) и LES расчетными (линия 3) показывают монотонную зависимость: отношение турбулентной потенциальной энергии к полной энергии турбулентности увеличивается с ростом градиентного числа Ричардсона и стремится к конечному значению ( $E_p/E \approx 0,21$ ).

### Глобальная перемежаемость турбулентности в устойчивом атмосферном АПС

Отличительная особенность устойчиво стратифицированных пограничных слоев связана с перемежающейся турбулентностью, которая характеризуется короткими периодами турбулентного состояния и промежуточными периодами относительно слабых флуктуаций.

Представленные ниже результаты вычислительного эксперимента ставили своей целью выяснение чувствительности трехпараметрической RANS схемы турбулентности к воспроизведению перемежающейся турбулентности как вблизи твердой поверхности, так и «поднятой» турбулентности, генерируемой струйным течением низкого уровня над термически устойчивым АПС [5].

*Переменяемость турбулентности вблизи поверхности в устойчивом АПС*

Определяющие уравнения трехпараметрической  $(E - \varepsilon - \overline{\theta'^2})$ -RANS модели геофизической турбулентности, выражения для турбулентных потоков импульса  $\overline{u'w'}$ ,  $\overline{v'w'}$  и тепла  $\overline{\theta'w'}$ , структура вихревых коэффициентов диффузии импульса  $K_m$  и тепла  $K_h$ , а также граничные условия для кинетической энергии турбулентности  $E$ , скорости ее диссипации  $\varepsilon$  и дисперсии температурных флуктуаций  $\overline{\theta'^2}$  приведены в [6, 7] и здесь не приводятся.

Важную роль в воспроизведении переменяемости играют процессы турбулентной диффузии (статистические моменты третьего порядка) в уравнениях переноса ТКЕ и скорости ее диссипации  $\varepsilon$

$$\frac{DE}{Dt} = \text{Diff}(E) + (P + B) - \varepsilon, \quad (1)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \text{Diff}(\varepsilon) + \sigma_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon(P + B)}{E} - \sigma_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{E}, \quad (2)$$

где  $\text{Diff}(E) \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left[ \overline{w \left( \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right)} + \frac{\overline{pw}}{\rho_0} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \frac{K_m}{\sigma_L} \frac{\partial E}{\partial z}$  транспортный член в

уравнении баланса ТКЕ (1),  $\text{Diff}(\varepsilon) \equiv \frac{\partial}{\partial z} \frac{\varepsilon \cdot w}{\sigma_\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{K_\varepsilon}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z}$  – транспортный

член в уравнении баланса диссипации (2),  $P$  – генерация ТКЕ сдвигом скорости,  $B$  – порождение плавучести,  $\sigma_E$  и  $\sigma_\varepsilon$  – соответствующие «числа Прандтля»,  $K_m = c_\mu E^2 / \varepsilon$ ,  $c_\mu = 0,09$  – «стандартное» значение константы в выражении для турбулентной вязкости  $K_m$ .

Для устойчиво стратифицированной турбулентности  $\sigma_E$  не имеет фиксированного численного значения; принимается, что  $\sigma_E = 1$ . Предполагая, что в  $\text{Diff}(E)$  дивергенция  $\partial / \partial z (\overline{w'E'})$  может быть параметризована моделью

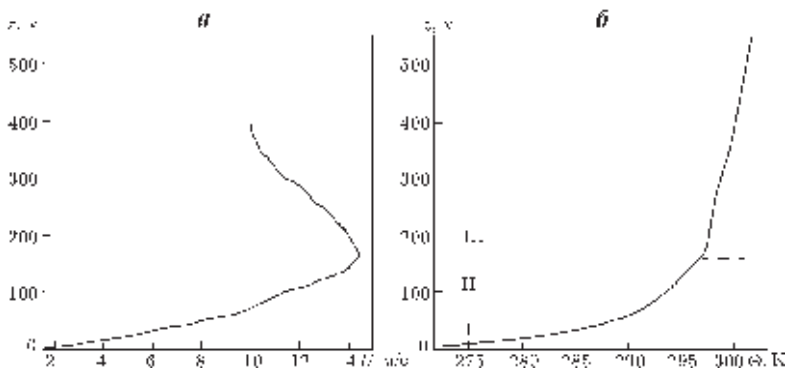
градиентной диффузии  $\frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'E'}) \approx \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{K_M}{\sigma_L} \frac{\partial E}{\partial z} \right]$ , а диффузия давления пред-

ставляет фиксированную фракцию от дивергенции  $\partial / \partial z (\overline{w'E'})$ , турбулентное число Прандтля  $\sigma_E$  должно быть меньше единицы, если оба члена в  $\text{Diff}(E)$  имеют одинаковый знак и больше единицы в противном случае. Лабораторные [8] и LES данные [9] показывают, что оба члена в  $\text{Diff}(E)$  имеют противоположные знаки для конвективного пограничного слоя. В условиях устойчивой стратификации величина этих членов не так велика, как в конвективном пограничном слое, но в [10] отмечается, что, несмотря на их малую величину, оба члена турбулентной диффузии в  $\text{Diff}(E)$  противоположны по знаку вблизи поверхности. Проведенные вычислительные эксперименты подтвердили сделанный, например, в [11] выбор большего по величине значения турбулентного числа Прандтля ( $\sigma_E = 2,5$ ), которое оказывается необходимым для воспроизведения переменяющейся турбулентности. При использовании

же «стандартного» значения  $\sigma_E = 0,95$  ускоренная вертикальная турбулентная диффузия сглаживает неперриодические всплески турбулентности и для воспроизведения перемежающейся турбулентности вблизи поверхности требуется большее по величине «турбулентное число Прандтля». Для транспортного члена Diff ( $\epsilon$ ) трудно привести такие же аргументы, как для диффузионного члена Diff (E). В подтверждение полученного «численной оптимизацией» значения  $\sigma_\epsilon = 0,4$  можно указать на то, что в приземном слое транспортный член Diff ( $\epsilon$ ) является источником благодаря конвергенции потока диссипации в слой. При уменьшении вертикальной турбулентной диффузии ТКЕ ( $\sigma_E > 1$ ) требуется и увеличение конвергенции потока диссипации  $\epsilon$  в слой ( $\sigma_\epsilon < 1$ , вместо «стандартного» значения  $\sigma_\epsilon = 1,45$ ).

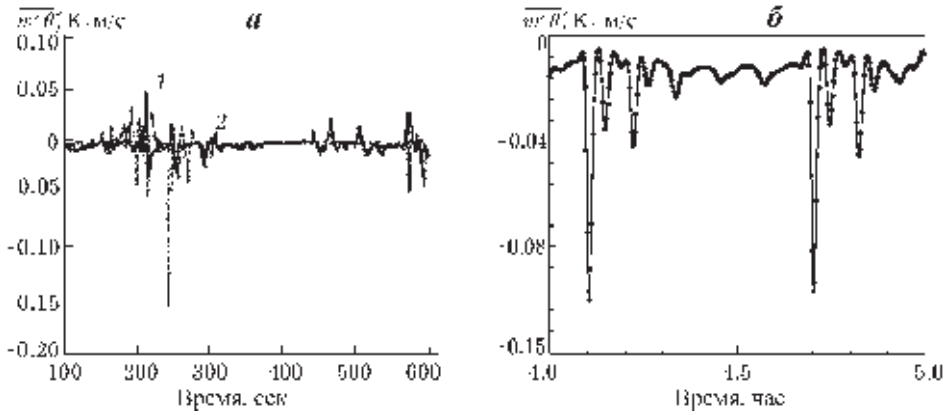
Приведенные соображения, эвристические по сути, подчеркивают важность процессов вертикальной турбулентной диффузии (статистических моментов третьего порядка) в уравнениях баланса КЭТ и скорости её диссипации при моделировании перемежающейся турбулентности в устойчиво стратифицированном пограничном слое, указывая на необходимость дальнейшего исследования (и моделирования) вертикальной турбулентной диффузии, описываемой статистическими моментами третьего порядка.

Вертикальные профили скорости и потенциальной температуры в квазиустановившемся состоянии (после 9 часов интегрирования) представлены на рис. 3а, б.

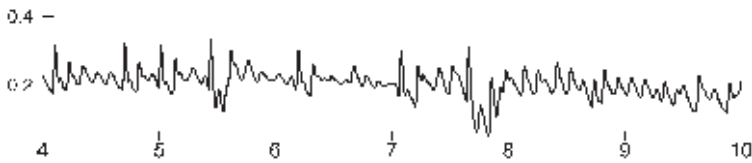


**Рис. 3.** Струйный профиль скорости (а) и профиль потенциальной температуры (б) в квазиустановившемся состоянии сильно устойчивого пограничного слоя (после 9 часов интегрирования)

Низкоуровневая струя расположена около максимума скорости. Высота максимума может рассматриваться как мера толщины пограничного слоя. Толщина пограничного слоя при сильной устойчивости как ожидается понижается, вследствие большего ограничения вертикального турбулентного переноса. Профиль скорости на рис. 3а имеет не стабилизированный характер, что может быть связано с эпизодами взрывного порождения турбулентности



**Рис. 4.** Перемежающийся турбулентный поток тепла вблизи подстилающей поверхности как функция времени.  
*a* – данные измерений [7] для  $z = 1,5$  (1) и 11 м (2); *б* – вычисление ( $z = 1,5625$  м)

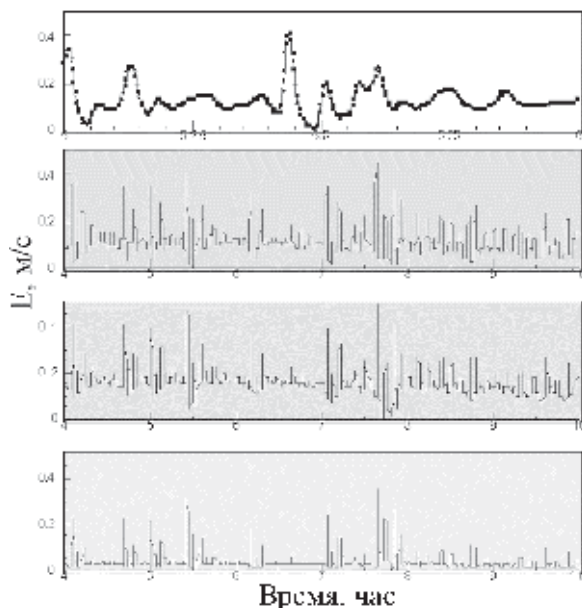


**Рис. 5.** Временной ряд турбулентной скорости трения

$u_* = \left( (-\overline{u'w'})^2 + (-\overline{v'w'})^2 \right)^{1/4}$  вблизи поверхности (на высоте  $z = 1,5625$  м) в сильно устойчивом пограничном слое, полученный при численном моделировании по трехпараметрической RANS схеме турбулентности

(см. ниже рис. 6), возникающими каждый раз после прохождения системой критического значения градиентного числа Ричардсона, что позволяет действовать механизму перемешивания. Охлаждение поверхности вновь стратифицирует слой, и процесс стартует снова. Следует отметить, что даже если форсинг стационарный, поведение схемы не стационарное. Каждый временной шаг представляет другой момент цикла. В профиле потенциальной температуры на рис. 3б отчетливо прослеживаются, как и в наблюдениях, три зоны: прилегающая к поверхности область I с сильным градиентом температуры, следующая за ней область II слабого градиента температуры, простирающаяся до носика струи и, наконец, область III слабого градиента температуры.

Генерируемая вблизи поверхности перемежающаяся турбулентность представлена ниже временными рядами вертикального турбулентного потока тепла  $\overline{w'\theta'}$  (рис. 4а, б), скорости турбулентного трения  $u_*$  (рис. 5) и кинетической энергии турбулентности (рис. 6).



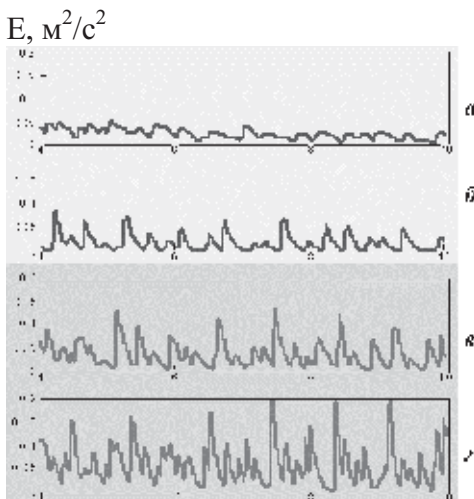
**Рис. 6.** Кинетическая энергия турбулентности  $E = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  на различных высотах в сильно устойчивом пограничном слое вблизи поверхности, полученная по трехпараметрической RANS схеме. Шаг интегрирования по времени = 1 сек. На верхней диаграмме точками отмечены моменты записи (с интервалом 10 сек.). Нижний уровень находится на высоте  $z = 1,5625$  м; шаг сетки по вертикали 3,125 м.

### *Переменяемость «поднятой» турбулентности в устойчивом АПС*

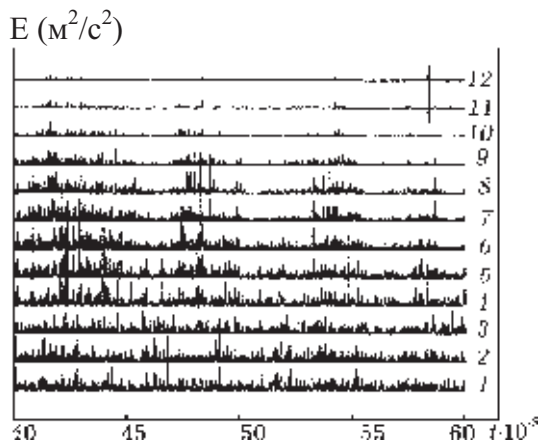
Переменяемость ТКЕ от времени, вычисленная по RANS-схеме турбулентности (рис. 7) и методом LES [13] (рис. 8) для квазиустановившегося состояния сильно устойчивого пограничного слоя при заданном постоянном отрицательном потоке тепла  $\overline{(w'\theta')_s} = -0,05$  К м с<sup>-1</sup> на поверхности показывает, что несмотря на то, что сдвиг скорости возрастает как ниже, так и выше струи, всплески турбулентности с большей вероятностью возникают в области под струей (см. рис. 7, 8), что зафиксировано, например, в [13] на основе анализа результатов моделирования. Наблюдаются (см. рис. 8) протяженные периоды, когда ТКЕ подавляется при сильно устойчивых условиях, а интенсивность порождения в области под струей выше, чем над струей (на высоте  $z/h = 0,8$ ; носик струи расположен на высоте  $z/h = 1$ ). Такой вывод сделан также в [14] при анализе данных натуральных измерений в полевом эксперименте CASES-99.

На рис. 7 показаны временные ряды КЭТ  $E = 1/2 \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  над струей (а, б) и под струей (в, г).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках исследовательского проекта №13-05-00006, а также интеграционных проектов по фундаментальным исследованиям №35, 132 СО РАН.



**Рис. 7.** Временные ряды перемежающейся кинетической энергии турбулентности ( $\overline{(w'\theta')_s} = -0,05 \text{ К м с}^{-1}$ ) Высота ( $z$ , м):  $a - 220$ ;  $b - 150$ ;  $v - 125$ ;  $z - 100$



**Рис. 8.** Временные ряды перемежающейся кинетической энергии турбулентности (LES расчет [13];  $\overline{(w'\theta')_s} = -0,05 \text{ К м с}^{-1}$ ;  $z$  – вертикальная координата,  $h$  – высота пограничного слоя)

### Литература

1. Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И. О турбулентном числе Прандтля в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 2. С. 187–196.
2. Pardyjak E.R., Monti P., Fernando H.J.S. Flux Richardson number measurements in stable atmospheric shear flows // J. Fluid Mech. 2002. V. 459. P. 307–316.
3. Zilitinkevich S.S., Elperin T., Kleerorin N. et al. Turbulence energetic in stably stratified geophysical flows: Strong and weak mixing regimes // Quart. J. Meteor. Soc. 2008. V. 134. P. 793–799.
4. Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И. О вихревом перемешивании и энергетике турбулентности в устойчивом атмосферном пограничном слое // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 2. С. 187–196.
5. Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И. RANS моделирование перемежающейся турбулентности в термически устойчиво стратифицированном пограничном слое // Прикладная механика и техническая физика. 2013. Т. 54. № 4. С. 55–67.
6. Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И. Трехпараметрическая модель турбулентности для атмосферного пограничного слоя над урбанизированной поверхностью // Изв. РАН, Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 4. С. 476–494.
7. Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И. О турбулентном числе Прандтля в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 2. С. 40–49.
8. Deardorff J.W., Willis G.E., Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer // Bound.-Layer Meteor. 1985. V. 32. P. 205–236.



9. *Moeng C.-H., McWilliams J.C., Rotunno R. et al.* Investigating 2D modeling of atmospheric convection in the PBL // *J. Atmos. Sci.* 2004. V. 61. P. 889–903.
10. *Kosovic B., Curry J.A.* A Large eddy simulation study of a quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57. P. 1052–1068.
11. *Costa F.D., Acevedo O.C., Mombach J.C.M., Degrazia G.A.* A Simplified Model for Intermittent Turbulence in the Nocturnal Boundary Layer // *J. Atmos. Sci.* 2011. V. 68. P. 1714–1729.
12. *Nappo C.J., Hiscox A.I., Miller D.R.* A note on Turbulence Stationarity and Wind Persistence within the Stable Planetary Boundary layer // *Bound.-Layer Meteor.* 2010. V. 136. P. 165–174.
13. *Zhou B., Chow F.K.* Large-Eddy Simulation of the Stable Boundary Layer with Explicit Filtering and Reconstruction Turbulence Modeling // *J. Atmos. Sci.* 2011. V. 68. P. 2142–2155.
14. *Sun J., Mahrt L., Banta R.M., Pichugina Y.L.* Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during CASES-99 // *J. Atmos. Sci.* 2012. V. 69. P. 338–351.

# Модель турбулентности для задач исследования изменчивости климата океанов и морей

*С.Н. Мошонкин, В.Б. Залесный, А.В. Гусев*

Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

Воспроизведение эффектов турбулентности, необходимое для моделирования изменчивости климата океанов и морей трёхмерными моделями циркуляции, требует либо параметризации, либо применения дополнительных уравнений (см., например, [1–4]). Пожалуй, наиболее полной моделью турбулентности, используемой сейчас в моделях циркуляции, является модель Меллора-Ямада уровня 2.5. Она используется в широко применяемой модели ROM. Это положение зафиксировано на сайтах таких моделей, как MOM, OPA, POM. Отмечается улучшение воспроизведения полей характеристик океана при использовании моделей турбулентности по сравнению с широко применяемыми сейчас параметризациями перемешивания [1], но при этом чрезвычайно увеличивается время расчётов. Поэтому актуально как применение модели турбулентности (далее МТ) достаточно полной физической формулировки, так и использование такой численной схемы, которая позволила бы построить наиболее экономичный расчётный алгоритм. Выбор начального варианта МТ осуществлён нами на основе результатов обзора современных МТ, приведённого в ряде работ, и наиболее полно в обзоре [2]. Попытка решения такой задачи была предпринята в работе [3], где МТ расщепляется по физическим процессам. Эта модель модифицирована и подключена в разрешающую вихри модель циркуляции океана (модель ИВМ РАН). При этом осуществлено построение экономичного и устойчивого алгоритма решения для задачи расчёта характеристик турбулентности, который не увеличивает существенно время расчёта климатических характеристик в общей задаче циркуляции океана и турбулентности.

Используется модель крупномасштабной циркуляции океана в  $\sigma$ -системе координат с приведенной глубиной  $\sigma = (Z - \zeta) / (H - \zeta)$ , где  $Z$  – обычная вертикальная координата,  $H$  – глубина места,  $\zeta$  – уровень океана. Она основывается на полных "примитивных" уравнениях для горизонтальных компонентов скорости течения, гидростатики, неразрывности, эволюции тепла и соли и уравнении состояния [5, 6]. В качестве новой системы координат вместо обычной географической выбирается 2-х полюсная ортогональная система с целью избежать численного «шума» у Северного полюса. Полюсы новой системы расположены на географическом экваторе за пределами расчетной области в точках с координатами  $120^\circ$ з.д. и  $60^\circ$ в.д. Расчёты проведены для области Северной Атлантики (СА) от  $30^\circ$  ю.ш. с морями, Северного Ледовитого океана (СЛО) и Берингова моря. В Тихом океане «жидкая» граница проходит по проливам Алеутских островов. Модель имеет пространственное разрешение  $(1/4)^\circ$ . Топография дна океана берется из массива данных ETOPO5. Модельная глубина ограничена минимальной величиной 5 метров. По вертикали за-

даются 40  $\sigma$ -уровней с учащающимся к поверхности океана разрешением в верхнем слое. На «жидких» границах от поверхности до дна на каждом шаге интегрирования задаются ежемесячные климатические значения температуры и солёности по данным наблюдений. Учет стока основных рек, влияющих на распределение солёности, осуществляется по выпадению осадков вблизи устьев рек. Коэффициенты крупномасштабной боковой диффузии для температуры и солёности берутся одинаковыми (как функции глубины и широты) с максимальным значением  $2 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/с на физическом экваторе и плавным уменьшением в два раза с глубиной и к высоким широтам. На каждом интервале по времени  $t_j \leq t \leq t_{j+1}$  сначала решается задача 3-х мерной циркуляции в океане и вычисляются все необходимые сеточные функции (компоненты скорости, температура и солёность:  $u^{j+1}, v^{j+1}, w^{j+1}, T^{j+1}, S^{j+1}$ ). Далее для расчёта кинематических коэффициентов турбулентной вязкости  $K_u$  и диффузии  $K_\rho = K_T = K_S$  использовались либо параметризации [7, 8], либо модель развитой турбулентности [9]. Параметризации [7, 8] представляют собой асимптотики уравнения для кинетической энергии турбулентности (КЭТ)

$$k = \frac{1}{2} \cdot \overline{(u'u' + v'v' + w'w')}$$

относительно среднего течения  $\vec{u} = (u, v, w)$ ). При использовании модели [9], согласно методу расщепления, на интервале  $t_j \leq t \leq t_{j+1}$  требуется решить систему уравнений локального турбулентного обмена в предположении, что:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

с начальными условиями:

$$u = u^{j+1}, \quad v = v^{j+1}, \quad w = w^{j+1}, \quad \rho_{pot} = \rho_{pot}(T^{j+1}, S^{j+1}), \quad k = k^j, \quad \omega = \omega^j,$$

где  $\omega = \varepsilon / [(c_S^0)^4 \cdot k]$  – частота вязкой диссипации КЭТ (далее ЧД). Уравнения для КЭТ и ЧД имеют вид:

$$\frac{dk}{dt} = \frac{1}{H^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{K_u}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right) + K_u \cdot G^2 - K_\rho \cdot N^2 - (c_S^0)^4 \cdot \omega \cdot k,$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{H^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{K_u}{\sigma_\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} \right) + \frac{\omega}{k} \cdot (c_1^\omega \cdot K_u \cdot G^2 - c_3^\omega \cdot K_\rho \cdot N^2 - c_2^\omega \cdot (c_S^0)^4 \cdot k \cdot \omega),$$

где  $G^2 = \left( \frac{1}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left( \frac{1}{H} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 + \left( \frac{1}{H} \frac{\partial w}{\partial \sigma} \right)^2$ ,  $N^2 = \frac{1}{H} \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho_{pot}}{\partial \sigma}$  – квадраты

частот сдвига скорости и плавучести. Коэффициенты  $c_1^\omega = 0.555$ ,

$$c_2^\omega = 0.833, \quad c_3^\omega = \begin{cases} -0.6 & \text{при } N^2 > 0 \\ 1.0 & \text{при } N^2 \leq 0 \end{cases} \quad (N^2 > 0 \text{ соответствует устойчивой}$$

стратификации),  $\sigma_k = 2.0$  – турбулентное число Шмидта для КЭТ;  $\sigma_\omega = 2.0$  – турбулентное число Шмидта для  $\omega$ . Согласно методу многокомпонентного расщепления, который идентичен методу решению задачи циркуляции и ос-

нован на схеме многокомпонентного расщепления по физическим процессам и геометрическим координатам [5], решение для КЭТ и ЧД на интервале  $t_j \leq t \leq t_{j+1}$  разбивается на два этапа, отвечающих физическим процессам переноса – диффузии свойств и генерации-диссипации КЭТ. На первом этапе рассматриваются уравнения переноса и вертикальной диффузии:

$$\frac{dk}{dt} = \frac{1}{H} \frac{\partial K_u}{\partial \sigma} \frac{\partial k}{\partial \sigma}, \quad \frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{H} \frac{\partial K_u}{\partial \sigma} \frac{\partial \omega}{\partial \sigma}.$$

Граничное условие для этой системы на свободной поверхности океана  $\sigma = 0$  представлено потоком КЭТ от обрушения волн и сдвига скорости течения и задаётся в виде (см., например, [10]):

$$\frac{K_u}{\sigma_k} \frac{1}{H} \frac{\partial k}{\partial \sigma} = -C_g \cdot (u_*^S)^3, \quad \text{где } C_g =$$

10 – параметр ветровой генерации, а скорость трения в воде у поверхности океана

$$u_*^S = (\sqrt{\tau_{ax}^2 + \tau_{ay}^2} / \rho_w)^{1/2}, \quad \text{где } \tau_{ax} \text{ и } \tau_{ay} - \text{зональный и меридиональный}$$

компоненты вектора ветрового напряжения  $\vec{\tau}_w$ ;  $\rho_w$  – плотность воды у поверхности океана. Кинематические коэффициенты турбулентного обмена по вертикали имеют вид:

$$K_U = (C_S^U / c_S^0) \cdot (k / \omega), \quad K_{T,S} = K_U / \text{Pr}.$$

Здесь  $C_S^U$  – безразмерная функция устойчивости для потока количества движения,  $c_S^0 = 0.5562$  – значение  $C_S^U$  при нейтральной стратификации. В каждом элементарном модельном слое в первом приближении полагается  $C_S^U = c_S^0$ . Число

Прандтля  $\text{Pr}$  зависит от локального числа Ричардсона  $Ri = N^2 / G^2$  и критической величины частоты плавучести  $F_{cr}$ , определяющей хорошо перемешанный слой. Для случая хорошо перемешанного слоя и свободной конвекции,

когда  $N^2 < F_{cr}^2$ ,  $\text{Pr} = 1$ . В противном случае, когда  $N^2 > F_{cr}^2$ , при  $G^2 \leq \frac{1}{2} F_{cr}^2$   $\text{Pr} =$

10, а при большем сдвиге скорости, согласно [4],  $\text{Pr} =$

$$\left\{ \begin{array}{l} 1, Ri \leq 0.2 \\ 5 \cdot Ri, 0.2 < Ri < 2 \\ 10, Ri \geq 2 \end{array} \right\}.$$

В

общем случае безразмерные функции устойчивости  $C_S^U$  и  $C_S^T$  (для диффузии свойств) определяются алгебраически из уравнений Рейнольдса после параметризаций моментов третьего порядка. В отличие от [3] мы, совершенствуя алгоритм, объединили этапы расщепления генерации (продукции) и диссипации в один этап "генерации-диссипации". На этом втором этапе расщепления, на том же интервале  $t_j \leq t \leq t_{j+1}$ , для генерации-диссипации имеет место преобразованная система уравнений:

$$D\omega / dt = B - C \cdot \omega^2, \quad dk / dt = (A / \omega - D \cdot \omega) \cdot k,$$

где  $A = (c_S^0)^{-1} \cdot (C_S^U \cdot G^2 - C_S^T \cdot N^2)$ ,  $B = (c_S^0)^{-1} \cdot (c_1^\omega \cdot C_S^U \cdot G^2 - c_3^\omega \cdot C_S^T \cdot N^2)$ ,

$C = c_2^\omega \cdot (c_S^0)^4$ ,  $D = (c_S^0)^4$ . Начальными условиями для этой системы являются

решения этапа переноса-диффузии:  $k = k^{j+1}$ ,  $\omega = \omega^{j+1}$ . Интервал  $t_j \leq t \leq t_{j+1}$  разбивается на шаги модели турбулентности  $\tau_i$ , и решение для этапа генерации-диссипации получаем аналитически:

$$\omega = -\sqrt{B/C} \cdot [1 + \tilde{C} \cdot \exp(2\sqrt{B \cdot C} \cdot t)] / [1 - \tilde{C} \cdot \exp(2\sqrt{B \cdot C} \cdot t)],$$

$$k = k^0 \cdot \left[ \frac{(1 + \tilde{C} \exp(2\sqrt{B \cdot C} \cdot t))^2}{(1 + \tilde{C})^2 \exp(2\sqrt{B \cdot C} \cdot t)} \right]^{A/(2B)} \cdot \left[ \frac{(1 - \tilde{C})^2 \exp(2\sqrt{B \cdot C} \cdot t)}{(1 - \tilde{C} \exp(2\sqrt{B \cdot C} \cdot t))^2} \right]^{D/(2C)},$$

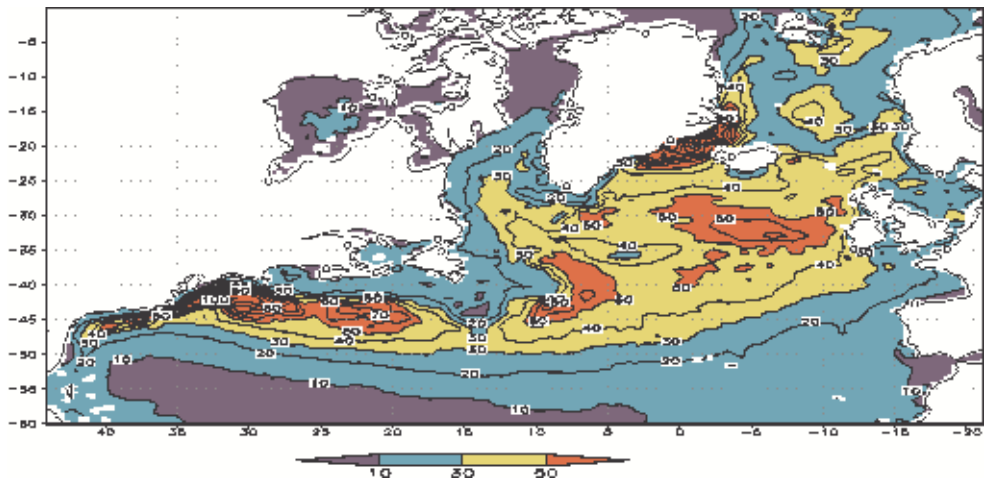
где  $\tilde{C} = (\omega^0 + \sqrt{B/C}) / (\omega^0 - \sqrt{B/C})$ ,  $\omega^0$  и  $k^0$  – значения  $\omega$  и  $k$  в начальный момент интегрирования на шагах  $\tau_i$ . При  $\omega \rightarrow \sqrt{B/C}$  возникает критическая точка, когда решение для  $\omega$  вырождается и принимает вид  $\omega = \sqrt{B/C}$ . При этом решение для  $k$  можно представить простой оценкой:  $k = k^0 \exp(\gamma t)$ , где  $\gamma = A / \omega^{(j+1)} - D \cdot \omega^{(j+1)}$  или  $\gamma = (A \cdot C - B \cdot D) / \sqrt{B \cdot C}$ . Другой, более важный и существенно более распространённый случай вырождения решения, происходит при  $N \rightarrow 0$ , то есть в случае хорошо перемешанного слоя. Тогда решение имеет вид:

$$\omega = \omega^0 / (1 + C \cdot \omega^0 \cdot t), \quad k = k^0 / (1 + C \cdot \omega^0 \cdot t)^{D/C}.$$

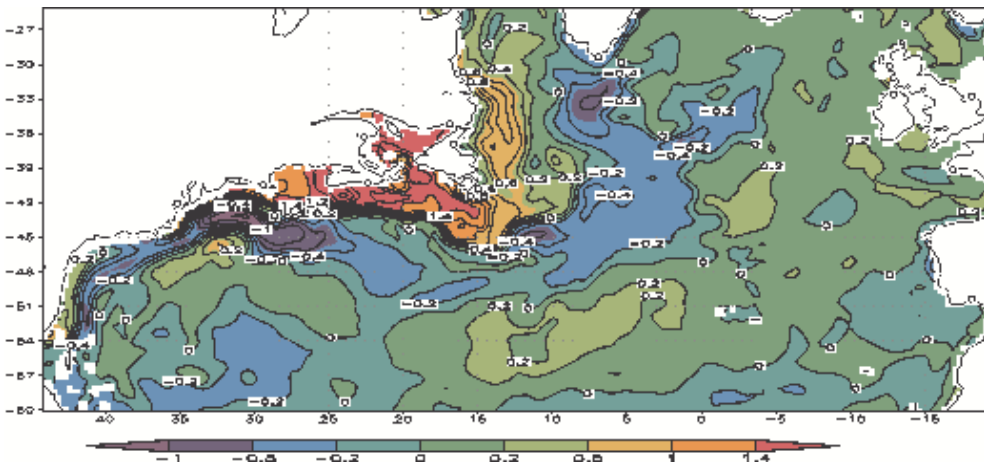
При этом  $\omega$  не должна быть меньше некоей минимальной величины  $\omega_{\min} = \varepsilon_{\min} / k_{\min} / (c_s^0)^4$ , где  $k_{\min} = 0.03 \text{ см}^2/\text{с}^2$ , а  $\varepsilon_{\min} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}^3$  (случай вырождения или минимальной турбулентности) [1].

Результаты расчётов, проведённых по отмеченной акватории Атлантики и Арктики, в районе корабля погоды "Charlie" (57.75° с.ш. и 35.5° з.д.), расположенного в зоне частого прохождения атмосферных циклонов (т.н. зона шторм-треков), сравнивались с ежедневными без пропусков наблюдениями температуры и солёности в течение полного годового цикла (слой 0–2 км, пример 1979 г.) [9]. Показано, что МТ количественно и качественно улучшает воспроизведение термохалинной структуры океана по сравнению с асимптотическими параметризациями [7, 8]. Для изучения качества воспроизведения климатической изменчивости океана численные эксперименты как с МТ, так и с параметризацией [8] проведены за 60 лет для 1948–2007 годов. Для задания граничных условий (напряжение трения ветра, потоки тепла и влаги на каждый шаг модели циркуляции по времени, равный часу) использованы атмосферные характеристики из последней модификации массива данных CORE. Для коротковолновой радиации учитывается её проникающая способность.

Временные масштабы турбулентности ( $\omega^{-1}$ ) менялись от секунд в слоях высоких градиентов плотности до 8–9 минут в хорошо перемешанных слоях, существенно варьируя по пространству. ЧД  $\omega$  в слое 0–50 м, где турбулентность максимальна, наиболее часто менялась в диапазоне от 0.002 до 0.060 Гц. На рис. 1 показано типичное пространственное распределение КЭТ в приповерхностном слое океана. В климатическом плане основные источники



**Рис. 1.** Типичное, среднее за год распределение энергии турбулентности ( $\text{cm}^2/\text{s}^2$ ) в приповерхностном слое Северной Атлантики. Координаты модельные; горизонт 10 м; 1957 год

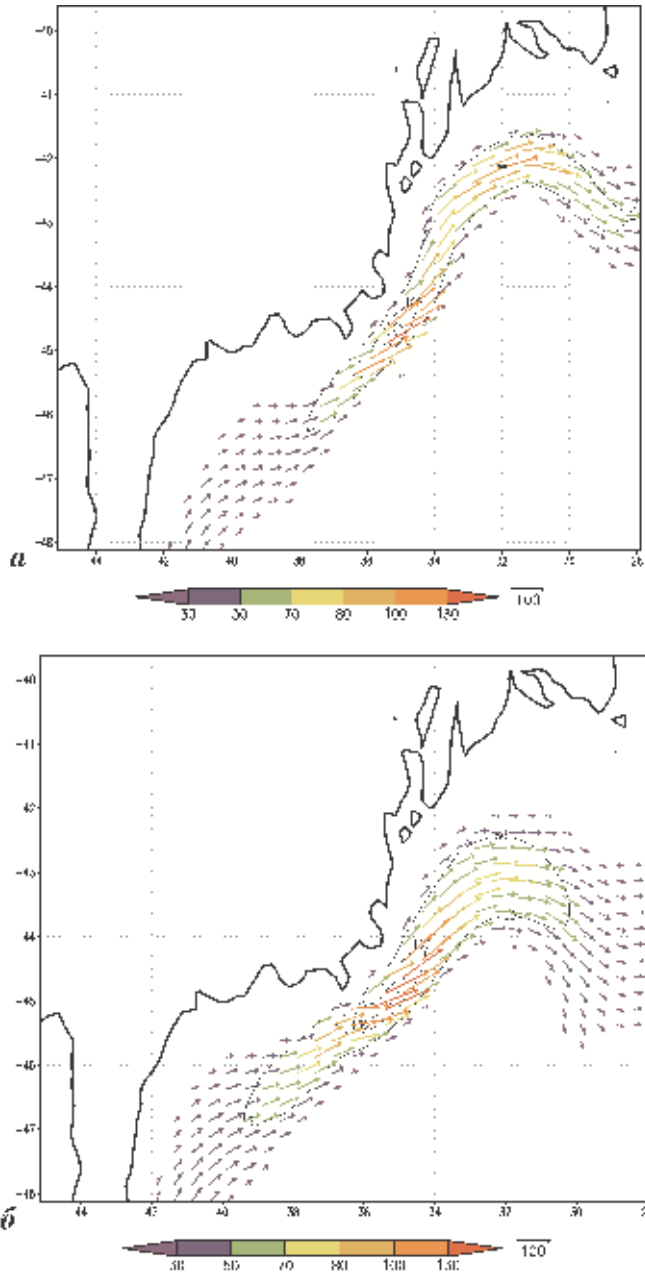


**Рис. 2.** Модель циркуляции океана (ИВМ РАН) – разница между потенциальной плотностью воды, полученной в эксперименте с моделью турбулентности и в эксперименте с асимптотической параметризацией [8] ( $\text{kg}/\text{m}^3$  минус  $10^3$ ). Северная Атлантика. Среднее в слое 0–100 м за десять лет (1989–1998 годы). Координаты модельные

КЭТ приурочены к наиболее интенсивным течениям. В осенне-зимний период выделяется устойчивая область максимальных значений КЭТ у побережья Северной Америки, обусловленная как прямым ветровым воздействием, так и конвекцией из-за охлаждения океана холодной воздушной массой, выносимой с берега на океан. Сравнение результатов экспериментов с локальным и полным вариантом МТ показало существенную роль адвекции КЭТ течениями. На большей части акватории величины турбулентных пульсаций  $\sqrt{2 \cdot k}$  равны 1–8 см/с, что в ряде районов сопоставимо с величиной средней скорости течения.

МТ позволяет более адекватно, чем асимптотические параметризации, воспроизводить особенности пространственного распределения температуры и солёности в океане в больших интервалах времени. На рис. 2 показано среднее за 10 лет для слоя 0–100 м пространственное распределение разности между потенциальной плотностью воды, полученной в эксперименте с МТ и в эксперименте с асимптотической параметризацией [8]. Эта разность оказывается столь существенна, что заметно меняются даже крупномасштабные особенности циркуляции. В качестве примера на рис. 3 показана циркуляция в районе Гольфстрима. Видим, что при использовании МТ растёт область высоких скоростей, а поворот Гольфстрима от берега происходит на 150–200 км ближе к мысу Гаттерас (климатическая средняя "точка отрыва" Гольфстрима), тогда как модель циркуляции с параметризацией [8] "переносит" этот поворот существенно на север, что не соответствует действительности. Заметим также, что использование МТ приближает поле уровня океана к наблюдаемым величинам и конфигурациям.

В заключение отметим, что использование для МТ методов многокомпонентного расщепления по физическим процессам и геометрическим координатам, аналогичных методам модели циркуляции [9], позволило получить оригинальный эффективный численный алгоритм. Показано, что быстродействие такой МТ идентично быстродействию простой параметризации. Предложенная МТ не уступает в плане физической формулировки современным дифференциальным моделям развитой турбулентности [2], при этом алгоритм её отличается существенно большим быстродействием. Переход от скорости диссипации КЭТ к ЧД позволил объединить этапы расщепления генерации и диссипации КЭТ. Это, в свою очередь, позволило получить аналитическое решение для данного этапа задачи, что кардинально поменяло численный алгоритм модели турбулентности и в ещё большей степени сделало модель турбулентности адаптивной к модели циркуляции. Найден случай вырождения общего решения системы уравнений для КЭТ и ЧД на этапе генерация – диссипация (образование перемешанного слоя). Для этого случая получено аналитическое решение системы. Его выделение позволило сделать алгоритм модели ещё более рациональным и нацеленным на применение в трёхмерной модели циркуляции океана высокого разрешения. Проведено тестирование МТ, присоединённой к модели циркуляции океана (шаг по пространству  $0.25^\circ$ , 40  $\sigma$ -уровней со сгущением к поверхности, модель ИВМ РАН) как по воспроизведению сезонного цикла, так и климатической изменчивости в период с 1948 по 1998 годы в Атлантике и Арктике. Полученные результаты сопоставлены с данными наблюдений и с результатами работы модели циркуляции, использующей простые асимптотические параметризации [7, 8]. МТ принципиально лучше воспроизводит термохалинную и динамическую структуру океана и позволяет получить новые не только количественные, но и качественные результаты при воспроизведении изменчивости климата океана. В частности, использовании МТ позволило качественно улучшить воспроизведение таких важных климатических особенностей циркуля-



**Рис. 3.** Изменения в поле скорости течений при замене параметризации [8] в модели циркуляции (а) на модель турбулентности [9] (б). Гольфстрим, средние в слое 0–100 м за десять лет (1998–2007 годы). Координаты модельные, ордината -44 соответствует мысу Гаттерас. Изолинии 50, 100 и 130 дополнительно маркируют величины модуля скорости



ции, как поворот Гольфстрима у мыса Гаттерас в Атлантике и вихрь Бофорта в Арктике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 12-05-00814-а).

### Литература

1. *Burchard H., Bolding K., Villarreal M.R.* GOTM, a General Ocean Turbulence Model. Theory, Implementation and Test Case, EUR 18745. Space Application Institute, Marine Environmental Unit, Joint Research Centre European Commission, 1999.
2. *Warner J.C., Sherwood C.R., Arango H.G., Signell R.P.* Performance of four turbulence closure models implemented using a generic length scale method // *Ocean Modelling*. 2005. V. 8. № 1–2. P. 81–113.
3. *Мошонкин С.Н., Тамсалу Р., Залесный В.Б.* Моделирование морской динамики и турбулентных зон на вложенных сетках с высоким пространственным разрешением // *Океанология*. 2007. Т. 47. № 2. С. 805–815.
4. *Madec G.* NEMO ocean engine (version 3.2) // *Laboratoire d’Oceanographie et du Climat: Experimentation et Approches Numeriques*. Note du Pole de modelisation de l’Institut Pierre Simon Laplace. 2008. № 27. 211 p.
5. *Zalesny V.B., Marchuk G.I., Agoshkov V.I. et al.* Numerical modeling of large scale ocean circulation based on the multicomponent splitting method // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*. 2010. V. 25. № 6. P. 581–609.
6. *Moshonkin S.N., Alekseev G.V., Bagno A.V. et al.* Numerical simulation of the North Atlantic – Arctic Ocean – Bering Sea circulation in the 20th century // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*. 2011. V. 26. № 2. P. 161–178.
7. *Монин А.С., Обухов А.М.* Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы // *ДАН*. 1953. Т. 93. № 2. С. 223–226.
8. *Pacanovsky R.C., Philander G.* Parameterization of vertical mixing in numerical models of the tropical ocean // *J. Phys. Oceanogr.* 1981. V. 11. № 11. P. 1442–1451.
9. *Мошонкин С.Н., Залесный В.Б., Гусев А.В., Тамсалу Р.* Моделирование турбулентности в задачах циркуляции океана // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2014. Т. 50. № 1. С. 57–69.
10. *Заславский М.М., Залесный В.Б., Кабатченко И.М., Тамсалу Р.Э.* О самосогласованном описании приводного слоя атмосферы, ветровых волн и верхнего слоя моря // *Океанология*. 2006. Т. 46. № 2. С. 178–188.

# **Вертикальная изменчивость характеристик турбулентности при прохождении холодных атмосферных фронтов по данным измерений на метеорологической мачте в Обнинске**

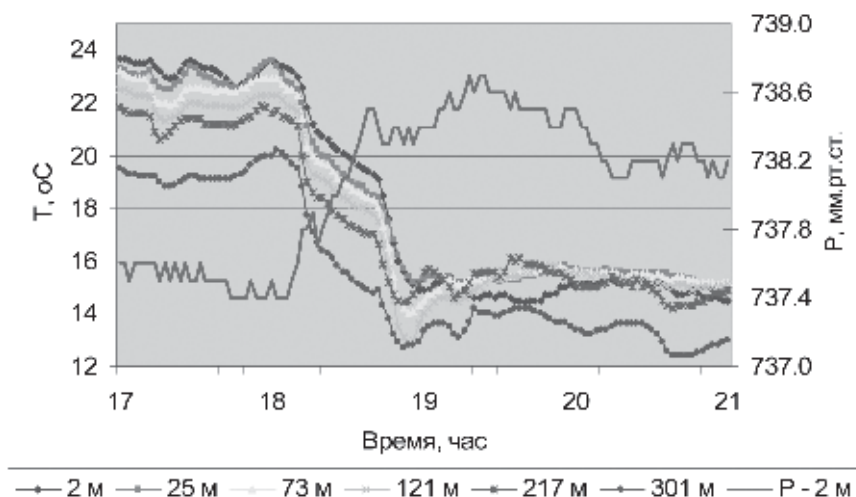
*М.А. Новицкий, Н.Ф. Мазурин, Л.К. Кулижникова, М.К. Мацкевич, П.А. Корнеев*

Научно-производственное объединение “Тайфун”, Калужская обл., г. Обнинск

Известно, что в летний период в зоне холодных атмосферных фронтов наблюдается значительная неоднородность поля ветра [1]. В настоящей работе рассмотрены результаты измерения скорости, направления ветра, температуры воздуха и вертикальной компоненты скорости ветра в нестационарных возмущённых условиях нижнего 300-метрового слоя атмосферы при прохождении атмосферных фронтов. Ветер измерялся датчиками Young Wind Monitor SE, температура – датчиками Young 41382VC у земли (на высотах 8 м и 2 м соответственно) и на шести высотах Высотной метеорологической мачты (ВММ) – 25, 73, 121, 217 и 301 м, вертикальная компонента скорости – трехкомпонентными акустическими анемометрами Young 81000V на высотах 25, 73, 121, 169 и 265 м. Точность измерения скорости ветра составляет 0,3 м/с, направления ветра – 2°, температуры воздуха – 0,3 °С, вертикальной компоненты – 0,05 м/с. Период осреднения данных был равен 2 минутам.

В течение лета 2012 г. были выбраны три случая прохождения через район расположения ВММ хорошо выраженных атмосферных фронтов – двух холодных и одного фронта окклюзии по типу холодного. Рассмотренные периоды времени включали в себя помимо самой зоны фронта периоды времени до и после фронта. Ниже для каждого случая прохождения фронта проанализирована синоптическая ситуация и рассмотрены полученные данные. Синоптические карты, использованные при анализе, взяты из [2].

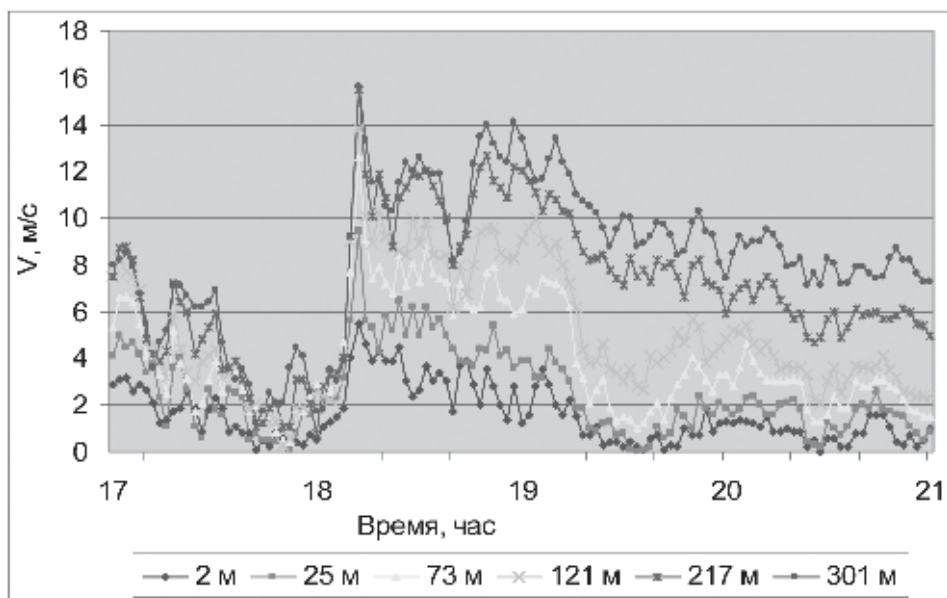
Рассмотрим случай прохождения холодного атмосферного фронта 30 мая 2012 г. Из приземной синоптической карты за 21 UTC (или 1 час местного времени 31 мая 2012 г.) видно, что через район Обнинска к этому времени прошел холодный фронт молодого циклона с центром между Санкт-Петербургом и Вологодой. Этот циклон образовался 30 мая на волне холодного фронта, протянувшегося с севера на юг вдоль западных районов ЕС. Фронт располагался в неглубокой ложбине давления и был хорошо выражен в поле температуры воздуха и направления ветра. По данным метеорологической станции Малоярославец [2] в 19 ч местного времени отмечались кучево-дождевые облака, слабая гроза и ливень. Ливни отмечались также между сроками наблюдений, то есть в период от 16 до 19 часов. Но они были неинтенсивными, так как по данным станции выпало всего 3,0 мм осадков за 12 часов, с 10 до 22 часов 30 мая 2012 г.



**Рис. 1.** Временной ход температуры воздуха  $T$  на 6 высотах 300-метрового слоя и давления  $P$  на высоте 2 м 30 мая 2012 г.

На рис. 1 приведен временной ход температуры воздуха  $T$  на высоте 2 м и пяти балконах ВММ. Также показано изменение давления воздуха ( $P$ ) на высоте 2 м. Все измерения осреднены за 2 минуты. Понижение температуры началось в 18:00 ч у земли и на высоте 25 м и в 18:02 ч на высотах выше 25 м, что указывает на наклон зоны фронта. Уменьшение температуры воздуха на высоте 2 м закончилось в 18:58 ч, на высоте 301 м – в 18:56 ч. При средней скорости ветра в зоне фронта около 7 м/с ширина фронтальной зоны была примерно 24,5 км. Контраст температуры на фронте составил от 8,7 °C у земли до 7,3 °C на высоте 301 м. Изменение давления воздуха при прохождении фронта показывает, что в передней части ложбины давление слабо падало, а в зоне фронта росло более значительно: давление за 32 минуты выросло на 1,3 мм рт. ст.

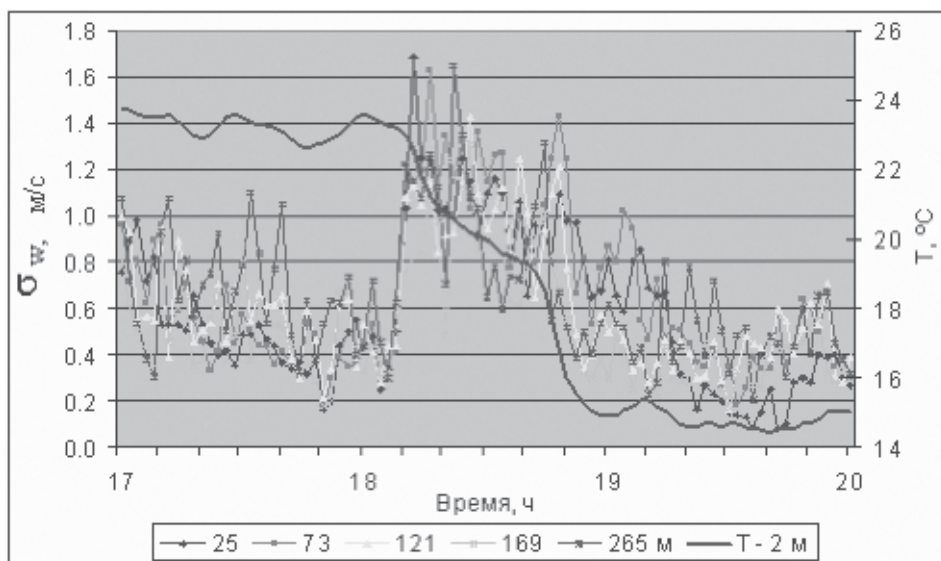
На рисунке 2 показано изменение средней за 2 минуты скорости ветра на высоте 8 м и на тех же пяти балконах ВММ, что и температура воздуха. Видно, что перед атмосферным фронтом скорость ветра уменьшалась во всем 300-метровом слое. В передней части зоны холодного фронта наблюдалось резкое усиление скорости ветра в течение 6 минут. Увеличение скорости ветра (м/с) на разных высотах составило: 8 м – 4; 25 м – 7,1; 73 м – 9,6; 121 м – 10,6; 217 м – 12,1; 301 м – 12,6. Максимальная скорость ветра на высоте 301 м равнялась 15,6 м/с. В последующие 4–6 минут скорость ветра уменьшилась, но общий ее фон в зоне фронта оставался примерно в 1,5 раза выше, чем до него. Направление ветра перед фронтом было южным, около 180°. Поворот его направления начался перед линией фронта, в 17:46 ч, продолжился в зоне фронта и к 18:12 ч было уже западным-северо-западным, составляя примерно 290° на высоте 301 м.



**Рис. 2.** Изменение скорости ветра на 6 высотах 300-метрового слоя атмосферы 30 мая 2012 г.

На рис. 3 приведен временной ход стандартного отклонения вертикальной компоненты скорости ветра  $\sigma_w$ , вычисленного по измеренной акустическими анемометрами вертикальной компоненте скорости ветра на 5 высотах. Стандартное отклонение рассчитывалось за период 2 минуты. На рис. 3 видно, что прохождение зоны фронта вызвало резкое увеличение  $\sigma_w$  от 0,4 м/с перед фронтом до 1,2–1,7 м/с в зоне фронта. После прохождения фронта величина  $\sigma_w$  плавно уменьшалась до значений 0,2–0,4 м/с.

Далее рассмотрим случай прохождения холодных атмосферных фронтов 3 июня 2012 г. Синоптическая обстановка днем 3 июня 2012 г. на Европейской территории России характеризовалась тем, что погоду определял циклон с центром над Балтийским морем. Через территорию Центрального федерального округа перемещался связанный с циклоном холодный фронт, который прошел район Обнинска утром 3 июня. Фронт был хорошо выражен в поле температуры воздуха, хотя контрасты температуры были небольшими. Поворот ветра составил около  $30^\circ$  и был плавным, так как явно выраженной ложбины давления, связанной с фронтом, не было. За фронтом в холодной воздушной массе в послеполуденное время развивались кучево-дождевые облака и выпадал ливневый дождь. Так, на метеостанции Малоярославец в 16 часов из кучево-дождевых облаков выпадал умеренный ливневый дождь. Всего за 12 часов, с 10 до 22 ч местного времени, выпало 5,0 мм осадков. В районе расположения высотной мачты после полудня 3 июня было отмечено два случая прохождения кучево-дождевых облака с выпадением ливневых осадков.



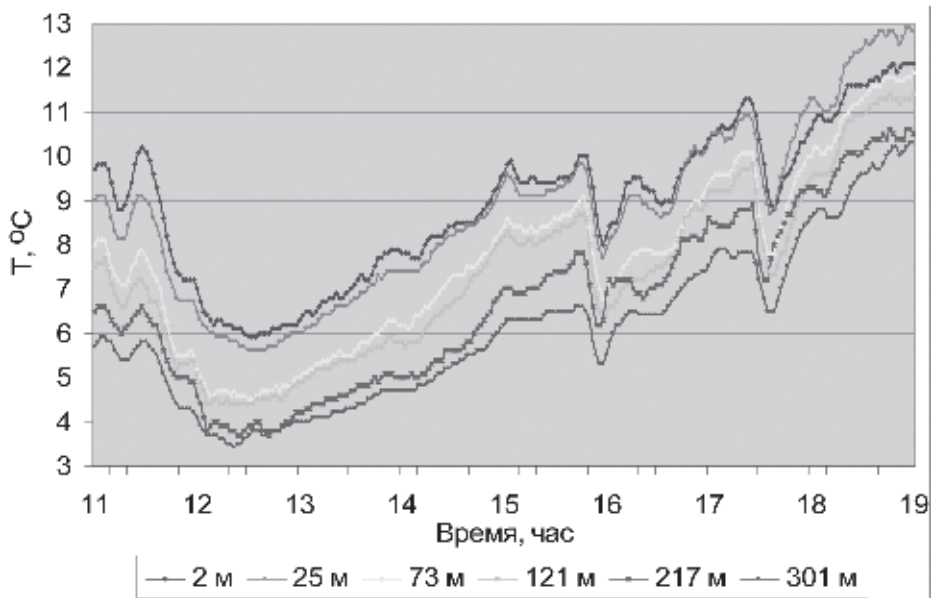
**Рис. 3.** Изменение стандартного отклонения вертикальной компоненты скорости ветра  $\sigma_w$  на 5 высотах 30 мая 2012 г.

На рис. 4 показано изменение температуры воздуха на 5 высотах в 300-метровом слое атмосферы днем 3 июня 2012 г. Измерения осреднены за 2 минуты. Зона холодного фронта проходила район ВММ в течение часа, с 11:06 до 12:06 ч. За это время понижение температуры воздуха составило в слое 2–121 м 3,1–3,5 °C, а выше – 2,2–2,7 °C.

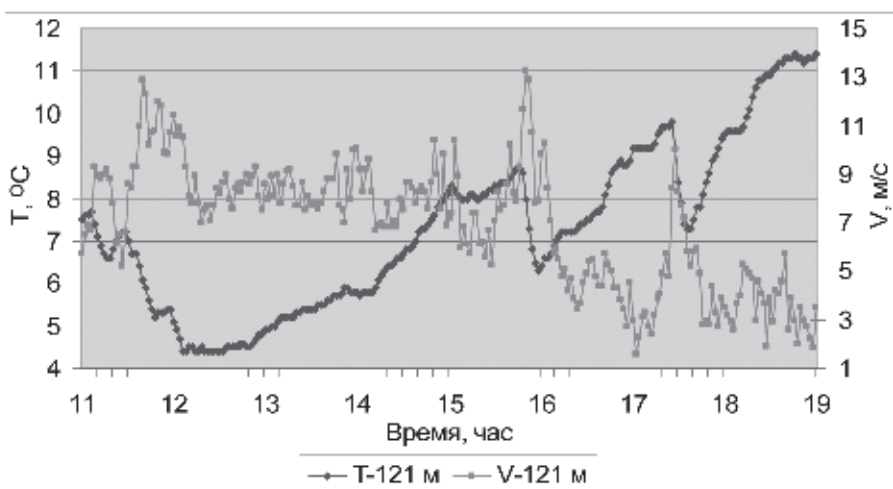
На рис. 4 видно, что после 15 часов произошло два резких и кратковременных понижения температуры воздуха одновременно во всем 300-метровом слое. Они связаны с прохождением кучево-дождевых облаков и выпадением ливневого дождя. Первое понижение температуры произошло с 15:48 ч до 15:58 ч, то есть в течение 10 минут, и составило 2–2,3 °C в нижней части слоя (до высоты 121 м) и 1–1,2 °C – в слое от 121 до 301 м. Второе понижение температуры воздуха продолжалось 14 минут, с 17:24 ч до 17:38 ч. Температура за это время уменьшилась на 2,3 °C в слое 2–121 м и на 1,3 °C в слое 121–301 м.

С прохождением кучево-дождевых облаков было связано кратковременное резкое усиление скорости ветра во всем 300-метровом слое. В качестве примера на рис. 5 показано изменение температуры воздуха и скорости ветра на высоте 121 м.

Усиление скорости ветра при прохождении холодного фронта началось с 11:26 ч. За 14 минут скорость ветра на высоте 121 м увеличилась на 7,7 м/с. Прохождение кучево-дождевых облаков сопровождалось порывами ветра, при которых его скорость за 22 минуты, с 15:28 ч до 15:50 ч, увеличилась на 8 м/с. Второе кучево-дождевое облако вызвало усиление скорости ветра на 8,4 м/с за 20 минут, с 17:02 ч до 17:28 ч.

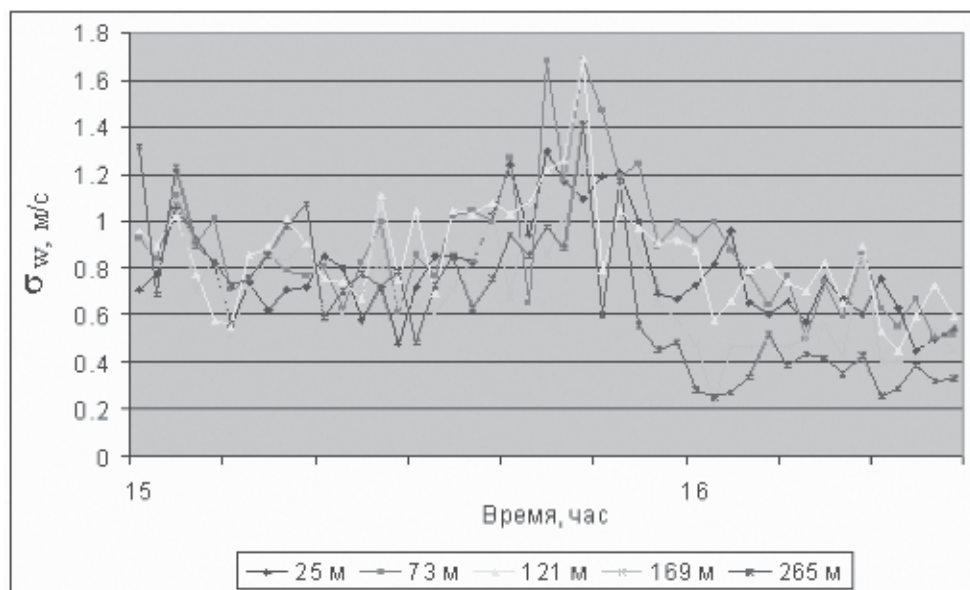


**Рис. 4.** Изменение температуры воздуха на 6 высотах 3 июня 2012 г.

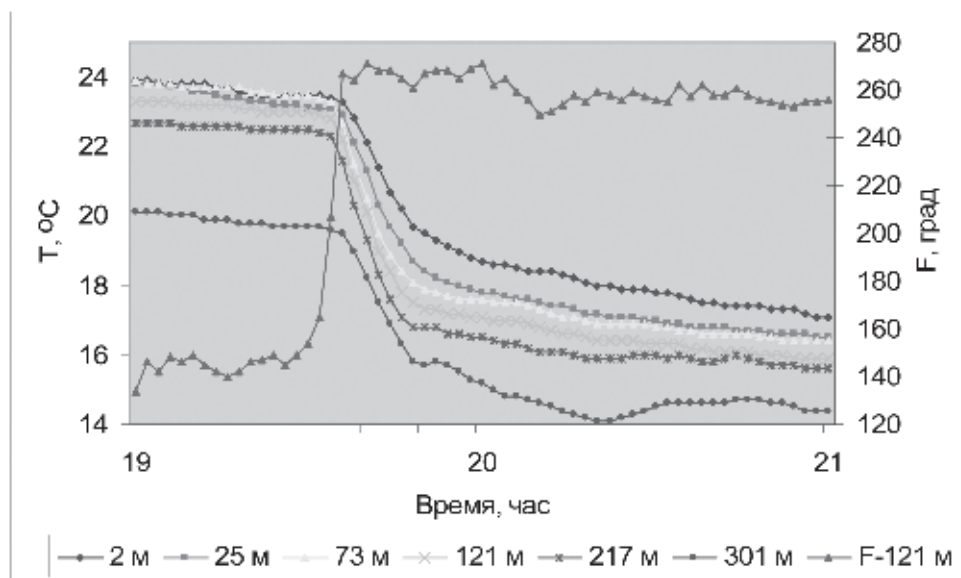


**Рис. 5.** Изменение температуры воздуха и скорости ветра на высоте 121 м 3 июня 2012 г.

На рис. 6 показано изменение стандартного отклонения вертикальной компоненты скорости ветра во время прохождения первого кучево-дождевого облака, с 15:28 до 15:50 часов.



**Рис. 6.** Изменение стандартного отклонения вертикальной компоненты скорости ветра на пяти уровнях ВММ 3 июня 2012 г. во время прохождения кучево-дождевого облака



**Рис. 7.** Изменение температуры воздуха на высотах 2, 25, 73, 121, 217 и 301 м и направления ветра на высоте 121 м во время прохождения фронта 26 июня 2012 г.

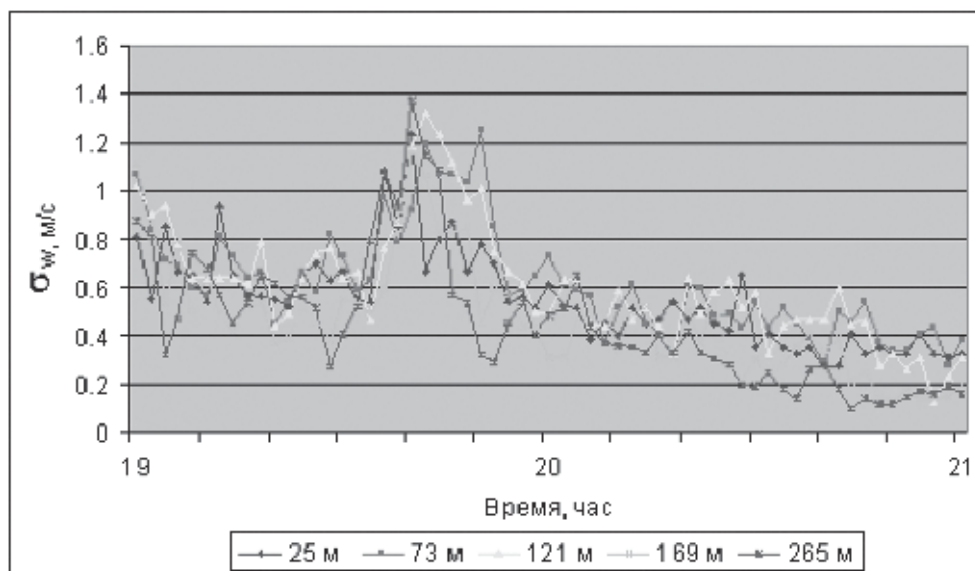
Рассмотрим теперь случай прохождения холодного атмосферного фронта 26 июня 2012 г. При анализе приземной синоптической карты погоды за 18:00 UTC (22 часа местного времени) 26 июня 2012 г. видно, что через район расположения ВММ проходит холодный фронт, связанный с обширным циклоном с несколькими центрами. Один из центров циклона находится над Псковом. Холодный фронт располагается в узкой ложбине давления.

Холодный фронт был хорошо выражен в поле температуры воздуха и направления ветра. На рисунке 7 оказано изменение температуры воздуха на 6 высотах в 300-метровом слое атмосферы во время прохождения фронтальной зоны.

Зона холодного фронта прошла через высотную мачту с 19:36 ч до 19:48 ч, то есть в течение 12 минут. За это время температура уменьшилась на 4,0–5,5 °С на разных высотах. Далее за фронтом продолжалось медленное понижение температуры воздуха. Изменение направления ветра произошло с 19:30 ч до 19:38 ч, до начала падения температуры. За 8 минут поворот направления ветра составил 90–110 градусов.

На рисунках 8 показано изменение стандартного отклонения вертикальной компоненты скорости ветра во время прохождения холодного фронта 26 июня 2012 г.

В целом проведенные измерения показали, что при прохождении холодных атмосферных фронтов большие значения вертикальной компоненты скорости ветра наблюдаются уже в нижней части атмосферного пограничного слоя, при этом имеет место значительное вертикальное перемешивание. Такое поведение атмосферы легко объяснить моделью гравитационного течения [3].



**Рис. 8.** Изменение стандартного отклонения вертикальной компоненты скорости ветра на 5 уровнях ВММ во время прохождения холодного фронта 26 июня 2012 г.



## *Литература*

1. *Young G.S., Jonson R.H.* Meso- and microscale features of a Colorado cold front // J. of Climate and Appl. Met. 1984. V. 23. P. 1315ö 1325.
2. Интернет-ресурс: <http://meteoinfo.by>
3. *Simpson J.E.* A comparison between laboratory and atmospheric density currents // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 1969. V. 95. P. 758ö 765.

## **Профили турбулентных потоков температуры и скорости трения в 300-метровом слое атмосферы**

*М.А. Новицкий, Н.Ф. Мазурин, П.А. Корнеев, М.К. Мацкевич*

Научно-производственное объединение “Тайфун”, Калужская обл., г. Обнинск

Традиционно турбулентные исследования сфокусированы в основном на исследовании структуры пограничного слоя над относительно гладкой и однородной поверхностью. Однако в действительности подстилающая поверхность атмосферы почти всегда носит неоднородный шероховатый характер. Поэтому в последние годы усилия исследователей АПС направлены на решение проблемы взаимодействия атмосферы с реальной “сложной” подстилающей поверхностью. В частности, основная задача изучения турбулентных потоков в атмосфере над городом – понять процессы обмена моментом, теплом и массой между городской поверхностью и атмосферой. В настоящее время имеется еще недостаточно данных о вертикальных профилях турбулентного потока тепла и тем более напряжения трения, особенно в неоднородных городских условиях [1].

В России интенсивные измерения потоков тепла и момента в приземном слое начали проводиться сотрудниками ИФА РАН в начале 60-х годов прошлого века на научной станции в районе г. Цимлянска над относительно гладкой и однородной поверхностью [2, 3]. Впервые турбулентные потоки тепла измерялись прямым методом на разных высотах. Оказалось, что в нестабильных условиях, вопреки теории подобия, потоки на высоте 4 м заметно больше, чем на высоте 1 м; их рост с высотой в этих условиях наблюдается до  $z = 9$  м. Одновременно там же, в Цимлянске с помощью самолетов аналогичные измерения велись и в пограничном слое атмосферы. Результаты измерений с борта самолета свидетельствовали о падении потоков с высотой, начиная с 40–50 м [4, 5]. На основе большого количества данных был сделан вывод, что в вертикальном профиле потока тепла должен наблюдаться максимум, разделяющий слои конвергенции (увеличения) и дивергенции (уменьшения) турбулентных потоков. Действительно, такой максимум в профиле потока тепла, осредненного по пяти сериям совместных самолетных и наземных измерений, был определен на высоте 9,5 м [6].

Вопрос об изменчивости турбулентных потоков в приповерхностном слое атмосферы продолжает интересовать исследователей, поскольку он имеет большое значение для понимания процессов, происходящих в этом слое, особенно в городской среде, где высота зданий, плотность застройки, наличие деревьев, характер подстилающей поверхности и т.п. влияют на структуру турбулентности. Приведем несколько примеров. В [7] измерения велись в условиях горизонтальной однородности при изменении рельефа местности менее чем  $\pm 0,5$  м на км во всех направлениях. Результаты измерений в слое 22,6 м показывают, что потоки момента и тепла постоянны с высотой при осреднении  $T = 1$  ч. При более коротких периодах осреднения (15 мин и менее)

потоки и их вертикальные градиенты проявляют значительную изменчивость. Предполагается, что эта изменчивость во многом связана с сильным влиянием на потоки в ПС крупномасштабных турбулентных структур, которые сверху попадают в приземный слой. Особенно чувствительны к этим структурам потоки момента. В работе [8] показан случай влияния на скорость трения скачка шероховатости (обрывистый крутой склон 20–30 м) на расстоянии 3–5 км от мачты с наветренной стороны. Числовые характеристики турбулентности на всех уровнях 300-метровой мачты увеличиваются на 50–100%: величина  $u^*$  – на 16–100% в пределах высот 10–200 м, отношение  $\sigma_w / u^*$  удваивается – от 1,3 до 2,6. При других направлениях ветра (поверхность носит ровный однородный характер,  $z_0 = 4$  см) указанные характеристики практически не изменяются с высотой вплоть до 200 м, а скорость трения – до 150–200 м. Изменчивость потоков тепла с высотой в конвективном пограничном слое, над которым располагается инверсионный слой, обсуждается в [9]. Подстилающая поверхность местности здесь достаточно плоская. Измерения велись на 7-ми уровнях между 4 м и высотой нижней границы инверсии  $z_i$ . Используются данные 8 опытов продолжительностью 75 мин в безоблачных условиях. Показано, что нормированные потоки тепла монотонно уменьшаются с высотой и даже становятся отрицательными в верхней части пограничного слоя при достижении границы инверсии (в диапазоне от 0,4 до  $0,8z_i$ ). Их появление в верхней части АПС, по мнению авторов, связано с нисходящим переносом больших конвективных структур из слоя инверсии обратно в пограничный слой.

В [10] исследована структура потока внутри и выше городского слоя методом моделирования. Профили кинетической энергии и напряжения трения показывают явно выраженный максимум непосредственно выше уровня городского слоя. Согласно [1] этот слой простирается от поверхности земли до уровня крыш домов  $z_h$ . Аналогичный максимум отмечен в [11], где характеристики турбулентности измерялись внутри и выше городского слоя в г. Саппоро, Япония. Высота крыш домов составляла 7 м, измерения велись на высотах 5,4, 10,3, 18,35 и 45 м над землей. Профили стандартных отклонений продольной компоненты  $\sigma_u$  имеют небольшой максимум несколько выше  $z_h$ , тогда как профили  $\sigma_v$  и  $\sigma_w$  (стандартные отклонения поперечной и вертикальной компонент ветра) не изменяются с высотой. На вертикальном профиле напряжения трения видно, что его максимальная величина  $\tau_{\max}$  имеет место на высоте примерно 10,5 м, что в 1,5 раза выше городского слоя шероховатости. После максимума значения  $\tau$  плавно уменьшаются с высотой, при этом никакой функциональной зависимости между ними не установлено.

Полноценные данные кинематического потока тепла  $H$  и скорости трения  $u^*$  получены в городском слое шероховатости Оклахома Сити [12]. Измерения велись одновременно на 5-ти 10-метровых мачтах, расположенных в разных точках. До высоты 85 м измерения обеспечивались с помощью подвешенного троса. Показано, что осредненные по всем 5-ти мачтам значения  $H$  и  $u^*$  увеличиваются с высотой от 2,5 до 10 м. Выше этого уровня потоки тепла в пределах 10% остаются постоянными вплоть до 80 м, тогда как скорости тре-

ния продолжают расти до 20 м, а затем либо остаются постоянными, либо продолжают увеличиваться.

В [13] показано, что со стороны северо-западного направления мачты высотой 200 м область разгона не имеет препятствий на протяжении 2,5 км. При ветре указанного направления в неустойчивых условиях скорость трения незначительно увеличивается до 100 м, а затем уменьшается до 180 м; при других направлениях ветра величина  $u_*$  остается постоянной во всем 200 метровом слое. Потоки тепла в этих же условиях имеют сильную дивергенцию, начиная с 20 м. Отношение нормированных потоков температуры  $H_{180}/H_{20}$  составляет 20–50 % при всех направлениях ветра.

Измерения турбулентных потоков тепла и количества движения на высотной метеорологической мачте (ВММ) в г. Обнинске до сих пор фактически не проводились. Имеется лишь одна работа [14], в которой представлены эти характеристики, полученные в 300-метровом слое при конвективных условиях. Достоверность этих результатов невелика, поскольку пульсации вертикальной компоненты скорости ветра измерялись грубым, инерционным механическим прибором – бифлюгером, который мог более-менее устойчиво работать при скорости ветра 3–4 м/с и более.

### Методика измерений

В 2009–2010 г ВММ претерпела капитальный ремонт, ее измерительный комплекс существенно изменился в плане оснащения новыми современными приборами, что позволяет проводить исследования на принципиально другом уровне (например, измерять характеристики атмосферной турбулентности одновременно в ПС и АПС, исследовать потоки влаги во всем 300-метровом слое). Основная цель нашего исследования заключается в изучении поведения профилей потока температуры  $H(z)$  и скорости трения  $u_*(z)$ , начиная с высоты 4 м от поверхности земли и до высоты 265 м в условиях неустойчивой стратификации. Результаты, представленные в данной работе, получены в течение трех последних лет. Всего проведено 24 серии измерений, из них половина в 2012 г. Было задействовано 8 акустических анемометров, которые располагались на высотах 4, 16, 25, 73, 121, 169, 217 и 265 м. Все требования, связанные с установкой и нивелированием анемометров на мачте, были соблюдены. Согласно [15], отклонение анемометра на  $1^\circ$  от вертикали едва ли сказывается на измерениях средних значений и стандартных отклонений измеряемых параметров. Однако когда речь идет о потоках момента указанный выше наклон дает ошибку примерно 8,5 %.

Большинство современных акустических анемометров имеют возможность измерять температуру воздуха так называемым акустическим способом. Эта температура в настоящее время широко используется (в том числе в нашем случае) для вычисления потоков тепла. В [16] проведены сравнения потоков тепла, с использованием пульсаций температуры, измеренных одновременно акустическим анемометром и малоинерционной термопарой. Пока-

зано, что “акустическую температуру” вполне можно использовать для измерения потоков тепла и влаги в условиях неустойчивой стратификации.

Как известно, поток температуры  $H$  и скорость трения  $u_*$  определяются выражениями:

$$H = \overline{w'T'} = \sigma_w \sigma_T r_{wT} \quad (1)$$

$$u_* = \sqrt{\overline{w'u'}} = \sqrt{\sigma_w \sigma_u r_{wu}}, \quad (2)$$

где  $w'$ ,  $u'$  и  $T'$  – соответственно пульсации вертикальной и горизонтальной компонент вектора скорости ветра и температуры воздуха,  $\sigma_{w,u,T}$  – их стандартные отклонения, а  $r_{wT}$  и  $r_{wu}$  – коэффициенты корреляций для потоков тепла и трения. При расчетах турбулентных потоков возникают вопросы периода осреднения и частоты квантования. Решение этих вопросов определяется спектральными характеристиками исследуемых процессов и их временной и пространственной изменчивостью. Из этих соображений нами была выбрана частота квантования  $\Delta t = 0,2$  с, интервал осреднения измеряемых потоков  $T = 20$  мин. Серии измерений проводились в условиях неустойчивого конвективного пограничного слоя (градиент температуры  $\Delta T > 1,2$  °C/100 м). Отбор серий проводился с учетом направления ветра, поскольку при ветрах восточного направления (сектор 70–130°) акустические анемометры, расположенные на юго-западных ряях ВММ, попадают в подветренную тень мачты. В основном характеристики ветра имели устойчивый характер, как по скорости, так и по направлению ветра, максимальный поворот направления ветра в 300-метровом слое не превышал 50°. В большинстве серий в первой половине дня небо было безоблачное, а после полудня появлялась кучевая облачность до 5 баллов.

## Результаты измерений

На рис. 1а, б, в представлены значения стандартных отклонений  $\sigma_{w,u,T}$  в зависимости от высоты. Данные осреднены по всем сериям каждого года в отдельности; число серий в 2010 г составляло 4, в 2011 и 2012 г соответственно 8 и 12. Характер изменчивости осредненного профиля  $\sigma_u(z)$  по всем 24 сериям представлен на рис. 1а сплошной линией. Отдельно для каждого года они обозначены соответствующими значками. Профиль  $\sigma_u(z)$  показывает, что стандартные отклонения продольной компоненты скорости ветра интенсивно увеличиваются в ПС до 25 м, достигают максимума на высоте 73 м, а затем уменьшаются вплоть до 265 м. Подобный характер изменчивости  $\sigma_u$  с высотой отмечен в [10]. Там же указывается, что высота, на которой этот максимум имеет место, напрямую связана с высотой городского слоя шероховатости.

Характерно, что подобного максимума в графике  $\sigma_w = f(z)$  на рис. 1б, не наблюдается. Здесь  $\sigma_w$  сначала увеличивается, достигает максимальной величины также в районе 73 м, однако далее, в отличие предыдущего графика, остается практически постоянной во всем 300-метровом слое. Величина  $\sigma_w$  на высоте 265 м в 2,4 раза больше, чем на 4 м. Согласно [8] отдельные здания,

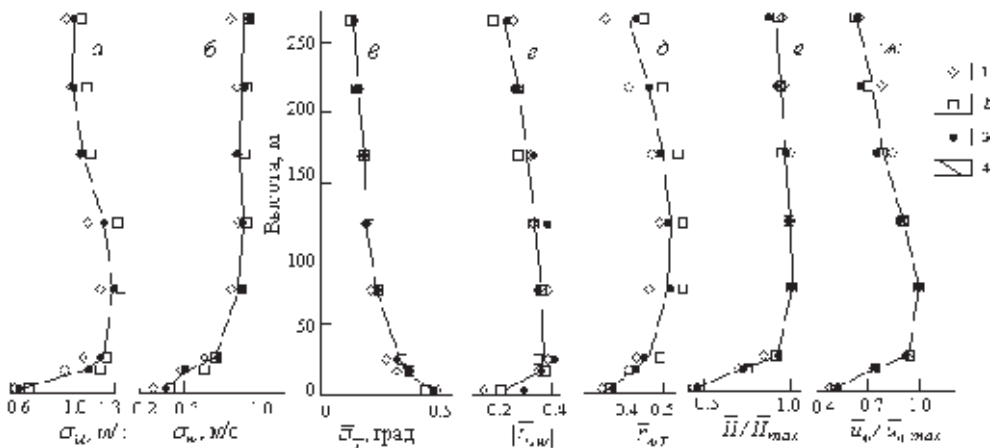
расположенные с наветренной стороны, могут влиять на  $\sigma_w$  в сторону увеличения на высотах 200 м и выше. Отметим, что различие стандартных отклонений компоненты  $w$  год от года в приземном слое (до высоты 25 м) заметно большее, чем в АПС.

Что касается пульсаций температуры осредненные значения  $\sigma_T$  по численной величине на одной и той же высоте незначительно отличаются год от года (в основном на 0,03 °C). Максимальная разность 0,05 °C имеет место на высоте 16 м, где  $\sigma_T$  в 2010-ом году составляла 0,33 °C, а в 2012-ом 0,38 °C. График зависимости  $\sigma_T(z)$  на рис.1в показывает, что величина  $\sigma_T$  уменьшается с высотой в ПС атмосферы значительно быстрее, чем в АПС. Так, в слое 4–73 м уменьшение составляет 0,22 °C (0,3 °C/100 м), тогда как в значительно большем слое 73–265 м – только 0,09 °C (0,05 °C/100 м). Величина  $\sigma_T$  на 4 м в 2,9 раза больше, чем на высоте 265 м.

### Коэффициенты корреляций

Как и предыдущие параметры, на рис. 1з, представлены осредненные коэффициенты корреляций  $r_{wu}$  и  $r_{wT}$  для серий каждого года в отдельности. Эти коэффициенты определяют связь пульсаций вертикальной компоненты скорости  $w$  соответственно с пульсациями  $u$  и  $T$ , тем самым показывают меру эффективности переноса соответственно количества движения и потока тепла в атмосфере. В отличие от всех других параметров модуль коэффициента корреляции  $r_{wu}$  имеет максимальное значение на высоте 25 м (–0,23 на 4 м и –0,4 на 25 м). После достижения максимума  $r_{wu}$  почти линейно уменьшается до высоты 265 м, где его численное значение составляет 0,23. Известно [15], что  $r_{wu}$  в неустойчивых условиях в ПС могут изменяться в широких пределах от 0 до –0,5. В данном случае диапазон изменения  $r_{wu}$  составляет от –0,15 до –0,45. Отметим, что приведенные в работе [14] численные значения  $r_{wu}$  примерно в два раза меньше, чем в данной работе, и максимума, как такового, не наблюдается.

Коэффициенты корреляций  $r_{wT}$  численно существенно больше, чем  $r_{uw}$ , особенно на высотах выше 25 м, где их значения заметно изменяются год от года. Наименьшие коэффициенты  $r_{wT}$  отмечены в 2010-ом, наибольшие – в 2011-ом году. Например, на высоте 73 м этот коэффициент в 2010-ом году был равен 0,46, а в 2011-ом – 0,55. Согласно графику  $r_{wT}(z)$  на рис. 1д, максимальная величина корреляции достигается здесь в слое 73–169 м. В окрестности максимума график имеет пологий характер. В диапазоне высот от 73 до 169 м значения  $r_{wT}$  очень близки между собой. Минимальное значение эти характеристики имеют на высоте 4 и 265 м, соответственно 0,37 и 0,41. В работе [14] показано, что на высоте 8 м величина  $r_{wT}$  равна 0,42 и близка к величине 0,43 в данной работе на высоте 16 м. Однако с высотой значения  $r_{wT}$  в [14] заметно уменьшаются и на высоте 265 м  $r_{wT} = 0,16$ , против 0,41 (см. рис. 1д).



**Рис. 1.** Зависимость осредненных значений стандартных отклонений  $\sigma_u$  (а),  $\sigma_w$  (б),  $\sigma_T$  (в), коэффициентов корреляции  $r_{uw}$  (г) и  $r_{wT}$  (д), потоков температуры  $H$  (е) и скорости трения  $u^*$  (ж) от высоты.

1–4 – осредненные профили: 1 – 2010 г.; 2 – 2011 г.; 3 – 2012 г.; 4 – для трех указанных лет

## Скорость трения $u^*$ и поток температуры $H$

Эти характеристики являются внутренними размерными параметрами пограничного слоя атмосферы, которые широко используются в теории подобия. На рис. 1е, ж приведены осредненные и нормированные на их максимальные значения  $u^* / u^*_{\max}$  и  $H / H_{\max}$  для серий того или иного года в отдельности, а также средние по всем сериям за три года (сплошная линия). Из рисунка следует, что максимальные значения скорость трения и поток температуры имеют на высоте 73 м. Отметим, что эти параметры в 2011 и 2012 годах весьма близки между собой. Наибольшее расхождение составляют величины потоков температуры на высоте 217 м, где различие между ними в 2010 и 2011 годах составляет 18 %. Значения  $H$  2010-го года несколько занижены, поскольку в 2-х сериях из 4-х стратификация атмосферы соответствовала условиям слабой неустойчивости. В приземном слое численные значения  $u^*$  и  $H$  стремительно растут, их величина на 25 м превышает значения на 4 м более чем в 1,5–2 раза. После достижения максимума отношение  $u^* / u^*_{\max}$  незначительно, практически линейно, уменьшается вплоть до 265 м. Подобный профиль скорости трения, нормированный на приземное значение  $u^*$ , с максимумом на высоте 100 м приведен в [13] при небольшом разбросе данных в зависимости от направления ветра.

## Заключение

О наличии максимумов в профилях турбулентных потоков тепла и скорости трения, которые разделяют атмосферные слои конвергенции и дивергенции, указывается во многих работах [5, 11, 17], вопрос заключается лишь в

том, на какой высоте этот максимум имеет место и с чем это связано. Например, в [5] высота максимума отмечена на 9,5 м, в [11]  $\tau_{\max}$  – на 10,5 м, в данном случае максимумы  $H$  и  $u^*$  расположены на 73 м. Ясно, что турбулентные потоки в условиях города меняются с высотой, имеют свои максимумы, которые отличаются от города к городу, от места к месту. В так называемом подслое шероховатости поток ветра локально зависит от высоты и расположения отдельных зданий и поэтому имеет довольно сложную структуру. В вертикальном плане этот подслей простирается до высоты, где ветер достигает горизонтальной однородности. Поэтому высоту, где турбулентные потоки имеют свой максимум, важно оценить количественно, поскольку с ней связана высота городского слоя шероховатости. Этот подслей, по данным [1], в 2–5 раза выше средней высоты зданий, расположенных в окрестности пункта измерения и может занимать значительную часть городского пограничного слоя, где загрязнение максимально. В этом случае принцип масштабирования по данным приземного слоя не может быть использован в пределах RSL. Вместо этого следует применять локальный масштаб, по крайней мере в верхней части городского подслоя. Так, в [17] для параметризации напряжения трения в качестве масштабов длины и скорости ветра предложено использовать высоту  $z_m$ , на которой  $u^*$  максимально и скорость имеет значение  $V_m$  на этой высоте. Таким образом, моделирование загрязнения атмосферы городской среды требует информации о характеристиках турбулентности внутри подслоя шероховатости. В дальнейшем мы планируем провести измерения  $u^*$  и  $H$  в устойчивых и нейтральных условиях и оценить их зависимость от направления ветра (застройки города).

### *Литература*

1. Roth M. Review of atmospheric turbulence over cities // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 2000. V. 126. P. 1941–1990.
2. Копров Б.М. Об экспериментальном исследовании изменчивости потока тепла в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР, ФАО. 1975. Т. 11. №7. С. 743–746.
3. Мордухович М.И. Прямые измерения турбулентных потоков на двух высотах в приземном слое атмосферы // Известия АН СССР. ФАО. 1966. Т. 2. № 8. С. 786–803.
4. Копров Б.М. Прямые измерения турбулентных потоков тепла с борта самолета // Изв. АН СССР. ФАО. 1965. Т. 1. № 6. С. 643–647.
5. Зубковский С.Л. Вертикальные профили характеристик турбулентности в приземном и пограничном слоях атмосферы при неустойчивой стратификации // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 1. С. 44–52.
6. Кухарец В.П. О связи характеристик турбулентности приземного и пограничного слоев атмосферы / Под ред. Цванга Л.Р. и Яглома А.М. // Физика атмосферы и проблемы климата. М.: Наука, 1980. С. 162–193.
7. Haugen D.A. An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1971. V. 97. № 412. P. 168–180.
8. Bowen B.M. Near-Neutral Surface Turbulence at the Boulder Atmospheric Observatory Tower: Evidence of Increasing Vertical Turbulence with Height // J. Appl. Meteorol. 2000. V. 39. P. 716–724.



9. *Caughey S.J.* Vertical heat flux in the convective boundary layer // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1977. V. 103. P. 811–815.
10. *Kastner-Klein P.* Mean flow and turbulence characteristic in an urban roughness sublayer // *Boundary-Layer Meteorology.* 2004. V. 111. P. 55–84.
11. *Oikawa S.* Turbulence Characteristics and Organized Motion in a Suburban Roughness Sublayer // *Boundary-Layer Meteorol.* 1995. V. 74. P. 289–312.
12. *Garvey D.M., Huynh G.D., Kipp C.L. et al.* Profiles of TKE and Sensible Heat and Momentum Fluxes in the Roughness Sub-Layer of a City. Dennis Garvey, U.S. Army Research Laboratory, AMSRD-ARL-CI-ES, Adelphi, MD 20783, e-mail: dgavey@arl.army.mil.
13. *Verkaik J.W.* Wind Profiles, Momentum Fluxes and Roughness Lengths at Cabauw Revisited / Ed. Verkaik J.W., Holtslag A.M. // *Address for Offprints.* 2006. P. 1-24. Royal Netherlands Meteorological Institute (KNMI), PO Box 201, 3730 AE De Bilt, the Netherlands.
14. *Петрова Л.И.* Турбулентные потоки тепла и количества движения в 300-метровом слое атмосферы при конвекции // *Тр. ИЭМ.* 1974. Вып. 6 (44). С. 57–68.
15. *Kaimal J.C.* Measurement of momentum and heat flux variations in the surface layer // *Radio Science.* 1969. V. 4. № 12. P. 1147–1153.
16. *Schotanus P.* Temperature measurements with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes // *Bond.-Layer Meteorol.* 1983. V. 26. № 1. P. 81–93.
17. *Rotach M.W.* Profiles of Turbulence Statistics in and above an Urban Street Canyon // *Atmos. Environ.* 1995. V. 29. P. 1473–1486.

# Динамика температурной и ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы по результатам акустического зондирования

*О.Ф. Канегешева<sup>1</sup>, Н.П. Красненко<sup>2,3</sup>, Л.Г. Шаманева<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет

<sup>2</sup>Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск

<sup>3</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники;

<sup>4</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

Знание характеристик атмосферной турбулентности имеет фундаментальное значение для исследования структуры и динамики атмосферного пограничного слоя (АПС) и построения его математической модели. Эффективным средством для их измерения являются акустические локаторы (содары). Моностатические содары используются для исследования термической структуры АПС и для определения профилей структурных характеристик температуры  $C_T^2$  по интенсивности обратно рассеянного сигнала. Доплеровские трехкомпонентные моностатические содары широко используются для измерения вертикальных профилей вектора скорости ветра в пограничном слое атмосферы. Из их измерений определяют также вертикальные профили структурных характеристик скорости ветра  $C_V^2$ .

В [1–5] был предложен и реализован метод акустического зондирования вертикальных профилей структурных характеристик температуры и скорости ветра с учетом турбулентного ослабления звука, впервые позволяющий одновременно получать эти параметры и исследовать их взаимосвязь. Сопоставление содарных данных с данными локальных измерений показало, что расхождение, к примеру, содарных и локальных измерений  $C_T^2$  в среднем составляет 40 % и может достигать 2–5 раз в зависимости от атмосферных условий, что было объяснено неучетом турбулентного ослабления. Метод базируется на оригинальном замкнутом итерационном алгоритме обработки содарных данных. В данной работе предложенный метод используется для анализа временной динамики одновременно структуры температурной и ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы.

При анализе случайного поля скорости ветра в атмосфере в качестве основных характеристик мелкомасштабных пульсаций используются структурные функции – средние квадраты разностей компонентов скорости ветра, измеренных в двух различных точках [6]. Применение содаров для зондирования атмосферы позволяет получать длинные временные ряды вертикальных профилей вектора скорости ветра и рассчитать структурные функции для разнесения точек наблюдения вплоть до нескольких сотен метров [7–10] с использованием соотношения

$$D_{V_i}(\Delta r) = \left\langle \left[ V_i(r) - V_i(r + \Delta r) \right]^2 \right\rangle, \quad (1)$$

где  $\Delta r$  – разнос точек наблюдения, одна из которых расположена в точке  $r$ ,  $V_i$  – компонент скорости ветра вдоль направления наблюдения, угловыми скобками обозначено усреднение по ансамблю реализаций. В соответствии с [10], разнос точек наблюдения выбирался в горизонтальном или вертикальном направлении. В первом случае рассчитывалась структурная функция  $D_{rr}$  из вертикального компонента скорости, измеренного содаром в одном стробе с разной временной задержкой, а во втором рассчитывалась структурная функция  $D_{tz}$  из вертикального компонента скорости ветра, измеренного содаром в разных стробах, разнесенных на различные расстояния. Структурные характеристики скорости ветра  $C_{V_i}^2$  рассчитывались из соответствующих структурных функций

$$C_{V_i}^2 = D_{V_i} / \Delta r^{2/3}. \quad (2)$$

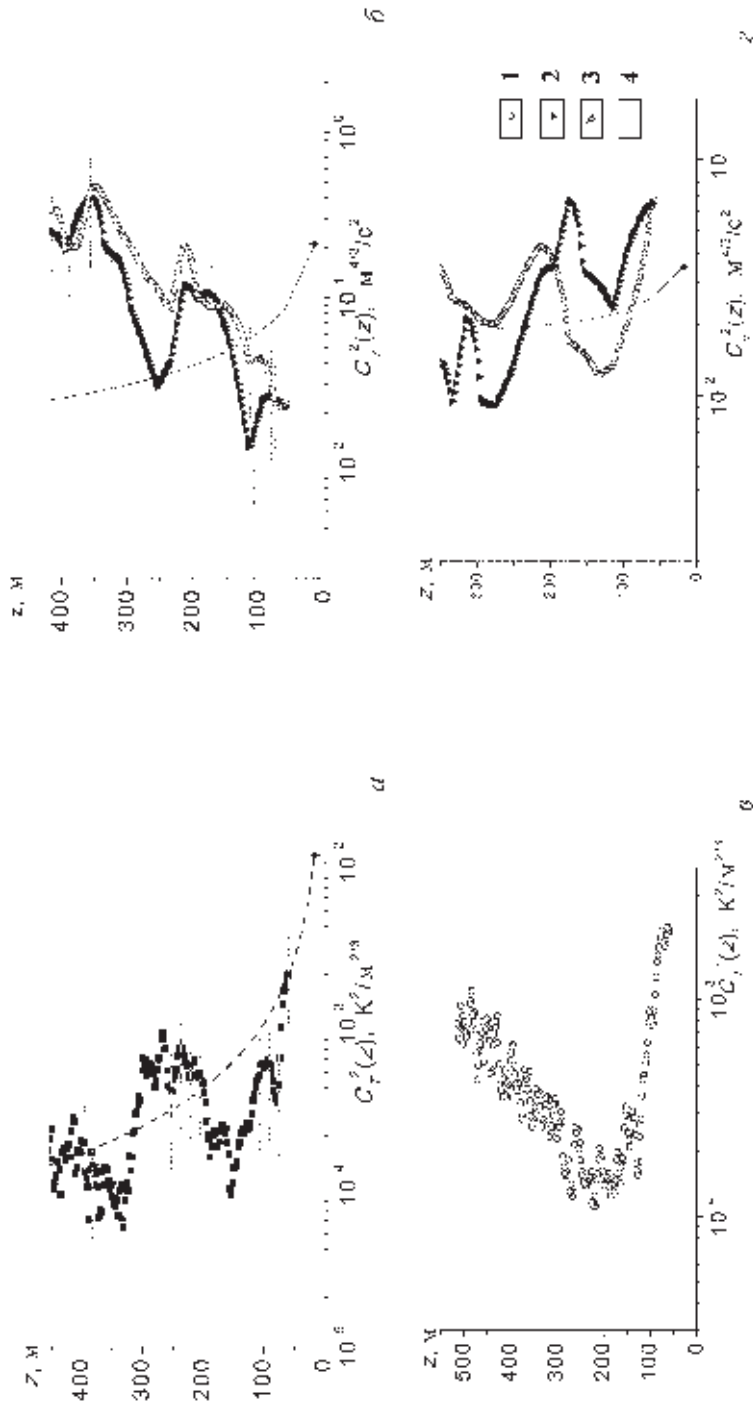
Представленный метод акустического зондирования атмосферной турбулентности с учетом турбулентного ослабления позволяет одновременно восстанавливать вертикальные профили структурных характеристик температуры и скорости ветра и исследовать их взаимосвязь.

На рис. 1 приведены синхронные вертикальные профили структурных характеристик температуры  $C_T^2(z)$  и скорости ветра, рассчитанные для вертикального (обозначенные  $C_{V_z}^2$ ) и горизонтального разноса точек наблюдения (обозначенные  $C_{V_t}^2$ ) по результатам измерений содаром “Звук-2” [11] с рабочей частотой 1700 Гц в утренние (10 ч, а и б) и вечерние часы (16 ч, в и г). Время усреднения составляло 10 минут.

Временная динамика структурных функций и характеристик скорости ветра рассчитывалась также из данных регулярных наблюдений вертикальных профилей вектора скорости ветра доплеровским минисодаром AV4000 [12]. Рабочая частота минисодара составляла 4900 Гц, длительность импульса излучения 60 мс, период посылки импульсов  $\Delta t = 4$  с, излучение посылалось под углами  $76^\circ$ ,  $90^\circ$  к горизонту. Высотные профили трех компонентов  $V_x(z_k)$ ,  $V_y(z_k)$  и  $V_z(z_k)$  вектора скорости ветра  $V(z_k)$  измерялись в  $M = 40$  стробах  $z_k$  вертикальной протяженностью  $\Delta z = 5$  м в диапазоне высот 20–200 м. Обработывались серии из  $N = 150, 300$ , и  $375$  профилей, что обеспечивало получение структурных функций, усредненных за 10-, 20-, и 25-минутный период, соответственно. Методика, аппаратура и процедура выборки данных при анализе временной динамики поперечной и продольной структурных функций поля скорости ветра описаны в [10].

Временная продольная и поперечная структурные функции поля скорости ветра для каждого строба  $z_k$  рассчитывались по формулам:

$$D_{rr}(z_k, n\Delta t \langle V(z_k) \rangle) = \frac{1}{N - n - 1} \sum_{j=1}^{N-n-1} [V'_{j+n}(z_k) - V'_j(z_k)]^2, n = 1, \dots, N/5, \quad (3)$$



**Рис. 1.** Профили измеренных содаром структурных характеристик температуры  $C_T^2$  и скорости ветра  $C_w^2$

1, 2 – точки наблюдения; 1 – горизонтальный разнос, 2 – вертикальный; 3 – локальные измерения микропульсационными датчиками; 4 – модельный профиль, рассчитанный из данных локальных измерений

$$D_{it}(z_k, n\Delta t \langle V_z(z_k) \rangle) = \frac{1}{N-n-1} \sum_{l=1}^{N-n-1} [V_{z,j+n}(z_k) - V_{z,j}(z_k)]^2, n=1, \dots, N/5, \quad (4)$$

где

$$V'_j(z_k) = \left\{ V_{x,j} \langle V_x(z_k) \rangle + V_{y,j}(z_k) \langle V_y(z_k) \rangle + V_{z,j}(z_k) \langle V_z(z_k) \rangle \right\} / \left| \langle V(z_k) \rangle \right| \quad (5)$$

– продольный компонент вектора скорости ветра в стробе  $z_k$  по результатам единичного измерения,

$$\langle V_i(z_k) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N V_{i,j}(z_k), i = x, y, z, \quad (6)$$

$$|\mathbf{V}(z_k)| = \sqrt{\langle V_x(z_k) \rangle^2 + \langle V_y(z_k) \rangle^2 + \langle V_z(z_k) \rangle^2}, \quad (7)$$

$$V'_j(z_k) = \left\{ V_{x,j} \langle V_x(z_k) \rangle + V_{y,j} \langle V_y(z_k) \rangle + V_{z,j}(z_k) \langle V_z(z_k) \rangle \right\} / \left| \langle \mathbf{V}(z_k) \rangle \right| \quad (8)$$

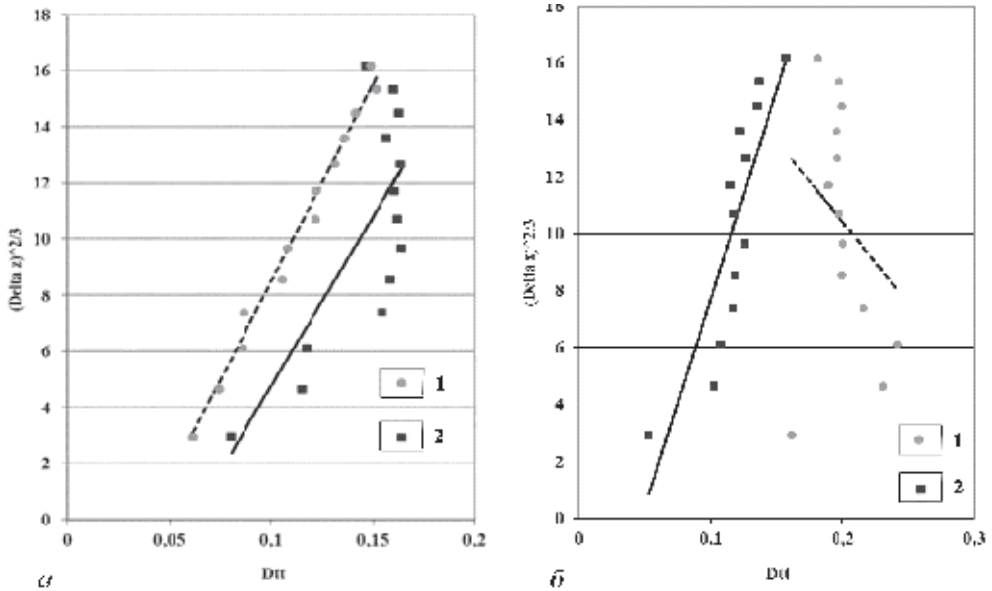
– продольный компонент вектора скорости ветра по результатам единичного измерения для высотного строга  $z_k$ ,  $\langle \mathbf{V}(z_k) \rangle$  – вектор скорости ветра в стробе  $z_k$ , усредненный за период измерения  $T = N\Delta t$ .

На рис. 2 приведен пример зависимостей поперечных структурных функций  $D_{it}$ ,  $m^2/c^2$  от  $\Delta r^{2/3}$  для баз  $r$ , указанных в подписи к рисунку, построенных по результатам содарных измерений. Из рисунка видно, что формула (2) хорошо выполняется для баз 20 и 50 м, удовлетворительно описывает поведение  $D_{it}$  для базы 80 м, и не выполняется для базы 200 м. Данные зависимости могут служить критерием применимости формулы (2) для нахождения структурной характеристики скорости ветра из структурных функций, как показано в [13].

Рисунки 3 *a–e* иллюстрируют синхронную временную динамику температурной (факсимильная запись сигнала рис. 3 *a, z*) и ветровой турбулентности (рис. 3 *б, д* – поперечная ( $D_{it}$ ) и рис. 3 *в, e* продольная ( $D_{it}$ ) структурные функции скорости ветра) в нижнем 200-м слое атмосферы в градациях искусственного цвета для двух 10-минутных серий минисодарных измерений [5]. Дата и время начала измерений указаны на факсимильных записях термической структуры АПС (рис. 3 *a, z*).

В целом обрабатывались данные непрерывных минисодарных измерений в течение 6 суток. Для построения факсимильной записи термической структуры АПС для каждых суток измерений из файла данных брались амплитуды сигнала за 1 час, нормировались по заданному растровому файлу палитры и распределялись по высоте. Для динамического представления факсимильные записи вычислялись с заданным сдвигом во времени, который в нашем случае составлял 16 секунд. Временные поперечная (рис. 3 *б, д*) и продольная (рис. 3 *в, e*) структурные функции поля скорости ветра вычислялись по аналогичному алгоритму.

На представленных факсимильных записях термической структуры отчетливо видна перьевая структура АПС, характерная для условий дневной конвекции, верхняя граница которой подвержена квазипериодическим колебани-



**Рис. 2.** Поперечные структурные функции скорости ветра в зависимости от разности точек наблюдения для различных баз.  
*a:* 1 – 20 м, 2 – 80 м; *б:* 1 – 50 м, 2 – 200 м

ям и имеет выраженную тенденцию к увеличению высоты за период наблюдения.

Величины поперечной (рис. 3 б, д) и продольной (рис. 3 в, е) структурных функций в  $m^2/c^2$ , в градациях цвета, указаны справа от рисунков. Видно, что поперечная структурная функция много меньше продольной, что указывает на сильную анизотропию атмосферных флуктуаций в продольном и поперечном направлении и сдавливании мелкомасштабной турбулентности в вертикальном направлении, отмеченном также в [13]. Поведение продольной структурной функции также характеризует динамику высоты слоя перемешивания  $h$  [14]. Так, например, из рис. 3 в и рис. 3 е следует, что  $h \sim 170$  м и остается практически неизменной в течение 10 мин.

На рис. 3 а, г хорошо видна картина перемежающейся температурной турбулентности в условиях неустойчивой стратификации атмосферы (термики), а на рис. 3 б, в, д, е – периодическое появление ветровых сдвигов различных масштабов.

Проведенные в данной работе измерения и обработка данных впервые позволили визуализировать структуру как температурной, так и ветровой турбулентности в нижнем 200-метровом слое атмосферы в реальном масштабе времени, что, в частности, может быть использовано в метеорологических службах аэропортов для обнаружения ветровых сдвигов и, соответственно, для повышения безопасности взлета и посадки самолетов.

Акустические локаторы (содары) являются как раз тем инструментом, который позволяет оперативно, в реальном времени, контролировать структуру и динамику нижней атмосферы [15].

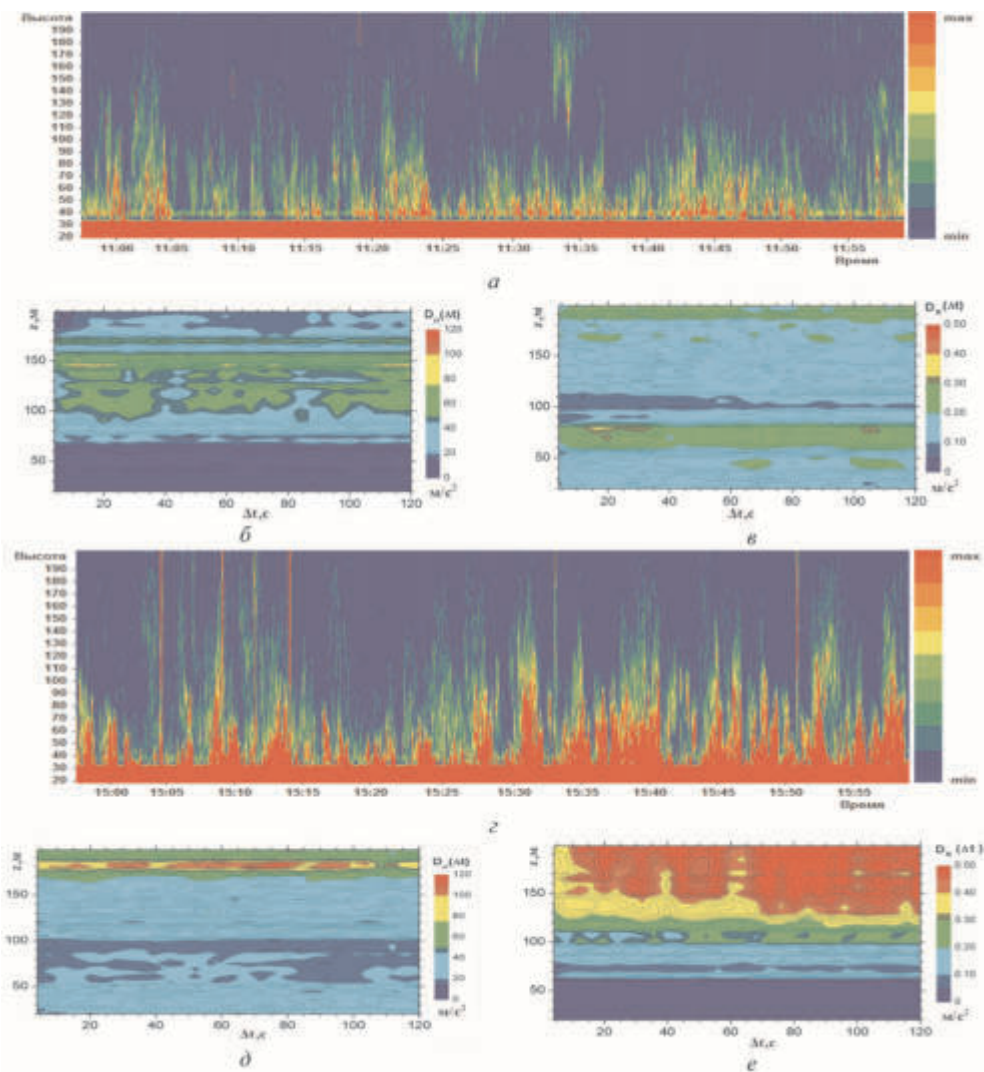


Рис. 3. Динамика структуры температурной и ветровой турбулентности в нижнем 200-метровом слое атмосферы с 11:00 (а-в) и с 15:00 (z-e)

### Литература

1. Krasnenko N.P., Shamanaeva L.G. Sodar measurements of the structural characteristics of temperature fluctuations and the outer scale of turbulence // Meteorol. Zeitschrift. 1998. V. 7. №. 6. P. 392–397.
2. Shamanaeva L.G. New method of acoustic sounding of the parameters of atmospheric turbulence // Proc. SPIE. 1999. V. 3983. P. 344–349.
3. Shamanaeva L.G. Interpretation of the data of simultaneous sodar measurements of vertical profiles of  $C_T^2$  and  $C_V^2$  in the atmospheric boundary layer // Proc. SPIE. 2000. V. 4341. P. 316–322.

4. *Шаманаева Л.Г.* Акустическое зондирование структурных характеристик температуры и скорости ветра с учетом турбулентного ослабления // Известия Вузов. Физика. 2008. № 11. С. 82–88.
5. *Krasnenko N.P., Shamanaeva L.G.* Retrieval of the temperature and velocity structure parameters from sodar data with allowance for the excess turbulent attenuation // Extended Abstracts of Presentations from the 16<sup>th</sup> Int. Symp. for the Advancement of Boundary-Layer Remote Sensing. – Boulder, Colorado. 2012. P. 64–67.
6. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II: Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
7. *Богушевич А.Я., Шаманаева Л.Г.* Структурные функции поля скорости ветра в атмосфере по данным акустического зондирования // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 1. С. 54–57.
8. *Shamanaeva L.G.* Sodar-derived structural functions of the wind velocity field // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. V. 1, 2008 /14<sup>th</sup> Intern. Symp. for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing. Risø National Laboratory, DTU, Denmark. P. 012007-1 – 012007-6.
9. *Андервуд К.Х., Шаманаева Л.Г.* Характеристики турбулентности по данным минисодара // Известия Вузов. Физика. 2010. № 5. С. 85–90.
10. *Coulter R.L.* A case study of turbulence in the stable nocturnal boundary layer // Bound. Layer Meteor. 1990. V. 52. P. 75–91.
11. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск: Водолей, 2001. 279 с.
12. URL: <http://minisodar.org>.
13. *Coulter R.L., Pekour M.S., Martin T.J.* A comparative study of sodar-derived dissipation rates in urban and suburban environments // Proc. 12<sup>th</sup> ISARS. Cambridge, UK, 2004. P. 181-184.
14. *Kouznetsov R., Kallistratova M.* Anisotropy of a small-scale turbulence in the atmospheric boundary layer and its effect on acoustic backscattering // Proc. 14<sup>th</sup> Int. Symp. for the Advancement of Boundary-Layer Remote Sensing. Paris, 2010. <http://www.isars2010.uvsq.fr>. P. O-TUR/02-1–O-TUR/02-4.
15. *Красненко Н.П., Стафеев П.Г., Шаманаева Л.Г., Категешева О.Ф.* Динамика структуры температурной и динамической турбулентности в нижних слоях атмосферы по результатам акустического зондирования атмосферы // Известия вузов. Физика. 2012. Т. 56. № 6. С. 228–232.



# Турбулентные потоки аэрозоля на опустыненных территориях

Г.И. Горчаков<sup>1</sup>, А.В. Карпов<sup>1</sup>, Д.В. Бунтов<sup>2</sup>, Г.А. Курбатов<sup>3</sup>

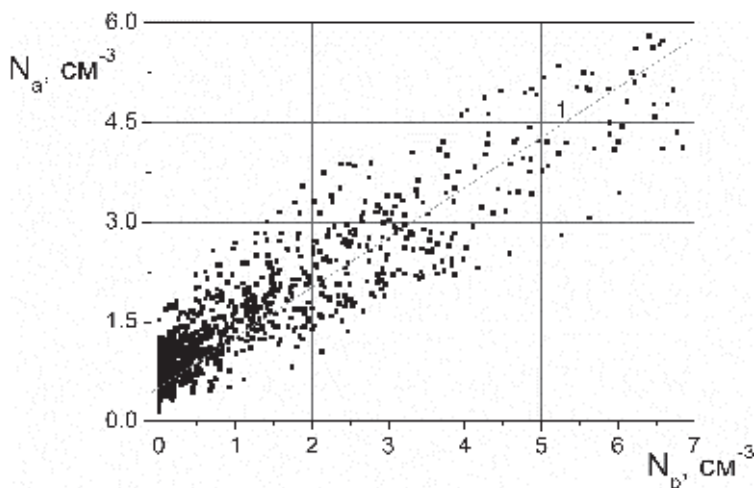
<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Московский государственный университет приборостроения и информатики, г. Москва

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва

С опустыненных территорий в атмосферу выносятся большое количество минерального аэрозоля, который прямо и косвенно влияет на радиационный режим атмосферы. Потоки аэрозоля, как правило, оцениваются по интенсивности сальтации («твёрдый расход»), которая в свою очередь восстанавливается [1–3] по известному или прогнозируемому значению динамической скорости [3]. Экспериментальные данные о турбулентных потоках аэрозоля, полученные в естественных условиях, представляют особый интерес.

В данной работе представлены некоторые результаты исследований процесса выноса аэрозоля с опустыненных территорий в Астраханской области. Параметры сальтации определялись с помощью четырёхканального фотоэлектрического счётчика [8] и по данным скоростной видеосъёмки сальтирующих песчинок [7], а характеристики аэрозоля с помощью модернизированного счётчика частиц аэрозоля ОЭАС-05 [9].



**Рис. 1.** Корреляция счётной концентрации  $N_a$  частиц аэрозоля с размерами больше 0.5 мкм на высоте 10 см и сальтирующих песчинок с размерами больше 50 мкм на высоте 3 см (1 – прямая регрессии)

Статистический анализ данных измерений счётных концентраций сальтирующих песчинок  $N_p$  и частиц аэрозоля  $N_a$  показал, что они в целом хорошо коррелируют друг с другом. На рис. 1 показана корреляционная диаграмма  $N_a - N_p$ , построенная по данным синхронных измерений  $N_a$  и  $N_p$  в Астрахан-

ской области на территории заказника «Пески Берли» 16.08.2009. Коэффициент корреляции для наблюдаемых вариаций  $N_a$  и  $N_p$  оказался равным 0.93, а корреляционная связь между  $N_a$  и  $N_p$  с удовлетворительной точностью описывается прямой регрессии

$$N_a = 0.75 N_p + N_b \quad (1)$$

(1 на рис. 1), где фоновая концентрация аэрозоля  $N_b = 0.5 \text{ см}^{-3}$ . Представленные результаты свидетельствуют о справедливости гипотезы об определяющем влиянии сальтации на вынос аэрозоля с песчаных опустыненных территорий и дают возможность количественно оценить взаимосвязь между различными параметрами сальтации и характеристиками аэрозоля.

Турбулентные потоки аэрозоля определялись корреляционным и градиентным методами. При квазистационарных условиях вертикальный турбулентный поток аэрозоля определяется соотношением

$$F_t = \overline{N'w'}, \quad (2)$$

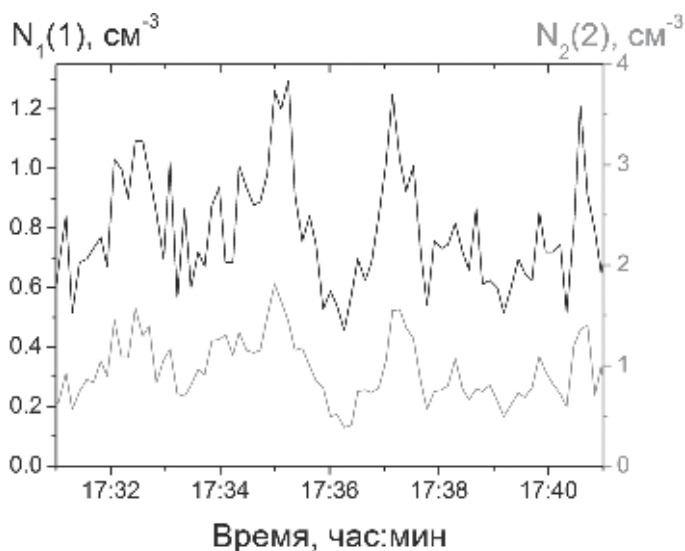
где  $N'$  и  $w'$  – отклонения концентрации частиц аэрозоля  $N$  и вертикальной компоненты скорости ветра  $w$  от их средних значений  $\overline{N}$  и  $\overline{w}$  (черта означает осреднение по времени). Следует отметить, что при вихревом выносе аэрозоля [10] следует пользоваться соотношением  $F = \overline{Nw}$ . Для оценки вертикального потока аэрозоля градиентным методом можно воспользоваться приближенной формулой [3]

$$F_g = ku_* \frac{[\overline{N}_a^{(2)} - \overline{N}_a^{(1)}]}{\ln(z_2 / z_1)}, \quad (3)$$

где  $\overline{N}_a^{(1)}$  и  $\overline{N}_a^{(2)}$  – средние концентрации аэрозоля на уровнях  $z_1$  и  $z_2$ ,  $u_*$  – динамическая скорость и  $k = 0.4$  – постоянная Кармана. Оценки потоков  $F_g$  можно уточнить [11], если известны значения масштаба Монина – Обухова [12].

При генерации аэрозоля на опустыненных территориях под воздействием ветропесчаного потока наблюдаются сильные флуктуации дифференциальных счётных концентраций частиц аэрозоля [9, 13]. Измерения дифференциальных счётных концентраций выполнялись для частиц размером от 0.5 до 20 мкм [9]. Турбулентные потоки рассчитывались по данным измерений для частиц размером от 0.5 до 5.0 мкм в 6 каналах фотоэлектрического счётчика: 0.5–0.7, 0.7–1.0, 1.0–1.5, 1.5–2.0, 2.0–3.0 и 3.0–5.0 (размеры в мкм). Примеры результатов измерений дифференциальных счётных концентраций приведены на рис. 2 (см. также [9, 14]). Важно, что дифференциальные счётные концентрации  $N_k$  ( $k$  – номер канала) тесно коррелируют друг с другом [9, 13]. В рассматриваемом случае коэффициент корреляции равен 0.86.

В 2009–2013 гг. были выполнены систематические измерения флуктуаций  $N_k$  и пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра  $w$  на опустыненных территориях в Астраханской обл., что позволило определить дифференциальные счётные потоки аэрозоля корреляционным методом. В табл. 1 приведены примеры результатов расчётов счётных вертикальных турбулентных



**Рис. 2.** Флуктуации счетных концентраций частиц аэрозоля частиц размером 0.5–0.7 мкм (1) и 0.7–1.0 мкм (2) по данным измерений 24.08.11 на песчаной территории вблизи р. Волги в Ахтубинском р-не Астраханской обл.

*Таблица 1*

Вертикальные счетные турбулентные потоки аэрозоля по данным измерений 23.08.11 на песчаной территории вблизи р. Волги

Время	Турбулентные потоки аэрозоля $F_k$ , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ с размерами частиц, мкм					
	0.5–0.7	0.7–1.0	1.0–1.5	1.5–2.0	2.0–3.0	3.0–5.0
11:30	0.68	0.57	0.42	0.16	0.10	0.02
12:50	1.38	1.19	0.87	0.30	0.18	0.03
13:50	1.26	1.26	1.01	0.37	0.20	0.03
14:30	1.10	1.15	1.03	0.38	0.23	0.04
15:10	1.19	1.27	1.06	0.42	0.22	0.04
16:40	0.40	0.44	0.35	0.12	0.07	0.01
17:30	0.31	0.32	0.27	0.11	0.06	0.01

потоков аэрозоля по данным измерений на песчаной территории вблизи р. Волги 23.08.2011.

Согласно табл. 1 турбулентные потоки  $F_k$  для частиц размером от 0.5 до 0.7 мкм и от 0.7 до 1.0 мкм достигают значений 1.1–1.4  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . По данным измерений  $F_k$  нетрудно оценить массовые турбулентные потоки  $\Psi_k$  (табл. 2). Для рассматриваемого случая максимальные значения массовых потоков (до  $3.8 \times 10^{-2}$   $\text{мкг м}^{-2}\text{с}^{-1}$ ) наблюдаются для частиц, размер которых варьирует в диапазоне 2.0–3.0 мкм. Следует отметить, что на опустыненной территории в Приаралье дифференциальные турбулентные потоки аэрозоля были заметно больше [15].

Вертикальные массовые турбулентные потоки аэрозоля по данным измерений  
23.08.11 на песчаной территории вблизи р. Волги

Время	Турбулентные потоки аэрозоля $\Psi_k$ , $10^{-2}$ мкг $m^{-2}c^{-1}$ с размерами частиц, мкм					
	0.5–0.7	0.7–1.0	1.0–1.5	1.5–2.0	2.0–3.0	3.0–5.0
11:30	0.15	0.36	0.85	0.91	1.58	1.43
12:50	0.31	0.76	1.78	1.71	2.86	1.84
13:50	0.29	0.81	2.06	2.06	3.24	2.31
14:30	0.25	0.74	2.11	2.11	3.78	2.71
15:10	0.27	0.82	2.17	2.35	3.57	2.63
16:40	0.09	0.28	0.71	0.69	1.18	0.85
17:30	0.07	0.21	0.54	0.59	1.00	0.61

Большой интерес представляют нормированные турбулентные потоки или скорости выноса аэрозоля

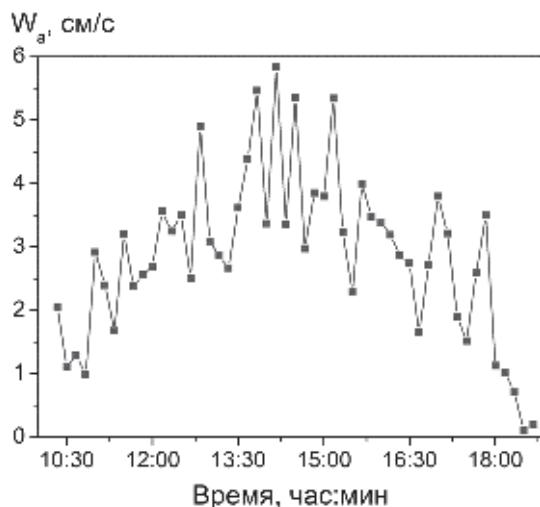
$$W_a = F / \bar{N}, \quad (4)$$

которые сравнительно слабо зависят от размера его частиц [15]. Пример дневного хода  $W_a$ , рассчитанного по данным измерений флуктуаций дифференциальных счётных концентраций частиц аэрозоля  $N_k$  и турбулентных пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра  $w$  на песчаной территории вблизи р. Волги 23.08.2011 представлен на рис. 3. Видно, что вблизи полудня скорость выноса достигает 5–6 см/с. Отметим, что максимальное значение скорости выноса аэрозоля в Приаралье [15] превышало 10 см /с.

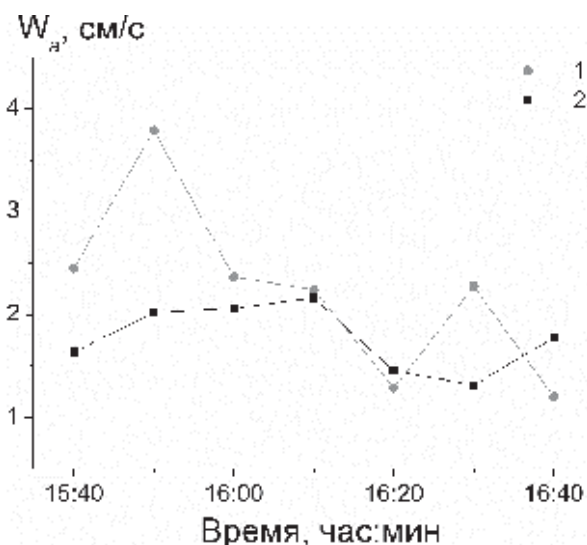
В сентябре 2013 г. на песчаной территории вблизи р. Волги были выполнены синхронные измерения флуктуаций счётных концентраций аэрозоля на уровнях  $z_1 = 0.5$  м и  $z_2 = 1.5$  м и турбулентных пульсаций трех компонент скорости ветра. Пример результатов восстановления скорости выноса аэрозоля корреляционным методом (1) и градиентным методом (2) представлен на рис. 4. (23.09.2013). Нетрудно видеть, что результаты измерений скорости выноса частиц аэрозоля двумя различными методами удовлетворительно согласуются друг с другом.

Таким образом, разработаны и реализованы методы измерений вертикальных турбулентных потоков аэрозоля на опустыненных территориях, выполнены измерения счётных и массовых дифференциальных турбулентных потоков частиц аэрозоля, размер которых варьирует от 0.5 до 5.0 мкм, определены скорости выноса аэрозоля с опустыненной территории в Астраханской области и показано, что результаты восстановления турбулентных потоков аэрозоля градиентным и корреляционным методом удовлетворительно согласуются друг с другом.

Полученные результаты дают возможность разрабатывать методики прогноза выноса аэрозоля с опустыненных территорий, основанные на данных полевых измерений.



**Рис. 3.** Изменение скорости выноса аэрозоля по данным измерений 23.08.2011 на песчаной территории вблизи р. Волги



**Рис. 4.** Результаты сравнения расчетов скорости выноса аэрозоля корреляционным (1) и градиентным (2) методом по данным измерений 26.09.2013 на песчаной территории вблизи р. Волги

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты 12-05-31105 и 14-05-00523).

Авторы благодарят О.Г. Чхетиани за полезные обсуждения и А.В. Соколова за помощь в проведении измерений.

## Литература

1. *Shao Y.* Physics and modeling of wind erosion. New York: Springer, 2008. 452 p.
2. *Zheng X.* Mechanics of windblown sand movements. Berlin: Springer – Verlag, 2009. 290 p.
3. *Семёнов О.Е.* Введение в экспериментальную метеорологию и климатологию песчаных бурь. Алматы: КазНИИЭЖ, 2011. 580 с.
4. *Горчаков Г.И., Титов А.А., Бунтов Д.В.* Параметры нижнего слоя сальтации на опустыненной территории // ДАН. 2009. Т. 424, № 1. С. 102–106.
5. *Гледзер Е.Б., Гранберг И.Г., Чхетиани О.Г.* Конвективные потоки аэрозоля вблизи поверхности почвы // ДАН. 2009 Т. 426, №3. С. 380–385.
6. *Гледзер Е.Б., Гранберг И.Г., Чхетиани О.Г.* Динамика воздуха вблизи поверхности почвы и конвективный вынос аэрозоля // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46, № 1. С. 35–47.
7. *Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М. и др.* Исследование динамики сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // Докл. АН. 2013. Т. 452, № 6. С. 669–676.
8. *Бунтов Д.В.* Четырехканальный фотоэлектрический счетчик сальтирующих песчинок. Естественные и антропогенные аэрозоли // Тезисы докладов. Санкт-Петербург: СПбГУ, 2012. С. 17–18.
9. *Карпов А.В.* Флуктуации микроструктуры грубодисперсного и субмикронного аэрозоля на опустыненной территории // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21, №10. С. 844–849.
10. *Горчаков Г.И., Копров Б.М., Шукуров К.А.* Вихревой вынос аридного субмикронного аэрозоля // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39, № 5. С. 596–608.
11. *Гаргер Е.К., Жуков Г.П., Седунов Ю.С.* К оценке параметров ветрового подъема радионуклидов в зоне Чернобыльской атомной электростанции // Метеорология и гидрология. 1990. № 1. С. 5–10.
12. *Обухов А.М.* Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 414 с.
13. *Горчаков Г.И., Шукуров К.А.* Флуктуации концентрации субмикронного аэрозоля в конвективных условиях // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39, №1. С. 85–97.
14. *Горчаков Г.И., Карпов А.В.* Экспериментальные исследования массопереноса и электрических процессов в ветропесчаном потоке // Геофизика межгеосферных взаимодействий. М.: ГЕОС, 2008. С. 261–278.
15. *Gorchakov G.I., Koprov B.M., Shukurov K.A.* Vertical Turbulent Aerosol Fluxes over Desertized Areas // Izvestia, Atmospheric and Oceanic Physics. 2002. V. 38. Suppl. 1. P. 138–147.

# Законы подобия в турбулентных сдвиговых потоках

*В.М. Простокишин*

Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», г. Москва

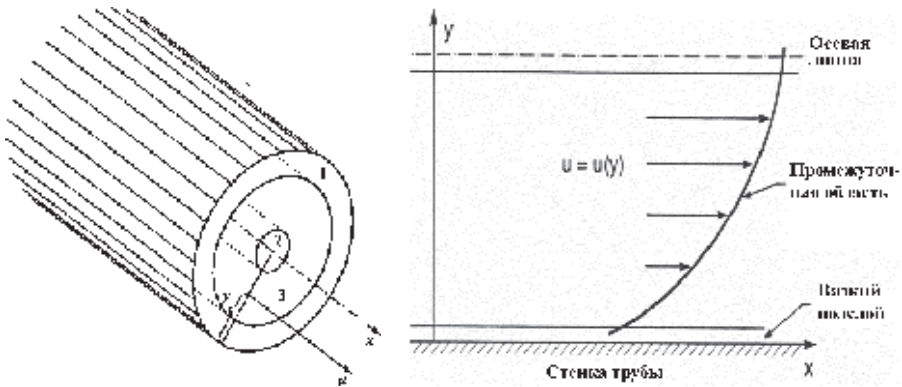
В докладе представлена часть из цикла работ, выполненного в течение двадцати с лишним лет совместно Баренблаттом Г.И. и Кориным А.Дж.

Рассматриваются турбулентные сдвиговые течения при очень больших числах Рейнольдса  $Re$  ( $\ln Re \gg 1$ ), которое для течений вязкой несжимаемой жидкости является основным безразмерным параметром, управляющим потоком и вычисляется исходя из значений параметров, характеризующих жидкость и её течение:  $\rho$  – плотность и  $\mu$  – вязкость жидкости,  $U$  – характерная скорость течения,  $L$  – характерный линейный масштаб;  $Re = \frac{\rho UL}{\mu}$ . Если вве-

сти значения кинематической вязкости жидкости  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ , то  $Re = \frac{UL}{\nu}$ . При-

мерами такого рода течений являются турбулентные течения в длинных трубах (рис. 1), пограничный слой и пристеночная струя и т.п. Такие течения характерны как для атмосферы, так и для океана. В чистом виде (когда влиянием других параметров можно пренебречь) это течение представлено движением вязкой несжимаемой жидкости в прямолинейной гладкой трубе на участке вдали от концов трубы, так, что в различных сечениях трубы этом участке влияние ее границ было бы одинаково ничтожно мало. При этом продольная скорость в сечении рассматривается вне вязкого подслоя, находящегося вблизи стенки и вдали от оси течения.

Такие течения в трубах считались хорошо изученными [1], и для распределения продольной средней скорости в сечении трубы выполняется универсальный закон Кармана-Прандтля



**Рис. 1.** Схематическое изображение слоев сдвиговых течений, формирующихся внутри длинной трубы

$$u(y) = u_* \left( \frac{1}{0.4} \ln \frac{u_* y}{\nu} + 5.1 \right), \quad (1)$$

где  $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$  – внутренний масштаб скорости, задающийся напряжением трения  $\tau$  на стенке,  $y$  – расстояние от стенки. Число Рейнольдса для таких течений задаётся как  $Re = \frac{Ud}{\nu}$ , где  $d$  – диаметр трубы и  $U$  – средняя скорость

потока, вычисляемая как отношение постоянного объёмного расхода жидкости через трубу к постоянной площади поперечного сечения трубы. Константы 0.4 и 5.1 в формуле (1) были определены с высокой точностью по результатам опытов Никурадзе [2] и считаются универсальными, т.е. не зависящими от числа Рейнольдса, при этом для первой из них было выбрано специальное название и обозначение  $\kappa = 0.4$  – константа Кармана в честь фон Кармана, впервые обосновавшего эту формулу. Если в качестве независимой переменной

ввести безразмерную комбинацию  $\eta = \frac{u_* y}{\nu}$  (называемую локальным числом Рейнольдса), а в качестве зависимой переменной использовать безразмерную скорость  $\varphi = \frac{u}{u_*}$ , то закон (1) перепишется в виде:

$$\varphi(\eta) = \frac{1}{\kappa} \ln \eta + B. \quad (2)$$

Отметим, что в литературе также встречаются обозначения  $y^+$  и  $u^+$  для независимой и зависимой переменных в законе (2), соответственно. Видно, что глобальное число Рейнольдса  $Re$  не входит явно в закон (1), (2) и участвует лишь в определении условий, накладываемых на течения, когда этот закон действует:  $Re \gg 1$ , т.е. должно быть развитое турбулентное течение.

Закон (1),(2) получен из анализа размерностей [3-8], одним из основных предположений при его выводе являлось предположение фон Кармана о том, что при развитом турбулентном течении силы, обусловленные молекулярной вязкостью, уже не влияют на распределение скорости. Само присутствие коэффициента вязкости наиболее скрыто при написании универсального логарифмического закона в виде (2). Однако при написании закона в форме (1) видно, что молекулярная вязкость в формуле присутствует, что в определенной степени противоречит основному предположению фон Кармана.

Если же отказаться от предположения фон Кармана, то с необходимостью будет следовать зависимость безразмерной скорости  $\varphi$  не только от локального числа Рейнольдса  $\eta$ , но и от глобального числа Рейнольдса  $Re$ , характеризующего поток в целом [5-8]. Вид этой зависимости может быть найден по тем же экспериментальным данным Никурадзе, которые использовал фон Карман при определении коэффициентов в формуле (1). В результате получен закон распределения скорости в трубе в виде [6-8]



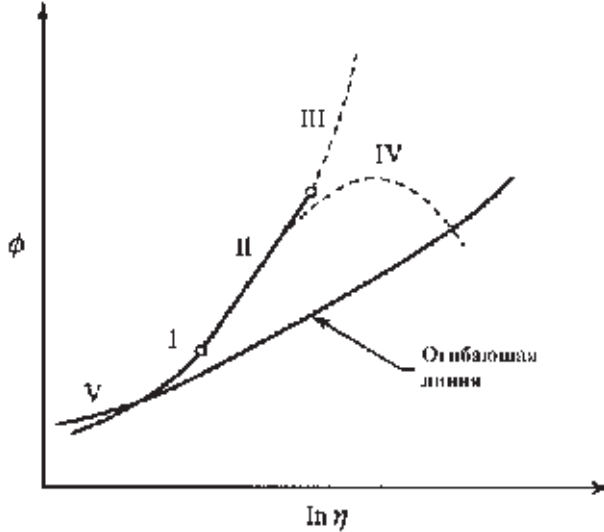
$$u(y, \text{Re}) = u_* \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \ln \text{Re} + 2.5 \right) \cdot \left( \frac{u_* y}{\nu} \right)^{\frac{1.5}{\ln \text{Re}}}, \quad (3)$$

или в безразмерной форме:

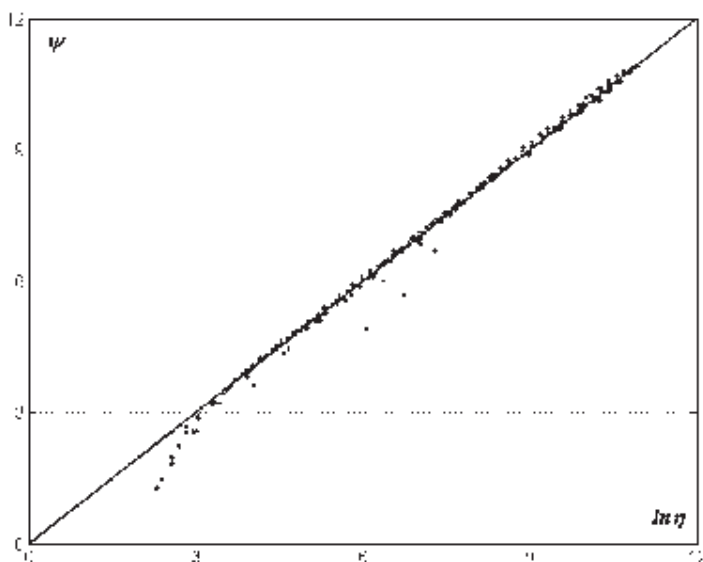
$$\varphi(\eta, \alpha) = \left( \frac{\sqrt{3} + 5\alpha}{2\alpha} \right) \cdot \eta^\alpha, \quad \alpha = \frac{3}{2 \ln \text{Re}}. \quad (4)$$

Формулы (3), (4) описывают распределение скорости в промежуточной части гладкой трубы в виде семейства кривых: распределение средней скорости для каждого потока с фиксированным глобальным числом Рейнольдса. Нетрудно увидеть [6–8, 10], что это семейство на плоскости  $\eta, \varphi$  имеет огибающую кривую, не зависящую от  $\text{Re}$ , график которой при числах Рейнольдса, характерных для опытов Никурадзе, близок к графику универсального закона (1),(2) (рис. 2). Несмотря на лучшее совпадение данных Никурадзе со степенным законом (3), (4), чем с универсальным законом (1), (2), имеющиеся отличия в целом невелики, т.к. экспериментальные точки в опытах Никурадзе лежат близко к огибающей семейства кривых (3), (4). Наиболее ярко принадлежность экспериментальных точек к семейству кривых (3), (4) можно продемонстрировать, если переписать закон (4) в виде:

$$\psi = \ln \eta, \quad \psi = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{2\alpha\varphi}{\sqrt{3} + 5\alpha}, \quad \alpha = \frac{3}{2 \ln \text{Re}}. \quad (5)$$



**Рис. 2.** Схема, поясняющая близость графика универсального закона Кармана-Прандтля к огибающей семейства кривых степенного закона; римскими цифрами обозначены участки кривой, содержащие экспериментальные точки, лежащие: I, V – вблизи огибающей, II – на асимптотически прямой линии, IV – вблизи центра трубы; участок кривой III – место для возможных данных в экспериментах на трубах с большими радиусами



**Рис. 3.** Данные экспериментов Никурадзе по степенному закону

В этом случае данные всех опытов с различными числами Рейнольдса должны ложиться на единую прямую – биссектрису первого квадранта на плоскости  $\ln \eta, \psi$ , что и наблюдается на рис. 3, где изображены результаты обработки опытов Никурадзе.

По смыслу выводов обоих законов распределения скорости (1),(2) и (3),(4) константы суть универсальные постоянные, определенные на основе качественных экспериментальных данных Никурадзе и не должны меняться при изменении параметров опытов. Однако выяснилось, что логарифмический закон Кармана-Прандтля (1),(3) не только описывает опытные данные с худшей точностью, чем неуниверсальный степенной закон (3),(4), но и требует каждый раз нового подбора констант при переходе к большим числам Рейнольдса (рис. 4), что противоречит логике этого закона. Более того, при расширении возможностей экспериментов выяснилось, что универсальный логарифмический закон способен описывать меньшую часть экспериментальных данных, фактически только те, которые лежат вблизи огибающей семейства кривых (4). Основное и главное отличие степенного закона от универсального заключается в том, что в новом законе (3), (4) фактически явно указывается на то, что сохраняется влияние вязкости на распределение средней скорости, т.е. на установившееся турбулентное движение при очень больших числах Рейнольдса оказывают влияние силы и процессы переноса, определяемые на микромасштабах (масштабы процессов рождения и взаимодействия вихрей), обусловленные силами молекулярной вязкости.

Инженеры и гидродинамики в повседневной практике фактически опровергали закон (1), каждый раз подбирая константы, наиболее хорошо описывающие распределение скоростей соотношением (2) (рис. 4). Наиболее явно это проявилось при корректировке полученного из универсального логариф-

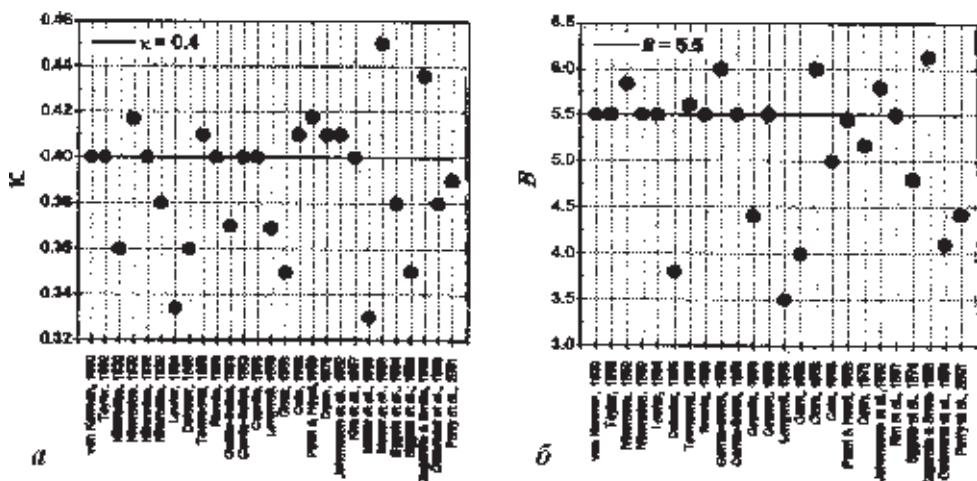


Рис. 4. Разброс «универсальных констант» закона Кармана-Прандтля при описании исследователями полученных экспериментальных данных: *а* – для «константы Кармана», *б* – для аддитивной константы в законе (2)

мического закона соответствующего закона сопротивления. Выведенный Прандтлем непосредственно с использованием универсального логарифмического закона он настолько сильно отличался от экспериментальных измерений, что ученик Прандтля Шлихтинг был вынужден внести дополнительные эмпирические поправки в его формулу, фактически признавая, что данный закон есть просто эмпирическая формула.

Следует подчеркнуть простоту исходного предположения и полученных на его основе формул (1), (2) и вывода (см., например [Ландау, 1986]). Неоднократно замечено, что экспериментаторы, изучающие сдвиговые течения, как в лабораторных установках, так и в натуральных экспериментах, при отличии своих результатов от универсального закона Кармана-Прандтля скорее согласны признать ошибочность своих измерений, чем упомянутого закона. Или подбирая коэффициенты в формуле (1), демонстрируют, что часть экспериментальных данных (например, удовлетворяющих таким ограничивающим область действие универсального закона условиями, как  $200 < \eta, y < 0.15 R$ , где  $R$  – радиус трубы) все же лежит вблизи универсального логарифмического закона, объясняя поведение остальных экспериментальных точек «законом дефекта скорости».

В 1996 г. в Принстонском университете М.Загарола [1997] выполнил большую серию экспериментов по турбулентному течению в трубах, по качеству сравнимых с экспериментами Никурадзе 1932 г. на принципиально новой установке Superpipe. В отличие от Никурадзе, работавшим с течением воды, Загарола использовал течение газа высокого давления, результаты этих экспериментов представлены на рис. 5. Видно, что они не подтверждают универсальный логарифмический закон: чётко обнаруживается расщепление экспериментальных кривых по числу Рейнольдса, экспериментальные точки

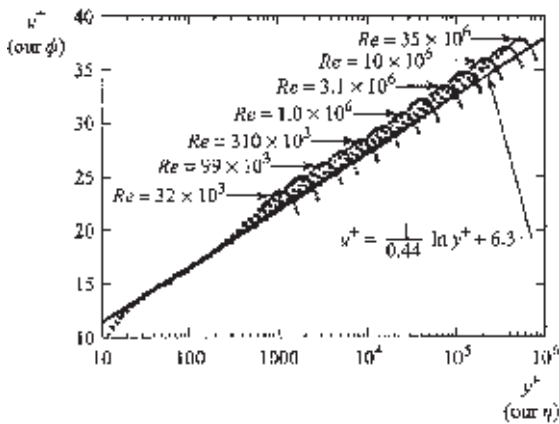


Рис. 5. Результаты опытов Загарола на установке Superpipe

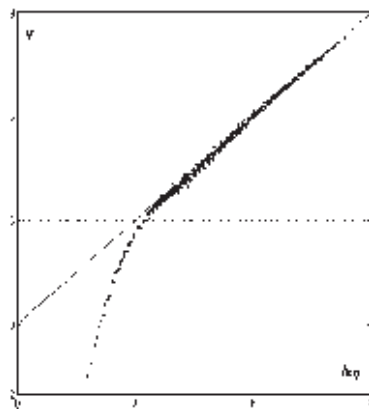


Рис. 6. Экспериментальные данные Загарола по степенному закону

не ложатся на единую прямую, соответствующую универсальному логарифмическому закону; константы выбранной прямой существенно отличаются от повсеместно принятых в литературе. Результаты обработки данных Загаролла согласно степенному закону приведены на рис. 6, где экспериментальные точки, начиная с  $\ln \eta \approx 3$ , ложатся на биссектрису первого квадранта на плоскости  $\eta, \psi$ , что и следует согласно формуле (5). Детальный анализ данных Загарола выявил также возрастание влияния шероховатости на течение в лабораторной установке при наибольших числах Рейнольдса [7, 10].

На основе степенного закона получается следующий закон сопротивления:

$$\lambda = 8 \frac{u_*^2}{\bar{u}^2} = \frac{8}{\Psi^{2/(1+\alpha)}}, \quad \Psi = \frac{\exp(3/2)(\sqrt{3} + 5\alpha)}{2^\alpha \alpha(1+\alpha)(2+\alpha)}, \quad \alpha = \frac{3}{2 \ln \text{Re}}. \quad (6)$$

По логике степенного закона (3),(4) он должен быть справедлив для любых турбулентных сдвиговых течений при больших числах Рейнольдса и, в частности, в пограничном слое (рис. 7), который характерен для нижних слоев атмосферы [11].

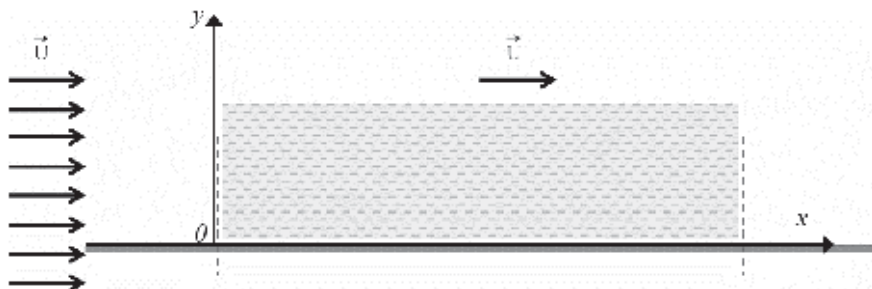
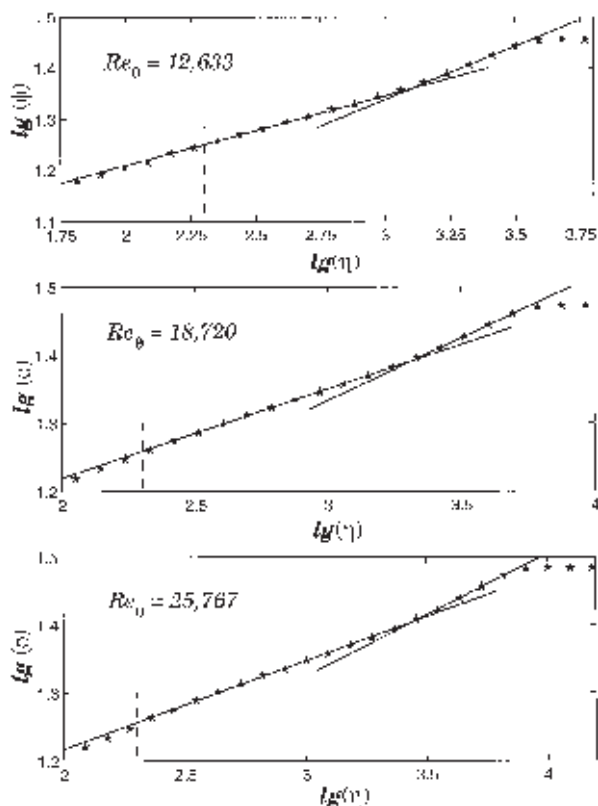


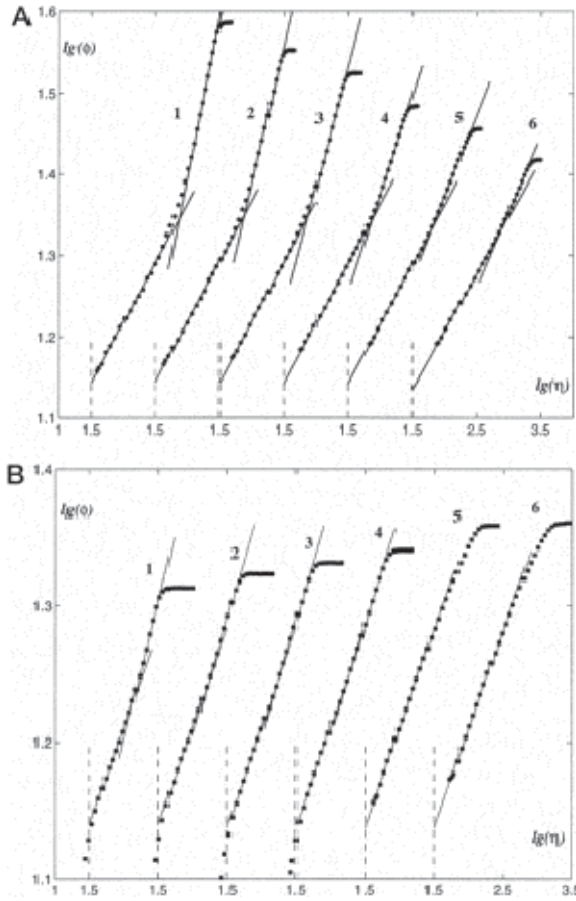
Рис. 7. Схематическое изображение пограничного слоя



**Рис. 8.** Данные Дж.Остерлунда [14] в билогарифмической системе координат

В настоящее время существует большое количество качественно проведенных экспериментов по исследованию структуры турбулентного пограничного слоя при больших числах Рейнольдса (см. [12 не 16] и ссылки там). Если степенной закон справедлив для такого типа течений, то в билогарифмической системе координат на плоскости  $\ln \eta$ ,  $\ln \varphi$  график распределения скорости должен представлять собой прямую линию. Обработка всех проведенных экспериментов показала существование двух слоев со степенными законами распределения в каждом:  $\varphi = A\eta^\alpha$  и  $\varphi = B\eta^\beta$ . При этом граница между слоями оказалась резкой (рис. 8, 9). Дополнительный анализ показал, что нижний слой, граничащий с вязким подслоем, подчиняется предложенному степенному закону (3),(4) (рис. 10) и позволяет найти внутренний линейный масштаб для характерного числа Рейнольдса [17], в то время как внешний автомодельный слой, граничащий со свободным потоком, имеет степенное распределение скорости, степень которого зависит от внешних возмущающих условий, таких как градиент продольного давления, степень турбулизации внешнего потока, условия на входе при формировании пограничного слоя.

В точке излома зависимость скорости от локального числа Рейнольдса представлена в виде  $\varphi_* = 3\ln(\eta_*) + 1.55$  (рис. 11). В экспериментах по исследо-



**Рис. 9.** Распределение скорости по опытам Марусика [15] (А) и Джонса [16] (В) в пограничном слое с различными знаками продольного градиента давления. Кривые соответствуют разным значениям безразмерного градиента давления

$$P = \nu \rho^{-1} u_*^{-3} \partial_x p; \text{ A: } +10^3 P = 7.04 \text{ (1), } 5.79 \text{ (2), } 4.2 \text{ (3), } 2.86 \text{ (4), } 1.75 \text{ (5), } 0 \text{ (6);}$$

$$\text{B: } -10^3 P = 0 \text{ (1), } 1.8 \text{ (2), } 2.69 \text{ (3), } 2.76 \text{ (4), } 2.78 \text{ (5), } 2.8 \text{ (6)}$$

ванию пограничного слоя традиционно в качестве масштаба длины берётся «толщина потери импульса»

$$\theta = \frac{1}{U^2} \int_0^{\infty} u(U-u) dy. \quad (7)$$

В силу резкой границы в распределении скорости формулу (7) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{U^2} \left[ \theta = \int_0^{\eta_*} u(U-u) dy + \int_{\eta_*}^{\infty} u(U-u) dy \right] &= \frac{u_*^2}{U^2} \frac{\nu}{u_*} \left[ A \int_0^{\eta_*} \eta^\alpha \left( \frac{U}{u_*} - A \eta^\alpha \right) d\eta + B \int_{\eta_*}^{\infty} \eta^\beta \left( \frac{U}{u_*} - B \eta^\beta \right) d\eta \right] = \\ &= \frac{\nu}{U} \left[ \frac{A}{\alpha+1} \eta_*^{\alpha+1} + \frac{B}{\beta+1} \eta_*^{\beta+1} \right] - \frac{\nu u_*}{U^2} \left[ \frac{A^2}{2\alpha+1} \eta_*^{2\alpha+1} + \frac{B^2}{2\beta+1} \eta_*^{2\beta+1} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

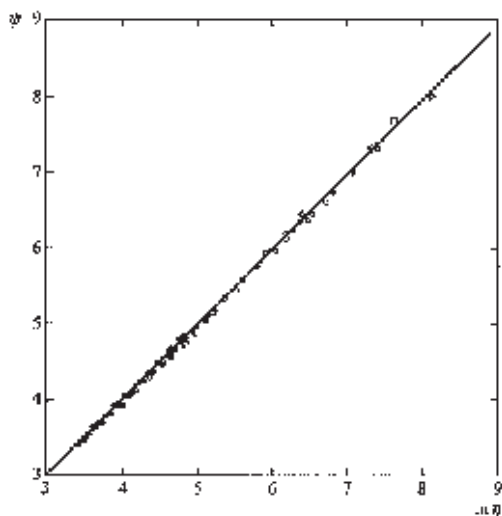


Рис. 10. Проверка степенного закона в пограничном слое

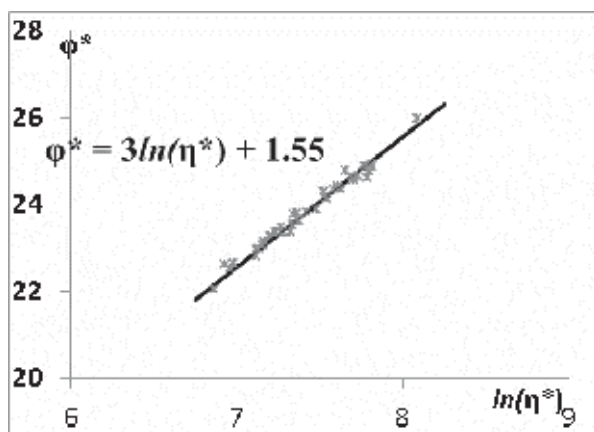


Рис. 11. Зависимость безразмерной скорости от локального числа Рейнольдса в точке излома

которая зависит от законов распределения скорости в каждом слое. Закон распределения скорости во втором слое определяется множеством факторов, поэтому величина параметра  $\theta$  не может служить однозначной характеристикой пограничного слоя.

Таким образом, если первый слой, подчиняющийся степенному закону распределения скорости, однозначно характеризуется внутренним линейным масштабом [17] и соответствующим числом Рейнольдса, то внешний слой, который в ряде случаев тоже может быть автомодельным, не имеет пока однозначной характеристики и требует дальнейшего исследования. То же относится и к закону сопротивления для пограничного слоя – та его часть, которая определяется внешним слоем, может сильно меняться в зависимости от мно-

гих внешних факторов (величины продольного градиента давления, турбулизации внешнего потока и т.д.), поэтому написать общую формулу для закона сопротивления пограничного слоя, по-видимому, не представляется возможным без введения дополнительной параметризации внешнего слоя.

### Литература

1. von Kármán Th. Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz // Proc. 3rd Int. Congr. Appl. Mech. V. 1 / Eds. Oseen C.W. and Weibull W. Stockholm: AB Sveriges Litografiska Tryckerier, 1930. P. 85–93.
2. Nikuradze J. Gesetzmässigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren VDI // Forschungsheft. 1932. № 356.
3. Бриджмен П.У. Анализ размерностей. М., Ижевск: РХД, 2001.
4. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Учебное пособие для ун-тетов. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
5. Баренблатт Г.И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. М.: Гидрометеиздат, 1982.
6. Баренблатт Г.И. Автомодельные явления – анализ размерностей и скейлинг. Долгопрудный: изд. дом «Интеллект», 2009.
7. Barenblatt G.I., Chorin A.J., Prostokishin V.M. Scaling laws for fully developed turbulent flows in pipes // Appl. Mech. Rev. 1997. V. 50. P. 413–429.
8. Barenblatt G.I. Flow, deformation and fracture. Cambridge University Press, 2014.
9. Zagarola M.V. Mean Flow Scaling of Turbulent Pipe Flow. Princeton University, 1996.
10. Barenblatt G.I., Chorin A.J., Prostokishin V.M. Scaling laws in turbulent pipe flow. Discussion of experimental data // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1997. V. 94. P. 773–776.
11. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988.
12. Barenblatt G.I., Chorin A.J., Prostokishin V.M. Self-similar intermediate structures in turbulent boundary layers at large Reynolds numbers // J. Fluid Mech. 2000. V. 410. P. 263–283.
13. Hites M.H. Scaling of High-Reynolds number Turbulent Boundary Layers in the National Diagnostic Facility. Chicago: Illinois Institute of Technology, 1997.
14. Österlund J.M. Experimental studies of zero pressure-gradient turbulent boundary layer flow. Stockholm: Royal Institute of Technology, 1999.
15. Marusic I. The structure of zero and adverse pressure gradient turbulent boundary layers. Melbourne: Univ. of Melbourne, 1991.
16. Jones M.B. Evolution and structure of sink-flow turbulent boundary layers. Melbourne: Univ. of Melbourne, 1998.
17. Barenblatt G.I., Chorin A.J., Prostokishin V.M. Characteristic length scale of the intermediate structure in zero-pressure-gradient boundary layer flow // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2000. V. 97. P. 3799–3802.



## Часть II. Геофизическая гидродинамика

### Вихри и волны в гидродинамических лабораторных экспериментах во вращающихся системах

*А.Е. Гледзер, Е.Б. Гледзер, А.А. Хапаев, Ю.Л. Черноушко,  
О.Г. Чхетиани*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

В экспериментах, выполненных в 70–80 гг. в ИФА под руководством А.М. Обухова, используют несколько методов генерации вихрей и волн в однородных вращающихся гидродинамических системах [1, 2].

*Инерционный* метод основан на начальном вращении сосуда и жидкости с последующей остановкой сосуда и развитием в нем системы вихрей. С его помощью в начале 70-х годов экспериментально для эллипсоидов и эллиптических цилиндров был обнаружен новый тип гидродинамической неустойчивости в однородной жидкости – эллиптическая неустойчивость. Через 15 лет эта неустойчивость была подтверждена с помощью метода протяжки боковых гибких границ эллиптического цилиндра.

Этот метод применим для существенно трехмерных течений жидкости, а для квазидвумерных потоков в тонких слоях, начиная с 80-х годов, в ИФА используются МГД-метод и метод источников-стоков.

*Магнетогидродинамический* метод основан на генерации силы Ампера в слабопроводящей жидкости при наличии системы постоянных магнитов и постоянного электрического тока. Метод использовался для экспериментального моделирования течения Колмогорова и изучения неустойчивости сдвиговых зональных течений в круговой геометрии [1, 2]. В последние годы с помощью МГД генерации исследуются статистические характеристики квазидвумерной турбулентности [3–5]. При этом изучается влияние на динамику трехмерных эффектов, возникающих из-за трения тонкого слоя жидкости над твердой поверхностью при выполнении условия прилипания. Трехмерная диссипация энергии существенна для атмосферных процессов, если иметь в виду, что идея обратного каскада, сформулированная в 1989 г. Лилли [6], может быть использована для объяснения некоторых особенностей спектрального распределения энергии при измерении поля скорости в масштабах 3–3000 км в атмосфере. Напомним, что согласно классическим данным горизонтальные спектры поля скорости в верхней тропосфере – нижней стратосфере, согласно [7] близкие к зависимости  $k^{-3}$  для крупных масштабов (1000–3000 км), могут быть интерпретированы именно с точки зрения двумерной турбулентности с ее прямым каскадом энтропии. Спектральная зависимость для более мелких масштабов (3–1000 км)  $k^{-5/3}$  приписывается об-

ратному двумерному каскаду энергии. При этом возникает проблема идентификации источников-стоков энергии для различных масштабов атмосферных движений, что создает трудности в согласовании общей картины потоков энергии между разномасштабными движениями. Обратный каскад энергии при спектре  $k^{-5/3}$  также требует, чтобы знаки структурных функций третьего порядка  $D_{LLL}$ ,  $D_{LLL} + D_{LNN}$  были положительными, что не подтверждается соответствующими расчетами на основе данных измерений, как это было сделано в [8].

Из уравнений Навье-Стокса для разностей скорости  $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ ,  $\vec{v}(\vec{r}, t) \equiv \vec{v}(\vec{r}, t | \vec{x}) = \vec{u}(\vec{x} + \vec{r}, t) - \vec{u}(\vec{x}, t)$  можно получить [3]

$$\frac{1}{2} \frac{1}{r^{n-1}} \frac{d}{dr} r^{n-1} (D_{LLL} + (n-1)D_{LNN}) = -2\varepsilon + P(r), \quad (1)$$

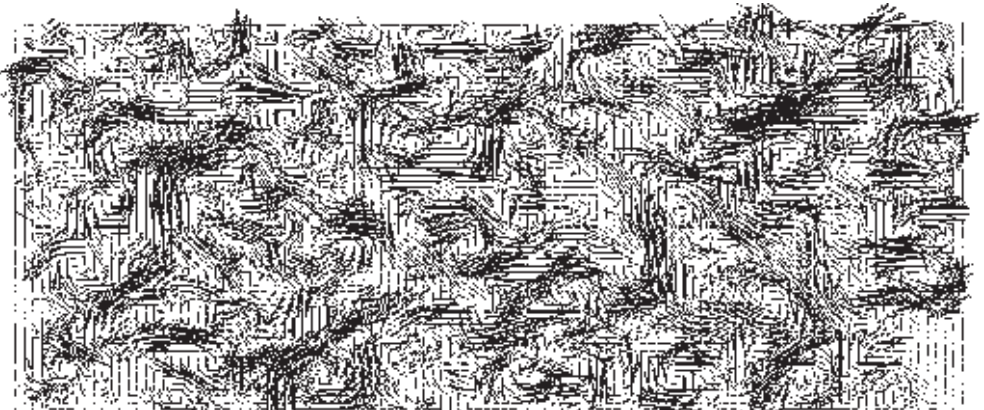
$$D_{LLL}(r) = \langle (v_L(r))^3 \rangle, D_{LNN} = \langle v_L(r)(v_N(r))^2 \rangle,$$

где функция источника  $P(r)$  для тонких слоев включает в себя горизонтальную дивергенцию поля скорости. Здесь  $\varepsilon = \nu \langle \sum_{i,j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2 \rangle$  – диссипация

энергии на единицу массы,  $n$  – размерность пространства,  $n = 2, 3$ . В отсутствие источников  $P(r) = 0$  имеем решение с линейной зависимостью от смещения  $r$  (не имеющее особенности при  $r = 0$ ), которое получается при использовании известной формулы  $D_{LNN} = \left( r \frac{d}{dr} D_{LLL} + (n-2)D_{LLL} \right) / (3(n-1))$

$$D_{LLL} = -\frac{12}{n(n+2)} \varepsilon r, \quad (2)$$

что при  $n = 3$  дает известный закон -4/5 Колмогорова  $D_{LLL} = -\frac{4}{5} \varepsilon r$ .



**Рис. 1.** Поле скорости в произвольный момент времени для конфигурации 20x10.  
Ток  $I = 900$  мА

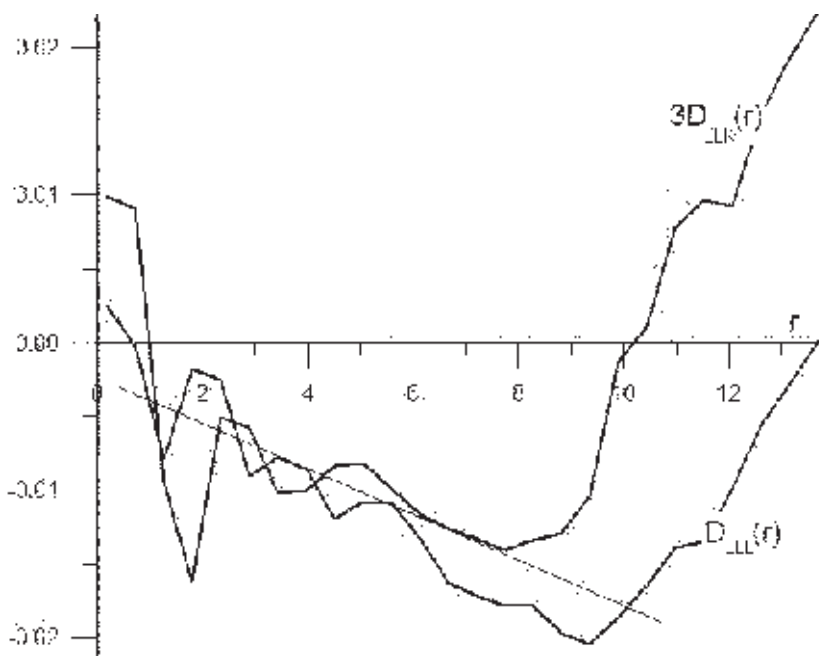


Рис. 2. Структурные функции третьего порядка  $D_{LLL}$  (1) и  $3D_{LNN}$

На рис. 1 показано поле скорости в произвольный момент времени для МГД-течения в прямоугольной кювете  $19 \times 10$  см<sup>2</sup> (ток  $I = 900$  мА), где под дном в шахматном порядке выложено  $20 \times 10$  магнитов размером  $5 \times 5$  мм, а на рис. 2 построены структурные функции третьего порядка  $D_{LLL}$  и  $3D_{LNN}$  (продольная и утроенная продольно-поперечная). Тонкая линия на рис. 2 показывает линейную зависимость от  $r$  с приблизительным равенством  $D_{LLL} = 3D_{LNN}$ . Для рассмотренного на рис. 2 случая в масштабах вихрей, возбуждаемых взаимодействием тока и внешнего магнитного поля, имеются вертикальные источники и стоки массы от поверхности ко дну слоя жидкости, что нарушает двумерность течения, так что  $P(r) \neq 0$ . А трехмерные эффекты, приводящие к диссипации энергии на возмущениях малых масштабов, возвращает систему к трехмерной динамике со стандартным для 3D отрицательным знаком функций  $D_{LLL}$  и  $3D_{LNN}$ .

Метод *источников-стоков* позволяет промоделировать бета-эффект во вращающемся слое жидкости над наклонным дном в широком канале с образованием зональных встречных потоков и волн Россби [9, 10]. При этом для профилей средней зональной скорости с малой средней по ширине канала относительной угловой скоростью вращения вокруг оси вращения сосуда может происходить почти полная остановка переноса вихрей (баротропное блокирование).

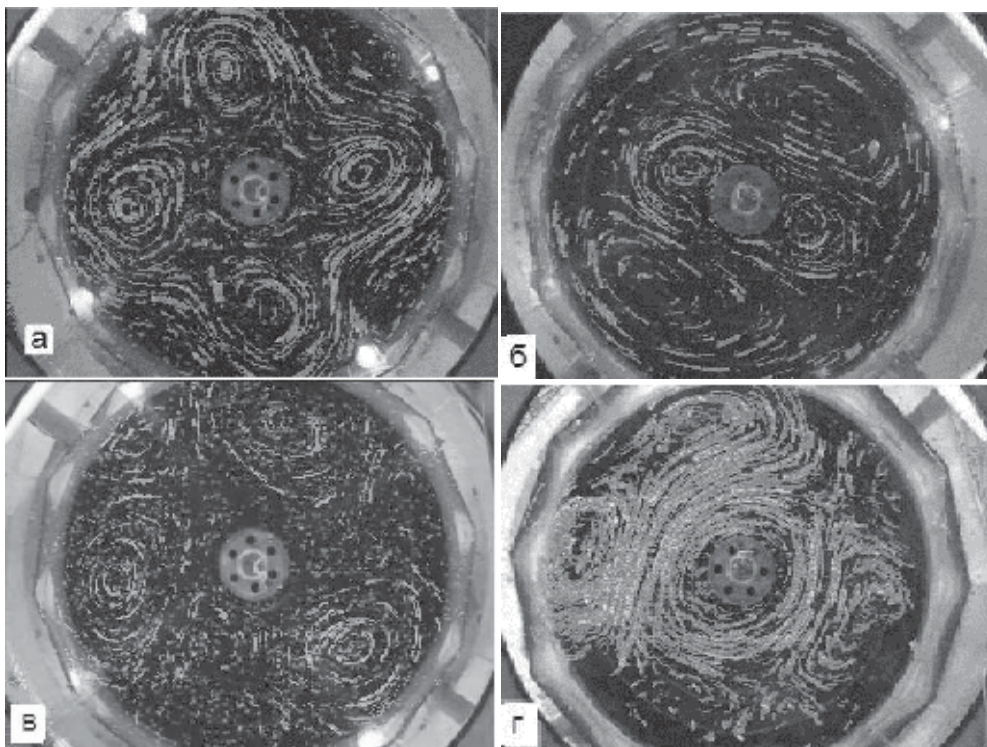
Метод источников-стоков и МГД-метод используются для моделирования волн Россби и связанных с ними возмущений, имитирующих процессы в атмосферах вращающихся планет, в экспериментах с потоками однородной

жидкости во вращающихся кольцевых каналах. Такие эксперименты, носящие зачастую демонстрационный характер, имеют своей целью показать возможность проявления сил, действующих в крупномасштабной динамике атмосферы и океана, в достаточно малых по размеру настольных установках. Из количественных характеристик при этом определяются число возникающих вихревых структур и скорость их движения. На их основе строятся диаграммы режимов течений в зависимости от внешних параметров, которыми являются числа Рейнольдса, Тейлора и Россби, связанные с угловой скоростью общего вращения, шириной канала, высотой слоя жидкости, вязкостью, а также ее расходом при использовании метода источников-стоков, а волновые числа определяются по числу вихрей в азимутальном направлении.

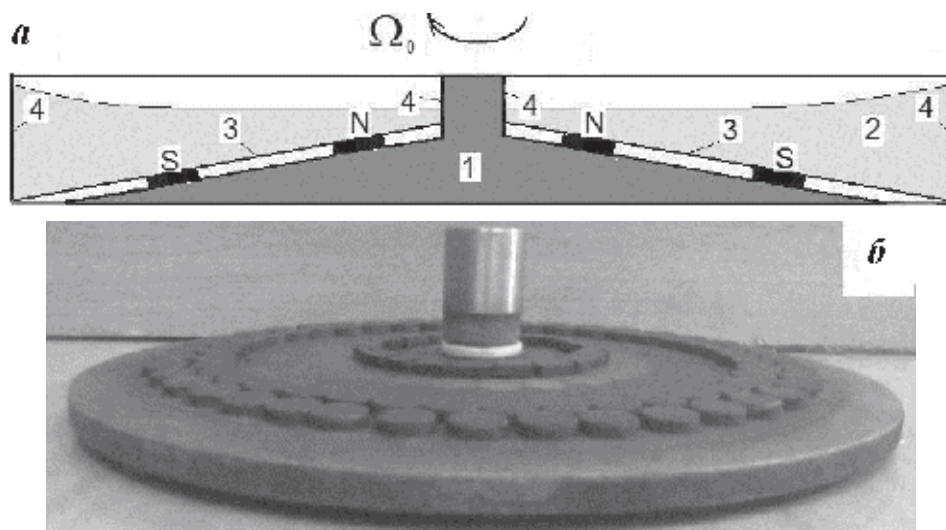
На рис. 3 показаны траектории движения маркеров в последовательные моменты времени в течение 1.5 сек для ряда экспериментов по схеме: два источника плюс сток и с обратным знаком источника-стоков [9, 10].

Диаграммы с использованием параметров, вычисляемых на основе измерений поля скорости PIV-методом, рассматривались в работах [9–11]. При этом вычислялось среднее значение зональной скорости, зависящей от формы профиля зонального течения, определяемого распределением источников-стоков и общим вращением, а также скорость переноса вихревых структур. Такие величины позволили более наглядно представить видимую или скрытую структуру течений во вращающемся канале. Встречные зональные потоки в экспериментах [9, 10] возбуждались затравочными слабыми радиальными течениями из-за источников (стоков) на двух границах канала и стока (источника) по окружности в его середине при действии силы Кориолиса и придонного трения. В результате может моделироваться атмосферная циркуляция с восточными полярным и экваториальным переносами и западным средним течением в умеренных широтах. Однако для экспериментов с быстрым вращением канала (период вращения  $T < 3$  с) указанные схемы генерации потоков не реализуются из-за преобладающего действия центробежной силы, которая усиливает течение от центра на поверхности слоя жидкости в канале. Связано это с тем, что реальная циркуляция в канале существенно трехмерная, и осуществляемые стоки и источники жидкости на дне при быстром вращении установки не могут полностью контролировать течения на поверхности слоя. Однако может быть использован метод МГД генерации встречных потоков, находящихся под действием бета-эффекта, который работает и для быстрых вращений системы.

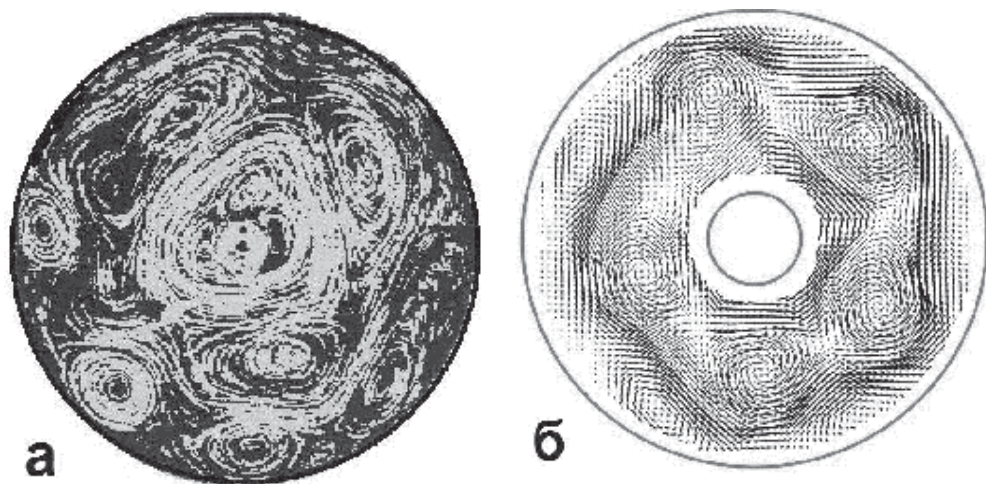
МГД-метод применялся в конфигурации кольцевого канала с наклонным дном для создания в поле встречных течений циклонов и антициклонов на различных расстояниях от центра вращения [11]. Дно кругового канала с внутренним и внешним радиусами 1.5 и 14.5 см имеет осесимметричную коническую форму с высотой на внутреннем радиусе  $h_0 = 0.5$  см (см. рис. 4a). Глубина слоя жидкости у этого радиуса 1 см. Круговое расположение магнитов на разных расстояниях от оси вращения с различным числом магнитов по окружности (рис. 4b) позволяет менять величину силы Ампера  $\sim [j, H]$ , действующую на электропроводящую жидкость. Различное расположение магнит-



**Рис. 3.** Траектории движения маркеров в наблюдаемых течениях с четырьмя и тремя вихрями в экспериментах с источниками-стоками



**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки. *а* – коническая основа с постоянными магнитами S,N (1), электропроводящая жидкость (2), коническое дно (3); *б* – коническая основа с постоянными магнитами



**Рис. 5.** Пример движения пробных частиц в эксперименте с МГД генерацией (в нижней части рисунка вблизи внешней границы – почти неподвижные антициклоны) (а); поле скорости  $\mathbf{u}$  для системы из пяти антициклонических вихрей, построенное с помощью PIV-метода (б)

ных колец и изменение величин магнитного поля и тока дает возможность менять геометрию встречных течений, что приводит к появлению вихрей с различными скоростями движения. В режимах быстрого вращения с тонким слоем жидкости, когда масштаб Россби-Обухова не превышает характерных размеров сосуда, возникает система возмущений с почти неподвижными антициклонами во внешней части течения и быстро перемещающимися циклонами в основном потоке (рис. 5а).

В последние годы в связи с развитием PIV-методов визуализации движения частиц жидкости появилась возможность измерения всего поля скорости и завихренности при ее движении в канале. Этот метод позволяет определять среднее значение зональной скорости, зависящей от формы профиля зонального течения, определяемого общим вращением, а также распределением источников-стоков или величинами тока и магнитного поля для МГД-метода, как и скорость переноса вихревых структур в поле возмущений, существующих на фоне среднего зонального поля скорости. На рис. 5б показан пример поля скорости в режиме с пятью антициклонами.

Для определения в каждый момент времени угловой скорости  $\omega_v$ , переноса вихревых возмущений находились координаты их центров как точек, для которых в окружающих ее узлах вертикальные и горизонтальные компоненты скорости  $\mathbf{u}$  меняют знак (при этом определяются также и седловые точки). На рис. 6 показаны в зависимости от безразмерного времени  $\Omega_0 t$  значения угловых (азимутальных) координат (в смысле главного значения, т.е.  $-\pi < \varphi \leq \pi$ ) этих центров для циклонического и антициклонического вращений в вихрях. На рис. 6а показана временная картина для эксперимента, движения марке-

ров для которого приведены на рис. 5а. На рис. 6б для эксперимента, где вихревая картина движения продемонстрирована на рис. 5б.

На рис. 7а приведена диаграмма режимов в переменных относительных угловых скоростей осредненного зонального потока  $\omega$  и переноса вихрей вокруг оси вращения системы  $\omega_v$  для экспериментов с МГД генерацией и с источниками-стоками. Сплошные прямые на рис. 7а отмечают линии, вдоль которых группируются результаты экспериментов с источникам-стоками. В отличие от них при МГД генерации вихрей их размеры и азимутальная скорость перемещения могут быть разными в зависимости от расстояния от оси вращения системы. При этом при почти неподвижных антициклонах вблизи внешней границы сосуда движение циклонов в его середине и у его внутренней границы происходит с большой угловой скоростью.

Для баротропного течения на  $\beta$ -плоскости при наличии зонального потока с постоянной скоростью  $U_0$  вдоль оси  $x$  прямого канала фазовая скорость волны Россби записывается в виде [2]:

$$c = U_0 - \frac{\beta + U_0 L_0^{-2}}{k^2 + l^2 + L_0^{-2}}. \quad (1)$$

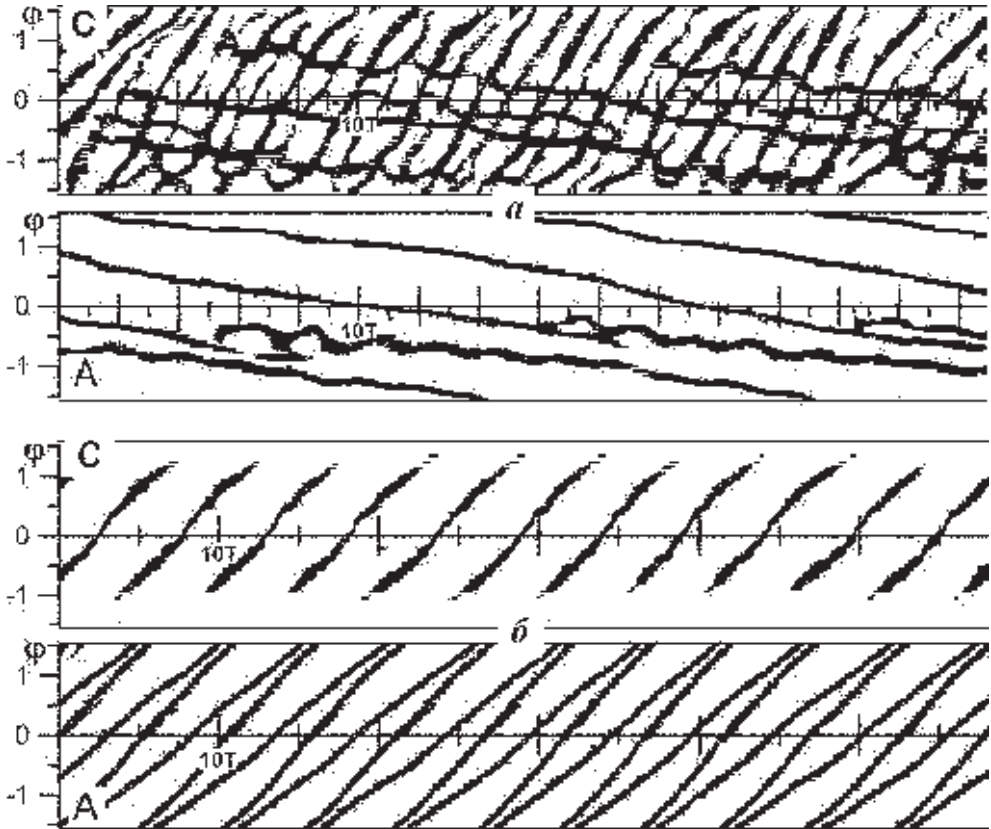
Сопоставим результаты диаграммы на рис. 6а с этой формулой, перейдя к относительным величинам  $\omega_v = \frac{c}{|\Omega_0| R_v}$ ,  $\omega = -\frac{U_0}{|\Omega_0| R_v}$ , где  $R_v$  – расстояние, на котором от центра вращаются вихри.

Параметр  $\beta$  при наличии конического дна выражается через введенные выше параметры экспериментальной установки  $\beta = \frac{2|\Omega_0|h_0}{hL}$ . Здесь  $\frac{h_0}{L}$  – тангенс угла наклона конического дна. Определяя  $k = 2\pi/L_v$ , где  $L_v$  – длина волны возмущений вдоль азимута, без учета членов с радиусом деформации  $L_0$ , получаем независящее от скорости внешнего вращения выражение:

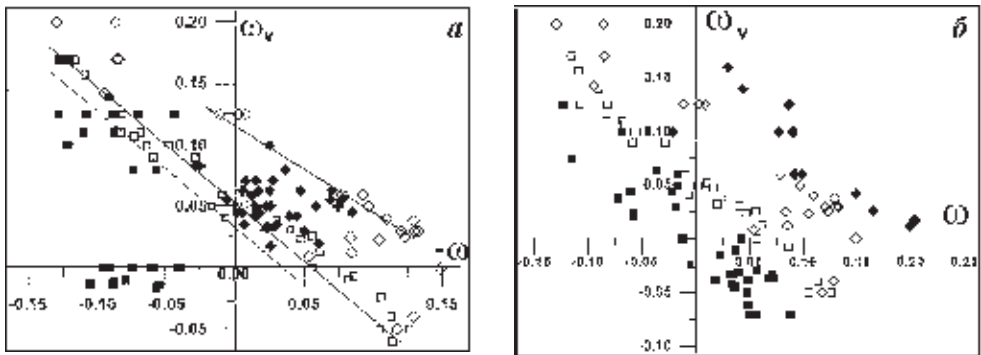
$$\omega_v = -\omega_0 - \frac{1}{2\pi^2} \frac{h_0}{L} \frac{L_v^2}{hR_v}, \quad (2)$$

которое для  $R_v = 7$  см и  $L_v = 14$  см (3 циклона и 3 антициклона вдоль окружности  $R_v$ ) соответствует нижней штриховой линии на рис. 7а.

На рис. 7б приведены результаты численных расчетов в рамках уравнений мелкой воды для течений в лабораторных экспериментах с вращающимся кольцевым каналом и коническим дном [12]. Для моделирования экспериментальных источников-стоков жидкости в уравнения для глубины слоя вводится осесимметричная функция источника массы, которая вместе с силой Кориолиса создает встречные зональные потоки. Различные конфигурации и амплитуды источников массы приводят к возникновению вихревых движений в канале с различными циркуляционными движениями в вихрях и азимутальными перемещениями их центров вдоль канала. Численные эксперименты позволяют вычислить также толщину слоя жидкости.

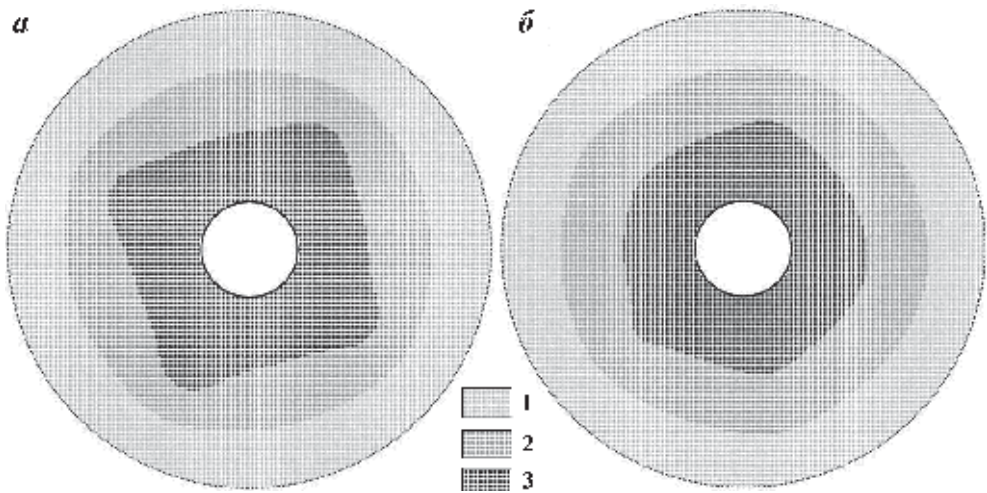


**Рис. 6.** Изменение во времени угловых координат  $\varphi$  центров вихревых структур поля скорости. *a* – для экспериментов на рис. 5*a*; *б* – на рис. 5*б*. А – антициклоны, С – циклоны



**Рис. 7.** Относительная угловая скорость осредненного зонального потока  $\omega$  и относительная угловая скорость переноса вихрей  $\omega_v$ : (а) для экспериментов с МГД генерацией (сплошные значки) и с источникам-стоками (открытые значки), (б) для численных расчетов по уравнениям мелкой воды (квадраты и ромбы) (открытые квадраты и ромбы – для экспериментов с источниками-стоками)





**Рис. 8.** Безразмерная толщина слоя жидкости по результатам численного счета по уравнениям мелкой воды с источниками-стоками массы [8]. 1 –  $0.92 < \tilde{h} < 1.04$ , 2 –  $0.81 < \tilde{h} < 0.92$ , 3 –  $0.69 < \tilde{h} < 0.81$

На рис. 8 показано распределение по площади канала безразмерной полной толщины  $\tilde{h}$  слоя жидкости для некоторых численных экспериментов в один из моментов времени. С течением времени картины толщины слоя (четырёх- и пятиугольная) медленно вращаются против часовой стрелки. Аналогичного вида многоугольные структуры наблюдались в лабораторных экспериментах в сосуде с параболическим дном и в соответствующих численных расчетах двумерного поля завихренности. Шестиугольная структура была обнаружена над Северным полюсом Сатурна в 1988 году [13], а лабораторная модель представлена в работе [14].

### Литература

1. Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука, 1981. 336 с.
2. Должанский Ф.В. Основы геофизической гидродинамики. Физматлит, 2011. 264 с.
3. Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. Структурные функции в квазидвумерной турбулентности в лабораторном эксперименте // ЖЭТФ. 2011, Т. 140. № 3. С. 590–605.
4. Кострыкин С.И., Хапаев А.А., Якушкин И.Г. О законе затухания квазидвумерной турбулентности // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 583–588.
5. Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. Влияние трехмерных структур на динамику турбулентности в тонких слоях жидкости в лабораторном эксперименте // Изв. РАН. ФАО. 2013. Т. 49. С. 208–222.
6. Lilly D.K. Two-dimensional turbulence generated by energy sources at two scales // J. Atmos. Sci. 1989. V. 40. P. 2026–2030.

7. *Gage K.S., Nastrom G.D.* Theoretical interpretation of atmospheric wavenumber spectra of wind and temperature observed by commercial aircraft during GASP // *J. Atmos. Sci.* 1986. V. 43. P. 729–740.
8. *Cho J.Y.N., Lindborg E.* Horizontal velocity structure functions in the upper troposphere and lower stratosphere. 1. Observations // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. № D10. P. 10,223–10,232.
9. *Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Черноусько Ю.Л.* Баротропное блокирование переноса вихрей в лабораторных экспериментах с вращающимся кольцевым каналом // *ДАН. Геофизика.* 2012. Т. 444. № 3. С. 309–314.
10. *Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Черноусько Ю.Л.* Зональные потоки, волны Россби и перенос вихрей в лабораторных экспериментах с вращающимся кольцевым каналом // *Изв. РАН, ФАО.* 2014. Т. 50, № 1. С. 143–155.
11. *Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г.* Экспериментальное обнаружение блокирования переноса вихрей и волн Россби при МГД-возбуждении квазидвумерных течений во вращающемся цилиндрическом сосуде // *Письма в ЖЭТФ.* 2013. Т. 97. С. 359–365.
12. *Гледзер А.Е.* Численная модель течений, генерируемых источниками-стоками массы в кольцевом вращающемся канале // *Изв. РАН, ФАО.* 2014. Т. 50, №3. С. 331–343.
13. *Baines K.H. et al.* Saturn's north polar cyclone and hexagon at depth rescaled by Cassini / VIMS // *Planetary and Space Science.* 2009. V. 57. P. 1671–1681.
14. *Barbosa Aguiar A.C., Read P.L., Wordsworth R.D., Salter T., Yamazaki Y.H.* A laboratory model of Saturn's north polar hexagon // *Icarus.* 2010. V. 206. P. 755–763.

## **Связь между спиральностью и потенциальным вихрем в сжимаемой вращающейся жидкости**

*М.В. Курганский*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Оглядываясь назад в прошлое, в памяти наиболее четко проступают своего рода «Альфа» и «Омега»: первое знакомство с человеком и последние общения с ним. Впервые я увидел А.М. Обухова в начале 1969 года, когда был студентом 3 курса кафедры физики атмосферы физического факультета МГУ. Затем в течение более 10 лет мне довелось работать непосредственно с Александром Михайловичем и то, что написано ниже, относится, в том числе, к самым двум последним годам (1988 и 1989 гг.) нашего общения.

А.М. Обухов внес существенный вклад в теорию потенциального вихря. Он первым в литературе предложил уравнение эволюции потенциального вихря под действием диабатических притоков тепла и неконсервативных сил (включая силы вязкого трения) записать в чисто дивергентной форме [1]. Одновременно он предложил так называемую «электростатическую аналогию» и ввел понятие «вихревого заряда». Потенциальный вихрь в этой интерпрета-

ции является удельной плотностью вихревого заряда. Эти идеи получили дальнейшее развитие в [2, 3], в известной «теореме непроницаемости», гласящей о том, что изэнтропические поверхности непроницаемы для вихревого заряда, но проницаемы для массы. А.М. Обухов обратил внимание на то, что в общем гидродинамическом определении потенциального вихря Эртеля [4] заключен определенный произвол (степень свободы). Этот произвол может быть конструктивно использован для такой модификации понятия потенциального вихря, когда оно наиболее удобно для (изэнтропического) анализа крупномасштабных атмосферных процессов (ставится и решается проблема выбора своего рода оптимальных координат для описания указанных процессов). Будучи выдающимся специалистом в области теории вероятностей, А.М. Обухов увидел связь динамики со статистикой. Он положил в основу определения вероятностной меры массу воздуха как сохраняющуюся величину и предложил рассматривать статистическое распределение массы атмосферы по значениям адиабатических инвариантов: потенциальной температуры и модифицированного потенциального вихря [5]; для стандартного определения потенциального вихря Эртеля аналогичное распределение имеет неустраняемые особенности. Примечательно, что при формулировке общей теоремы о вихрях в [4] (из чего следует закон сохранения потенциального вихря) рассматривались лишь диабатические притоки тепла, в пренебрежении непотенциальными силами (включая силы вязкости); учет последних был произведен независимо в [6, 7, 4].

А.М. Обухов глубоко интересовался понятием спиральности поля скорости. Он был хорошо знаком с К. Моффатом, который в 1969 году нашел закон сохранения спиральности скорости для течений баротропной сжимаемой жидкости [8] и ввел понятие спиральности в научный обиход. В первой половине 1980-х годов К. Моффат посетил ИФА, где делал доклад на научном семинаре, руководимом А.М. Обуховым. В те годы интеграл спиральности называли инвариантом Моффата. Позже стало известно, что еще до [8] закон сохранения спиральности был рассмотрен в [9]; хотя исторически работа [8], видимо, является основной, в частности потому, в ней четко прояснен топологический смысл спиральности. Запомнилось глубокое замечание А.М. Обухова, сделанное им на рабочем семинаре Теоретического отдела ИФА о том, что понятие спиральности чисто кинематическое, т.е. не содержит единицы массы. Ранее, будучи аспирантом А.М. Обухова, Е.Б. Гледзер [10] предложил свою известную «цепочку» (широко известную за рубежом как GOY (Gledzer–Okhitani–Yamada)-shell model), аппроксимирующую уравнения гидродинамики, которая учитывает как интеграл кинетической энергии, так и спиральности. Эти обсуждения послужили стимулом к написанию работы [11], где для адиабатических движений сжимаемой жидкости строится характеристический вектор, связанный с градиентом поля потенциального вихря и обладающий свойством «вмороженности» в движение жидкости, и затем по нему выводится инвариант, аналогичный спиральности в гидродинамике и инварианту Вольтера (магнитной спиральности) [12] в магнитной гидродинамике. Интересно отметить, что К.Моффат пришел к закону сохранения

спиральности [8], занимаясь магнитной гидродинамикой и по аналогии с инвариантом Вольтера [12] (см. <https://sites.google.com/site/hkeithmoffatt/selected-publications-1960s>).

Последняя зарубежная поездка А.М. Обухова состоялась летом 1989 года в Великобритании, где он участвовал в работе Симпозиума по топологической гидродинамике, проходившем в Кембридже; второй Симпозиум на ту же тему состоялся там же в июле 2012 года.

У авторов работ [9, 8] были предтечи: среди них Г. Эртель, который в совместной статье с К.-Г. Россби [13] вывел для баротропных течений сжимаемой жидкости локальный инвариант

$$\frac{D}{Dt} \left\{ \frac{1}{\rho} \xi \cdot (\vec{v} - \nabla W) \right\} = 0, \quad W = \int_0^t \mathcal{L} dt,$$

где:  $\vec{v}$  – скорость и  $\vec{\xi}$  – завихренность. Под знаком интеграла (вдоль траектории частицы, так что  $\mathcal{L} = DW/Dt$ ) стоит гидродинамическая функция Лагранжа

$$\mathcal{L} = \frac{\vec{v}^2}{2} - \left( \Phi + \int \frac{dp}{\rho} \right),$$

( $\Phi$  – потенциал внешних сил,  $p$  – давление) и закон сохранения интеграла спиральности следует немедленно, если помножить данное уравнение на плотность жидкости  $\rho$  и произвести интегрирование по области, занятой течением жидкости.

### **Уравнение баланса спиральности во вращающейся, сжимаемой жидкости**

В конце 1988 г. Г.С. Голицын передал автору этих строк препринт статьи [14], где для вращающейся (с угловой скоростью  $\Omega$ ) сжимаемой жидкости устанавливалось соотношение между плотностью спиральности  $\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\omega} \equiv \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{v}$  и псевдоскалярной величиной  $P = \boldsymbol{\omega} \cdot \nabla \ln \rho$ . В отсутствие общего вращения  $P$  совпадает с потенциальным вихрем для несжимаемой, но расслоенной по плотности жидкости. Именно в [14] было установлено соотношение

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\omega}) = -2 \frac{P}{\rho} P + \Psi - \nabla \cdot \mathbf{J}, \quad (1a)$$

которое приводится в символической форме записи:

$$\Psi = 2[\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{F} - (2\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{v})(\nabla \cdot \mathbf{v})], \quad (16)$$

$\mathbf{F}$  – неконсервативные силы, включая силы трения, а вектор  $\mathbf{J}$  диагностически выражается через гидродинамические переменные. Для вязкой жидкости в отсутствие непотенциальных внешних сил справедлива формула  $\mathbf{F} = \ddot{v}(\nabla \times \boldsymbol{\omega})$ . Величина  $\boldsymbol{\omega} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{\omega})$  в [14] названа «суперспиральностью» (superhelicity), и это название как будто прижилось. Хотя как сам Р. Хайд говорил впоследствии (на что ему указал его университетский коллега), чисто лингвистически

правильнее было бы говорить о «гиперспиральности» (hyperhelicity), поскольку слово «helicity» имеет греческое происхождение, а приставка «super», в отличие от греческой «hyper», латинское.

В уравнение (16) входит дополнительный источник спиральности, связанный со сжимаемостью жидкости и ее общим вращением. Впоследствии удалось переписать уравнение для спиральности в общей инвариантной форме [15], куда входит потенциальный вихрь Эртеля  $\Pi_s = (\omega_a \cdot \nabla s)/\rho$  для расслоенной сжимаемой жидкости во вращающейся системе отсчета [4]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \{(\omega + 4\Omega) \cdot \mathbf{v}\} = -\nabla \cdot \{(\omega + 4\Omega)\mathcal{B} + (\omega_a \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} - T \nabla s \times \mathbf{v} - \mathbf{F} \times \mathbf{v}\} + 2T\rho\Pi_s + 2\omega_a \cdot \mathbf{F}, \quad (2a)$$

где  $s$  – удельная энтропия,  $\mathcal{B} = (\mathbf{v}^2/2) + h + \Phi$  – функция Бернулли,  $h$  – удельная энтальпия,  $T$  – абсолютная температура,  $\omega_a = \nabla \times \mathbf{v} + 2\Omega$  – абсолютная завихренность. При этом понадобилась модификация понятия спиральности для учета общего вращения жидкости

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{v} \Rightarrow \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{v} + 4\Omega) \equiv \mathbf{v} \cdot (\omega_a + 2\Omega). \quad (2б)$$

Как следует из (2a), в бароклинных течениях сжимаемой жидкости выделяется инвариантный класс течений с тождественно равным нулю полем потенциального вихря Эртеля, когда спиральность в идеальной жидкости в отсутствие непотенциальных внешних сил снова становится интегралом движения [16].

Когда А.М. Обухов увидел этот результат, он сразу сказал, что работу надо публиковать. Рецензентом был Г.И. Баренблатт, который попросил прокомментировать появление четвертки в модифицированной формуле для спиральности (2б), что было сделано в примечании к статье, с объяснением этого эффекта свойством квадратичной нелинейности (по скорости) величины спиральности. Статья [15] вышла в свет в декабре 1989 года, в том самом месяце, когда ушел из жизни А.М. Обухов.

## **О роли и значении понятия спиральности в динамической метеорологии и геофизической гидродинамике**

Исторически и до сих пор наиболее успешно и широко понятие спиральности используется для объяснения генерации магнитного поля в электропроводящих средах за счет динамо-механизма [17, 18]. Хотя, строго говоря, в динамо-теории наличие ненулевой спиральности не является необходимым, но ее присутствие чрезвычайно облегчает задачу генерации магнитного поля. Общее вращение играет при этом ключевую роль: видимо, не случайно заметное магнитное поле обнаруживается исключительно на быстро вращающихся небесных телах [17]. То же самое, по всей видимости, справедливо и для общей гидродинамики: С.С. Моисеев с соавторами [19, 20 и др.] предприняли большие усилия по перенесению идей динамо-теории (теория среднего поля и альфа-эффекта) на генерацию крупномасштабного поля скорости на фоне более мелкомасштабной спиральной турбулентности. Здесь, однако,

есть ряд концептуальных моментов (например, жесткое требование выполнения закона сохранения углового момента), которые делают решение задачи более трудным и физически менее прозрачным по сравнению с магнитным динамо. Возможно, одним из выходов является более последовательный учет сжимаемости среды и ее общего вращения, что позволит иметь практически неограниченный резервуар относительного углового момента, что необходимо для образования «крупномасштабного» вихря.

Каково значение понятия спиральности в гидродинамике? Это прежде всего структурообразующее понятие. В механике Намбу [21, 22], являющейся определенным обобщением и развитием Гамильтонова формализма в гидродинамике, оно ставится на один иерархический уровень с понятием кинетической энергии. Ключевым моментом является то, что исходные свойства симметрии должны сохраняться при любых операциях с уравнениями [23, 24]. А.М. Обухов любил повторять: «Симметрия выше уравнений».

Понятие спиральности наиболее широко применяется в мезо- и микрометеорологии для интерпретации динамических процессов со сложной (нетривиальной) топологией поля скорости. Для крупномасштабных  $2\frac{1}{2}$  процессов она имеет более тривиальный смысл, будучи мерой «несамоподобия» поля скорости на различных высотных уровнях, когда, например, происходит поворот ветра с высотой под действием бароклинических факторов и общего вращения Земли. Спиральность тождественно равна нулю для баротропных или эквивалентно-баротропных движений атмосферы. В [25] показано, что интегральная спиральность имеет важное значение для развития крупномасштабной вихревой неустойчивости, ведущей к тропическому циклогенезу, причем, как показывают расчеты, вращение Земли (ненулевые значения параметра Кориолиса) играет ключевую роль.

В настоящее время имеются успешные попытки численного моделирования разнонаправленных каскадов энергии и спиральности, но при обязательном условии общего вращения жидкости. Анализируются уравнение баланса спиральности и условия ее генерации в приближении слабой (в динамическом смысле) сжимаемости среды – приближении Буссинеска [26]. Это приближение является в определенном смысле исключительным, поскольку посредством преобразования Лежандра позволяет записывать уравнение баланса спиральности в двух формах – первой, которую можно назвать формой Хайда [14] (она использует потенциальный вихрь), и второй, которая использует вертикальную компоненту вихря скорости. Используется то, что прямым аналогом температуры (для общего случая сжимаемой жидкости) в приближении Буссинеска является геопотенциал, что чрезвычайно облегчает математический анализ. Формальная возможность произвести преобразование Лежандра термодинамических переменных существует и в сжимаемой жидкости, но она не ведет к конструктивным результатам. Эти вопросы частично обсуждаются в [27]. Нелишне добавить, что имеющиеся до сих пор попытки введения понятия спиральности в теорию вихрей относятся почти исключительно к приближению Буссинеска (если вообще не к случаю однородной несжимаемой жидкости). Распространение этого подхода на случай сжимаемой

среды, особенно с учетом ее общего вращения, является чрезвычайно трудной задачей, ждущей своего решения.

В потоках с высокими значениями спиральности векторы скорости и вихря почти коллинеарны, поэтому вихрь Лэмба  $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}$  в уравнении Навье–Стокса, который отвечает за перенос энергии по спектру, почти нулевой, и каскад энергии к малым масштабам блокируется. Альтернативное качественное объяснение состоит в том, что сложная (нетривиальная) топология поля скорости эффективно затрудняет растяжение вихревых нитей в ограниченном пространстве, которое является одним из основных механизмов передачи энергии по спектру [28]. Идея состоит в том, что заузленная вихревая нить при растяжении (и соответствующем истончении) вынуждена занимать в турбулентном потоке бóльший объем, что затруднительно. Наличие спиральности блокирует прямой каскад энергии, но способствует ее обратному каскаду.

Плотность спиральности имеет размерность ускорения и для вихрей, находящихся в приближенном циклострофическом равновесии, наиболее удобной оценкой является  $VW/R$ , где  $V$  – характерная (максимальная) азимутальная (тангенциальная) скорость,  $W$  – характерная вертикальная скорость и  $R$  – радиус вихревого ядра. Чуть более точно, вклад азимутальных компонент скорости и вихря в спиральность оценивается величиной  $(2V/R)WH$ , где  $H$  – характерная высота вихря. Вклад в спиральность радиальных компонент скорости и вихря обычно пренебрежимо мал, а вот вклад вертикальных компонент оказывается примерно равным рассчитанному выше вкладу азимутальных компонент, так что полная спиральность вихря оценивается величиной  $\mathcal{H} = 4\pi VWRH$ , которая в отличие от кинетической энергии вихря вполне конечна, например для комбинированного вихря Рэнкина, что является преимуществом. Это еще одно из достоинств понятия спиральности. Можно эквивалентно записать  $\mathcal{H} = 2 \times 2\pi R V \times WH$ , что вполне согласуется с результатом [8] для величины полной спиральности в случае зацепленных тороидальной и полоидальной циркуляций. Естественным масштабом времени в вихрях является время их полного оборота вокруг оси  $2\pi R/V$ . Использование данных [29] позволяет сделать вывод о том, что пыльные вихри независимо от размеров в среднем делают примерно 60 оборотов. В больших вихрях этот оборот занимает большее время, поэтому в абсолютных единицах времени они живут дольше. Для пыльных вихрей, вероятно, существует зависимость  $V^3 \propto R$ , т.е. время полного оборота  $\propto R^{2/3}$  [29]. Вертикальный поток спиральности в вихре оценивается величиной  $S = 2\pi V(V^2 - W^2)R$  (для вихря Рэнкина) и, если  $V \gg W$ , то  $S \approx 2\pi V^3 R$  [30, 31]. Отношение  $\mathcal{H}/S$  определяет характерное время трансформации спиральности в вихре, его «метаболизм». Для вихрей это время коротко и составляет всего несколько полных оборотов вихря вокруг вертикальной оси. Если положить  $H/R = 10$  [29] и принять, что  $V/W = \sqrt{2}$ , то время полного обновления спиральности в вихре составляет  $\sim 4.5$  полных оборота пыльного вихря вокруг своей оси, т.е. за типичное время жизни их спиральность успевает полностью обновиться более 10 раз. С этой точки зре-

ния можно сказать, что спиральность – это постоянно обновляющийся корсет (каркас), который наполнен энергией. Утверждение о более коротком по сравнению с энергией временем разрушения (деградации) спиральности в целом согласуется с выводами [32], где изучалось самоподобное (во времени) затухание спиральности в однородной турбулентности с учетом интегральных инвариантов, связанных со спиральностью и показано, что спиральность всегда затухает быстрее энергии.

Вышеизложенный материал носит в основном обзорно-исторический характер. Ниже включены два раздела, которые основаны на материалах, которые в той форме, в которой они представлены, не публиковались в литературе. Первый из разделов касается формулировки скобок Намбу для двухкомпонентных сжимаемых сред (влажный воздух, запыленный сухой воздух). Во втором разделе рассматривается вопрос об эволюции спиральности в адиабатических движениях насыщенного влажного воздуха; применительно к ненасыщенному влажному воздуху эта проблема рассмотрена в [33].

### Обобщенный формализм Гамильтона: скобки Намбу

Рассматривается система уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}_a - \nabla \mathcal{B} + T \nabla s + \mu \nabla q, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}), \quad \frac{\partial s}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla s, \quad \frac{\partial q}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla q. \quad (3b)$$

Здесь  $q$  – удельная концентрация малой примеси и  $\mu$  – соответствующий химический потенциал; остальные обозначения те же, что и выше. Уравнение (3a) является обобщением уравнения Фридмана на случай двухкомпонентной жидкости. А.А. Фридман [34] был, по всей видимости, первым, кто в гидродинамике преобразовал правую часть уравнения Эйлера с помощью уравнения Клаузиуса–Гиббса и записал на этой основе уравнение для вихря скорости в сжимаемой жидкости в терминах векторного произведения градиентов температуры и удельной энтропии. В [4, 14] уравнение для вихря скорости записывалось в традиционных переменных «плотность–давление».

В (3) имеется четыре интеграла движения

$$\mathcal{H} = \int \left( \frac{\mathbf{v}^2}{2} + e + \Phi \right) \rho \, d\tau = \text{inv}, \quad (4a)$$

$$\mathcal{M} = \int \rho \, d\tau = \text{inv}, \quad \mathcal{S} = \int s \rho \, d\tau = \text{inv}, \quad \mathcal{Q} = \int q \rho \, d\tau = \text{inv}. \quad (4b)$$

Они отвечают законам сохранения полной энергии, массы жидкости, суммарной энтропии и полного количества примеси, соответственно; в первой из этих формул  $e$  – удельная плотность внутренней энергии. Полная спиральность

$$\mathcal{G} = \frac{1}{2} \int (\nabla \times \mathbf{v} + 4\boldsymbol{\Omega}) \cdot \mathbf{v} \, d\tau \quad (5)$$



не является сохраняющейся величиной. Ее временная эволюция определяется уравнением

$$\frac{d}{dt}G = \int (\Pi_s T + \Pi_q \mu) \rho d\tau, \quad (6)$$

где  $\Pi_s = (\boldsymbol{\omega}_a \cdot \nabla s) / \rho$  и  $\Pi_q = (\boldsymbol{\omega}_a \cdot \nabla q) / \rho$  – «дуально» сопряженные потенциальные завихренности, чья временная эволюция подчиняется уравнениями

$$\frac{D}{Dt} \Pi_s = \frac{1}{\rho} \nabla s \cdot (\nabla \mu \times \nabla q), \quad \frac{D}{Dt} \Pi_q = \frac{1}{\rho} \nabla q \cdot (\nabla T \times \nabla s).$$

Уравнение (5) следует из уравнения баланса спиральности для двухкомпонентных сред:

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{v}}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot [\mathbf{A} \mathcal{L} + (2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} + T \nabla s \times \mathbf{v} + \mu \nabla q \times \mathbf{v}] + 2(T \Pi_s + \mu \Pi_q),$$

$$\mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{v} + 4\boldsymbol{\Omega} \equiv \boldsymbol{\omega}_a + 2\boldsymbol{\Omega}, \quad \mathcal{L} = (\mathbf{v}^2/2) - h - \Phi,$$

которое обобщает в этом отношении (2a), но выписано в консервативном приближении (для идеальной жидкости).

Хотя полная спиральность (5) не является сохраняющейся величиной, она в соответствии с представлениями, изложенными в [35], используется наряду с законами сохранения (3) как конструкционный элемент для построения скобок Намбу, которые приведены ниже для произвольного функционала

$$F[\mathbf{v}, \rho, \sigma \equiv \rho s, \chi \equiv \rho q] = \int_V F(\mathbf{v}, \rho, \sigma, \chi) d\tau:$$

$$\frac{dF}{dt} = \int \left( \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{\delta F}{\delta \rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\delta F}{\delta \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\delta F}{\delta \chi} \frac{\partial \chi}{\partial t} \right) d\tau = \quad (7a)$$

$$= \{F, \mathcal{H}, \mathcal{G}\}_{\mathbf{v}, \mathbf{v}, \mathbf{v}} + \{F, \mathcal{H}, \mathcal{M}\}_{\rho, \mathbf{v}, \rho} + \{F, \mathcal{H}, \mathcal{S}\}_{\sigma, \mathbf{v}, \sigma} + \{F, \mathcal{H}, \mathcal{Q}\}_{\chi, \mathbf{v}, \chi}$$

$$\{F, \mathcal{H}, \mathcal{G}\}_{\mathbf{v}, \mathbf{v}, \mathbf{v}} = \int \frac{1}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \cdot \left( \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \mathbf{v}} \times \frac{\delta \mathcal{G}}{\delta \mathbf{v}} \right) d\tau, \quad (7б)$$

$$\{F, \mathcal{H}, \mathcal{M}\}_{\rho, \mathbf{v}, \rho} = \int \left( \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \rho} \nabla \cdot \left( \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \frac{\delta \mathcal{M}}{\delta \rho} \right) - \frac{\delta F}{\delta \rho} \nabla \cdot \left( \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \mathbf{v}} \frac{\delta \mathcal{M}}{\delta \rho} \right) \right) d\tau + \text{cyc}(F, \mathcal{H}, \mathcal{M}), \quad (7в)$$

$$\{F, \mathcal{H}, \mathcal{S}\}_{\sigma, \mathbf{v}, \sigma} = \int \left[ \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \sigma} \nabla \cdot \left( \frac{\sigma}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \frac{\delta \mathcal{S}}{\delta \sigma} \right) - \frac{\delta F}{\delta \sigma} \nabla \cdot \left( \frac{\sigma}{\rho} \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \mathbf{v}} \frac{\delta \mathcal{S}}{\delta \sigma} \right) \right] d\tau + \text{cyc}(F, \mathcal{H}, \mathcal{S}), \quad (7г)$$

$$\{F, \mathcal{H}, \mathcal{Q}\}_{\chi, \mathbf{v}, \chi} = \int \left[ \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \chi} \nabla \cdot \left( \frac{\chi}{\rho} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{v}} \frac{\delta \mathcal{Q}}{\delta \chi} \right) - \frac{\delta F}{\delta \chi} \nabla \cdot \left( \frac{\chi}{\rho} \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \mathbf{v}} \frac{\delta \mathcal{Q}}{\delta \chi} \right) \right] d\tau + \text{cyc}(F, \mathcal{H}, \mathcal{Q}). \quad (7д)$$

Скобки Намбу обладают свойством полной (совершенной) антисимметричности, аналогично смешанному произведению векторов: они меняют знак на обратный при перестановке любых двух функционалов и обращаются в нуль, если какие-либо два функционала равны друг другу. Поэтому в формулах (7в)-(7д) стоит знак циклической перестановки, за которым скрываются два слагаемых, получаемых циклической перестановкой функционалов. При данном выборе функционалов эти слагаемые тождественно равны нулю, но если сделать перестановку функционалов, то один из скрытых слагаемых станет ненулевым, а явно указанный выше обратится в нуль. Полагая  $\mathcal{F}=\mathcal{G}$  в (7), получается уравнение эволюции спиральности (6).

Заслуживают внимания как частные случаи: 1) адиабатические движения однокомпонентной сжимаемой бароклининой жидкости: здесь последний член в правой части (7а) обращается в нуль и исчезает (7д); для этого случая скобки Намбу построены в [35], см. также [36]; 2) движения идеальной баротропной сжимаемой жидкости: здесь обращаются в нуль два последних члена в правой части (7а) и исчезают (7г) и (7д).

### Динамика спиральности во влажной атмосфере

Рассмотрим временную эволюцию (динамику) спиральности в адиабатических движениях влажного воздуха, если в начальный момент времени движение воздуха на мгновение стало винтовым. Заметим, что установившиеся винтовые движения в любой двухкомпонентной бароклининой жидкости (влажная атмосфера, запыленный сухой воздух, морская вода) динамически невозможны [33]. Для ненасыщенного влажного воздуха этот расчет произведен в [33]; ниже он очень кратко воспроизводится для насыщенного влажного воздуха. В этом случае имеются следующие выражения для удельной влажности:  $q = (m_v + m_l)/m$ , где  $m$  – масса влажного воздуха в выбранном объеме,  $m_v$  и  $m_l$  – соответствующая масса водяного пара и жидкой (капельной) влаги, а также для удельной энтропии, энтальпии и химического потенциала влажного воздуха:

$$s = (1 - q) \left( c_{pd} \ln \frac{T}{T_0} - R_d \ln \frac{p - E(T)}{p_0} \right) + qc \ln \frac{T}{T_0} + \frac{Lq_{vs}}{T},$$

$$h = (1 - q)c_{pd}T + qcT + Lq_{sv},$$

$$\mu = (c - c_{pd}) \left( T - T \ln \frac{T}{T_0} \right) - R_d \ln \frac{p - E(T)}{p_0},$$

соответственно. При этом выполняется закон Дальтона  $p = p_d + E(T)$ , где нижний индекс “ $d$ ” означает принадлежность к сухому воздуху. В этих формулах  $L$  – удельная скрытая теплота парообразования,  $E(T)$ ,  $q_{vs}$  – упругость и удельная концентрация насыщающих водяных паров,  $c_{pd}$  и  $c$  – удельная теплоемкость сухого воздуха и капельной воды, соответственно. В определении термодинамических переменных заложен определенный произвол и альтернативный их выбор содержится, например, в [37]. Для того, чтобы выполня-

лось (3) необходимо выполнение уравнения Клаузиуса–Клапейрона  $d \ln E = (L / R_v T^2) dT$ , которое играет роль «калибровочного соотношения». Аналогично [33] вычисляются (в пренебрежении силой Кориолиса) первые четыре производные по времени от спиральности, взятые в начальный момент времени. Первые три – нулевые:

$$\left. \frac{d}{dt} \mathcal{G} \right|_{t=t_0} = \left. \frac{d^2}{dt^2} \mathcal{G} \right|_{t=t_0} = \left. \frac{d^3}{dt^3} \mathcal{G} \right|_{t=t_0} = 0,$$

а четвертая отлична от нуля,

$$\left. \frac{d^4}{dt^4} \mathcal{G} \right|_{t=t_0} \cong - \int_{\mathcal{V}} \left( \frac{DT}{Dt} \right)^2 \frac{R_d}{p} \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{Lq_{sv}}{T} \right) \nabla q \cdot (\nabla p \times \nabla T) d\mathbf{x} \neq 0,$$

и, как показывает оценка, ее значения оказываются примерно в 50 раз большими, чем для ненасыщенного влажного воздуха.

### Заключение

Полностью оценить роль и значение понятия спиральности в геофизической гидродинамике предстоит в будущем. В статье сделан упор на связь, которая существует между понятиями спиральности и потенциального вихря и которая особенно нетривиальна в сжимаемой жидкости. Имеется определенная дополнительность (комплементарность) понятий потенциального вихря и спиральности. Первое из них – по крайней мере исторически, было в основном востребовано для понимания принципов динамики крупномасштабных процессов. В то же время понятие спиральности для таких движений не очень содержательно. Ситуация меняется по мере того, как совершается переход к мезо-, а затем мелкомасштабным атмосферным процессам. Речь не идет о том, что понятие потенциального вихря теряет свое значение. Оно в определенном смысле становится менее конструктивным, поскольку постепенно теряет силу принцип «обратимости» – имеется в виду возможность восстановления всех остальных (сбалансированных) гидродинамических полей по известному полю потенциального вихря. Для крупномасштабных процессов эту возможность гарантирует квазигеострофическая теория и ее усовершенствование. Для мезо- и мелкомасштабных процессов, по-видимому, уже не обойтись без представлений о симметрии (аксиальной и т.п.). При этом все больший вес приобретает спиральность и происходит ее выравнивание в понятийном смысле с потенциальным вихрем, а значит приобретает важное значение ее связь с ним.

### Литература

1. Обухов А.М. К динамике расслоенной жидкости // Докл. АН СССР. 1962. Т. 145, № 6. С. 1239–1242.

2. *Haynes P.H., McIntyre M.E.* On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces // *J. Atmos. Sci.* 1987. V. 55, № 5. P. 828–841.
3. *Haynes P.H., McIntyre M.E.* On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity // *J. Atmos. Sci.* 1990. V. 47. № 16. P. 2021–2031.
4. *Ertel H.* Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz // *Meteorolol. Z.* 1942. V. 59. P. 277–281.
5. *Обухов А.М.* Адиабатические инварианты атмосферных процессов // *Метеорология и гидрология.* 1964. № 2. С. 3–9.
6. *Truesdell C.* Proof that Ertel's vorticity theorem holds in average for any medium suffering no tangential acceleration on the boundary // *Geofis. Pura Appl.* 1951. V. 19. P. 167–169.
7. *Eliassen A., Kleinschmidt E.* Dynamic meteorology // *Handbuch der Physik.* V. 48. Springer Verlag, 1957. 154 p.
8. *Moffatt H.K.* The degree of knottedness of tangled vortex lines // *J. Fluid Mech.* 1969. V. 35. Pt. 1. P. 117–129.
9. *Moreau J.-J.* Constantes d'un ilot tourbillonnaire en fluid parfait barotrope / *C.R. Akad. Sci. Paris.* 1961. V. 252. P. 2810.
10. *Гледзер Е.Б.* Система гидродинамического типа, допускающая два квадратичных интеграла движения // *Докл. АН СССР.* 1973. Т. 209. №5. С. 1046–1048.
11. *Курганский М.В.* Об одном интеграле адиабатического движения атмосферы // *Изв АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1985. Т. 21. С. 1315–1318.
12. *Woltjer L.* On hydromagnetic equilibrium // *Proc. Natl Acad. Sci. USA.* 1985. V. 44. P. 833–841.
13. *Ertel H.* A new conservation theorem of hydrodynamics // *Geofis. Pura Appl.* 1949. V. 14. P. 189–193.
14. *Hide R.* Superhelicity, helicity and potential vorticity // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.* 1989. V. 48. P. 69–79.
15. *Курганский М.В.* О связи между спиральностью и потенциальным вихрем в сжимаемой вращающейся жидкости // *Изв АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1989. Т. 25. № 12. С. 1236–1239.
16. *Курганский М.В.* Введение в крупномасштабную динамику атмосферы. Адиабатические инварианты и их применение. СПб.: Гидрометеиздат, 1993. 168 с.
17. *Moffatt H.K.* Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids. Cambridge Univ. Press, 1978. Русский перевод: *Моффат Г.* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980. 343 с.
18. *Krause F., Raedler K.-H.* Mean-field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory. Berlin: Akademie-Verlag, 1980.
19. *Мусеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. и др.* Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // *ЖЭТФ.* 1983. Т. 85. Вып. 6 (12). С. 1979–1987.
20. *Мусеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В.* Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью // *ЖЭТФ.* 1988. Т. 94. Вып. 2. С. 144–153.
21. *Nambu Y.* Generalized Hamiltonian dynamics // *Phys. Rev. D.* 1973. V. 7. P. 2405–2412.
22. *Névir P., Blender R.A* Nambu representation of incompressible hydrodynamics using helicity and enstrophy // *J. Phys. A: Math. Gen.* 1993. V. 26. P. L1189–93.

23. *Salmon R.* A general method for conserving quantities related to potential vorticity in numerical models // *Nonlinearity*. 2005. V. 18. P. R1–16.
24. *Salmon R.* A general method for conserving energy and potential enstrophy in shallow-water models // *J. Atmos. Sci.* 2007. V. 64. P. 515–530.
25. *Левина Г.В., Монтгомери М.Т.* О первом исследовании спиральной природы тропического циклогенеза // *ДАН*. 2010. Т. 434, № 3. С. 401–406.
26. *Marino R., Mininni P.D., Rosenberg D., Pouquet A.* Emergence of helicity in rotating stratified turbulence // *Phys. Rev. E*. 2013. V. 87. P. 033016.
27. *Kurgansky M.V.* Helicity production and maintenance in a baroclinic atmosphere // *Meteorol. Z.* 2006. V. 15. № 3. P. 1–8.
28. *Chakraborty S.* Signatures of two-dimensionalisation of 3D turbulence in the presence of rotation // *EPL (Europhysics Letters)*. 2007. V. 79, № 1. P. 14002.
29. *Lorenz R.* The longevity and aspect ratio of dust devils: Effects on detection efficiencies and comparison of landed and orbital imaging at Mars // *Icarus*. 2013. V. 226. P. 964–970.
30. *Курганский М.В.* Вертикальный поток спиральности в вихрях как мера их интенсивности // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2008. Т. 44. № 1. С. 67–74.
31. *Kurgansky M.V.* Simple models of helical baroclinic vortices // *Procedia IUTAM*. 2013. V. 7. P. 193–202.
32. *Левшин А.О., Чхетиани О.Г.* Затухание спиральности в однородной турбулентности // *Письма в ЖЭТФ*. 2013. Т. 98. Вып. 10. С. 670–675.
33. *Курганский М.В.* О спиральных вихревых движениях влажного воздуха // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2013. Т. 49. № 5. С. 523–529.
34. *Фридман А.А.* Опыт гидромеханики сжимаемой жидкости. Л., М.: ОНТИ ГТТИ, 1934. 370 с.
35. *Névir P., Sommer M.* Energy-vorticity theory of ideal fluid mechanics // *J. Atmos. Sci.* 2009. V. 66. P. 2073–2084.
36. *Salazar R., Kurgansky M.V.* Nambu brackets in fluid mechanics and magnetohydrodynamics // *J. Phys. A: Math. Theor.* 2010. V. 43. P. 305501.
37. *Bannon P.R.* Hamiltonian description of idealized binary geophysical fluids // *J. Atmos. Sci.* 2003. V. 60. P. 2809–2819.

# Об исследовании спиральности поля скорости Азиатского муссона в численных экспериментах по моделированию общей циркуляции атмосферы с учетом влияния аномального гравитационного поля Земли

*А.А. Макоско<sup>1</sup>, К.Г. Рубинштейн<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Росгидромет, г. Москва, <sup>2</sup>Гидрометцентр России, г. Москва

В последнее время для математического описания спиральных свойств атмосферных движений часто привлекается спиральность ( $s$ ) поля скорости, определяемая как скалярное произведение векторов скорости и завихренности:

$$s = \vec{V} \cdot \text{rot} \vec{V}$$

или в покомпонентном виде

$$s = u \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + v \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) + w \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (1)$$

где  $u$ ,  $v$ ,  $w$  – компоненты вектора скорости  $\vec{V}$  по декартовым координатам  $x$ ,  $y$ ,  $z$  в области  $\Omega$ .

Полная (интегральная) спиральность ( $S$ ) вихревой системы представляется выражением

$$S = \int_{\Omega} s \, d\Omega. \quad (2)$$

Результаты изучения спиральности свидетельствуют о ее важной роли в развитии крупномасштабной вихревой неустойчивости [1] и возможности использования в качестве индикатора процесса усиления тропического циклогенеза [2].

Муссон является одним из наиболее ярких элементов атмосферной циркуляции в тропиках. Проблеме тропических муссонов и муссонной циркуляции посвящена обширная библиография [3, 4 и др.]. Об актуальности всестороннего изучения муссонной циркуляции свидетельствует и тот факт, что при Всемирной Метеорологической Организации создана и активно функционирует группа по численному моделированию муссонов.

В работе [5] отмечено, что горизонтальная разность виртуальных температур одновременно порождает вихревое движение (циркуляцию) как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости. Это обстоятельство позволяет надеяться, что спиральность поля скорости муссона может быть важной характеристикой его интенсивности и развития.

Отметим, что анализ спиральности в области Азиатского муссона ранее не проводился.

Для корректного учета влияния силы тяжести при решении задач динамики крупномасштабных атмосферных процессов в работах [6, 7] предложено использовать сферические координаты. В работах [8, 9] показано, что с

этой целью предпочтительнее использовать в качестве отсчетной поверхность общего земного эллипсоида и, соответственно, систему эллипсоидальных координат. Неоднородность силы тяжести (НСТ), обусловленная в этом случае, прежде всего, аномальным гравитационным полем, учитывается в уравнениях движения введением тангенциальных составляющих ускорения свободного падения  $g_x$  и  $g_y$ . Для упрощения задачи затем можно осуществить предельный переход к сферическим координатам [6, 8].

Выполненные численные эксперименты с моделью общей циркуляции атмосферы (ОЦА) Гидрометцентра России и региональной моделью краткосрочного прогноза показали, что адекватный учет NST может приводить к значимому улучшению качества моделируемых характеристик [9, 11].

В работе [8] впервые было отмечено, что учет NST может оказывать положительный эффект при моделировании муссонной циркуляции. В работе [12] этот тезис нашел определенное подтверждение: при учете NST такая важная характеристика, как начало азиатского муссона воспроизводится более точно.

Следует ожидать, что учет NST при моделировании муссонной циркуляции позволит более адекватно воспроизводить спиральность поля скорости муссона.

### Используемые данные и методика исследования

Использовались следующие данные:

- а) реанализы NCAR/NCEP [13] в качестве эталонов для сравнения характеристик циркуляции и данные GPCP [14] при анализе осадков;
- б) результаты базового численного эксперимента с моделью ОЦА;
- в) результаты численного эксперимента с моделью ОЦА с учетом влияния NST.

Численные эксперименты были проведены по протоколу АМИП-1 [15], анализировались результаты для первых двух лет (с января 1979 г. по декабрь 1980 г.) с помощью версии модели ОЦА – T42L15 (треугольное усечение 42 гармоник и 15 уровней по вертикали). Результаты записывались 2 раза в сутки.

В базовом эксперименте (б) влияние NST не учитывалось.

В эксперименте (в) тангенциальные проекции составляющих NST рассчитывались на основе разложения в ряд сферических функции до 2160-го порядка [10, 12] с последующей интерполяцией в расчетную гауссову сетку модели ОЦА с шагом приблизительно  $2,5^\circ$ .

Спиральность поля скорости Азиатского муссона на основе вышеприведенных данных определяется по упрощенному варианту формулы (2), полученному в предположении малости членов, содержащих вертикальную скорость, и осредняется по высоте и продолжительности месяца

$$S_T = \frac{1}{\Delta T \cdot \Lambda} \int_{\Delta T} dt \int_{\Lambda} d\Lambda \int_{z_{1000}}^{z_{200}} dz \left[ -u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right], \quad (2)$$

где  $\Delta T$  – продолжительность месяца,  $\Lambda$  – площадь области  $\Omega$  Азиатского муссона.

Область  $\Omega$  ограничена по вертикали высотами изобарических поверхностей 1000 и 200 гПа.

Расчеты спиральности проведены для области Азиатского муссона  $05\text{--}20^\circ$  с.ш.,  $75\text{--}120^\circ$  в.д. На основе результатов этих расчетов построен годовой ход осредненной спиральности. Также построены поля спиральности, осредненные за период до начала муссона и за период муссонной деятельности. В этом случае для расчета спиральности использовалось выражение

$$S_{II} = \frac{1}{\Delta\Pi \cdot (H_{200} - H_{1000})} \int_{\Delta\Pi} dt \int_{z_{1000}}^{z_{200}} dz \left[ -u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right], \quad (3)$$

где  $\Delta\Pi$  – длительность рассматриваемого периода. До начала муссона  $\Delta\Pi$  охватывала январь – апрель 1979 г. и декабрь 1979 г. – апрель 1980 г. Для периода муссонной деятельности  $\Delta\Pi$  охватывала май – ноябрь 1979 г. и май – ноябрь 1980 г.

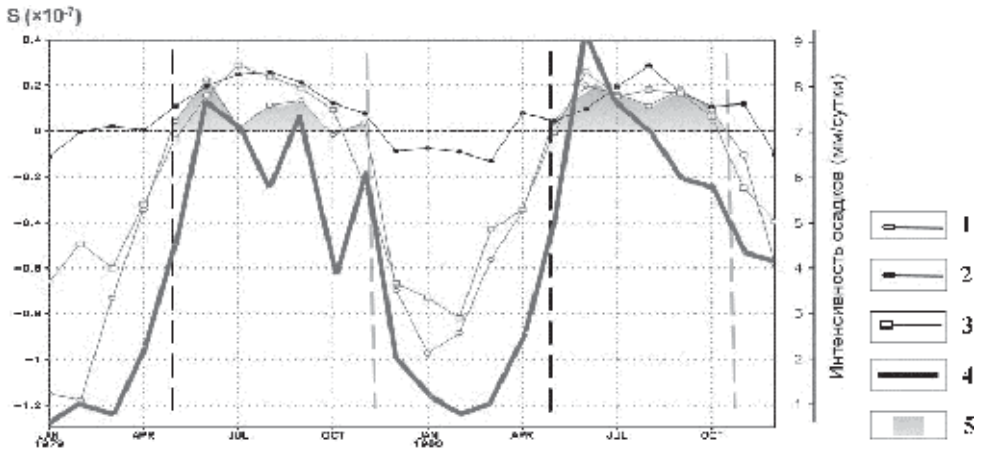
### Анализ годового хода спиральности

На рис. 1 представлен годовой ход осредненной по месяцам и по вышеуказанной области Азиатского муссона спиральности  $S_T$ , рассчитанной по формуле (2). Сравнение кривой спиральности, полученной по реанализу NCAR/NCEP, и кривой осадков по данным GPCP, осредненных для той же области, показывает очень хорошее их соответствие. Видно, что интенсивному увеличению осадков предшествует устойчивый рост значений спиральности. Переход спиральности в мае в область положительных значений соответствует превышению интенсивности осадков  $4,0\text{--}4,5$  мм/сут и, очевидно, свидетельствует о наступлении муссона. Переход спиральности в ноябре в область отрицательных значений соответствует снижению интенсивности осадков ниже  $4,0\text{--}4,5$  мм/сут и, очевидно, о прекращении летней муссонной циркуляции. По-видимому, спиральность может быть хорошим индикатором начала муссона и его окончания.

Динамика спиральности, рассчитанная по результатам моделирования ОЦА в базовом эксперименте, существенно отличается по величине от спиральности по данным реанализа. Очевидно, спиральность в базовом эксперименте нельзя использовать для анализа муссонной деятельности.

Учет в численных экспериментах влияния НСТ позволил значительно приблизить динамику спиральности к спиральности, рассчитанной по данным реанализа NCAR/NCEP. В этом случае спиральность вполне может использоваться для анализа муссонной активности. После проверки на результатах численных прогностических моделей эта характеристика может стать важным предиктором начала активной фазы Азиатского муссона.





**Рис. 1.** Годовой ход интенсивности осадков по данным GPCP и спиральности  $S_T$  ( $\text{м}^2/\text{с}^2$ ), рассчитанной по данным реанализа NCAR/NCEP и результатам численного моделирования ОЦА без учета и с учетом НСТ.

- 1 – реанализ (NCAR/NCEP); 2 – базовый эксперимент; 3 – эксперимент с учетом НСТ;  
4 – интенсивность осадков (GPCP); 5 – области с положительными значениями  $S_T$

### **Анализ полей спиральности, осредненных за период до начала муссона, и за период муссонной деятельности**

На рис. 2 представлены поля спиральности  $S_{II}$ , рассчитанные с помощью выражения (3) по данным реанализа NCAR/NCEP за периоды соответственно январь – апрель 1979 г. (до начала муссона) и май – ноябрь 1979 г. (активная фаза муссонной циркуляции). Видно, что до начала муссона почти во всей исследуемой области спиральность  $S_{II}$  отрицательна. Во время активной муссонной циркуляции спиральность положительна в большей части области: в южной половине Индостана, Индокитае.

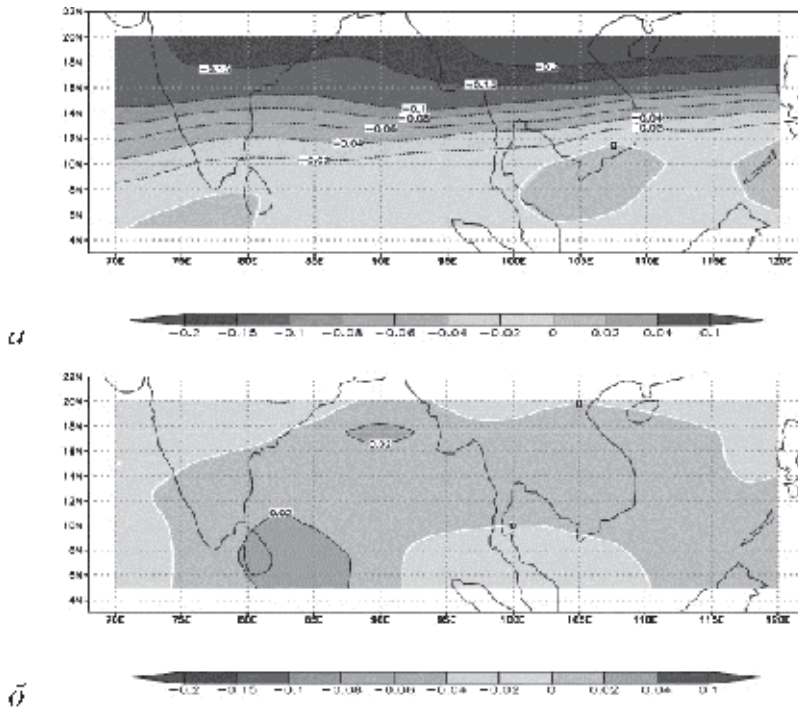
Весьма близкие к представленным поля спиральности  $S_{II}$  получены и для соответствующих периодов 1980 г. Это обстоятельство указывает на высокую пространственно-временную стабильность поля спиральности для выбранных периодов муссонной циркуляции.

Важно отметить, что по мере наступления муссона область положительных значений спиральности распространяется на все большую часть территории, продвигаясь на север. Очевидно, что положение нулевой изолинии спиральности вполне характеризует интенсивность муссонной циркуляции и может быть ее индикатором.

Анализ результатов численных экспериментов показал следующее.

В базовом эксперименте поля спиральности, рассчитанные с помощью выражения (3), характеризуются завышением спиральности в сторону положительных значений и меньшими градиентами по сравнению со значениями спиральности по данным реанализа.

Учет влияния НСТ значительно приближает моделируемые поля спиральности в рассматриваемые периоды к реанализу.



**Рис. 2.** Поле спиральности  $S_{II}$  ( $\text{m}^2/\text{c}^2$ ), рассчитанное по данным реанализа NCAR/NCEP.

*a* – за период январь–апрель 1979 г. (до начала муссона), *б* – за период май–ноябрь 1979 г. (активная фаза муссонной циркуляции)

Отмеченные результаты подтверждают сделанные выше выводы о том, что при численном моделировании ОЦА с учетом влияния НСТ спиральность вполне может использоваться для анализа активности муссонной циркуляции.

### **Теоретический анализ влияния учета НСТ на поле спиральности при наступлении активной фазы муссона**

Предположим, что составляющие скорости реального ветра представимы в виде

$$u = u_0 + u_g, \quad v = v_0 + v_g, \quad (4)$$

где индексом «0» обозначены  $u$ ,  $v$  при отсутствии учета НСТ (т.е. в базовом численном эксперименте), а индексом «g» составляющие так называемого «гравитационного» ветра, направленные по осям  $x$ ,  $y$  соответственно [8, 9]:

$$u_g = -l^{-1} \cdot \frac{T'}{\bar{T}} g_y, \quad v_g = l^{-1} \cdot \frac{T'}{\bar{T}} g_x. \quad (5)$$

Здесь  $\bar{T}$  – температура равновесного состояния,  $T'$  – возмущение температуры,  $l$  – параметр Кориолиса.

В предположении малости членов, содержащих вертикальную скорость, выражение (1) принимает вид

$$s(u, v) = -u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial z}.$$

Составим разность

$$\delta s = s(u, v) - s(u_0, v_0), \quad (6)$$

которая будет характеризовать вклад НСТ в спиральность поля скорости.

С учетом представления (4), (5) и пренебрежения малыми членами выражение (7) преобразуется в вид

$$\delta s \approx -\frac{1}{fT} \frac{\partial T'}{\partial z} (ug_x + vg_y). \quad (7)$$

Оценим знак разности  $\delta s$  в различных частях рассматриваемой области Азиатского муссона для летних условий. Предварительно оценим знаки входящих в выражение (7) функций.

С начала летнего муссона в нижней половине тропосферы до высоты 4–5 км наблюдаются южные и юго-западные воздушные течения ( $u > 0, v > 0$ ) практически во всей рассматриваемой области за исключением восточной части (восточнее  $105\text{--}110^\circ$  в.д.), где преобладают южные потоки ( $u \approx 0, v > 0$ ). В верхней тропосфере господствуют восточные воздушные течения ( $u < 0, v \approx 0$ ).

Поле силы тяжести в области Азиатского муссона характеризуется следующими основными особенностями.

В поле тангенциальной составляющей  $g_y$  западнее  $90\text{--}95^\circ$  в.д. наблюдаются отрицательные значения с локальными минимумами порядка  $-35$  мГал на севере Индии. Восточнее  $90\text{--}95^\circ$  в.д. имеются положительные значения  $g_y$  с несколькими максимумами до  $+30$  мГал севернее о. Калимантан и в районе Филиппинских островов.

В поле тангенциальной составляющей  $g_x$  западнее  $80\text{--}85^\circ$  в.д. наблюдаются отрицательные значения с локальным минимумом порядка  $-20$  мГал западнее Лаккадивских островов и над центральной частью Индии. Восточнее  $80\text{--}85^\circ$  в.д. наблюдаются положительные значения  $g_x$  с двумя локальными максимумами до  $+40$  мГал между о. Шри-Ланка и о. Суматра, а также вытянутым максимумом порядка  $+30$  мГал, охватывающим о. Калимантан и район Филиппинских островов.

Наибольшую трудность представляет выявление знака производной  $\frac{\partial T'}{\partial z}$ .

С наступлением муссона линия фронта, разделяющая экваториальный океанический и тропический континентальный воздух, быстро перемещается к северу (например, над Индостаном – с юга Цейлона к реке Инду). В нижней тропосфере насыщенный влагой морской воздух прохладнее и тяжелее континентального и подтекает под него. На высоте  $1,5\text{--}2$  км удельный вес их равен, а выше морской воздух оказывается теплее континентального и натекает на него как на орографическое препятствие, выделяя фронтальные дожди.

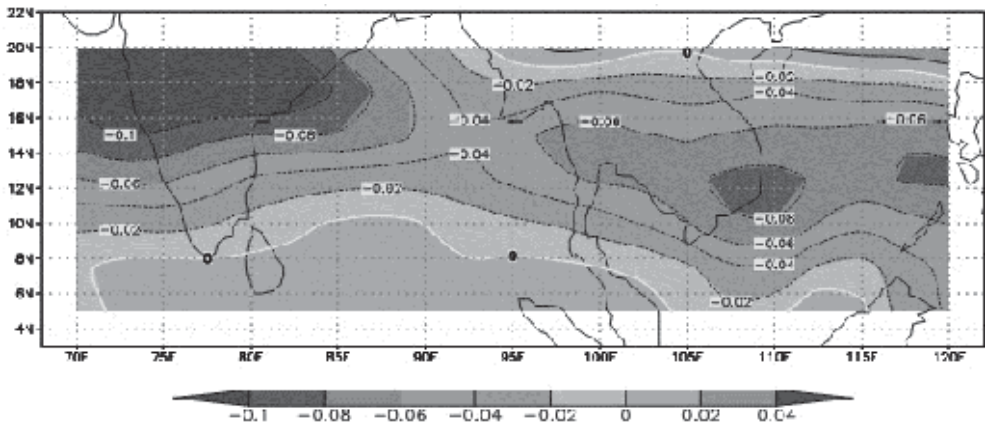
С высотой континентальный воздух охлаждается быстрее влажного морского. Максимальная мощность муссонного потока составляет 6–9 км.

Отмеченные особенности термического режима летнего муссона позволяют в рассматриваемой области выбрать на заданной высоте в качестве  $\bar{T}$  полусумму температур континентального и влажного морского воздуха. Тогда знак производной  $\frac{\partial T'}{\partial z}$  в нижней тропосфере над континентом будет отрицательным, а над океаном положительным. В верхней тропосфере – наоборот: над континентом знак производной будет положительным, а над океаном отрицательным вследствие того, что горизонтальный градиент температуры с высотой при приближении к тропопаузе уменьшается.

Учитывая приведенные данные из выражения (7) следует, что во всей тропосфере  $\delta s < 0$  над северной половиной Индии, Бенгальским заливом, Южно-китайским морем;  $\delta s > 0$  над морской поверхностью в области, западнее 85–90° в.д., а также над Индокитаем, о. Суматра, о. Калимантан.

Несмотря на грубость оценки знака производной  $\frac{\partial T'}{\partial z}$  эти результаты на-  
ходятся в качественном согласии с полем  $\delta S = S_{II}(u, v) - S_{II}(u_0, v_0)$  (рис. 3), полученным как разность между спиральностью, рассчитанной по данным реанализа, и спиральностью, рассчитанной по результатам базового эксперимента (см. формулу (3)).

Таким образом, учет влияния НСТ при численном моделировании ОЦА способствует повышению реалистичности поля спиральности при наступлении активной фазы Азиатского муссона.



**Рис. 3.** Поле  $\delta S$  ( $\text{м}^2/\text{с}^2$ ) разности между спиральностью  $S_{II}$ , рассчитанной по данным реанализа, и спиральностью  $S_{II}$ , рассчитанной по результатам базового эксперимента

## Выводы

Впервые выполнен анализ спиральности полей скорости в районе Азиатского муссона по данным реанализа NCAR/NCEP и результатам численных экспериментов без и с учетом влияния НСТ на циркуляцию атмосферы.

Показано, что переход спиральности в область положительных значений соответствует наступлению активной фазы муссона. Это обстоятельство позволяет сделать предположение, что спиральность может стать хорошим прогностическим индикатором начала активной муссонной циркуляции, что свидетельствует о практической значимости выполненного исследования.

Величины спиральности, рассчитанные по результатам базового эксперимента нельзя признать удовлетворительными. Учет НСТ существенно приблизил величины, временной ход и пространственное распределение осредненной спиральности к соответствующим характеристикам по данным реанализа.

## Литература

1. Курганский М.В. Вертикальный поток спиральности в атмосферных вихрях как мера их интенсивности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44, № 1. С. 67–74.
2. Левина Г.В., Монгомери М.Т. О первом исследовании спиральной природы тропического циклогенеза // ДАН. 2010. Т. 434, № 3. С. 401–406.
3. Тропические муссоны / Под ред. М.А. Петросянца, П.Н. Белова. ПГЭП. Т. 9. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 338 с.
4. Дегтярев А.И. Муссоны в системе глобальной циркуляции атмосферы: диагностика и моделирование. М.: Планета, 2008. 295 с.
5. Матвеев Л.Т. Теория общей циркуляции атмосферы и климата Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 296 с.
6. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1. М.: Мир, 1986. 400 с.
7. Gates W.L. Derivation of the Equations of Atmospheric Motion in Oblate Spheroidal Coordinates // J. Atmospheric Sci. V. 61. I. 20. P. 2478–2487.
8. Макоско А.А., Панин Б.Д. Динамика атмосферы в неоднородном поле силы тяжести. СПб.: РГГМУ, 2002. 244 с.
9. Макоско А.А., Рубинштейн К.Г., Лосев В.М., Боярский Э.А. Математическое моделирование атмосферы в неоднородном поле силы тяжести. М.: Наука, 2007. 60 с.
10. <http://earth-info.nga.mil/GandG/wgs84/gravitymod/egm2008/index.html>
11. Макоско А.А., Рубинштейн К.Г., Елисеев Г.В., Егорова Е.Н. Численное моделирование влияния неоднородности поля силы тяжести на общую циркуляцию атмосферы // Метеорология и гидрология. 2006. № 2. С. 26–35.
12. Бычкова В.И., Макоско А.А., Рубинштейн К.Г., Егорова Е.Н. Воспроизведение начала летнего Азиатского муссона в экспериментах с моделью общей циркуляции атмосферы Гидрометцентра России // Метеорология и гидрология. 2011. № 7. С. 16–31.
13. Kalnay E. et al. The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1996. V. 77, № 3. P. 437–484.
14. The Global Precipitation Climatology Project – Implementation and Data Management Plan // WMO/TD № 367.
15. Gates W.L. An overview of AMIP and preliminary results // Proceedings of The First International AMIP scientific conference (Monterey, California, USA, 15–19 May 1995). 1995. WMO/TD № 732. P. 1–8.

# Волновое приспособление – общая концепция и примеры

*Г.М. Резник*

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва

Представление движения в виде суммы медленной квазигеострофической (КГ) и быстрой агеострофической (АГ) компонент лежит в основе целого ряда взаимосвязанных концепций геофизической гидродинамики: геострофического приспособления, сбалансированных моделей, медленных и быстрых многообразий, проблемы инициализации (см., например, работу [1] и библиографию в ней). В общем виде такое расщепление возможно в линейном приближении, когда КГ компонента является чисто геострофической и не зависит от времени, а АГ компонента состоит из линейных волн. При этом геострофическая компонента может быть определена без решения начальной задачи, только по начальному полю потенциального вихря (ПВ) и геострофическим соотношениям [2, 3] (западному читателю основополагающая работа Обухова [2] стала известна лишь через много лет после ее публикации из работ [4, 5]). Если начальное состояние локализовано, то волны со временем затухают из-за дисперсии и система стремится к геострофическому равновесию: происходит т.н. геострофическое приспособление. Характерное время  $T_w$  приспособления определяется как отношение  $T_w = L / c_g$ , где  $L$  – горизонтальный масштаб начального возмущения и  $c_g$  – характерная групповая скорость излучаемых волн.

Влияние нелинейности на геострофическое расщепление определяется величиной числа Россби  $Ro = U / fL$ , где  $U$  – масштаб горизонтальной скорости,  $f$  – параметр Кориолиса. При малых числах Россби ( $Ro \ll 1$  – быстрое вращение и слабая нелинейность) КГ компонента медленно эволюционирует в адвективном времени  $T_a = O(1 / Ro f)$ , причем сценарий приспособления зависит от соотношения между временами  $T_a$  и  $T_w$ . В случае  $T_w \ll T_a$  групповая скорость  $c_g$  намного превосходит скорость течения  $U$ , т.е. волны практически не взаимодействуют с КГ модой и быстро «убегают» из области начального возмущения, оставляя после себя медленно меняющееся КГ течение [6, 7]. Если же  $T_w \geq T_a$ , то  $c_g \leq U$ , т.е. волны в этом случае эффективно взаимодействуют с КГ модой, могут быть ею захвачены и вносить нелинейный вклад в медленное движение [8]. Для больших чисел Россби ( $Ro \geq 1$  – умеренное вращение и сильная нелинейность) общая теория геострофического расщепления пока не разработана: непонятно, при каких условиях и можно ли вообще представить сильно нелинейное движение в виде суперпозиции медленной компоненты и убегающих быстрых волн. Если, однако, предположить, что такое расщепление возможно, то конечное сбалансированное состояние может быть рассчитано для некоторых симметричных начальных условий (например, одномерных или осесимметричных), используя лагранжево сохранение потенциального вихря [9].

В настоящей работе показано, что для расщепления движения на быструю волновую и медленную компоненты ни вращение, ни стратификация не обя-

зательны; аналогичное расщепление имеет место для любой физической системы (не только гидродинамической), удовлетворяющей определенным простым условиям. Ниже сформулированы эти условия и даются примеры различных систем.

### Общая концепция

*Линейный анализ.* Пусть имеется линейная система, описываемая  $n$  параметрами  $f_1, f_2, \dots, f_n$  и уравнениями:

$$L\mathbf{f}_t = R\mathbf{f}, \quad \mathbf{f} = (f_1, f_2, \dots, f_n)(\mathbf{x}, t), \quad (2.1a, б)$$

где  $\mathbf{x} = (x, y, z)$ , а  $L, R$  – некоторые матричные линейные операторы, причем  $L$  не зависит от времени  $t$ , а  $R$  может и зависеть. Пусть для простоты вектор состояния  $\mathbf{f}$  удовлетворяет однородным линейным граничным условиям на границе  $\Gamma$ , не зависящей от времени:

$$B\mathbf{f}|_{\Gamma} = 0, \quad (2.2a)$$

и начальным условиям:

$$\mathbf{f}|_{t=0} = \mathbf{f}_I; \quad (2.2б)$$

оператор  $B$  может зависеть от времени.

Пусть существует не зависящий от времени матричный линейный оператор  $M \neq 0$ , обращающий правую часть (2.1a) в нуль, т.е.

$$MR = 0. \quad (2.3)$$

Тогда система (2.1) имеет линейный инвариант

$$A = A(\mathbf{x}) = M L \mathbf{f}, \quad (2.4)$$

поскольку в силу (2.3) и независимости от времени  $L, M$  из (2.1a) следует:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial (M L \mathbf{f})}{\partial t} = 0. \quad (2.5)$$

Будем называть оператор  $M$  *оператором инварианта*. Без ограничения общности можно считать оператор  $M$  матрицей, состоящей из одной строки; в этом случае инвариант  $A$  является скаляром. Если имеется  $m$  операторов инварианта  $M_m, m = 1, 2, \dots$ , то им соответствуют  $m$  скалярных инвариантов  $A_m$ :

$$A_m = M_m L \mathbf{f}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.6)$$

Значения инвариантов  $A_m$  определяются начальными условиями (2.2б):

$$A_m = M_m L \mathbf{f}_I, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.7)$$

Пусть существуют решения системы (2.1), (2.2a) в виде линейных волн:

$$\mathbf{f}_w = \mathbf{A}_w(\mathbf{x}) e^{i\sigma t}, \quad \sigma = const \neq 0. \quad (2.8)$$

Очевидно, что для таких волновых решений инварианты (2.6) тождественно равны нулю, поскольку в силу линейности операторов  $M_m L$  имеем:

$$A_m^{(w)} = M_m L \mathbf{f}_w = e^{i\sigma t} M_m L \mathbf{A}_w = const \Rightarrow A_m^{(w)} = 0. \quad (2.9)$$

Таким образом, волны не «переносят» инварианты  $A_m$  и не «влияют» на них.

Пусть существует *стационарное* решение  $\mathbf{f} = \bar{\mathbf{f}}(\mathbf{x})$  задачи (2.1), (2.2a), удовлетворяющее уравнениям:

$$R\bar{\mathbf{f}} = 0, \quad M_m L\bar{\mathbf{f}} = A_m. \quad (2.10)$$

Тогда полное решение можно представить в виде

$$\mathbf{f} = \bar{\mathbf{f}}(\mathbf{x}) + \tilde{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t), \quad (2.11)$$

где по построению функция  $\tilde{\mathbf{f}}$  определяется уравнениями

$$L\tilde{\mathbf{f}}_t = R\tilde{\mathbf{f}}, \quad \tilde{A}_m = M_m L\tilde{\mathbf{f}} = 0, \quad (2.12a, б)$$

граничным условием (2.2a) с соответствующими изменениями, и начальными условиями

$$\tilde{\mathbf{f}}_I = \mathbf{f}_I - \bar{\mathbf{f}}. \quad (2.13)$$

Очевидно, что если система волн (2.8) полна, то функция  $\tilde{\mathbf{f}}$  является линейной суперпозицией этих волн, поэтому естественно называть  $\tilde{\mathbf{f}}$  волновой компонентой. Пусть для простоты  $R$  не зависит от времени, тогда, осредняя (2.12) по времени, получаем

$$R \langle \tilde{\mathbf{f}} \rangle = 0, \quad M_m L \langle \tilde{\mathbf{f}} \rangle = 0, \quad (2.14)$$

$$\langle a \rangle = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} a dt. \quad (2.15)$$

Система (2.14) совпадает с (2.10) при  $A_m = 0$ , поэтому, если (2.10), (2.2a) имеет единственное решение и граничное условие (2.2a) для  $\langle \tilde{\mathbf{f}} \rangle$  имеет такой же вид, как для  $\bar{\mathbf{f}}$  (как в приведенных ниже примерах), то из (2.14) следует, что

$$\langle \tilde{\mathbf{f}} \rangle = 0, \quad (2.16)$$

т.е. волновая часть решения осциллирует около стационарного режима. Если волны (2.8) могут «убежать» из области начального возмущения (как в рассмотренных ниже примерах), то волновая компонента  $\tilde{\mathbf{f}}$  постепенно затухает в фиксированной точке пространства и решение (2.11) стремится со временем к стационарной компоненте  $\bar{\mathbf{f}}$  – происходит так называемое *волновое приспособление*.

Таким образом, мы показали, что для расщепления вектора состояния  $\mathbf{f}$  линейной системы на стационарную и осциллирующие части достаточно, чтобы система обладала линейными инвариантами (одним или несколькими) и содержала полную систему линейных волн.

*Слабая нелинейность и балансовые модели.* Рассмотрим теперь возмущенную модель (2.1):

$$L\mathbf{f}_t = R\mathbf{f} + \varepsilon N\mathbf{f}, \quad \varepsilon \ll 1, \quad (2.17)$$



где слагаемое  $\varepsilon N\mathbf{f}$  – малое возмущение;  $N$  – линейный или нелинейный оператор. Применяя к (2.17) оператор инварианта  $M$ , находим

$$M\mathbf{L}\mathbf{f}_t = \varepsilon MN\mathbf{f}, \quad (2.18)$$

т.е. «бывший» линейный инвариант  $M\mathbf{L}\mathbf{f}$  перестает быть инвариантом, но медленно меняется со временем. В такой системе имеется два масштаба времени – медленный «нелинейный»  $\sim 1/\varepsilon$  и быстрый «волновой»  $\sim 1$ . Как обычно в таких случаях, решение ищется в виде многомасштабных асимптотических разложений:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}^{(0)}(\mathbf{x}, t, T_1, T_2, \dots) + \varepsilon \mathbf{f}^{(1)}(\mathbf{x}, t, T_1, T_2, \dots) + \dots, \quad T_n = \varepsilon^n t, \quad (2.19)$$

где  $T_n$  – медленные времена.

Подставляя (2.19) в (2.17), получаем в низшем порядке:

$$L\mathbf{f}_t^{(0)} = R\mathbf{f}^{(0)}. \quad (2.20)$$

Применяя к (2.20) оператор инварианта, находим

$$M\mathbf{L}\mathbf{f}_t^{(0)} = 0, \quad (2.21)$$

откуда следует, что величина  $M\mathbf{L}\mathbf{f}^{(0)}$  не зависит от быстрого времени:

$$M\mathbf{L}\mathbf{f}^{(0)} = A(\mathbf{x}, T_1). \quad (2.22)$$

Представим поле  $\mathbf{f}^{(0)}$  в виде суммы медленно и быстро меняющихся компонент (ср. с (2.11)):

$$\mathbf{f}^{(0)} = \bar{\mathbf{f}}^{(0)}(\mathbf{x}, T_1) + \tilde{\mathbf{f}}^{(0)}(\mathbf{x}, t, T_1), \quad (2.23)$$

которые удовлетворяют уравнениям (2.10), (2.12):

$$R\bar{\mathbf{f}}^{(0)} = 0, \quad M\bar{\mathbf{f}}^{(0)} = A(\mathbf{x}, T_1), \quad (2.24a, б)$$

$$L\tilde{\mathbf{f}}_t^{(0)} = R\tilde{\mathbf{f}}^{(0)}, \quad M\tilde{\mathbf{f}}^{(0)} = 0. \quad (2.25a, б)$$

В начальный момент функция  $A(\mathbf{x}, T_1)$  равна значению линейного инварианта  $M\mathbf{L}\mathbf{f}$ :

$$A(\mathbf{x}, 0) = M\mathbf{L}\mathbf{f}. \quad (2.26)$$

Начальные условия для  $\bar{\mathbf{f}}^{(0)}$ ,  $\tilde{\mathbf{f}}^{(0)}$  определяются из соотношений, следующих из (2.24), (2.26):

$$R\bar{\mathbf{f}}_I^{(0)} = 0, \quad M\bar{\mathbf{f}}_I^{(0)} = M\mathbf{L}\mathbf{f}_I; \quad \tilde{\mathbf{f}}_I^{(0)} = \mathbf{f}_I - \bar{\mathbf{f}}_I^{(0)}. \quad (2.27a, б, в)$$

Функция  $A(\mathbf{x}, T_1)$  в (2.24б) пока не определена; медленная эволюция определяется из условия ограниченности следующего приближения, которое описывается уравнением

$$L\mathbf{f}_t^{(1)} - R\mathbf{f}^{(1)} = -L\mathbf{f}_{T_1}^{(0)} + N\mathbf{f}^{(0)}. \quad (2.28)$$

Применим к (2.28) оператор инварианта, учитывая (2.24), (2.25):

$$M\mathbf{L}\mathbf{f}_t^{(1)} = -M\bar{\mathbf{f}}_{T_1}^{(0)} + MN\mathbf{f}^{(0)}. \quad (2.29)$$

Из уравнения (2.29) следует, что первое приближение  $\mathbf{f}^{(1)}$  ограничено по быстрому времени  $t$  при условии:

$$M\bar{\mathbf{f}}_{T_1}^{(0)} - \langle MN\mathbf{f}^{(0)} \rangle = 0, \quad (2.30)$$

где угловые скобки обозначают осреднение (2.15) по быстрому времени.

Уравнение (2.30) определяет эволюцию адиабатического инварианта  $A$  в (2.24); если бы удалось выразить  $\langle MN\mathbf{f}^{(0)} \rangle$  через  $\bar{\mathbf{f}}^{(0)}$ , то медленную компоненту  $\bar{\mathbf{f}}^{(0)}$  можно было бы определить из (2.24а) и (2.30). В общем виде эта задача весьма сложна и едва ли может быть решена. Если предположить, однако, что волновая компонента  $\tilde{\mathbf{f}}^{(0)}$  отсутствует с самого начала, т.е.

$$\tilde{\mathbf{f}}_I^{(0)} = 0, \quad (2.31)$$

и ей можно пренебречь по крайней мере на временах  $\sim 1/\varepsilon$ , то  $\mathbf{f}^{(0)} = \bar{\mathbf{f}}^{(0)}$  и задача для определения медленной эволюции  $\bar{\mathbf{f}}^{(0)}$  сводится к уравнениям

$$R\bar{\mathbf{f}}^{(0)} = 0, \quad ML\bar{\mathbf{f}}_{T_1}^{(0)} - MN\bar{\mathbf{f}}^{(0)} = 0, \quad (2.32)$$

которые в силу (2.31) должны решаться при начальных условиях

$$\bar{\mathbf{f}}_I^{(0)} = \mathbf{f}_I. \quad (2.33)$$

Заметим, однако, что поле  $\bar{\mathbf{f}}_I^{(0)}$  определяется уравнениями (2.27а,б), поэтому (2.33) налагает ограничения на начальное поле  $\mathbf{f}_I$ , которое должно соответствовать уравнению:

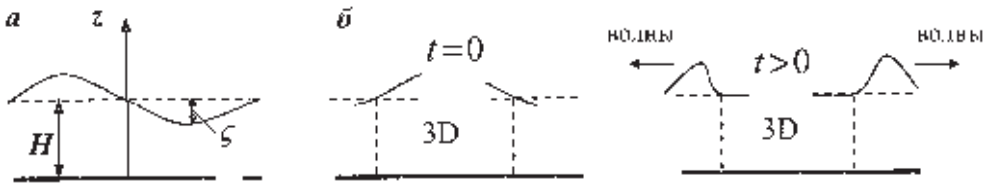
$$R\mathbf{f}_I = 0. \quad (2.34)$$

Уравнения (2.32) вместе с начальным условием (2.33) определяют динамику сбалансированной модели, где отсутствуют быстрые волны, соответствующей исходной системе (2.17). Условие (2.34) «отфильтровывает» быстрые волны из начальных условий.

### Трехмерное движение в баротропном слое со свободной поверхностью

Уравнения движения баротропного слоя жидкости со свободной поверхностью (рис. 1) можно записать в следующей безразмерной форме:

$$\mathbf{U}_t + \varepsilon(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla p, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (3.1а,б)$$



**Рис. 1.** Волновое приспособление невращающегося баротропного слоя.  
а – схематическое изображение слоя; б – схематическое представление приспособления.  
3D обозначает трехмерное движение

Здесь  $\mathbf{u} = (u, v, w)$  – скорость с компонентами  $u, v, w$ , направленными вдоль осей  $x, y, z$ , соответственно;  $p$  – отклонение давления от гидростатического;

$\varepsilon = U / \sqrt{gH}$  – безразмерный параметр, в котором  $U$  – масштаб скорости,  $H$  – невозмущенная глубина слоя,  $g$  – ускорение силы тяжести. На поверхности  $z = \varepsilon\zeta$  и на дне  $z = -1$  выполняются следующие условия:

$$w|_{z=\varepsilon\zeta} = \zeta_t + \varepsilon(u\zeta_x + v\zeta_y)_{z=\varepsilon\zeta}, \quad p|_{z=\varepsilon\zeta} = \zeta, \quad w|_{z=-1} = 0. \quad (3.2а,б,в)$$

Кроме того, скорость и возвышение удовлетворяют начальным условиям

$$(\mathbf{u}, \zeta)_{t=0} = (\mathbf{u}_I, \zeta_I). \quad (3.2г)$$

При записи (3.1), (3.2) мы использовали масштабы длины  $L = H$ , времени  $T = L / \sqrt{gH}$ , скорости  $U$ , давления  $P = \rho_0 U \sqrt{gH}$  и уровня  $D = \varepsilon H$ . Индекс «I» здесь и ниже обозначает начальные поля.

*Линейная система.* Линеаризованная задача получается из (3.1), (3.2) при  $\varepsilon = 0$ :

$$\mathbf{u}_t = -\nabla p, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0; \quad (w, p)_{z=0} = (\zeta_I, \zeta), \quad w|_{z=-1} = 0; \quad (3.3а,б,в,г)$$

начальные условия (3.2г) остаются без изменений. В силу (3.3а) здесь сохраняется вектор вихря:

$$\text{rot} \mathbf{u} = (\Omega^x, \Omega^y, \Omega^z) = \Lambda(\mathbf{x}), \quad \Omega^x = w_y - v_z, \quad \Omega^y = u_z - w_x, \quad \Omega^z = v_x - u_y, \quad (3.4а,б,в,г)$$

т.е. система (3.3) имеет 3 линейных инварианта  $\Omega^{x,y,z}$ :

$$\Omega^x = \Omega_I^x = w_{Iy} - v_{Iz}, \quad \Omega^y = \Omega_I^y = u_{Iz} - w_{Ix}, \quad \Omega^z = \Omega_I^z = v_{Ix} - u_{Iy}. \quad (3.5а,б,в)$$

Представим решение в виде суммы (2.11), т.е.

$$(\mathbf{u}, p, \zeta) = (\bar{\mathbf{u}}, \bar{p}, \bar{\zeta}) + (\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{p}, \tilde{\zeta}), \quad (3.6)$$

где величины с чертой представляют стационарное решение

$$\bar{p} = \bar{\zeta} = 0, \quad \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0, \quad \text{rot} \bar{\mathbf{u}} = (\Omega^x, \Omega^y, \Omega^z), \quad (3.7а,б,в)$$

удовлетворяющее граничным условиям:

$$\bar{w}|_{z=0,-1} = 0. \quad (3.7г)$$

Соответственно, волновая часть решения описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{u}}_t = -\nabla \tilde{p}, \quad \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0, \quad \text{rot} \tilde{\mathbf{u}} = 0; \quad (\tilde{w}, \tilde{p})_{z=0} = (\tilde{\zeta}_t, \tilde{\zeta}), \\ \tilde{w}|_{z=-1} = 0. \end{aligned} \quad (3.8а,б,в,г,д)$$

Стационарное решение легко находится: сначала определяем вертикальную скорость из уравнения  $\Delta \bar{w} = \Omega_{Iy}^x - \Omega_{Ix}^y$  и граничных условий (3.7г), а затем

горизонтальные скорости из уравнений  $\Delta_2 \bar{u} = -\bar{w}_{xz} - \Omega_{Iy}^z, \quad \Delta_2 \bar{v} = -\bar{w}_{yz} + \Omega_{Ix}^z,$  где

$\Delta = \partial_{xx} + \partial_{yy} + \partial_{zz}, \quad \Delta_2 = \partial_{xx} + \partial_{yy}.$  Зная стационарное решение, можно найти начальные условия для волновой компоненты:

$$(\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\zeta})_{t=0} = (\mathbf{u}_I - \bar{\mathbf{u}}, \zeta_I). \quad (3.9)$$

Система (3.8) описывает безвихревые поверхностные волны и анализируется обычным образом: уравнения сводятся к уравнению для потенциала  $\Phi$ , который можно ввести в силу (3.8в), так что

$$\tilde{\mathbf{u}} = \nabla \Phi, \quad \tilde{p} = -\Phi_t; \quad \Delta \Phi = 0, \quad (\Phi_z + \Phi_{tt})_{z=0} = 0, \quad \Phi_z|_{z=-1} = 0. \quad (3.10а,б,в,г,д)$$

Решение для потенциала записывается в виде суперпозиции поверхностных гравитационных волн:

$$\Phi = \int A(\mathbf{k}) \operatorname{ch} \kappa(z+1) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \sigma t)} d\mathbf{k}, \quad \mathbf{k} = (k, l), \quad \sigma^2 = \kappa \operatorname{th} \kappa. \quad (3.11а,б,в)$$

Фурье-амплитуда  $A(\mathbf{k})$  определяется из начальных условий (3.9). Если начальные поля локализованы в пространстве, то потенциал  $\Phi$  затухает в фиксированной точке  $x, y$  при  $t \rightarrow \infty$  из-за геометрического «разбегания» и дисперсии волн. При этом справедливы следующие асимптотики:

$$\Phi = O(1/t), \quad \tilde{\mathbf{u}} = O(1/t^2), \quad t \rightarrow \infty, \quad (3.12)$$

т.е. в результате волнового приспособления система со временем стремится к стационарному состоянию, определяемому формулами (3.5), (3.7), и невозмущающей свободной поверхности в силу (3.7а, г) (см. рис. 1).

*Слабая нелинейность и сбалансированные уравнения.* Рассмотрим теперь случай слабой нелинейности, когда параметр  $\varepsilon \ll 1$ . Решение ищется в виде асимптотических разложений (2.19), т.е.

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^{(0)}(\mathbf{x}, t, T_1, T_2, \dots) + \varepsilon \mathbf{u}^{(1)}(\mathbf{x}, t, T_1, T_2, \dots) + \dots, \quad T_n = \varepsilon^n t; \quad (3.13)$$

аналогично для других переменных. Подстановка (3.13) в (3.1), (3.2) дает в нулевом приближении систему, в точности совпадающую с (3.3), поэтому формулы (3.4), (3.6) – (3.12) справедливы и для нулевого приближения. Отличие в том, что теперь вектор вихря (3.4а) и амплитуда  $A$  в представлении (3.11) зависят от медленного времени, т.е.:

$$\operatorname{rot} \mathbf{u}^{(0)} = (\Omega^x, \Omega^y, \Omega^z) = \Lambda(\mathbf{x}, T_1, T_2, \dots), \quad A = A(\mathbf{k}, T_1, T_2, \dots), \quad (3.14а,б)$$

и эта зависимость определяется из условия ограниченности следующих приближений.

Уравнения и граничные условия первого приближения записываются в виде:

$$\mathbf{u}_t^{(1)} = -[\mathbf{u}_{T_1}^{(0)} + (\mathbf{u}^{(0)} \cdot \nabla) \mathbf{u}^{(0)}] - \nabla p^{(1)}, \quad \nabla \cdot \mathbf{u}^{(1)} = 0; \quad (3.15а,б)$$

$$z = 0: \quad w^{(1)} = \zeta_t^{(1)} - w_z^{(0)} \zeta^{(0)} + \zeta_{T_1}^{(0)} + u^{(0)} \zeta_x^{(0)} + v^{(0)} \zeta_y^{(0)}, \quad (3.16а,б)$$

$$p^{(1)} = \zeta^{(1)} - p_z^{(0)} \zeta^{(0)};$$

$$w^{(1)} \Big|_{z=-1} = 0; \quad (u^{(1)}, v^{(1)}, \zeta^{(1)})_{t=0} = 0. \quad (3.16в,г)$$

Представим поля первого приближения в виде

$$\mathbf{u}^{(1)} = \bar{\mathbf{u}}^{(1)}(\mathbf{x}, T_1, \dots) + \tilde{\mathbf{u}}^{(1)}(\mathbf{x}, t, T_1, \dots), \quad \langle \tilde{\mathbf{u}}^{(1)} \rangle = 0, \quad (3.17)$$

где угловые скобки обозначают осреднение по быстрому времени (2.15).

Применяя оператор ротора к (3.15а), находим:

$$\partial_t \text{rot} \mathbf{u}^{(1)} = -[D_{T_1}^{(0)} \text{rot} \mathbf{u}^{(0)} - (\text{rot} \mathbf{u}^{(0)} \cdot \nabla) \mathbf{u}^{(0)}], \quad D_{T_1}^{(0)} = \partial_{T_1} + \mathbf{u}^{(0)} \cdot \nabla. \quad (3.18a, \text{б})$$

Осредним (3.18a) по быстрому времени; с учетом асимптотики (3.12) находим

$$D_{T_1}^{(0)} \text{rot} \bar{\mathbf{u}}^{(0)} - (\text{rot} \bar{\mathbf{u}}^{(0)} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}}^{(0)} = 0. \quad (3.19)$$

Уравнение (3.19) описывает эволюцию медленной компоненты и должно решаться при начальных условиях, совпадающих со стационарной компонентой  $\bar{\mathbf{u}}$  рассмотренной выше линейной задачи. Кроме того, должны выполняться граничные условия (3.7г):

$$\bar{w}^{(0)} \Big|_{z=0,-1} = 0. \quad (3.20)$$

Уравнение (3.19) вместе с граничным условием (3.20) и начальными условиями составляют замкнутую сбалансированную модель для расчета медленной вихревой компоненты движения.

В силу (3.20) вихревая компонента нулевого приближения не возмущает свободную поверхность на временах  $t \sim 1/\varepsilon$  (см. рис. 1). Осредняя (3.15), находим уравнение для  $\bar{p}_1$ :

$$\nabla \bar{p}^{(1)} = -[\bar{\mathbf{u}}_{T_1}^{(0)} + (\bar{\mathbf{u}}^{(0)} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}}^{(0)}]; \quad (3.21)$$

нетрудно понять, что (3.19) является одновременно условием разрешимости (3.21). Зная  $\bar{p}_1$ , находим из (3.16б)  $\bar{\zeta}^{(1)} = \bar{p}^{(1)}(x, y, 0, T_1)$ , т.е. в следующем порядке «медленная» компонента движения дает вклад в возвышение. Аналогично, быстрая компонента в следующем порядке перестает быть безвихревой, как это следует из (3.18a).

### Вращающийся баротропный слой со свободной поверхностью

Предположим теперь, что рассмотренный выше баротропный слой вращается с постоянной угловой скоростью  $\Omega = f/2$  так, как показано на рис. 2. Безразмерные уравнения движения удобно представить в виде:

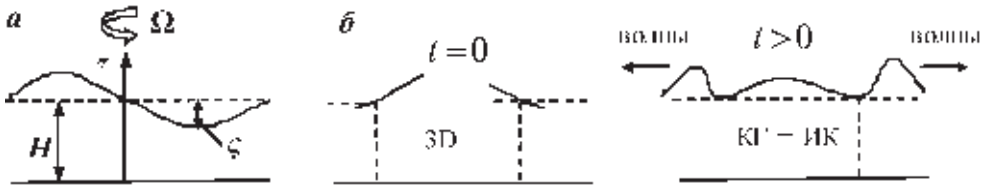
$$\mathbf{u}_t + \varepsilon(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + f \mathbf{e}_z \times \mathbf{u} = -\hat{\nabla} p, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (4.1a, \text{б})$$

Здесь использованы следующие масштабы и обозначения:  $T = 1/f$  – масштаб времени;  $L$  – горизонтальный масштаб;  $U, W = UH/L, P = \rho_0 UfL$  и  $Z = \varepsilon H$  – масштабы горизонтальной скорости, вертикальной скорости, давления и возвышения свободной поверхности, соответственно;  $\varepsilon = U/fL$  – число Россби,  $\delta = H/L$ ,  $\hat{\nabla} = (\partial_x, \partial_y, \partial_z / \delta^2)$ . Условия (3.2a, в, г) остаются без изменений, меняется лишь смысл параметра  $\varepsilon$ ; условие (3.2б) принимает вид:

$$p \Big|_{z=\varepsilon \zeta} = Bu \zeta, \quad (4.2)$$

где  $Bu = L_R^2 / L^2$  – число Бургера,  $L_R = \sqrt{gH} / f$  – масштаб Россби.

*Линейная система.* В отсутствие нелинейных членов (т.е. при  $\varepsilon = 0$ ) система (4.1), (3.2a, в), (4.2) записывается как:



**Рис. 2.** Волновое приспособление вращающегося баротропного слоя.

*a* – схематическое изображение слоя; *b* – схематическое представление приспособления. КГ + ИК означает, что остаточное течение состоит из КГ двумерного движения и инерционных колебаний

$$u_t - v = -p_x, \quad v_t + u = -p_y, \quad w_t = -p_z / \delta^2, \quad u_x + v_y + w_z = 0; \quad (4.3a, б, в, г)$$

$$(w, p)_{z=0} = (\zeta_t, Bu\zeta), \quad w|_{z=-1} = 0. \quad (4.4a, б)$$

Исключая давление из (4.3a, б), интегрируя полученное уравнение по  $z$  от -1 до 0, и используя (4.3г), (4.4a), находим следующий инвариант движения:

$$\Pi = \int_{-1}^0 (v_x - u_y) dz - \zeta = \Pi_I(x, y) = \int_{-1}^0 (v_{Ix} - u_{Iy}) dz - \zeta_I. \quad (4.5)$$

Таким образом, в отличие от случая без вращения, рассмотренного выше в §3, здесь имеется только один линейный инвариант, и к тому же нелокальный.

В представлении (2.11) (см. также (3.6)) стационарная часть подчиняется геострофическим соотношениям:

$$\bar{v} = \bar{p}_x, \quad \bar{u} = -\bar{p}_y, \quad \bar{w} = 0, \quad \bar{p} = Bu\bar{\zeta} \quad (4.6a, б, в, г)$$

и определяется из уравнения, следующего из (4.5), (4.6):

$$\Delta_2 \bar{\zeta} - Bu^{-1} \bar{\zeta} = Bu^{-1} \Pi_I. \quad (4.7a, б)$$

Волновая компонента в (3.6) является решением системы (4.3), (4.4) с нулевым инвариантом (4.5) и представляет собой суперпозицию волновых гармоник вида:

$$(u^{(w)}, v^{(w)}, w^{(w)}, p^{(w)}, \zeta^{(w)}) = [U(z), V(z), W(z), P(z), Z(z)] \exp[i(kx + ly - \sigma t)]. \quad (4.8)$$

Подставляя (4.8) в (4.3), (4.4), приходим к следующей задаче для  $W(z)$ :

$$W_{zz} - \text{sgn}(\sigma - 1) \delta^2 q^2 W = 0, \quad [W_z - \text{sgn}(\sigma - 1) Bu(q^2 / \delta^2 \sigma^2) W]_{z=0} = 0, \quad W|_{z=-1} = 0; \quad (4.9a, б, в)$$

здесь  $q = \delta \sigma k / |\sigma^2 - 1|^{1/2}$ . Волновой спектр здесь состоит из суперинерционных гравитационных волн с собственными функциями и дисперсионным соотношением:

$$W = \text{sh} q(z + 1), \quad q \text{th} q = \delta^2 \sigma^2 / Bu, \quad \sigma = \sigma^g \geq 1; \quad (4.10a, б, в)$$

и субинерционных гироскопических волн, для которых:

$$W = \sin q(z + 1), \quad q \text{tg} q = -\delta^2 \sigma^2 / Bu, \quad \sigma = \sigma^{gir} \leq 1. \quad (4.11a, б, в)$$

Отношение  $\delta^2 / Bu = f^2 H / g = 5 \cdot 10^{-6} \ll 1$  для типичных геофизических параметров  $f = 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ ,  $H = 5 \cdot 10^5 \text{ см}$ , поэтому в интересующем нас диапазоне

частот  $\sigma \ll 0.05c^{-1}$  получаем следующие размерные приближенные дисперсионные соотношения:

$$\sigma^g \cong (f^2 + gH\kappa^2)^{1/2}; \quad \sigma^{gir} \cong f / (1 + \kappa^2 H^2 / n^2 \pi^2)^{1/2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (4.12a, б)$$

В диапазоне горизонтальных масштабов  $H \leq L \leq L_R$  из (4.12) получаем следующие оценки для групповых скоростей гравитационных и гироскопических волн:

$$c_{gr}^g \sim \sqrt{gH}, \quad c_{gr}^{gir} \sim \delta f H \ll c_{gr}^g. \quad (4.13a, б)$$

*Слабая нелинейность и сбалансированные уравнения.* Пусть теперь в (4.1) число Россби  $\varepsilon$  и параметр  $\delta$  малы и одинаковы, т.е.

$$\varepsilon = \delta \ll 1. \quad (4.14)$$

Условие (4.14) означает, во-первых, что горизонтальный масштаб движения намного больше вертикального, и, во-вторых, что  $U = fH = 50 \text{ cm} \cdot c^{\delta 1}$ . В силу (4.13) при таком выборе масштабов  $c_{gr}^g \gg U \gg c_{gr}^{gir}$ , т.е. характерная скорость течения много меньше групповой скорости гравитационных волн и намного превосходит групповую скорость гироскопических волн. Поэтому сбалансированная медленная компонента слабо влияет на гравитационные волны и сильно на гироскопические.

В последующем анализе положим для простоты  $L = L_R = \sqrt{gH} / f$ ; при этом  $Bu = 1$ . Решение снова ищем в виде (3.13); в нулевом приближении получаем (4.3), (4.4):

$$u_t^{(0)} - v^{(0)} = -p_x^{(0)}, \quad v_t^{(0)} + u^{(0)} = -p_y^{(0)}, \quad p_z^{(0)} = 0, \quad (4.15a, б, в, г)$$

$$u_x^{(0)} + v_y^{(0)} + w_z^{(0)} = 0;$$

$$(w^{(0)}, p^{(0)})_{z=0} = (\zeta_t^{(0)}, \zeta^{(0)}), \quad w^{(0)} \Big|_{z=-1} = 0; \quad (4.16a, б, в)$$

$$(u^{(0)}, v^{(0)}, \zeta^{(0)})_{t=0} = (u_I, v_I, \zeta_I).$$

Уравнения первого приближения записываются как:

$$u_t^{(1)} - v^{(1)} = -u_{T_1}^{(0)} - (\mathbf{u}^{(0)} \cdot \nabla) u^{(0)} - p_x^{(1)}, \quad (4.17a, б)$$

$$v_t^{(1)} + u^{(1)} = -v_{T_1}^{(0)} - (\mathbf{u}^{(0)} \cdot \nabla) v^{(0)} - p_y^{(1)},$$

$$p_z^{(1)} = 0, \quad u_x^{(1)} + v_y^{(1)} + w_z^{(1)} = 0; \quad (4.17в, г)$$

$$z = 0: \quad w^{(1)} = \zeta_t^{(1)} - w_z^{(0)} \zeta^{(0)} + \zeta_{T_1}^{(0)} + u^{(0)} \zeta_x^{(0)} + v^{(0)} \zeta_y^{(0)}, \quad (4.18a, б)$$

$$p^{(1)} = \zeta^{(1)};$$

$$w^{(1)} \Big|_{z=-1} = 0; \quad (u^{(1)}, v^{(1)}, \zeta^{(1)})_{t=0} = 0. \quad (4.18в, г)$$

Система (4.15), (4.16) представляет собой упрощенную систему (4.3), (4.4), и уравнение (4.5) здесь принимает вид:

$$\Pi^{(0)} = \int_{-1}^0 (v_x^{(0)} - u_y^{(0)}) dz - \zeta^{(0)} = \Pi^{(0)}(x, y, T_1, \dots). \quad (4.19)$$

«Медленная» квазигеострофическая часть  $(\bar{\mathbf{u}}^{(0)}, \bar{p}^{(0)}, \bar{\zeta}^{(0)})$  в представлении вида (3.6) для нулевого приближения дается формулами, аналогичными (4.6)

$$\bar{v}^{(0)} = \bar{p}_x^{(0)}, \bar{u}^{(0)} = -\bar{p}_y^{(0)}, \bar{w}^{(0)} = 0, \bar{p}^{(0)} = \bar{\zeta}^{(0)}; \quad (4.20а,б,в,г)$$

и уравнением, аналогичным (4.7), но с зависящей от медленного времени правой частью:

$$\Delta_2 \bar{\zeta}^{(0)} - \bar{\zeta}^{(0)} = \Pi^{(0)}(x, y, T_1, \dots). \quad (4.21а,б)$$

«Быстрая» волновая часть решения  $(\tilde{\mathbf{u}}^{(0)}, \tilde{p}^{(0)}, \tilde{\zeta}^{(0)})$  описывается уравнениями (4.15), (4.16) с нулевым инвариантом (4.19):

$$\begin{aligned} \tilde{u}_t^{(0)} - \tilde{v}^{(0)} &= -\tilde{p}_x^{(0)}, \tilde{v}_t^{(0)} + \tilde{u}^{(0)} = -\tilde{p}_y^{(0)}, \tilde{p}_z^{(0)} = 0, \\ \tilde{u}_x^{(0)} + \tilde{v}_y^{(0)} + \tilde{w}_z^{(0)} &= 0; \end{aligned} \quad (4.22а,б,в,г)$$

$$(\tilde{w}^{(0)}, \tilde{p}^{(0)})_{z=0} = (\tilde{\zeta}_t^{(0)}, \tilde{\zeta}^{(0)}), \quad \tilde{w}^{(0)} \Big|_{z=-1} = 0; \quad (4.23а,б)$$

$$\tilde{\Pi}^{(0)} = \int_{-1}^0 (\tilde{v}_x^{(0)} - \tilde{u}_y^{(0)}) dz - \tilde{\zeta}^{(0)} = 0. \quad (4.24)$$

Решение задачи (4.22) – (4.24) записывается в виде суммы

$$(\tilde{\mathbf{u}}^{(0)}, \tilde{p}^{(0)}, \tilde{\zeta}^{(0)}) = (\bar{\mathbf{u}}^{(0)}, \bar{\zeta}^{(0)}, \bar{\zeta}^{(0)}) + (\hat{\mathbf{u}}^{(0)}, 0, 0). \quad (4.25)$$

Первое слагаемое в правой части (4.25) описывает длинные гравитационные волны, в которых горизонтальные скорости не зависят от глубины:

$$(\bar{u}^{(0)}, \bar{v}^{(0)}) = \int_{-1}^0 (\tilde{u}^{(0)}, \tilde{v}^{(0)}) dz, \quad \bar{w}^{(0)} = \tilde{\zeta}_t^{(0)}(z+1), \quad (4.26а,б)$$

а уровень  $\tilde{\zeta}^{(0)}$  подчиняется уравнению Клейна-Гордона:

$$\tilde{\zeta}_{tt}^{(0)} - \Delta_2 \tilde{\zeta}^{(0)} + \tilde{\zeta}^{(0)} = 0. \quad (4.27)$$

Второе слагаемое соответствует инерционным колебаниям (длинным гироскопическим волнам) с нулевыми давлением и уровнем:

$$\hat{u}^{(0)} + i\hat{v}^{(0)} = A(x, y, z, T_1, \dots)e^{-it}, \quad \hat{w}^{(0)} = -\frac{1}{2}e^{-it} \int_{-1}^z (A_x - iA_y) dz + c.c., \quad \int_{-1}^0 A dz = 0. \quad (4.28а,б,в)$$

В случае локализованных начальных условий поле гравитационных волн затухает из-за дисперсии в фиксированной точке  $x, y$  пропорционально  $1/t$  (см., например, [4]):



$$\tilde{\mathbf{u}}^{(0)} = O(1/t), \quad \tilde{\zeta}^{(0)} = O(1/t), \quad t \rightarrow \infty. \quad (4.29)$$

Инерционные же колебания вообще не распространяются (по крайней мере, в этом приближении) и остаются локализованными в области первоначального возмущения.

Медленная эволюция «инварианта»  $\Pi^{(0)}$  и амплитуды инерционных колебаний  $A$  получается из условия ограниченности первого приближения. Из (4.17а,б) с учетом (4.18а) находим (ср. (4.19)):

$$\Pi_t^{(1)} = \zeta_{T_1}^{(0)} + [(u^{(0)}\zeta^{(0)})_x + (u^{(0)}\zeta^{(0)})_y]_{z=0} - \int_{-1}^0 N dz, \quad \Pi^{(1)} = \int_{-1}^0 (v_x^{(1)} - u_y^{(1)}) dz - \zeta^{(1)}, \quad (4.30а,б)$$

где

$$N = \Omega_{T_1}^{(0)} + \mathbf{u}^{(0)} \nabla \Omega^{(0)} + (u_x^{(0)} + v_y^{(0)}) \Omega^{(0)} + w_x^{(0)} v_z^{(0)} - w_y^{(0)} u_z^{(0)}, \quad \Omega^{(0)} = v_x^{(0)} - u_y^{(0)}. \quad (4.31а,б)$$

Применим к (4.30) осреднение по быстрому времени (2.15); используя представления (3.6), (4.26), формулы (4.28) и асимптотики (4.29), находим уравнение эволюции медленной КГ компоненты:

$$\Pi_{T_1}^{(0)} + J(\bar{\zeta}^{(0)}, \Pi^{(0)}) = 0, \quad \Pi^{(0)} = \Delta_2 \bar{\zeta}^{(0)} - \bar{\zeta}^{(0)}, \quad (4.32а,б)$$

где  $J$  – якобиан. Очевидно, (4.32) выражает сохранение КГ потенциальной завихренности  $\Pi^{(0)}$  и в точности совпадает с соответствующим уравнением, полученным в рамках модели вращающейся мелкой воды [4], где с самого начала горизонтальные скорости и давление предполагаются независимыми от  $z$ , т.е. отбрасываются гироскопические волны.

Для вывода уравнения для амплитуды  $A$  проинтегрируем (4.17а,б) по  $z$  от  $-1$  до  $0$  и вычтем полученные уравнения из (4.17а,б); с учетом (4.17в) находим:

$$\hat{U}_t^{(1)} + \hat{U}^{(1)} = -\hat{U}_{T_1}^{(0)} - (\mathbf{u}^{(0)} \cdot \nabla) U^{(0)} + \int_{-1}^0 (\mathbf{u}^{(0)} \cdot \nabla) U^{(0)} dz, \quad \hat{U}^{(0,1)} = U^{(0,1)} - \int_{-1}^0 U^{(0,1)} dz, \quad (4.33а,б)$$

где введено обозначение  $U = u + iv$ . Очевидно, решение  $\hat{U}^{(1)} \hat{U}^{(1)}$  ограничено при  $t \rightarrow \infty$ , если правая часть уравнения (4.33а) не содержит резонансных слагаемых, пропорциональных  $e^{-it}$ . Используя (4.20) и (4.28), нетрудно показать, что такие слагаемые отсутствуют при условии:

$$A_{T_1} + J(\bar{\zeta}^{(0)}, A) + \frac{i}{2} \Delta_2 \bar{\zeta}^{(0)} A = 0. \quad (4.34)$$

Уравнение (4.34) описывает эволюцию амплитуды инерционных колебаний  $A$  на временах  $\sim 1/\varepsilon$ . Нетрудно проверить, что

$$|A|_{T_1} + J(\bar{\zeta}^{(0)}, |A|) = 0, \quad (4.35)$$

т.е. на временах  $\sim 1/\varepsilon$  инерционные колебания полностью захвачены медленной КГ компонентой. В то же время (см. (4.32)) быстрые колебания не дают вклада в медленную компоненту на этих временах. На больших временах ( $\sim 1/\varepsilon^2$ ) инерционные колебания могут влиять на КГ движение [8].

## Заключение

В работе в самом общем виде показано, что для расщепления вектора состояния линейной системы на стационарную и волновую части достаточно, чтобы система обладала линейными инвариантами и полной системой линейных волн. При наличии слабой нелинейности вектор состояния приближенно расщепляется на медленно меняющуюся и волновую компоненты. Приведенные примеры волнового приспособления в баротропном слое демонстрируют, что и инварианты, и определяемые ими стационарные компоненты движений, и сбалансированные модели могут быть совершенно разными. Так, в слое без вращения сохраняются три компоненты вихря, и в результате волнового приспособления устанавливается трехмерное движение, охватывающее всю толщу жидкости и практически не возмущающее свободную поверхность. Вращение радикально меняет ситуацию: линейный инвариант только один и нелокальный, а установившееся течение представляет собой суперпозицию КГ (двумерной, поскольку  $\bar{W} = 0$ ) компоненты и инерционных колебаний, захваченных этой компонентой. Стратификация вносит дополнительное разнообразие в эту картину [7, 10].

## Литература

1. *Reznik G.M., Zeitlin V.* Asymptotic Methods with Applications to the Fast-Slow Splitting and the Geostrophic Adjustment // Nonlinear dynamics of rotating shallow water: methods and advances Edited Series on Advances in Nonlinear Science and Complexity / Eds. Luo A.C.J., Zaslavsky G. V. 2. Elsevier, 2007. P. 47–120.
2. *Обухов А.М.* К вопросу о геострофическом ветре // Изв. АН СССР. Сер. географ. и геофиз. 1949. Т. 13, № 4. С. 281–306.
3. *Монин А.С., Обухов А.М.* Малые колебания и адаптация метеорологических полей // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1958. № 11. С. 1360–1373.
4. *Phillips N.A., Blumen W., Cote O.* Numerical weather prediction in the Soviet Union // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 1960. V. 41. P. 599–617.
5. *Phillips N.A.* Geostrophic motion // Rev. Geophys. 1963. V. 1. N 2. P. 123–176.
6. *Reznik G.M., Zeitlin V., Ben Jelloul M.* Nonlinear theory of geostrophic adjustment. Part 1. Rotating shallow-water model // J. Fluid Mech. 2001. V. 445. P. 93–120.
7. *Zeitlin V., Reznik G.M., Ben Jelloul M.* Nonlinear theory of geostrophic adjustment. Part 2. Two-layer and continuously stratified primitive equations // J. Fluid Mech. 2003. V. 491. P. 207–228.
8. *Reznik G.M.* Geostrophic adjustment with gyroscopic waves: barotropic fluid without the traditional approximation // J. Fluid Mech. 2014. V. 743. P. 585–605.
9. *Rossby C.G.* On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems // J. Mar. Res. 1938. V. 1. P. 239–263.
10. *Reznik G.M.* Geostrophic adjustment with gyroscopic waves: stably-neutrally stratified fluid without the traditional approximation // J. Fluid Mech. 2014. V. 747. P. 605–634.

# Галёркинские приближения в проблеме геодинамо

*А.П. Мирабель, Н.В. Вакуленко*

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва

Как известно, трудности динамического подхода к проблеме геодинамо (ГД) связаны с тем, что эффект динамо для сильно «вмороженных» в вещество магнитных полей может иметь место только в классе трехмерных движений (в силу теоремы Каулинга и других так называемых «теорем антидинамо»), где допускается неограниченное растяжение вихревых нитей, и вследствие этого поле вихря может иметь сложную топологическую структуру, приводящую, например, к образованию в МП конфигураций типа «восьмёрка» (путём механизма «растяжения-скручивания-складывания» по Арнольду [1]). Динамику ГД в данной модели будут определять квазигеострофические движения, т.е. движения, допускающие небольшие (порядка числа Кибеля-Россби  $Ro \sim 10^{-6}$ , характерного для земного ядра) нарушения геострофического равновесия как из-за распространения волн Россби (планетарных волн на сфере, вызванных дифференциальным вращением (ДВ)), так и за счет ponderomotorной силы Лоренца. Эти движения будут не только создавать обратную связь – « $\alpha$ -эффект» Паркера [2], но и формировать ДВ, необходимое для генерации тороидального МП из полоидального:  $\vec{B}_p \rightarrow \vec{B}_T$  (так называемый « $\omega$ -эффект» по Булларду). Это может происходить как посредством действия их «отрицательной вязкости» через рейнольдсовы и максвелловы напряжения (МН), так и за счет притока доступной потенциальной энергии (ДПЭ), баланс которой в модели будет поддерживаться заданным неоднородным по широте  $\theta$  и долготе  $\lambda$  распределением источников тепла. Таким образом, предполагается, что поддержание состояния ДВ ансамблем квазигеострофических движений при наличии во вращающемся теле электропроводящего слоя с высокой проводимостью приводит к генерации МП посредством действия « $\alpha$ ,  $\omega$ -динамо»: за счет ДВ и  $\vec{B}_p$  образуется и усиливается поле  $\vec{B}_T$ , а паркеровский « $\alpha$ -эффект» на волнах Россби-Блиновой преобразует  $\vec{B}_T$  в  $\vec{B}_p$  либо с тем же знаком, усиливая исходное, либо с другим знаком, приводя тем самым к изменению полярности исходного поля  $\vec{B}_p$ . Одновременное объяснение генерации МП и обращений его полярности есть необходимое условие для гидромагнитных моделей Земли и вообще небесных тел.

Исследование МГД процессов в низкочастотном интервале спектра геомагнитных колебаний проводится в пространстве состояний 7- и 9-мерной динамических систем (ДС), являющихся галёркинскими приближениями системы квазигеострофических уравнений магнитной гидродинамики (УМГД). При таком подходе динамика этих систем на больших временах будет описываться хаотическим аттрактором, представляющим собой математический образ главного колебания геомагнитного поля с нерегулярным изменением полярности. Заметим, что идея о применимости модели странного аттрактора

к проблеме ГД высказывалась Холмсом [3], а хаос в поведении решений наблюдался в имитационных моделях динамо – двухдисковом“, сегментированном” и шунтированном динамо Рикитаке [4], Моффата [5] и Робинс [6]; см. также [7–13].

## Основные уравнения

Квазигеострофическое приближение (КП) уравнений гидротермодинамики, т.е. первые члены асимптотического разложения по числу  $Ro$ , представляет собой основное модельное уравнение крупномасштабной динамики атмосферы и океана, и процедура его вывода описана во многих книгах и статьях [14–17]. Квазигеострофические уравнения теории ГД получаются из общей системы УМГД [18], имеющей вид:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \vec{v} &= -\rho^{-1} \text{grad} p - 2 \vec{\Omega} \times \vec{v} + g + (\vec{j} \times \vec{B}) / 4\pi\rho + \nu \Delta \vec{v}, \\ \frac{D}{Dt} T &= -\text{div} q, \text{div} \vec{v} = 0, \text{div} \vec{B} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\vec{v}, \vec{B}, \vec{j}, \vec{g}$  и  $\vec{q}$  – трёхмерные векторы скорости, магнитного поля, тока, гравитации (с одной компонентой  $g$ , являющейся ускорением силы тяжести) и потока тепла,  $p, \rho$  и  $T$  – давление, плотность и температура,  $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \text{grad}$  – полная производная по времени  $t$  и по пространственным переменным – широте  $\pi/2 - \theta$ , долготе  $\lambda$  и радиальной координате  $r$  (где  $r\vec{k} = r(0,0,1)$  направлен от центра сферы вдоль  $\vec{\Omega}$  – вектора угловой скорости вращения Земли). Вместо обычного, применяемого в теории ГД разложения векторных полей на тороидальную и полоидальную части, будем использовать привычное в гидродинамике разложение на вихревую и потенциальную составляющие. Все встречающиеся в (1) дифференциальные операторы выражаются через производные по тангенциальным (“горизонтальным” или “приклеенным” к сфере) координатам и по радиальной координате  $r$  следующим образом:

$$\begin{aligned} (\text{grad}, \text{rot}, \text{div}) &\equiv \\ \nabla_H (1, \times, \cdot) + k \cdot (d_0, \times d_1, d_2), \quad \Delta &= \Delta_H + \Delta_r \equiv r^{-2} \Delta_{\theta, \lambda} + r^{-2} \partial/\partial r (r^2 \partial/\partial r), \\ \nabla_H &\equiv (r \sin \theta)^{-1} (\sin \theta \partial/\partial \theta, \partial/\partial \lambda, 0), \quad \Delta_{\theta, \lambda} \equiv (\partial^2/\partial \theta^2 + \text{ctg} \theta \partial/\partial \theta) + (\sin \theta)^{-2} \partial^2/\partial \lambda^2, \\ d_m &\equiv d_m(r) \equiv r^{-m} \partial r^m / \partial r, \quad m = 0, 1, 2. \end{aligned}$$

Производные по времени и пространственным координатам записываются согласно следующим правилам в безразмерном виде:

$$(\partial/\partial t, \nabla_H, \partial/\partial r) \rightarrow (T^{-1} \partial/\partial t, L^{-1} \nabla, D^{-1} \partial/\partial r),$$

где  $T = U^{-1} L$  – характерный масштаб времени, соизмеримый с главным периодом геомагнитных вариаций  $10^4$  лет,  $L$  и  $D$  – горизонтальный и радиальный линейные масштабы поля скорости и магнитного поля; типичные значения этих полей обозначаются через  $U$  и  $B$ ; в дальнейшем индекс  $h$  в операторе

ре  $\nabla_H$  опускается. Предположение о геострофическом характере движений в жидком проводящем ядре, занимающем сферическую полость  $r_i \leq r \leq r_e$  (здесь  $r = (r_e - D/2)/D$ ,  $r_{e,i}D^{-1}$ , где  $R_e$  и  $R_i$  – внешний и внутренний радиусы ядра, приближенно равные 3485 и 1225км,  $D = R_e - R_i$ ), позволяет основные поля из (1) представить в виде следующих разложений (по аналогии с [19]):

$$\vec{v} = \left[ \vec{k} \times \nabla(\psi + \psi^{(1)}) + Ro \nabla \varphi + \delta Ro w \vec{k} \right], \vec{B} = B(\vec{k} \times \nabla \chi + \nabla \gamma + \delta b \vec{k}) \equiv B(\vec{B}_\chi + \vec{B}_\gamma),$$

$$\vec{j} = rot \vec{B} = \nabla \times \vec{B} + \vec{k}(\partial/\partial r) \times \vec{B} = (\Delta \chi) \vec{k} - \nabla(\partial \chi / \partial r) + \vec{k} \times \nabla(\partial \gamma / \partial r) - \vec{k} \nabla b, \quad (2)$$

$$(p, \rho, T) = (p_0, \rho_0, T_0) + Ro F_e (g_0 \rho_0 D \bar{p}, r^{-1} r_e \rho_0 \bar{\rho}, \beta^{-1} r^{-1} r_e \bar{T}).$$

Здесь  $\psi$  и  $\psi^{(1)}$  – функции тока основного геострофического и агеострофического течений;  $p_0, \rho_0, T_0$  – гидростатические радиальные (от  $r$ ) распределения давления, плотности и температуры, обеспечивающие устойчивую стратификацию жидкого ядра (согласно [20]),  $\bar{p}, \bar{\rho}, \bar{T}$  – безразмерные отклонения от них,  $\beta/T_0$  – постоянный коэффициент теплового расширения (ввиду принимаемого приближения Буссинеска на случай самогравитирующей жидкости); в (2) фигурируют, помимо  $Ro$ , безразмерные параметры  $\delta = D/L$  и  $F_e = L^2/L_0^2$ , где  $L_0 = \sqrt{g_0 D / 2\Omega}$  – масштаб Обухова,  $g_0$  – ускорение силы тяжести на внешней поверхности ядра  $R = R_e$ ; далее,  $\chi$  – вихревая компонента векторного потенциала МП,  $\varphi$  и  $\gamma$  – скалярные потенциалы тангенциальных составляющих поля скорости и МП. Заметим, что между скалярными характеристиками МП  $\chi, \varphi, \gamma$  и производящими скалярами  $Q$  и  $P$  тороидального и полоидального потенциалов  $\vec{Q} = rot Q \vec{k}$  и  $\vec{P} = rot(rot P \vec{k})$  магнитного поля имеют место простые связи:  $\chi = -rQ$ ,  $\gamma = \partial(rP)/\partial r$ ,  $b = r^{-1} \Delta_{\theta, \lambda} P$ . В окончательном виде система квазигеострофического приближения уравнений магнитогидротермодинамики с учетом силы Лоренца имеет вид:

$$\begin{aligned} \partial \Delta \psi / \partial t + J(\psi, \Delta \psi + \mu) - \mu \partial w / \partial r = Al^2 [J(\chi, \Delta \chi) + \nabla \cdot (\nabla \gamma \Delta \chi) + \nabla \cdot (b \nabla \partial \chi / \partial r) + J(b, \partial \gamma / \partial r)] + \\ + R_L^{-1} \Delta \bar{\psi}, \Delta \bar{\psi} \equiv \Delta + \delta^2 \partial^2 / \partial r^2, \partial^2(\mu \psi) / \partial r \partial t + J(\psi, \partial \mu \psi / \partial r) + \beta F_i^{-1} w = q + Pe_i^{-1} \Delta(\mu \psi / \partial r), \\ \partial \Delta \chi / \partial t + (\Delta - 2/r^2) J(\psi, \chi) = \Lambda + R_m^{-1} \Delta \bar{\Delta} \chi, \Lambda \equiv \Delta(\nabla \gamma \cdot \nabla \psi) + \partial(\nabla \cdot b \nabla \psi) / \partial r, \quad (3a) \\ \partial b / \partial t + J(\psi, b) = G + R_m^{-1} \Delta \bar{b}, G \equiv Ro \vec{B}_\chi \cdot \nabla w = Ro J(w, \chi), \partial b / \partial r + \Delta \gamma = 0. \quad (3d) \end{aligned}$$

Здесь  $J(f, g)$  – якобиан от функций  $f$  и  $g$  по угловым переменным  $\mu = \cos \theta$  и  $\lambda$ ,  $Al^2 = B^2 / U^2$  – отношение характерных плотностей магнитной (при магнитной проницаемости, равной 1) и кинетической энергий (аналог квадрата числа Альфвена [21]),  $R_L$  и  $Pe_L$  – числа Рейнольдса и Пекле, рассчитанные по масштабу  $L$ ,  $R_m = UL/v_m$  – магнитное число Рейнольдса,  $F_i = (L/L_R)^2$  – число Бургера (безразмерный параметр бароклинности среды, заменяющий частоту Вайселя-Брента  $N = \sqrt{-g_0 \partial \rho_0 / \rho_0 \partial r}$ ), где  $L_R = ND/2\Omega$  – внутренний радиус

деформации Россби. Слагаемое  $\Lambda$  в (3в) описывает генерацию поля  $\vec{B}_T$  из  $\vec{B}_P$  дифференциальным вращением (“ $\omega$ -эффект”), а слагаемое  $G$  в (3г), взятое из следующего приближения по  $Ro$ , описывает, согласно Гилману [22],

генерацию поля  $\vec{B}_P$  путём вытягивания и подъёма крупномасштабных магнитных петель поля  $\vec{B}_T$  радиальными движениями (аналог “ $\alpha$ -эффекта”); заметим, что остальные слагаемые этого приближения (порядка  $Ro^2$ ) не дают вклада в процесс генерации поля  $\vec{B}_P$ . Для решения системы (3) выберем простейшие краевые условия: непротекание через внутреннюю и внешнюю поверхность ядра  $w=0$  и отсутствие возмущений температуры на границах области  $r=r_i$  и  $r=r_e$ :  $\partial\psi/\partial r=0$ ; отсутствие тангенциальных составляющих тока на границах  $\partial\chi/\partial r=0$  и, наконец, непрерывность нормальной компоненты МП  $b=b^{(0)}(\theta,\lambda)$ , где  $b^{(0)}$  – заданная функция на граничной поверхности между ядром и мантией, которая может быть получена путём экстраполяции значений радиальной производной геомагнитного поля на поверхности Земли [23, 24].

Жидкое ядро ( $r_i, r_e$ ) разбивается на 4 слоя одинаковой толщины  $h/2$ , и уровни в каждом сферическом слое нумеруются сверху вниз индексами 0,1,2,3,4. Уравнения (3а,в) записываются на уровнях 1 и 3, аппроксимируя при этом радиальные производные центральными разностями, и затем составляются уравнения для их сумм и разностей (по Лоренцу [25]), т.е. для так называемых «баротропной» и «бароклининой» составляющих полей  $\psi$  и  $\chi$ :  $(\psi, \xi) = (\psi_1 \pm \psi_3)$ ,  $(\chi, \eta) = (\chi_1 \pm \chi_3)$ . Уравнения (3б,г) сносим на средний уровень 2 и записываем в терминах величин  $w = w_2, b = b_2, q = q_2, F_i = (F_i)_2$ , причем в силу условия (3д), записанного на слоях 1 и 3, будет  $-\gamma_1 = \gamma_3 \equiv \gamma$  и  $r = r_e - h$  (при  $h = 0,5$  имеем  $r = 1.03-1.04$  по Голицыну [26] и Моффату [27]). В результате несложных, но громоздких преобразований получается система уравнений, состоящая из пяти прогностических уравнений относительно неизвестных  $\psi, \xi, \chi, \eta$  и  $b$  и двух диагностических уравнений для определения  $w$  и  $\gamma$ .

$$\partial\Delta\psi/\partial t + J(\psi, \Delta\psi) + J(\xi, \Delta\xi) + \partial\psi/\partial\lambda = Al^2 [J(\chi, \Delta\chi) + J(\eta, \Delta\eta) + \nabla \cdot (\Delta\gamma\nabla\eta + \Delta\eta\nabla\gamma)] + R_L^{-1}\Delta^2\psi,$$

$$\partial\Delta\xi/\partial t + J(\psi, \Delta\xi) + J(\xi, \Delta\psi) + \partial\xi/\partial\lambda = Al^2 [J(\chi, \Delta\eta) + J(\eta, \Delta\chi) + \nabla \cdot (\Delta\gamma\nabla\gamma)] - s^{-1}\mu w + R_L^{-1}\tilde{\Delta}^2\psi,$$

$$(\partial/\partial t - Pe_L^{-1}\tilde{\Delta})\mu\psi + J(\psi, \mu\psi) = -(\beta s/2F_i)w + (s/2)q, \tilde{\Delta} \equiv \Delta - (s\delta)^{-2}, s = 1/2, \quad (4а-4ж)$$

$$\partial\Delta\chi/\partial t = \tilde{\Delta}[J(\chi, \psi) + J(\eta, \xi)] + \Delta(\nabla\xi \cdot \nabla\gamma) + R_m^{-1}\Delta^2\chi, \tilde{\Delta} \equiv \Delta - 2r^{-2},$$

$$\partial\Delta\eta/\partial t = \tilde{\Delta}[J(\eta, \psi) + J(\chi, \xi)] + \Delta(\nabla\psi \cdot \nabla\gamma) - s^{-1}\nabla \cdot (b\nabla\psi) + R_m^{-1}\tilde{\Delta}\Delta\eta,$$

$$\partial b/\partial t = J(b, \chi) + G + R_m^{-1} + \tilde{\Delta}b, b = h\Delta\gamma.$$

Адиабатическими инвариантами полученной выше системы с выбранными ранее простейшими граничными условиями будут интеграл суммарной энергии  $K + \Pi + M_\chi$ , который складывается из кинетической энергии  $K$ , доступной потенциальной энергии  $\Pi$  (т.е. той части общей потенциальной энергии жидкого ядра, которая способна переходить в энергию движений  $K$ ) и энергии вихревого магнитного поля  $M_\chi$ , и второй интеграл – энергия полой-дальной компоненты МП –  $M_P = \text{const}$ , складывающейся из магнитной энер-

гии радиальной и потенциальной компонент  $b$  и  $B_y$  (в отсутствие генерации  $G$ ). Генерация ДПЭ за счет притока тепла, превращение вида  $\Pi \rightarrow K$ , реализуемое радиальными движениями, взаимные переходы энергий:  $M_\chi \leftrightarrow K$  (через напряжения Максвелла), влияющие посредством ДВ на интенсивность меридиональной циркуляции (и, следовательно, на поле  $w$ ) и оказывающие прямое воздействие на скорость генерации полоидальной компоненты  $b$ , а также процессы диссипации всех видов энергий – составные части основного энергетического цикла нашей модели ГД. Некоторые количественные оценки слагаемых такого бюджета приведены Мониным в [16].

### Спектральный метод. Минимальные сечения.

Метод решения системы (3), записанной на двух уровнях в виде (4), основан на разложении всех семи неизвестных  $\psi, \zeta, \chi, w, \eta, b, \gamma$  и источника тепла  $q$  в ряды по сферическим функциям от дополнения до широты (кошироты)  $\theta$  и долготы  $\lambda$  вида:

$$\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi(\mu) P_n(\mu) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\beta=1}^n (\varphi_n^\beta \cos \beta\lambda + \varphi_{1n}^\beta \sin \beta\lambda) P_n^\beta(\mu), \quad (5)$$

где  $P_n(\mu)$  и  $P_n^\beta(\mu)$  – полиномы Лежандра и присоединённые полиномы Лежандра (от  $\mu \equiv \cos \theta$ ) в нормировке Феррерса [28]:  $\|P_n(\mu)\|^2 = (2n+1)^{-1}$ ,  $\|P_n^\beta\|^2 = 2(n+\beta)!/(2n+1)(n-\beta)!$

Далее, в соответствии с процедурой метода Бубнова-Галёркина уравнения исходной системы умножаются на определённую сферическую гармонику и интегрируются по единичной сфере. В силу условий ортогональности и нормировки функций Лежандра все линейные члены системы (4) дают коэффициент из (5) при соответствующей сферической гармонике. Нелинейные члены из (4) превращаются в бесконечные суммы произведений двух неизвестных разложения, при которых стоят коэффициенты взаимодействия двух типов: интегралы Эльзассера и Адамса-Гаунта соответственно  $E^+, E^-$  и  $G^+, G^-$ , возникающие от членов с якобианами и от произведений градиентов или лапласианов. Эти интегралы имеют вид:

$$E^- \equiv E^-(\beta, n; \alpha, m; k) = E^+ \equiv E^+(\beta, n; \alpha - \beta, k; m) = \int_{-1}^1 P_k^{\alpha-\beta} \left( \beta P_n^\beta \frac{dP_m^\alpha}{d\mu} - \alpha P_m^\alpha \frac{dP_n^\beta}{d\mu} \right) d\mu, \quad (6)$$

$$G^- \equiv G^-(\beta, n; \alpha, m; k) = G^+ \equiv G^+(\beta, n; \alpha - \beta, k; m) = \int_{-1}^1 P_k^{\alpha-\beta} P_n^\beta P_m^\alpha d\mu,$$

причем выбор ненулевых  $E^\pm$  и  $G^\pm$  осуществляется согласно правилу [29, 30]:  $E^+ = E^- = 0$ , если  $k + m + n$  – четное число;  $G^+ = G^- = 0$ , если  $k + m + n$  – нечетное.

Полученная таким образом бесконечная цепочка обыкновенных дифференциальных уравнений имеет простое зацепление: каждое уравнение связано с предыдущим и последующим в силу второго уравнения системы (4). Правило зацепления и правила выбора диктуют характер усечения этой бесконечной системы спектральных уравнений, Главной целью в этой процедуре

является получение минимально возможных галёркинских приближений как сечений такой бесконечной системы.

В данной работе ограничимся дипольным внешним магнитным полем, т.е. сохранив в описании поля  $b$  только три гармоники  $P_1, P_1^1 \cos \lambda, P_1^1 \sin \lambda$ , что соответствует представлению поля источников тепла  $q$  как  $q_1 P_1 + (q_1^1 \cos \lambda + q_{11}^1 \sin \lambda) P_1^1$ . В силу свойств спектральных уравнений приходим к максимально сокращённой в иерархии галёркинских приближений данной задачи, а именно динамической системе 9-го порядка относительно прогнозистических «бароклинных» переменных движения (дифференциального вращения) по сфере  $\xi_2, \xi_2^1$  и  $\xi_{12}^1$ , переменных тороидального и полоидального магнитных полей: коэффициентов  $\chi_1, \chi_1^1, \chi_{11}^1$  и компонент потенциала  $\gamma_1, \gamma_1^1, \gamma_{11}^1$ , имеющей (без исключения пока диагностических переменных радиального движения  $w_1, w_1^1, w_{11}^1$ ) следующий матрично-векторный вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\xi_2, \xi_2^1, \xi_{12}^1) &= \frac{r^2}{9}(2w_1, w_1^1, w_{11}^1) + \frac{r^2}{6}(0, \xi_{12}^1, -\xi_2^1) - \frac{Al^2}{3r^2}(\gamma_1, \gamma_1^1, \gamma_{11}^1) \begin{bmatrix} 2\chi_1 & \chi_1^1 & \chi_{11}^1 \\ -\chi_1^1 & \chi_1 & 0 \\ -\chi_{11}^1 & 0 & \chi_1 \end{bmatrix}, \\ \frac{d}{dt}(\xi_2, \xi_2^1, \xi_{12}^1) + F_i^{-1} \left( \frac{5}{8}w_1, \frac{5}{12}w_1^1, \frac{5}{12}w_{11}^1 \right) &= \left( \frac{5}{8}q_1, \frac{5}{12}q_1^1, \frac{5}{12}q_{11}^1 \right), \\ \left( \frac{d}{dt} + \nu_T \right) (\chi_1, \chi_1^1, \chi_{11}^1) &= \frac{3}{5r^2}(\gamma_1, \gamma_1^1, \gamma_{11}^1) \begin{bmatrix} 2\xi_2 & 3\xi_2^1 & 3\xi_{12}^1 \\ 3\xi_2^1 & -\xi_2 & 0 \\ 3\xi_{12}^1 & 0 & -\xi_2 \end{bmatrix}, \\ \left( \frac{d}{dt} + \nu_P \right) (\gamma_1, \gamma_1^1, \gamma_{11}^1) &= Ro(\chi_1, \chi_1^1, \chi_{11}^1) \begin{bmatrix} 0 & w_{11}^1 & -w_1^1 \\ -w_{11}^1 & 0 & w_1 \\ w_1^1 & -w_1 & 0 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\nu_T = 2/r^2 R_m$  и  $\nu_P = \nu_T(1 + \delta^{-2} r^2)$  – тангенциальный и радиальный диссипативные коэффициенты магнитной вязкости; здесь и в дальнейшем предполагается, что основной вклад в диссипацию динамо-процесса вносит омическое, а не вязкое или диффузионное затухание (ввиду малости магнитного числа Прандтля и отношений  $R_m / R_L$  и  $R_m / Pe_L$ ). Заметим, что система (7) получается путём «замораживания» в исходной системе (4) «баротропной» составляющей течения  $\psi$  и «бароклинной» составляющей МП  $\eta$  и представляет собой пример простейшей динамической модели генерации с « $\alpha, \omega$ -эффектами», описываемыми слагаемыми  $Al^2 \nabla \cdot (\Delta \chi \nabla \gamma)$  и  $Ro J(w, \chi)$ ; остальные слагаемые, входящие в выражение  $\Lambda$ , обращаются в нуль при проектировании системы (4) на выбранный базис сферических функций вследствие условий выбора. Из (7), зануляя в начальный момент переменные  $\xi_2^1, \xi_{12}^1, \chi_1, \gamma_1$  или  $\xi_2$ , получаются уравнения эволюции динамических систем 5-го или 8-го порядков соответственно; однако они характеризуются отсутствием вещественных стационарных состояний. Таким образом, в рамках поля магнитного диполя



имеем из (7) только семимодовую модель, в которой ДВ формируется гео-строфическим зональным течением с заданной меридиональной циркуляцией, и девятимодовую модель геодинамо, где ДВ и меридиональная циркуляция создаются и развиваются на фоне присутствия планетарных волн Россби-Блиновой.

### Семи- и девятимодовые модели, их стационарные состояния

Для случая семимодовой модели (7-ГД), т.е. полагая в (7)  $\xi_2^1$  и  $\xi_{12}^1$  равными нулю, преобразуем эти уравнения с помощью следующей замены переменных:

$(\xi_2, \chi_1, \chi_1^1 \pm \chi_{11}^1, \gamma_1, \gamma_1^1 \pm \gamma_{11}^1, w_1, w_1^1 \pm w_{11}^1) = (ay, t_0 z_1, t_1(x_1, x_2), p_0 z_2, p_1(x_{11}, x_{22}), v_0 w, v_1(w_{11}, w_{22}))$ , где

$$a = \frac{5}{8} r_1 q_1, t_0 = t_1 = \frac{3\sqrt{10}}{8} r_1 q_1 (1-r_1)^{-1/2} A l^{-1}, p_1 = 2p_0 = 10 \cdot r^4 (1-r_2)^{-1/2} A l^{-1}, v_0 = v_1 = \frac{45}{16r^2} r_1 q_1,$$

$r_1 \equiv (16/45)r^2 F_i / [1 + (16/45)r^2 F_i]$  – приведенный параметр бароклинности среды, изменяющийся в интервале (0,1), причем в предельном случае сильной стратификации, т.е.  $F_i \rightarrow 0$ , величина  $r_1$  близка к нулю, а в другом предельном случае – слабой стратификации, когда  $F_i \rightarrow \infty$ , параметр  $r_1$  близок к единице. В результате такой замены переменных систему (7) можно записать, в привычном для дискового динамо Рикитаке, но только матричном, виде:

$$\dot{y} = 1 - R \cdot E_1 \bar{m}_p^T \bar{m}_T, \dot{\bar{m}}_T = y E_2 \bar{m}_p - v_T \bar{m}_T, \dot{\bar{m}}_p = p G \bar{m}_T - v_p \bar{m}_p, \quad (8)$$

при этом  $w_1 = 1 + \frac{r_1}{1-r_1} E_1 \bar{m}_p^T \bar{m}_T$  – зональный коэффициент радиальной составляющей течения,  $w_{11}$  и  $w_{22}$  – постоянные. Здесь введены обозначения:

$\bar{m}_T = (z_1, x_1, x_2)$ ,  $\bar{m}_p^T = (z_2, x_{11}, x_{22})$ ,  $E_{1,2} = \text{diag}((2,1) - 1, -1)$  – диагональные матрицы,  $p = \frac{135}{128} r^{-4} (r_1 q_1)^2 Ro$  – параметр при кососимметрической матрице

$G = \begin{bmatrix} 0 & -w_{22} & w_{11} \\ w_{22} & 0 & -w_1 \\ -w_{11} & w_1 & 0 \end{bmatrix}$ , описывающие в модели процесс генерации полоид-

дального поля из тороидального путём вытягивания  $\Omega$ -петель радиальными движениями и установления их в меридиональной плоскости.

Два стационарных вещественных решения системы (8) существуют лишь при условии, когда  $w^{(0)} = (1-r_1)^{-1}$ ,  $\Delta^2 \equiv \alpha^2 + \beta^2 > 1$  и  $\alpha/\beta > \Delta$ , где  $\alpha = (1-r_1)w_{11}$ ,  $\beta = (1-r_1)w_{22}$ , и записываются в виде

$$y^{(0)} = \lambda/\Delta, z_1^{(0)} = \pm \sqrt{y^{(0)}/3v_T}, z_2^{(0)} = (3z_1^{(0)})^{-1}, (x_1^{(0)}, x_2^{(0)}) = z_1^{(0)}(\sqrt{a}, \sqrt{b}), (x_{11}^{(0)}, x_{22}^{(0)}) = -z_1^{(0)}(\sqrt{a}, \sqrt{b})$$

Здесь  $\lambda = v_T \tilde{V}_p$  (где  $\tilde{V}_p \equiv (1-r_1)v_p/p$ ) – собственное число матриц  $E_2 G$  и  $G E_2$ , играющее в модели роль обратного динамо-числа  $D$  (см. [31]),  $(a, b) = (\Delta^2 + 1)^{-2} [(\alpha - \beta\Delta)^2, (\beta + \alpha\Delta)^2]$ , причем  $a+b = 1$ . Из сравнения модулей

векторов  $m_i^{(0)}$  и  $m_p^{(0)}$  следует оценка для отношения интенсивностей потенциального и вихревого магнитных полей:  $|\gamma|/|\chi| \sim Ro R_m$ .

Оценить отношение  $|B_p|/|B_T|$  в жидком ядре довольно трудно. Наиболее популярна оценка  $B_p \sim R_m^{-1} B_T$ , которая получается либо из предполагаемого в процессе генерации  $\vec{B}_p \leftrightarrow \vec{B}_T$  баланса сил Кориолиса и Лоренца, согласно [32] (когда число Эльзассера, характеризующее отношение этих сил, имеет порядок единицы), либо из предположения о равновесии эффектов вытягивания силовых линий поля  $\vec{B}_T$  из  $\vec{B}_p$  путём ДВ и просачивания (диффузии) поля  $\vec{B}_p$ , согласно [27, 33]. Полученная выше оценка требует более сложной зависимости от  $R_m$ ; например, можно использовать степенной закон вида  $B_p/B_T \sim R_m^{-\alpha}$  с  $\alpha > 1$ , предложенный Хайдом [34].

Минимально возможная девятимодовая модель (9-ГД), позволяющая учесть влияние волн Россби – Блиновой на процесс генерации МП, получается из (7), если в разложении (5) для бароклининой компоненты  $\xi$  помимо  $P_2(\mu)$  сохранить  $P_2^1 \cos \lambda$  и  $P_2^1 \sin \lambda$ , а для  $\chi, \gamma, w$  и  $q$  оставить дипольные гармоники  $P_1, P_1^1 \cos \lambda$  и  $P_1^1 \sin \lambda$ . В этом случае динамическая модель описывается 9-ю ОДУ, и она может быть преобразована к форме (8), если использовать следующую замену переменных:

$$(\xi_2, \xi_2^1 \pm \xi_{12}^1, \chi_1, \chi_1^1 \pm \chi_{11}^1, \gamma_1, \gamma_1^1 \pm \gamma_{11}^1, w_1, w_1^1 \pm w_{11}^1, q_1, q_1^1 \pm q_{11}^1) = [ay, b(y_1, y_2), t_0 z_1, t_1(x_1, x_2), p_0 z_2, p_1(x_{11}, x_{22}), v_0 w, v_1(w_{11}, w_{22}), q_1, q_{11}, q_{22}], \text{ где}$$

$$(a, b) = \left( \frac{5}{8} r_1 q_1, \frac{5}{12} r_2 q_+ \right), t_0 = t_1 = \frac{\sqrt{15}}{16} r_1 q_1 / \sqrt{1-r_2} Al, p_1 = 2p_0 = 2\sqrt{\frac{5}{3}} r^2 / \sqrt{1-r_2} Al,$$

$$v_0 = v_1 = \frac{15}{4r^2} r_1 q_1, r_2 = (4/15)r^2 F_i [1 + (4/15)r^2 F_i]^{-1}.$$

Полагая для простоты  $q_{11} = q_{22}$ ,  $r_1 q_1 = r_2 q_{11}$  и обозначая  $\vec{y}^T = (y, y_1, y_2)$ , получается следующая система матричных уравнений:

$$\dot{\vec{y}} = \vec{1} + r_c \vec{k} \times (y_1, y_2, y) - \text{diag}(1/2s, 1, 1) \mathfrak{S}_p \vec{m}_T, \dot{\vec{m}}_T = D(\vec{y}) \vec{m}_p - v_T \vec{m}_T, \dot{\vec{m}} = pG(\vec{w}) \vec{m}_T - v_p \vec{m}_p,$$

$$\vec{w} = (w, w_{11}, w_{22}) = \text{diag}(3/4, 1, 1) \vec{1} - \frac{1}{6} r^2 r_2 \vec{k} \times (y_1, y_2, y) + \text{diag}\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{r_1}{1-r_2}, \frac{r_2}{1-r_2}, \frac{r_2}{1-r_2}\right) \mathfrak{S}_p \vec{m}_T, \quad (9)$$

где введены следующие обозначения:  $r_c = (r^2/6)(1-r_2)$  играет роль параметра Кориолиса, оцениваемый как  $r_c \leq r^2/6$ ,  $s = (3/4)(1-r_2)/(1-r_1)$  – параметр стратификации, связанный с числом Бургера как  $F_i = r^{-2}(15/4)(s-3/4)/(1-s)$ , т.е. изменяющийся в узком интервале (0.75, 1),  $p = (45/64)r^{-4}(r_1 q_1)^2 Ro$  – параметр «генерации», ответственный за “ $\alpha$ -эффект”, и наконец

$$\mathfrak{S}_p(\vec{m}_p) = \begin{bmatrix} 2z_2 & -x_{11} & -x_{22} \\ 2x_{11} & z_2 & 0 \\ 2x_{22} & 0 & z_2 \end{bmatrix}, D(\vec{y}) = \begin{bmatrix} y & y_1 & y_2 \\ y_1 & -y & 0 \\ y_2 & 0 & -y \end{bmatrix}, \vec{1} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Заметим, что система (9) инвариантна относительно преобразований  $\vec{y} \rightarrow \vec{y}, \vec{m}_T \rightarrow -\vec{m}_T, \vec{m}_p \rightarrow -\vec{m}_p$ . Поиск стационарных состояний системы (9) упрощается тем, что для радиальной скорости  $\vec{W}$  получаются простые выражения  $\vec{w}^{(s)} = [(3/4)(1-r_1)^{-1}, (1-r_2)^{-1}, (1-r_2)^{-1}]$ , и, кроме того, произведения матриц  $DG$  и  $GD$  имеют одно и тоже собственное число  $\lambda = V_T \tilde{V}_p$ , где  $\tilde{V}_p = v_p(1-r_2)/2p$ , для разных собственных векторов  $\vec{m}_T$  и  $\vec{m}_p$ , являющихся ортогональными в силу равенства нулю квадратичной формы  $\vec{m}_p^T G \vec{m}_T$ . Дополнительная перенормировка  $(y, y_1, y_2) \rightarrow (y, y_+, y_-) \rightarrow \lambda^{-1}(sy, y_+, y_-) \rightarrow (y, y_+, y_-)$  даёт следующие выражения для переменных МП:

$$z_1^2 = s^2 \tilde{V}_p \Delta_T / 3y, z_2^2 = 4y / 3 \tilde{V}_p \Delta_T, (x_1, x_2) = (c_1, c_2) \sqrt{\tilde{V}_p y / 3 \Delta_T}, (c_1, c_2) = y_+ + y \pm 1, \quad (10)$$

$$(x_{11}, x_{22}) = s(c_3, -c_4) (3 \tilde{V}_p y \Delta_T)^{-0.5}, \Delta_T = 1 - y_- + yy_+ + y^2, (c_3, c_4) = y_- \mp y - 1.$$

Для определения переменных ДВ из первых трёх уравнений стационарной системы имеем в терминах  $\zeta_1 = y(y_+ + y), \zeta_2 = y_-, \zeta_3 = y^2$  три алгебраических уравнения:

$$\xi_2^2 + (1 + 2/s^2)\zeta_3 - 2\zeta_1 = 1, \left[ (2 + 4s^2/3) + \tilde{\lambda}\zeta_2 \right] (\zeta_1 - \zeta_2 + 1) - \frac{4}{3}\zeta_1 = 0, \quad (11)$$

$$\left[ \frac{4}{3}s^2(\zeta_2 - 1) + \tilde{\lambda}(\zeta_1 - \zeta_3) \right] (\zeta_1 - \zeta_2 + 1) + \frac{4}{3}\zeta_3 = 0.$$

Здесь присутствуют два параметра  $s^2$  и  $\tilde{\lambda} = r_c \lambda$ ; первый меняется в интервале  $(0.75^2, 1)$  и характеризует эффект роли бароклинности (слабый эффект при  $s$  близких к 1, сильный при  $s \rightarrow 0.75$ ), второй – совместный « $\alpha, \omega$ -эффект» и имеет оценку:  $\tilde{\lambda} \sim Ro^{-1} R_m^{-2}$ .

Из этой системы следует, что в случае отсутствия  $\beta$ -эффекта, т.е. когда  $\tilde{\lambda} = 0$ , данная модель не имеет стационарных решений. Ветви решений (11) имеют асимптотику при  $\tilde{\lambda} \gg 1$  вида  $\zeta_2 \rightarrow 0, \zeta_1, \zeta_3 \rightarrow s^2(2-s^2)^{-1}$ . Кроме того, из связи  $\lambda = (3/2)r^{-2}\tilde{\lambda}(1-s)^{-1}$  имеем оценку:  $\lambda < 3\tilde{\lambda}/2$ . Кривые точек решения  $\zeta_1, \zeta_2$  и  $\zeta_3$  в зависимости от  $\tilde{\lambda}$  при  $s^2 = 0.60$  (при числе Бургера  $F_i = 0.41$ ), показаны на рис. 1.

Из связи  $\lambda$  с параметром генерации  $p$  получаются выражения для зонального и незонального коэффициентов источника тепла  $q$  в виде  $q_1 = (4\sqrt{15}/5)s^2\tilde{\lambda}r^{-1}(F_i R_m \sqrt{Ro})^{-1}, q_1^1 = q_{11} = s^{-1}q_1$ . Согласно этой формуле имеем оценку:  $q_1, q_{11} \sim F_i^{-1}$ . Таким образом, получается естественный вывод:

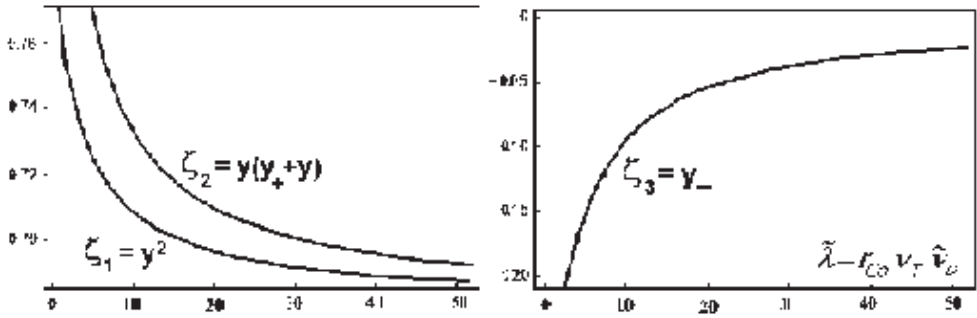


Рис. 1. Стационарное решение системы (11) для компонент дифференциального вращения 9-ГД при сильной стратификации  $s^2 = 0,6$  в зависимости от числа  $\tilde{\lambda} = r_{Co} D^{-1}$

на поддержание геодинамо при усилении стратификации требуется увеличение мощности внешнего источника тепла  $q$ . Наконец, из масштабирования по формулам (10) для отношения интенсивностей потенциального и вихревого магнитных полей в стационарном случае имеем оценку  $|\gamma/\chi| \sim (2/\sqrt{5})(s/r)\sqrt{v\tilde{\lambda}}Ro^{-0.5}$ , где  $v = v_T/v_p$ .

### Бифуркация Хопфа

В случае 7-ГД пронормируем все неизвестные переменные в (8) их стационарными значениями. Тогда в новых переменных стационарные состояния пронормированной системы будут изображаться двумя единичными точками  $P^\pm = (\pm 1, \pm 1, \pm 1, \pm 1, \pm 1, \pm 1, \pm 1)$ . Ввиду свойства симметрии этой системы относительно пространственных отражений по переменной ДВ  $\vec{y}$  и переменных  $\vec{m}_T$  и  $\vec{m}_p$  достаточно исследовать устойчивость одного состояния, например,  $P^+$ . Тогда для переменных  $\vec{y} = (y_1, y_2, \dots, y_7)$  как отклонений от единицы, получим систему ОДУ ляпуновского вида

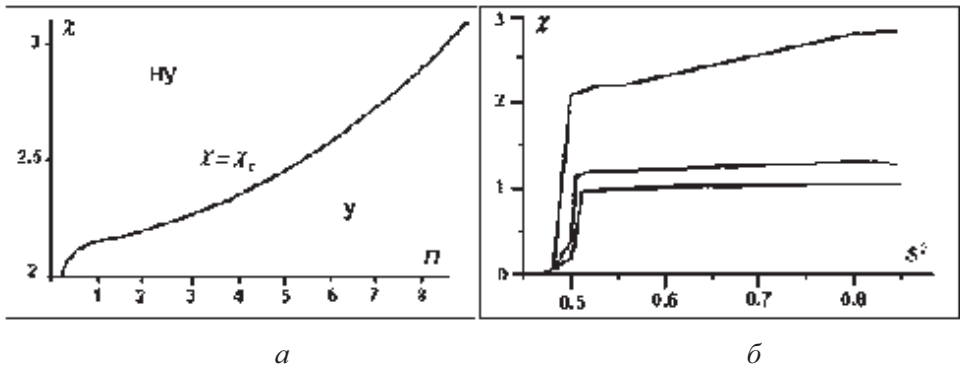
$$\dot{\vec{y}} = J\vec{y} + N(\vec{y}\vec{y}, \vec{y}\vec{y}\vec{y}), \quad (12)$$

в которой правая часть разделена на линейную и нелинейную части  $J\vec{y}$  и  $\vec{N}$ , а в левой части  $\dot{\vec{y}}$  означает в дальнейшем производную по медленному времени  $\tau = v_T t$ . Здесь матрицу Якоби  $J$  удобно записать как  $J \equiv J(\chi, v) = \text{diag}(\chi/3y^{(0)}, 1, 1, 1, v^{-1}, v^{-1}, v^{-1})J_1$ , где

$$J_1 = \begin{bmatrix} 0 & -(2/3) & -(1/3) & -(1/3) & -(2/3) & -(1/3) & -(1/3) \\ 1 & -1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -\beta\sqrt{\frac{a}{\Delta^2}} & \alpha\sqrt{\frac{b}{\Delta^2}} & -1 & 0 & 0 \\ 0 & (2\Delta_1 - \beta/\sqrt{a}\Delta) & a\Delta_1 & (b\Delta_1 + \sqrt{\frac{b}{a}}\Delta^{-1}) & 2\Delta_1 & (a\Delta_1 - 1) & b\Delta_1 \\ 0 & (-2\Delta_2 + \alpha/\sqrt{b}\Delta) & \left(-a\Delta_2 - \sqrt{\frac{a}{b}}\Delta^{-1}\right) & -b\Delta_2 & -2\Delta_2 & -a\Delta_2 & -(b\Delta_2 + 1) \end{bmatrix},$$

$$\chi \equiv (v\lambda)^{-1}, (\Delta_1, \Delta_2) \equiv (r_1/3\Delta)(\sqrt{b/a}, \sqrt{a/b}), \bar{N}(\bar{y}\bar{y}, \bar{y}\bar{y}\bar{y}) \equiv [-(\chi/3) \cdot NZ, y_1 y_5, y_1 y_6, y_1 y_7, 0, v\Delta_1 [y_4 LZ + (1 + y_4)NZ], v\Delta [y_3 LZ + (1 + y_3)NZ]}; (LZ, NZ) \equiv [2(y_2 + y_5, y_2 y_5) + a(y_3 + y_3 y_6, y_3 y_6) + b(y_4 + y_7, y_4 y_7)].$$

В системе (12) при  $r_1$  равном  $1/3$  (когда  $F_i = (16r^2/45)^{-1} r_1 (1 - r_1)^{-1} \approx 1.40$ , т.е. в случае умеренной стратификации), в области значений параметров ( $v = n \cdot 10^{-2}$ ,  $\chi$ ), соответствующих кривой  $\chi_c = \chi_c(v)$  (рис. 2а), возникает бифуркация Хопфа.



**Рис. 2.** Кривые точек бифуркации Хопфа. а –  $\chi = \chi(v)$  для семимодовой модели (у – устойчивое состояние, ну – неустойчивое); б –  $\chi = \chi(s^2)$  для девятимодовой модели от  $s^2$  при фиксированных  $n = 15$  (кривая 1), 8(2), 6(3)

При этих значениях комплексно-сопряженные собственные числа  $(\lambda, \bar{\lambda}) = \sigma_r \pm i\sigma_i$  матрицы  $J$  пересекают мнимую ось с ненулевой скоростью  $\dot{\sigma}_r(\chi) \approx 0.05$  и  $\dot{\sigma}_i(\chi) \approx 0.38$ , становясь при этом чисто мнимыми:  $\lambda = -\bar{\lambda} = i\sigma_0$ . Остальные пять собственных чисел вещественны и отрицательны (приводя характеристическую матрицу  $A - \lambda I$  к жордановой форме, можно показать, что на бифуркационной кривой  $\chi_c = \chi_c(v)$  только первые два собственных числа имеют положительные вещественные части). Это означает, что периодический режим бифуркации Хопфа в окрестности  $P^+$  может

быть описан путём редукции семимерной задачи к двумерной, т.е. с помощью нормальной формы Пуанкаре [35, 36] в виде одного дифференциального комплексного уравнения вблизи точки бифуркации:

$$\dot{z} = i\sigma_0 z + c|z|^2 z + O(|z|^5). \quad (13)$$

По коэффициенту при линейном слагаемом в (13) с точностью до порядка  $O(|\chi - \chi_c|)$  можно найти период рождённого цикла, а по знаку вещественной части коэффициента  $c = c_r + ic_i$  (т.е. показателя Флоке) при кубическом слагаемом можно определить тип бифуркации Хопфа: минус с  $\chi > \chi_c$  – прямая, закритическая, и плюс при  $\chi < \chi_c$  – обратная, докритическая, и соответствует неустойчивому периодическому решению. Выяснение докритического характера бифуркаций Хопфа является важным моментом исследования, так как указывает на то, что “накопление” неустойчивости, вызванной одной обратной бифуркацией Хопфа или двумя такими бифуркациями, как правило, стимулирует переход от регулярного к хаотическому режиму. Период предельного цикла  $T_c$  с найденным  $c$  (см. Приложение) определяется асимптотической формулой

$$T_c = (2\pi/\sigma_0) [1 + \varepsilon^2 t^2 + O(\varepsilon^4)], \quad (14)$$

где  $\varepsilon^2 \equiv (\chi - \chi_c)/\varpi + O((\chi - \chi_c)^2)$ ,  $t \equiv -(\text{Im } c + \varpi)_i / \sigma_0$ ,  $\varpi \approx -\text{Re}(c/\sigma_r)$ . Результаты расчета при  $n = 4$  и  $\chi_c = 0,345$  показали, что  $\text{Re } c > 0$  и  $\varpi \approx -0,592$ . Т.е. при  $\chi < \chi_c$  рождается асимптотически неустойчивое докритическое периодическое решение

$$\bar{y}_c = \varepsilon \text{Re}[q \exp(2\pi i t / T_c)] + O(\varepsilon^2),$$

для которого  $T_c = 21,73 \left\{ 1 + 1.24 |\chi - \chi_c| + O[(\chi - \chi_c)^2] \right\}$

В случае 9-ГД, проделывая ту же процедуру как и в случае 7-ГД, получим систему уравнений относительно вектора вариаций  $\bar{y} = (y_1, y_2, \dots, y_9)$  в виде:

$$\dot{\bar{y}} = \text{diag}(s\chi/y^{(st)}, \chi/y_1^{(st)}, \chi/y_2^{(st)}, 1, 1, 1, \nu^{-1}, \nu^{-1}, \nu^{-1}) J_1 \bar{y} + N(\bar{y}\bar{y}, \bar{y}\bar{y}\bar{y}), \quad (15)$$

где  $J_1 = (a_{ij})$  и  $N(\bar{y}\bar{y}, \bar{y}\bar{y}\bar{y}) = (N_1, \dots, N_9)$  – матрица Якоби и нелинейная часть. Их выражения ввиду громоздкости опускаем. Роль определяющих параметров в динамической системе (15) при заданном значении  $s$  играют числа  $\chi \equiv (\lambda v_P)^{-1}$  и  $\nu = v_T / v_P$ . Интервал изменения числа  $\nu$ , имеющего смысл отношения турбулентных магнитных вязкостей в радиальном и тангенциальном направлениях, задаётся геометрическим фактором  $\delta$  – отношением толщины сферической оболочки жидкого ядра к четверти длины волны Россби-Блиновой и, можно считать, меняется в пределах от 0,2–0,5. Оценим регулирующий параметр  $\chi$  через динамо-число  $D$ :

$$D = \text{Re}_{m,\omega} \cdot \text{Re}_{m,\alpha}, \quad \text{Re}_{\omega} = \frac{UL^2}{Lv_T}, \quad \text{Re}_{\alpha} = \frac{RoUL}{v_P}, \quad D \sim \nu Ro R_m^2 \sim \lambda^{-1}, \quad \chi \sim R_m D \sim Ro R_m^{-3}. \quad (16)$$

Заметим, что диапазон изменения параметра генерации  $\chi$  также зависит от числа  $s$ : в пределе слабой стратификации при  $s = 1$  число  $\chi = 0$ .

Кривые точек первой бифуркации Хопфа для системы (15) в зависимости от контролирующих её параметров  $\chi$  и  $s$  при фиксированном  $n$ , равном соответственно 4, 8 и 10, показаны на рис. 2б. Каждой точке на этой бифуркационной диаграмме отвечает колебательный режим. При этом период предельного цикла, приближенно оцениваемый как  $T = 2\pi/\sigma_0$ , с увеличением параметра  $n$  от 4 до 10 уменьшается:  $2\pi/0.98$  до  $2\pi/1.62$ .

Процесс перехода к хаосу через бифуркацию Хопфа в рамках 9-модовой модели при характерных для геодинамики числах  $R_m = (4 \div 10) \cdot 10^2$  может реализовываться только для случая сильной бароклинности; в других же случаях наблюдаются затухающие магнитные моды всех полей, т.е. генерация МП отсутствует. Поэтому в дальнейшем ограничимся случаем сильной стратификации.

### Путь к хаосу

В случае модели 7-ГД численным интегрированием уравнений (12) было изучено поведение их решений с ростом параметра  $\chi > \chi_{cr}$  (за счет роста  $R_m^3 Ro$ ). Оказалось, что при  $\chi_{cr} < \chi < 6$  решение лишь слегка деформируется, сохраняя одночастотный периодический характер; в интервале  $6 \leq \chi < 8$  происходит бифуркация удвоения периода, а в интервале  $8 < \chi < 10$  – учащающиеся бифуркация удвоения периода, следующие закону Фейгенбаума  $(\chi_n - \chi_{n-1})/(\chi_{n+1} - \chi_n) \approx 4,692$ . При  $\chi \geq 10$  имеем хаотический (в объёмном изображении «одновитковый») аттрактор [37].

В 9-ГД модели, как было показано выше, бифуркации Хопфа для (15) контролируются параметром  $\chi$ . С увеличением значений  $\chi$  для  $R_m > 10^2$  в системе появляется хаотический аттрактор со всё более усложняющейся структурой (рис. 3). Характер поведения мод МП определяется параметрическим воздействием на них мод ДВ. Механизм параметрического резонанса наглядно демонстрируется на временных реализациях мод системы, где на частотах максимальных амплитуд ДВ происходит резкое увеличение амплитуд МП, а затем их такое резкое ослабление со сменой знака дипольных геомагнитных элементов, т.е. реверсом МП диполя [38]. Благодаря хаотическому режиму такой эволюции магнитных мод интервалы между переполосовками оказываются тоже нерегулярными.

Отличительным признаком хаотичности является широкополосность и непрерывность спектров временных рядов. Временные спектры полоидальной компоненты МП показаны на рис. 4. Эти спектры характеризуются пиком на частоте с периодом около  $10^4$  лет, соответствующим периоду основного колебания диполя и отражают процессы его генерации [39].

Другим свойством хаотической динамики является наличие старшего положительного ляпуновского показателя  $\lambda_1$  (рис. 5).

Согласно рассчитанным по методу Бенеттина показателям Ляпунова, с ростом  $\chi$  от 4 до 10 наблюдается увеличение положительных значений  $\lambda_1$ , а также фрактальной размерности, оцениваемой по формуле Каплана-Йорке

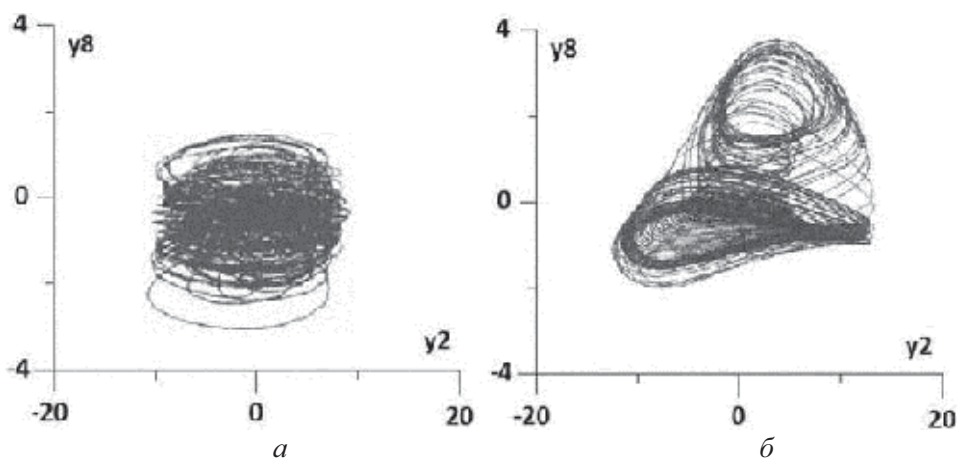


Рис. 3. Фазовые портреты аттракторов девятимодовой модели в проекции на плоскость  $(y_2, y_8)$  при значениях  $s^2 = 0.6$ ,  $n = 8$  и  $\chi = 4$  (а) и 8 (б)

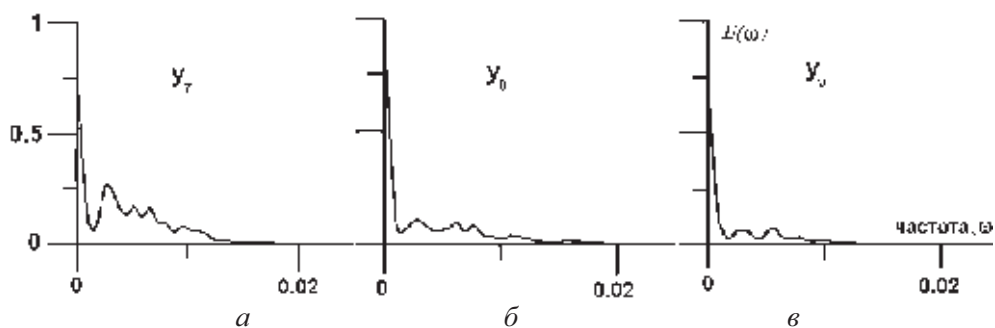


Рис. 4. Нормализованные временные спектры компонент и магнитного поля  $y_7, y_8, y_9$  ( $\chi = 8$ )

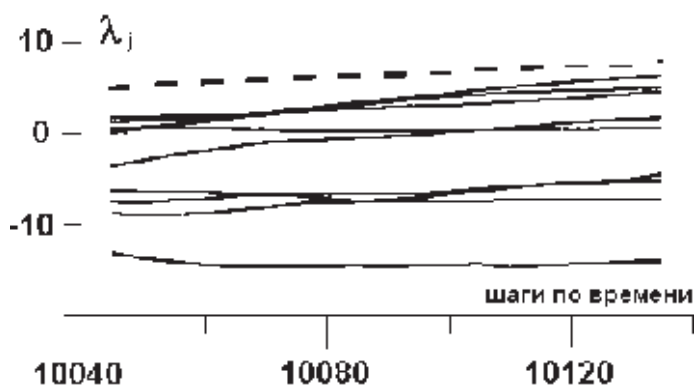


Рис. 5. Численные реализации ляпуновских показателей временного ряда одной из компонент полоидального поля в зависимости от шага по времени для  $\chi = 8$ . Штриховой линией выделен старший показатель



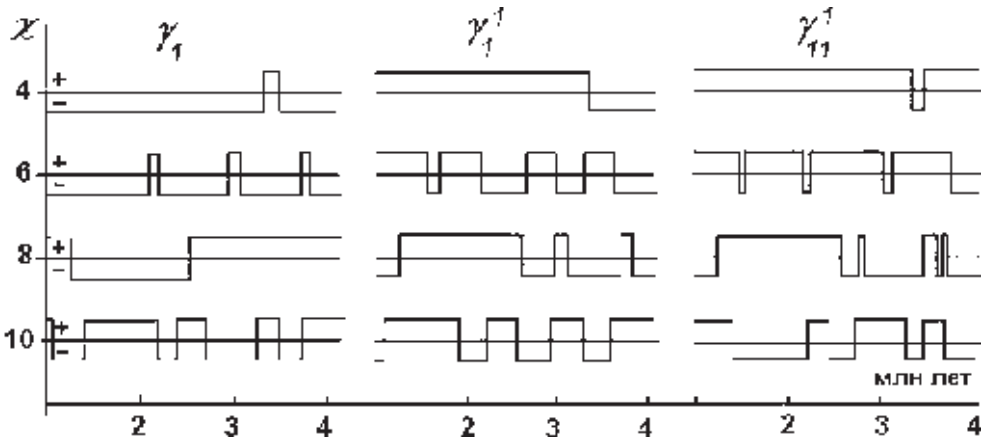


Рис. 6. Временная шкала инверсий геомагнитных элементов во временном интервале в 150 усл.ед., а в реальном времени  $10^7$  лет (+ - нормальная полярность, минус - обратная полярность) в зависимости от  $\chi$  для трёх компонент -  $\gamma_1$ ,  $\gamma_1^1$  и  $\gamma_{11}^1$

$$[40] \quad d = j + \sum_{k=1}^j \lambda_k / |\lambda_{j+1}| \quad (\text{индекс } j \text{ определен условиями } \sum_{k=1}^j \lambda_k > 0, \sum_{k=1}^{j+1} \lambda_k < 0),$$

от 4,9 до 6,1.

Хаотический аттрактор моделирует процесс генерации и нерегулярные обращения полярности полоидального дипольного поля с периодами от 100 тысяч до 10 млн лет при периоде осреднения около  $10^4$  лет, соизмеримым с характерным временем вариаций диполя по Коксу [41, 42] 900 лет.

На рис. 6 показана схема пересечения нулевых уровней коэффициентами  $\gamma_1$ ,  $\gamma_1^1$  и  $\gamma_{11}^1$  и из неё видно, что наиболее близким к моделированию эпох полярности МП является случай с  $\chi = 10$ . Здесь интервалы инверсий в реальном времени колеблются от  $10^5$  до нескольких млн лет, причем в моменты инверсий величина магнитного момента диполя, оцениваемая как  $H_0 = (\gamma_1)^2 + (\gamma_1^1)^2 + (\gamma_{11}^1)^2$ , испытывает резко выраженные максимумы или минимумы.

### Нормальная форма Пуанкаре

Приведение системы (12) к нормальной форме Пуанкаре (13) осуществляется следующим образом. Прежде всего, переходим к базису из правого и левого семимерных собственных векторов  $q = (q_1, \dots, q_7)$  и  $\bar{q} = (\bar{q}_1, \dots, \bar{q}_7)$  матрицы  $J$ , определяемых как

$$Jq = i\sigma_0 q, J^T \bar{q} = -i\sigma_0 \bar{q}, \langle \bar{q}, q \rangle \equiv \bar{q}^{*T} q = \sum_{j=1}^7 \bar{q}_j^* q_j = 1, \langle \bar{q}, q^* \rangle = 0, \quad (17)$$

( $q$  и  $q^*$  - комплексно-сопряженные векторы), т.е. сделаем подстановку

$$y = zq + z^* q^* + w = 2 \operatorname{Re}(zq) + w, \quad (18)$$

где новая переменная  $z$  определяется как проекция  $y$  на  $\bar{q}$ :  $z = \langle \bar{q}, y \rangle$ , а невязка  $w$  имеет нулевую проекцию в собственном базисе:  $\langle \bar{q}, w \rangle = 0$ . Через проекторы  $P_{\parallel} = 2 \operatorname{Re} \left[ q (\bar{q}^*)^T \right]$  и  $P_{\perp} = I - P_{\parallel}$ , для которых  $P_{\parallel} = P_{\parallel}^2, P_{\perp} = P_{\perp}^2, P_{\parallel} P_{\perp} = P_{\perp} P_{\parallel} = 0$ , выражения для  $z$  и  $w$  можно переписать в виде:  $z = \langle \bar{q}, P_{\parallel} y \rangle, w = P_{\perp} y$ . Умножая (12) скалярно слева на  $\bar{q}$ , с учетом свойств  $z$  и  $w$  в пространстве, натянутом на действительную часть правого вектора  $q$ , получим уравнение

$$\dot{z} = i\sigma_0 z + \langle \bar{q}, \vec{N} [2 \operatorname{Re}(zq) + w] \rangle \equiv i\sigma_0 z + g[z, z^*, w(z, z^*)], \quad (19)$$

где функции  $\vec{N}$  и  $g$  разложены в окрестности  $\chi = \chi_c$  в ряды Тэйлора по степеням  $z$  и  $z^*$  для любого  $n$ :

$$(\vec{N}, g) = \sum_{i+j \geq 2}^n (\vec{N}_{i,j}, g_{i,j}) (z^*)^i z^j / i! j! + O(|z|^{n+1}). \quad (20)$$

В соответствии с выражением  $\vec{N}$ , определяемым по формуле (12), коэффициенты при квадратичных членах имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{N}_{02} = \vec{N}_{20} = 2 \{ -\chi_c NZ(q, q), q_1 q_5, q_1 q_6, q_1 q_7, 0, \nu \Delta_1 [NZ(q, q) + q_4 LZ(q)], -\nu \Delta_2 NZ(q, q) + \\ + q_3 LZ(q) \}, \vec{N}_{11} = \{ -\chi_c NZ(q, q), 2 \operatorname{Re}(q_1, q_5), 2 \operatorname{Re}(q_1, q_6), 2 \operatorname{Re}(q_1, q_7), 0, \nu \Delta_2 [NZ^{(1)}(q, q) + \\ + 2 \operatorname{Re} q_4 LZ(q)], \nu \Delta_2 [NZ^{(1)}(q, q) + 2 \operatorname{Re} q_3 LZ(q)] \}, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $NZ^{(1)}(q, q) \equiv 2 \operatorname{Re}(2q_2 \bar{q}_5 + aq_3 \bar{q}_6 + bq_4 \bar{q}_7)$ . Связь  $N_{02}, N_{11}, N_{20}$  с  $g_{02}, g_{11}, g_{20}$  имеем из формул (19) и в случае (21) получаем:

$$\begin{aligned} (g_{02}, g_{20}) = 2 \cdot [q_1 A_1(\bar{q}^*, q) + A_2 NZ(q, q) + A_3(\bar{q}^*, q) LZ(q), \bar{q}_1 A_1(\bar{q}^*, \bar{q}) + A_2 \overline{NZ}(q, q) + \\ + A_3(\bar{q}^*, \bar{q})], g_{11} = \bar{q}_1 A_1(\bar{q}^*, q) + q_1 A_2(q^*, \bar{q}_1) + A_2 NZ^{(1)}(q, q) + A_3(\bar{q}^*, q) \overline{LZ}(q) + A_3(\bar{q}^*, \bar{q}) LZ(q), \\ \text{где } A_1(\bar{q}^*, q) \equiv \bar{q}_2 q_5 + \bar{q}_3 q_6 + \bar{q}_4 q_7, A_2 \equiv -\chi_c \bar{q}_1^* + A_3(\bar{q}^*, 1), \\ A_3(\bar{q}^*, q) \equiv \nu(\Delta_1 \bar{q}_6^* q_4 - \Delta_2 \bar{q}_7^* q_3). \end{aligned}$$

Уравнение для определения величины  $w$  (т.е. той части решения (18), которая перпендикулярна подпространству, натянутому на  $q$  и  $\bar{q}$ ) получается действием проектора  $P_{\perp}$  на (12), и из этого уравнения будем иметь  $w = O(|z|^2)$ ; поэтому можно считать, что  $w = w_{20} z^2 + w_{11} z z^* + w_{02} z^{*2} + O(|z|^3)$ , где необходимые в дальнейшем коэффициенты  $w_{20}$  и  $w_{11}$  отыскиваются из линейных систем

$$(A - 2i\sigma_0 I)w_{20} = -P_{\perp} N_{20}, Aw_{11} = P_{\parallel} N_{11}.$$

Таким образом, при расчете коэффициентов  $N_{ij}$  и  $g_{ij}$  вклад величины  $w$  следует учитывать, начиная с  $i + j \geq 3$ . Наконец, путём замены переменной

$$z = \zeta + d(\zeta, \zeta^*) \equiv \zeta + \sum_{i+j \geq 2}^{n+1} d_{ij}(\zeta^*) \zeta^i / i! j! \quad (22)$$

система (19) приводится к нормальной форме Пуанкаре (13), где коэффициенты  $d_{ij}$  находятся из соотношения  $\dot{z} = \zeta + d_{\zeta} \zeta + d_{\zeta^*} \zeta^*$  по рекуррентным формулам, имеющимся в [36]. Из последнего соотношения приравнованием множителей при кубическом члене  $\zeta^2 \zeta^*$  и с учетом разложения функции  $g(z, z^*)$  для коэффициента  $c$  из (13) получается выражение

$$c = (i/2\sigma_0)(g_{20}g_{11} - 2|g_{11}|^2 - |g_{02}|^2/3) + g_{21}/2, \quad (23)$$

в котором коэффициент при кубическом члене  $g_{12}$  вычисляется по формуле:

$$g_{21} = A_2[NZ(q^*, w_{20}) + 2NZ(q^*, w_{11})] + \sum_{j=1}^3 \bar{q}_{j+1}^* D(4+j, 1) + A_3(\bar{q}^*, q)[NZ^{(1)}(q, q) + 2LZ(w_{11})] +$$

$$A_3(\bar{q}^*, q^*)[NZ(q, q) + LZ(w_{20})] + A_3(\bar{q}^*, w_{20})LZ(q^*) + 2A_3(\bar{q}^*, w_{11})LZ(q),$$

где  $D(j, 1) \equiv q_1^* w_{20}(j) + q_j^* w_{20}(1) + 2[q_1 w_{11}(j) + q_j w_{11}(1)]$ ,  $j = 5, 6, 7$ .

### Литература

1. Арнольд В.И., Хесин Б.А. Топологические методы в гидродинамике. Гл. 5. М.: МЦНМО, 2007. 392 с.
2. Parker E.N. Hydromagnetic dynamo models // *Astrophys. J.* 1955. V. 122. №2. P. 293–314.
3. Holmes P.J. A nonlinear oscillator with a strange attractor // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* 1979. V. A292. № 1394. P. 419–448.
4. Rikitake T. Oscillation of a system of disk dynamo // *Proc. Camb. Phil. Soc.* 1958. V. 54. P. 89–105.
5. Moffat H.K. The self-consistent of a «segmented» disk dynamo // *Geoph. Astroph. Fluid Dyn.* 1979. V. 14. № 1/2. P. 147–166.
6. Robins K.A. A new approach to subcritical instability and turbulent transitions in a simple dynamo // *Math. Proc. of Cambridge Phil. Soc.* 1977. V. 82. Part 2. P. 302–325.
7. Cook A.E., Roberts P.H. The Rikitake two-disk Dynamo System // *Proc. Camb. Phil. Soc.* 1970. V. 68. №2. P. 547–569.
8. Пиковский А.С., Рабинович М.И. О странных аттракторах в физике // *Нелинейные волны.* М.: Наука, 1979. С. 176–192.
9. Гукенкеймер Дж. Неустойчивости и хаос в негидродинамических системах // *Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности.* М.: Мир, 1984. С. 317–335.
10. Миравель А.П., Монин А.С., Чусов М.А. Семикомпонентная модель геомагнитного динамо // *Докл. АН СССР.* 1980. Т. 254. № 1. С. 72–76.
11. Чусов М.А. О некоторых локальных свойствах имитационных моделей динамо // *Проблемы теоретической геодинамики тектоники литосферных плит.* М.: ИО АН СССР, 1981. С. 61–72.
12. Вишик М.М. Периодическое динамо // *Вычислительная сейсмология.* 1986. В. 19. С. 186–215.
13. Желиговский В.А. О генерации магнитного поля одним классом течений проводящей жидкости // *Вычислительная сейсмология.* 1989. Вып. 22. С. 92–107.

14. *Charney J.G.* On the scale of atmospheric motions // *Geophys. Publ.* 1948. V. 17, №2. P. 1–17.
15. *Обухов А.М.* К вопросу о геострофическом ветре // *Изв. АН СССР. Сер. географ. и геофиз.* 1949. Т. 13. № 4. С. 281–306.
16. *Монин А.С.* Теоретические основы геофизической гидродинамики. Л.: Гидрометиздат, 1988. 424 с.
17. *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика. Т. 2. М.: Мир, 1984. 811 с.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
19. *Charney J.G., Stern M.E.* On stability of internal baroclinic jets in rotating atmosphere. // *J. Atm. Sci.* 1962. V. 19. № 2. P. 159–172.
20. *Higgins G.H., Kennedy G.C.* The adiabatic gradient and the melting point gradient in the core of the Earth // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. № 8. P. 1870–1878.
21. *Шерклиф Дж.* Курс магнитной гидродинамики. М.: Мир, 1967. 320 с.
22. *Gilman P.A.* Rossby-wave dynamo for the Sun // *Solar Physics.* 1968. V. 8. № 3. P. 316–330. 1969. V. 9. № 1. P. 3–18.
23. *Bloxham J., Gubbins D.* The evolution on the Earth's magnetic field // *Scien. Amer.* 1989. December. P. 30–37.
24. *Lloyd D., Gubbins D.* Toroidal fluid motion at the top of the Earth's core // *Geophys. J. Int.* 1990. V. 100. P. 455–467.
25. *Lorenz E.N.* Energy and numerical weather prediction // *Tellus.* 1960. V. 12. №4. P. 364–373.
26. *Голицын Г.С.* Режимы конвекции на различных вращающихся геофизических и астрофизических объектах // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1991. Т. 27. № 1. С. 19–31.
27. *Моффат Г.* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980. 339 с.
28. *Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.* Курс современного анализа. Т. 2. М.: Физматгиз, 1961. 512 с.
29. *Gibson R.D., Roberts P.H., Scott S.* The Bullard-Gellman dynamo // *The application of modern physics to the Earth and planetary interior.* London, 1969. P. 576–602.
30. *James R.W.* The Adams and Elsasser integrals // *Proc. Roy. Soc. London.* 1973. V. A331. № 1587. P. 469–478.
31. *Roberts P.H., Soward A.M.* Dynamo theory // *Ann. Rev. of fluid mech.* 1992. V. 24. P. 459–512.
32. *Hide R., Roberts P.H.* How strong is the magnetic field in the earth's liquid core? // *Phys. Earth. Planet. Inter.* 1979. V. 20. № 1/2. P. 124–128.
33. *Жарков В.Н.* Внутреннее строение Земли и планет. М.: Физматгиз, 1983. 416 с.
34. *Hide R.* On the role of rotation in the generation of magnetic fields by fluid motions // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* 1982. V. A306. № 1492. P. 223–234.
35. *Арнольд В.И.* Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1978. 304 с.
36. *Хэссард Б., Казаринов Н., Вэн И.* Теория и приложения бифуркации рождения Хопфа. М.: Мир, 1985. 280 с.
37. *Гурина А.М., Мирабель А.П., Монин А.С.* О стохастичности семикомпонентного динамо // *Докл. РАН.* 1994. Т. 334. №4. С. 507–510.
38. *Мирабель А.П., Мишина А.М., Монин А.С.* О девятикомпонентной модели геодинамо // *Докл. РАН.* 1994. Т. 354. № 6. С. 808–812.

39. Брагинский С.И. О спектре колебаний гидромагнитного динамо Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1970. Т. 10. № 2. С. 221–230.
40. Wolf A., Swift J.B., Swinney H.L., Vastano J.A. Determining Lyapunov exponent from a time series // Physica-D. 1985. V. 16. № 3. P. 285–317.
41. Cox A. Lengths of geomagnetic polarity intervals // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. №10. P. 3247–3260.
42. Харланд У.Б., Кокс А.В., Ллевеллин П.Г. и др. Шкала геологического времени. М.: Мир, 1985. 140 с.

# Численная диагностика тропического циклогенеза

*Г.В. Левина<sup>1</sup>, М.Т. Монтгомери<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Высшая военно-морская школа, Монтерей, Калифорния, США

В наших работах 2009–2013 гг. [1–8] был развит и применен новый подход для изучения тропического циклогенеза. Предложены новые количественные критерии, впервые в мировой практике позволяющие диагностировать, когда зарождающийся крупномасштабный вихрь становится энергетически самоподдерживающимся. В основе подхода лежат фундаментальные представления о самоорганизации в турбулентных средах. Подход реализован с помощью современных облачно-разрешающих численных моделей атмосферы, позволяющих проследить процесс самоорганизации влажно-конвективной атмосферной турбулентности и наблюдать укрупнение структур от облачных до мезомасштабных. В целях количественной диагностики применен анализ эволюции структуры и энергетики зарождающегося вихря, поскольку в данном случае возникновение крупномасштабной вихревой неустойчивости непосредственно связано с особой топологией течения. Топология вихревого поля на облачных и мезомасштабных структурах прослеживается с помощью спиральных характеристик (плотности спиральности, интегральной спиральности течения, а также ее интегрального горизонтального и вертикального вкладов). Энергетика вихря оценивается по интегральным значениям кинетической энергии тангенциальной и трансверсальной циркуляции. Показано, что формирующийся мезомасштабный вихрь становится энергетически самоподдерживающимся, когда складывается спиральная структура общесистемной циркуляции. Такая спиральная организация на мезомасштабах является результатом зацепления тангенциальной и трансверсальной циркуляции, которое осуществляется вращающимися конвективными структурами облачных масштабов – вихревыми горячими башнями (ВГБ).

В теории турбулентности известна фундаментальная гипотеза о том, что при определенных условиях в спиральных турбулентных средах возможен поток энергии от мелких масштабов к крупным и образование крупномасштабных долгоживущих структур.

Особые свойства мелкомасштабной спиральной турбулентности, способствующие генерации крупномасштабных структур, были впервые обнаружены в магнитной гидродинамике. Открытое явление, известное под названием альфа-эффекта, позволяет объяснить генерацию крупномасштабных магнитных полей в электропроводящих средах и лежит в основе теории МГД-динамо [9].

Формальная аналогия между уравнениями для магнитного поля в движущейся проводящей среде и завихренности поля скорости в непроводящей жидкости послужила толчком для поиска похожего явления в обычной гидродинамике.

Первый теоретический пример крупномасштабной спирально-вихревой неустойчивости в обычной гидродинамике был получен в работе [10] и по

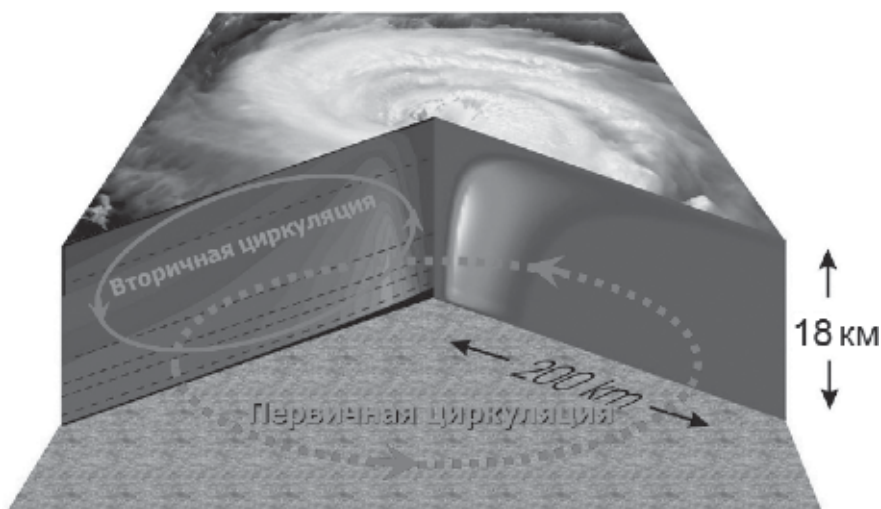
аналогии назван авторами гидродинамическим альфа-эффектом. В статье [11], опубликованной почти одновременно с [10], в качестве возможной иллюстрации, показывающей самоорганизацию турбулентности с нарушенной зеркальной симметрией, был предложен гипотетический сценарий усиления и поддержания крупномасштабных вихревых возмущений в атмосфере за счет притока энергии от мелкомасштабной спиральной конвективной турбулентности – так называемое турбулентное вихревое динамо. Теоретические оценки, полученные при подстановке соответствующих атмосферных характеристик в модельные решения [10], были в той же работе применены для описания процесса формирования тропических циклонов в атмосфере Земли. Спустя несколько лет группа других авторов [12, 13] применила теорию [10, 11] для объяснения размеров и структуры крупномасштабных долгоживущих вихревых возмущений в атмосфере Юпитера, вызванных падением осколков кометы Шумейкер-Леви 9 в июле 1994 г. В обоих случаях теоретические оценки оказались близкими к характеристикам наблюдаемых явлений в атмосферах Земли и Юпитера. Подробное обсуждение этих результатов было проведено в обзорной работе [14].

Необходимо заметить, что существует принципиальное различие между двумя теоретическими моделями динамо. Действие МГД-динамо основано на взаимодействии двух различных физических полей – магнитного и поля скорости, тогда как турбулентное вихревое динамо реализуется только в рамках одного физического поля – поля скорости. Ввиду этого долгое время оставалось непонятным, как может действовать вихревое динамо в реальных условиях атмосферы. Прежде всего, каким образом может быть создана положительная обратная связь [14] между тороидальным и полоидальным компонентами крупномасштабного поля скорости.

Поясним это на примере образования тропических циклонов (ТЦ) (рис. 1).

Развитый ТЦ представляет собой интенсивный атмосферный вихрь, в котором основная составляющая скорости лежит в горизонтальной плоскости. Мощная тангенциальная циркуляция наложена на более слабую трансверсальную циркуляцию, образованную радиальной и вертикальной составляющими скорости (в цилиндрических координатах). Между тем, трансверсальная циркуляция чрезвычайно важна для существования такой вихревой системы в целом с точки зрения энергетики и структуры ТЦ. Она обеспечивает приток энергии от океана (вертикальные движения – конвекция) и зацепление линий тока, т.е. спиральную структуру течения. Во вращающейся атмосфере Земли связь между трансверсальной и тангенциальной циркуляцией создается очевидным образом: за счет действия силы Кориолиса на горизонтальную скорость. Однако до самого недавнего времени [5] было совершенно неясно, каким образом может быть создано второе связующее звено от тангенциальной циркуляции к трансверсальной, необходимое для замыкания петли положительной обратной связи, обеспечивающей действие вихревого динамо в атмосфере.

Возможности для проверки гипотезы о турбулентном вихревом динамо появились совсем недавно, они связаны с применением облачно-разрешающего численного моделирования (горизонтальное разрешение  $\sim 1\text{--}3$  км и



**Рис. 1.** Схема зацепления первичной тангенциальной и вторичной трансверсальной циркуляции в развитии ТЦ Северного полушария Земли (наложена на рисунок композитного ТЦ, скопированный из работы [15])

меньше) для изучения тропических циклонов. В серии работ [16–18] была установлена вихревая природа атмосферной влажной конвекции в тропиках. Средствами атмосферного численного моделирования были обнаружены вращающиеся облачные структуры, названные вихревыми горячими башнями – ВГБ [16]. Уже через год их существование было подтверждено прямыми доплеровскими измерениями в атмосфере с исследовательских самолетов [17]. На основе этих новых данных был предложен сценарий тропического циклогенеза, реализующийся путем самоорганизации конвективных процессов при благоприятствующих циклогенезу кинематических и термодинамических условиях в окружающей среде [18]. Хотя спиральные свойства течений при этом не учитывались, процесс самоорганизации вихревой конвекции, описанный в [18], происходил аналогично «спиральному» сценарию [14]: наблюдалось укрупнение моделируемых вихревых структур от масштабов отдельных вращающихся кучевых облаков, которое осуществлялось путем их слияния и образования более крупных вихрей. Этот процесс сопровождался концентрацией абсолютного углового момента в масштабах всей системы и усилением общесистемной циркуляции.

Первая попытка интерпретировать процесс самоорганизации вихревой конвекции, открытый в [18], как проявление фундаментальных свойств влажно-конвективной атмосферной турбулентности с нарушенной зеркальной симметрией – спиральную самоорганизацию во вращающейся неоднородной атмосфере – была предпринята в работе [3]. С использованием данных почти-облачно-разрешающего моделирования [18] авторами [3] были выполнены расчеты и анализ спиральных характеристик поля скорости развивающегося ураганного вихря. Было показано, что образование ТЦ сопровождается генера-



цией существенно ненулевой и нарастающей интегральной спиральности вихревой системы, означающей иную топологию течения, когда происходит зацепление вихревых линий [19]. Таким образом, был получен первый пример генерации ненулевой интегральной спиральности в реальной природной системе – тропической атмосфере Земли. Как известно из теории турбулентности [20], при таком нарушении зеркальной симметрии турбулентности возможно подавление потока энергии к масштабам диссипации и существуют благоприятные условия для возникновения крупномасштабной вихревой неустойчивости.

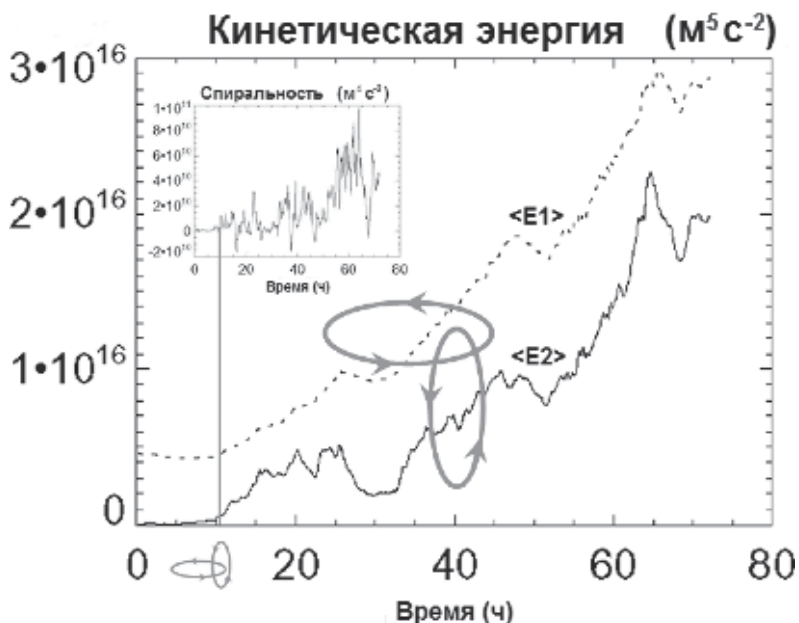
Дальнейшие исследования позволили предложить «спиральный» сценарий зарождения и усиления тропических циклонов [4].

Анализ процессов генерации завихренности и спиральности в масштабах кучевой облачности и системы в целом показал ключевую роль облачных вихревых структур – ВГБ – в существовании тропического циклона как целостной крупномасштабной спиральной вихревой системы на разных этапах его эволюции [4, 5]. Вихревые башни осуществляют зацепление крупномасштабной тангенциальной и вертикальной циркуляции. В момент времени, когда происходит такое зацепление, зарождающийся вихрь становится энергетически самоподдерживающимся. ВГБ играют роль необходимого звена, которое позволяет замкнуть петлю положительной обратной связи между тороидальным и полоидальным компонентами крупномасштабного поля скорости и тем самым обеспечить действие турбулентного вихревого динамо.

В докладе, представленном на конференции, на примере серии численных атмосферных экспериментов из работы [18] было показано как практически может быть реализована диагностика зарождения тропического циклона с помощью количественного анализа интегральных характеристик энергии и спиральности и набора соответствующих гидро- и термодинамических полей.

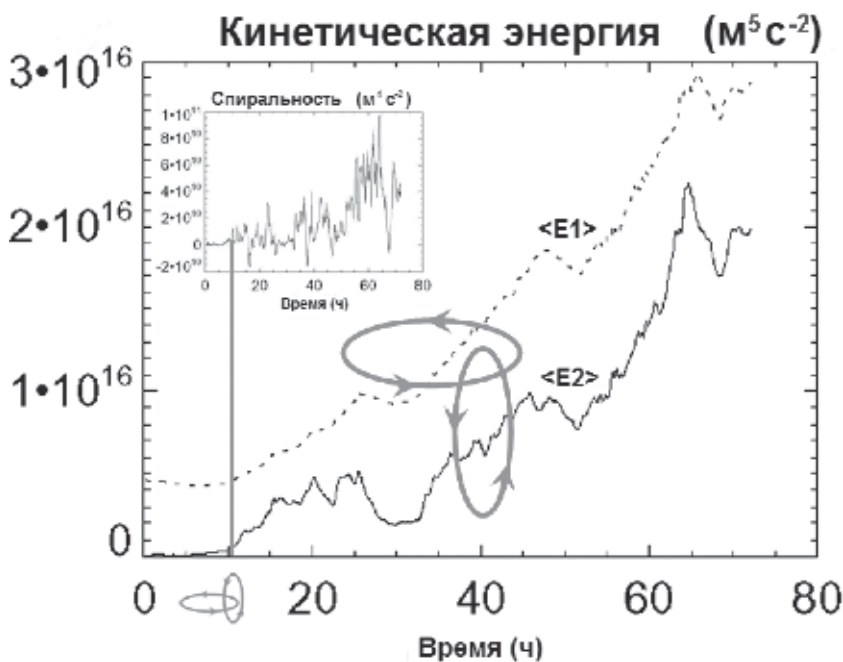
Детальный количественный анализ процессов генерации завихренности и спиральности на ранних стадиях эволюции крупномасштабного спирального вихря показал как образующееся семейство ВГБ трансформирует горизонтальные компоненты завихренности (генерируемые, например, слабым вертикальным сдвигом горизонтального ветра в первичной тангенциальной циркуляции), в вертикальную завихренность и усиливает последнюю. При этом каждая из облачных башен создает локальное зацепление горизонтальных и вертикальных вихревых линий (математическим выражением которого является спиральность поля скорости), а результирующим эффектом действия всей системы башен является зацепление крупномасштабной тангенциальной и вертикальной циркуляции в развивающемся ураганном вихре на всех этапах его эволюции. Такой процесс характеризуется интенсивной генерацией спиральности.

Примененная методика позволила количественно диагностировать момент зарождения ТЦ во всех рассмотренных экспериментах, приведших к образованию тропических циклонов разной интенсивности (тропическая депрессия – TD, тропический шторм – TS, ураган – H). На рис. 2, 3 приведены результаты исследований для эксперимента, завершившегося образованием вихря ураганной интенсивности.



**Рис. 2.** Эволюция кинетической энергии первичной тангенциальной циркуляции E1, вторичной трансверсальной циркуляции E2 и интегрального вертикального вклада спиральности. Прямая красная линия показывает момент, когда происходит зацепление циркуляций на масштабах вихревой системы и формирующийся вихрь становится энергетически самоподдерживающимся – «зарождение» ТЦ

Основываясь на полученных данных, нами впервые предложено определять «зарождение» тропического циклона как момент зацепления первичной тангенциальной и вторичной трансверсальной циркуляций в масштабах системы. Этот момент при  $t = 10\text{--}12$  соответствует появлению энергетической «спиральной» обратной связи между циркуляциями, начинается их взаимное усиление, и вихрь становится энергетически самоподдерживающимся. Результаты моделирования показывают, что сформировавшаяся обратная связь между циркуляциями поддерживается конвективной неустойчивостью и вихревой конвекцией в центральной зоне развивающейся системы. Конвективная неустойчивость там обеспечивается, главным образом, потоками скрытого тепла, идущими от подстилающей поверхности моря, усиление которых не связано с увеличением скорости ветра [21]. Существование таких восходящих теплых потоков предполагает выделение потенциальной энергии, которая превращается в кинетическую энергию развивающегося крупномасштабного спирального вихря. Действующая обратная связь обеспечивает обмен энергии между первичной и вторичной циркуляцией и их дальнейшее взаимное усиление. Возникает и начинает развиваться крупномасштабная спирально-вихревая неустойчивость. Образование сконцентрированного у поверхности вихря тропической депрессии ТД является следствием развития уже ранее возникшей неустойчивости, и происходит спустя несколько часов после момента «зарождения» (рис. 3).



**Рис. 3.** Эволюция интегральной спиральности вихревой системы. ТД – тропическая депрессия ( $V < 17$  м/с), ТШ – тропический шторм (17-33 м/с), У – ураган ( $V > 33$  м/с)

Таким образом, результаты работы показывают, что предложенный подход, основанный на концепции турбулентного вихревого динамо, позволяет впервые в мировой практике изучения ТЦ определить время начала тропического циклогенеза. Используемые при этом количественные критерии – интегральные кинетические энергии тангенциальной и трансверсальной циркуляции – имеют ясный физический смысл. Проведенное исследование способствует выработке общепринятого определения тропического циклогенеза, которого к настоящему времени не существует. Практическое значение очевидно – применение подхода для диагностики зарождения ТЦ с помощью современных численных метеорологических моделей прогноза.

### Литература

1. *Levina G.V., Montgomery M.T.* Extreme helicity along a vortical hot tower route to tropical cyclogenesis // International Conference MSS-09 "Mode conversion, coherent structures and turbulence". Moscow, 23–25 November, 2009. Moscow: Space Research Institute, 2009. P. 242–248.
2. *Levina G.V., Montgomery M.T.* Analysis of helical features of the velocity field in modeling of tropical cyclones // Selected Papers of the International conference "Fluxes and Structures in Fluids. Physics of Geospheres". Moscow, Russia, June 24–27, 2009. Moscow. IPM RAS. 2010. C. 237–242.

3. *Левина Г.В., Монтгомери М.Т.* О первом исследовании спиральной природы тропического циклогенеза // ДАН. 2010. Т. 434. № 3. С. 401–406.
4. *Levina G.V., Montgomery M.T.* Helical scenario of tropical cyclone genesis and intensification // Journal of Physics: Conference Series. 2011. V. 318 (7). 072012 doi:10.1088/1742-6596/318/7/072012
5. *Levina G.V.* Helical organization of tropical cyclones // Preprint NI13001-TOD. Isaac Newton Institute for Mathematical Sciences. Cambridge, UK, 2013. 47 p. <http://www.newton.ac.uk/preprints2013.html>
6. *Левина Г.В., Монтгомери М.Т.* Численная диагностика тропического циклогенеза на основе гипотезы о спиральной самоорганизации влажно-конвективной атмосферной турбулентности // ДАН. 2014 (в печати).
7. *Levina G.V., Montgomery M.T.* Tropical cyclogenesis: a numerical diagnosis based on helical flow organization // Journal of Physics: Conference Series. 2014. Quantised Flux in Tightly Knotted and Linked Systems, Cambridge, UK. 3–7 December 2012. 10 p. (in press).
8. *Levina G.V., Montgomery M.T.* When will cyclogenesis commence given a favorable tropical environment? // Procedia IUTAM. 2014. IUTAM Symposium on the Dynamics of Extreme Events Influenced by Climate Change, Lanzhou, China. 23–26 September 2013. 10 p. (in press).
9. Краузе Ф. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо / Под ред. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. М.: Мир, 1984. 320 с.
10. *Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. и др.* Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. Вып. 6 (12). С. 1979–1987.
11. *Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. и др.* Физический механизм усиления вихревых возмущений в атмосфере // ДАН СССР. 1983. Т. 273. № 3. С. 549–553.
12. *Фортов В.Е., Гнедин Ю.Н., Иванов М.Ф. и др.* Столкновение кометы Шумейкер-Леви 9 с Юпитером: что мы увидели // УФН. 1996. Т. 166. № 4. С. 391–422.
13. *Иванов М.Ф., Гальбурт В.А., Фортов В.Е.* О возможном механизме образования крупномасштабных возмущений в атмосфере Юпитера, вызванных падением фрагментов кометы Шумейкер-Леви 9 // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. Вып. 10. С. 773–777.
14. *Levina G.V., Moiseev S.S., Rutkevich P.B.* Hydrodynamic alpha-effect in a convective system. Nonlinear Instability, Chaos and Turbulence. Vol. 2. Adv. Fluid Mech. Series. Debnath L. and Riahi D.N. // Southampton, Boston: WITPress, 2000. P. 111–162.
15. *Emanuel K.* Tropical cyclones // Ann. Rev. Earth Planet. Sci. 2003. V. 31. P. 75–104.
16. *Hendricks E.A., Montgomery M.T., Davis C.A.* The role of “vortical” hot towers in the formation of tropical cyclone Diana (1984) // J. Atmos. Sci. 2004. V. 61. P. 1209–1232.
17. *Reasor P.D., Montgomery M.T., Bosart L.F.* Mesoscale observations of the genesis of Hurricane Dolly (1996) // J. Atmos. Sci. 2005. V. 62. P. 3151–3171.
18. *Montgomery M.T., Nicholls M.E., Cram T.A., Saunders A.B.* A vortical hot tower route to tropical cyclogenesis // J. Atmos. Sci. 2006. V. 63. P. 355–386.
19. *Moffatt H.K.* The degree of knottedness of tangled vortex lines // J. Fluid Mech. 1969. V. 35. P. 117–129.
20. Фриш У. Турбулентность: наследие А.Н. Колмогорова. М.: Фазис, 1998. 343 с.
21. *Montgomery M.T., Nguyen S.V., Smith R.K., Persing J.* Do tropical cyclones intensify by WISHE? // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2009. V. 135. P. 1697–1714.

# Вихревые 3-D торы над подводными возвышенностями в океане

*В.Н. Зырянов<sup>1</sup>, Е.А. Рыжов<sup>2</sup>, К.В. Кошель<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Институт водных проблем РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, г. Владивосток

Излагается теория интенсивного вертикального перемешивания в топографических вихрях над подводными горами в Мировом океане. Классическая теория топографических вихрей построена в рамках квазигеострофического приближения, т.е. вертикальные скорости считаются малыми (порядка числа Россби). Однако экспериментальные наблюдения свидетельствуют о наличии сильного вертикального перемешивания над подводными горами [1, 2]. Описание такого вертикального перемешивания возможно только за счет учета вертикальной компоненты скорости.

Математическая теория, описывающая возникновение существенных вертикальных скоростей, была предложена в работах [3, 4]. Было показано, что при определенных условиях топографический вихрь теряет устойчивость, в результате чего на его фоне генерируется вторичная завихренность в виде горизонтальных вихревых торов (аналоги вихрей Тейлора между двумя вращающимися цилиндрами). Однако эта теория была построена для специфической конфигурации подводной возвышенности в виде двух стоящих друг на друге цилиндров. Необходимым условием в этой теории было наличие двух слоев Стюартсона [5], возникающих над боковыми сторонами цилиндров. В настоящей работе показано, что вихревые торы могут возникать над подводными возвышенностями в виде единичного цилиндра, когда возникает только один вертикальный слой Стюартсона.

## Постановка задачи

Квазигеострофическое поле тангенциальной скорости, индуцированное круговым цилиндром высотой  $h_0$  и радиуса  $r_1$  на  $f$ -плоскости [3], описывается выражением

$$V_0(r) = -\frac{\sigma}{2} \begin{cases} h_0 r, & r \leq r_1; \\ \frac{h_0 r_1^2}{r}, & r \geq r_1. \end{cases},$$

где  $\sigma = h_0 / (H \cdot Ro)$  – топографический параметр,  $H$  – средняя глубина океана,  $Ro \sim U_0 / (fL)$  – число Россби. Радиальная скорость отсутствует. Представим поле скоростей в виде  $U = (u_r, V_0(r) + u_\theta, u_z)$ . Подставляя в полные уравнения геофизической гидродинамики на  $f$ -плоскости, получим в линейном приближении спектральную задачу для возмущений скорости  $\vec{V}(r, z) = (u_r, u_\theta, u_z)$

$$\frac{d^2}{dr^2} \vec{V}(r; L) - \mathbf{K}^2(r; \lambda) \vec{V}(r; L) = \vec{0}, \quad \mathbf{K}^2(r) = \left( \frac{3}{4r^2} + \alpha^2 \right) \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ \lambda^2 Q(r) & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

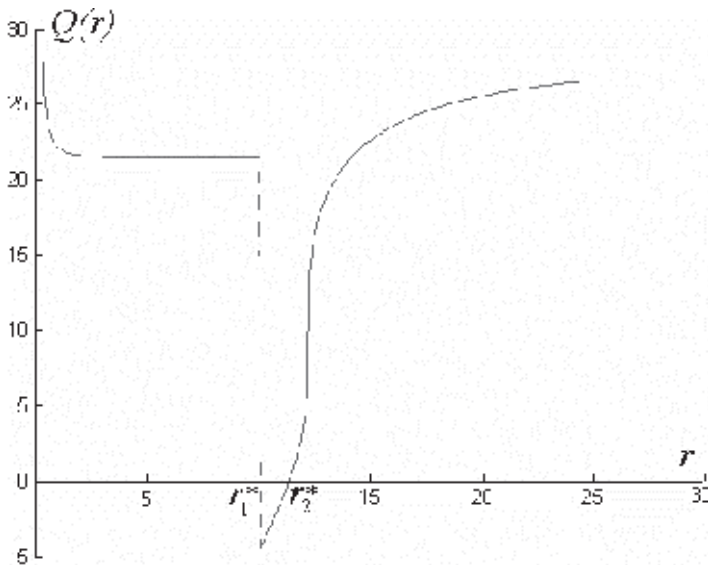
$$\begin{aligned} u_r &= V_2(r) \cos \alpha z / (\lambda g(r) \sqrt{r}), \\ u_\theta &= \cos \alpha z V_1(r) / \sqrt{r}, \\ u_z &= -\frac{\sin \alpha z}{\alpha \lambda r g(r)} \frac{d}{dr} [\sqrt{r} V_2(r)], \end{aligned} \quad Q(r) = \alpha^2 \begin{cases} (-\sigma h_1 + f)^2, & 0 < r < r_1; \\ \left( -\sigma h_1 \frac{r_1^2}{r^2} + f \right) f, & r_1 < r < \infty. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь спектральный параметр  $\lambda = 1/E$  – обратное число Экмана и  $\alpha$  – параметр, определяющий периодичность вертикальной скорости [3].

Полученная задача во многом аналогична уравнениям, получаемым при анализе течения Тейлора-Куэтта [3]. Однако в отличие от работы [3], мы поставим более естественные условия невозрастания скоростей в нуле и на бесконечности

$$\left( \frac{d}{dr} \vec{V}(r; L) + \mathbf{A}_\infty(L_0) \vec{V}(r; L) \right) \Big|_{\substack{r \rightarrow L_0 \rightarrow 0 \\ r \rightarrow L \rightarrow \infty}} = \vec{0} \quad (1)$$

В случае, когда матрица  $\mathbf{K}(r)$  имеет хотя бы одну пару чисто мнимых собственных значений на каком-то интервале  $(r_1^*, r_2^*)$ , спектральная задача (1)–(3) имеет дискретный спектр. Собственные значения этой матрицы имеют вид  $\mu^2 = \frac{3}{4r^2} + \alpha^2 + (\lambda^2 Q(r))^{1/3}$ . В этом случае всегда найдется интервал  $(r_1^*, r_2^*)$ , на котором  $\mu^2(r, \lambda) = Q(r) < 0$  при достаточно большом  $\lambda$  (рис. 1).



**Рис. 1.** График функции  $Q(r)$  при значениях параметров:  $f = 1$ ,  $r_1 = 10$ ,  $\sigma = 5$ ,  $\alpha = \pi$ ,  $\lambda = 25$

В результате по крайней мере одна пара собственных значений  $\mu_1(r, \lambda), \bar{\mu}_1(r, \lambda)$  на этом интервале будет чисто мнимой, остальные собственные значения могут иметь ненулевую действительную часть. Существование собственных значений спектральной задачи для полупространства показано в [6] при условии существования интервала, на котором, как минимум, одна пара замороженных собственных значений оператора является чисто мнимой. Условие разрешимости спектральной задачи (1)–(3) аналогично полученному в работе [4] условию разрешимости  $Q(r) < 0$ , т.е. условию существования пары чисто мнимых значений, что равносильно выполнению неравенства

$$f < sh_1 r_1^2 / r_2^{*2}.$$

### Решение спектральной задачи

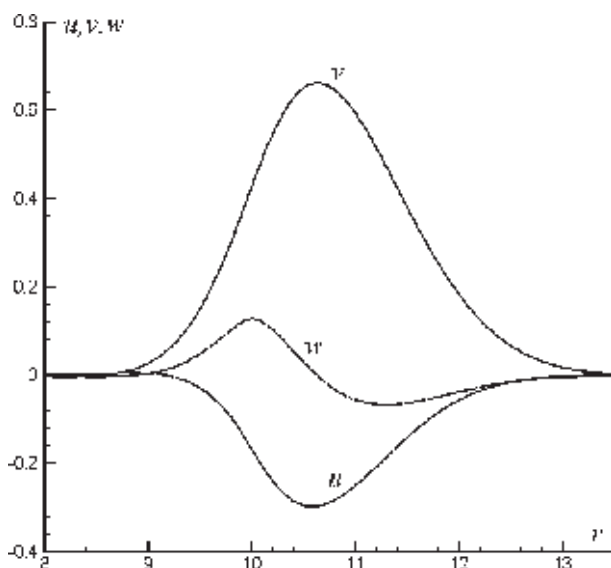
Спектральная задача (1), (2) для нулевых граничных условий (3) решается численно методом инвариантного погружения [7, 8]. Исходная система уравнений записывается в виде матричного уравнения Гельмгольца с матричными граничными условиями. Вводится дополнительная зависимость от внешней границы, в результате чего уравнение Гельмгольца сводится к матричному уравнению Риккати с переменными коэффициентами. Чтобы решить данное уравнение отрезок интегрирования разбивается на некоторое количество малых частей. На каждой части интегрируется уравнение Риккати, считая его коэффициенты постоянными. Граничное условие для каждой малой части выбирается с учетом вычислений для предыдущей части. Решение для всего отрезка интегрирования исходного уравнения Риккати с переменными коэффициентами получается из рекуррентных соотношений. В результате такой процедуры исходное дифференциальное уравнение с переменными коэффициентами шестого порядка решается без привлечения методов численного интегрирования и дифференцирования.

Метод инвариантного погружения имеет то важное преимущество перед методом стрельбы, использованного в [3, 4], что позволяет легко менять вид краевых условий.

Значения спектра находятся следующей процедурой: матричное уравнение Риккати решается справа налево с соответствующим условием в бесконечности и слева направо с соответствующим условием в нуле. Такой подход обеспечивает автоматическое выполнение краевых условий спектральной задачи. Условие сшивки решений справа и слева в произвольной точке, выбранной на интервале  $(r_1^*, r_2^*)$  между точками поворота, определяет значения спектрального параметра  $\lambda_n$  ( $n = 1, \infty$ ). Находя решения матричного уравнения Риккати при данном значении спектрального параметра, получаем собственные функции с помощью мультипликативного интеграла.

### Обсуждение результатов

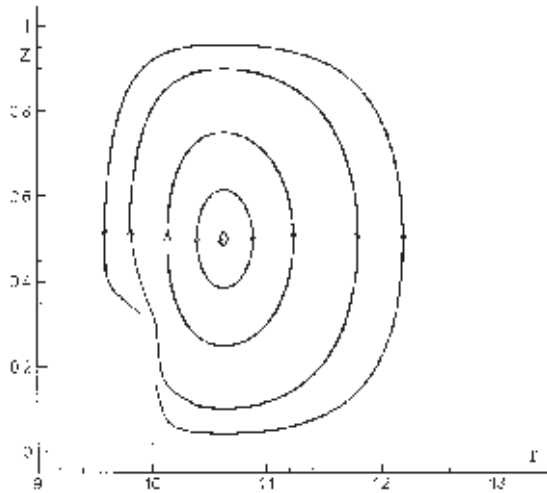
С момента обнаружения топографических вихрей над подводными горами в Мировом океане (1968 г.) и последующего развития теории этих вихрей



**Рис. 2.** Собственные функции  $u(r)$ ,  $v(r)$ ,  $w(r)$  краевой задачи (1) – (3) для первого собственного значения  $\lambda_1 = 23.1600$  для подводной возвышенности в виде одного цилиндра радиуса  $r = 10$ . Параметры:  $h = 0.3$ ,  $f = 1$ ,  $Ro = 0.09$ ,  $\sigma = 5$ ,  $\alpha = \pi$ . Вертикальной линией отмечена радиальная координата внешней границы цилиндра

практически до 2009 г. имело место одно явное несогласование теории и наблюдений. По теории следовало, что вертикальные скорости движения вод над подводными горами должны быть малыми (порядка числа Россби), а на самом деле в океане над горами наблюдались интенсивные вертикальные движения. Умозрительно подъем вод над горами в виде схематичного движения жидкости был впервые изображен в [9] в связи с анализом причин резкого повышения биопродуктивности вод над подводными горами. По их схеме, базирующейся на представлениях о поступлении биогенов в верхние слои океана, должно быть интенсивное вертикальное перемешивание, причем вода должна подниматься в центре подводной горы и опускаться по ее краям. Это в корне противоречило теории, т.к. по теории топографический вихрь – это всегда антициклон, а в нем должно быть, наоборот, опускание вод в центре и подъем по краям подводной горы. Однако все данные наблюдений подтверждали, что в центре происходит подъем вод, а по краям горы их опускание. Теория явно шла вразрез с наблюдениями. Предпринимались попытки найти другое объяснение интенсивного вертикального перемешивания вод над подводными горами, не связанного с топографическими вихрями. Например, для объяснения интенсивного вертикального перемешивания вод над банкой Кашеварова в Охотском море привлекалась идея приливного перемешивания [10]. Новым подходом к решению этой проблемы можно считать обнаружение вторичной завихренности в виде вихревых торов, которые развиваются на фоне топографического вихря [3, 4]. Именно эти вихри осуществляют подъем вод в центре антициклонического топографического вихря и опускание по его краям.





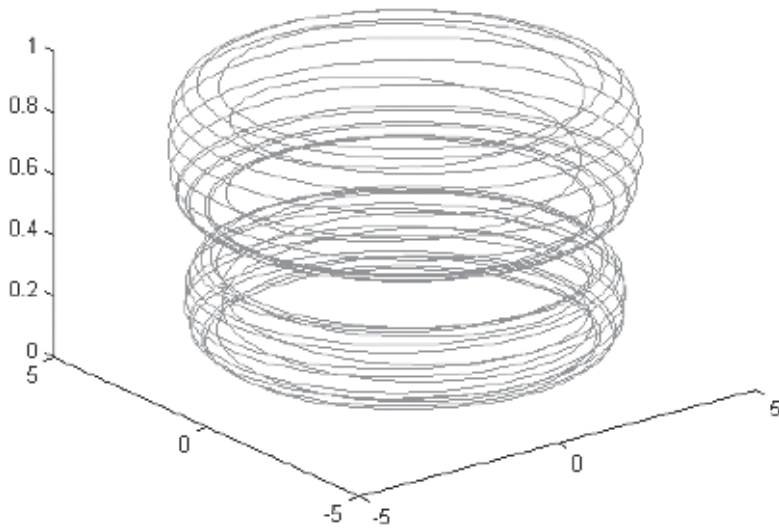
**Рис. 3.** Траектории жидкой частицы в поперечном сечении вихревого тора в плоскости  $(r, z)$ . Прямоугольник – внешний край цилиндрического возмущения на дне

На рис. 2 представлены графики собственных функций краевой задачи (1) – (3). Видно, что вихревой тор в основной своей части располагается за пределами возвышенности. Таким образом, удалось доказать, что формирование вторичных вихревых торов может происходить и в случае самой простой конфигурации подводной возвышенности в виде одиночного цилиндра. Это важный результат, т.к. один из распространенных типов подводных гор в Мировом океане – гайоты (столообразные почти правильной круговой формы горы с плоскими вершинами) хорошо аппроксимируются одиночными цилиндрами.

На рис. 3 приведены результаты расчетов траекторий жидких частиц в сечении тороидального вихря вертикальной плоскостью  $(r, z)$  со скоростями, приведенными на рис. 3. Из рисунка видно, что жидкие частицы движутся по поверхности тора, поднимаясь по внутренней его стороне и опускаясь по внешней.

Постановка задачи об устойчивости топографического вихря с затухающими граничными условиями в нуле и на бесконечности (3) позволила решить проблему с непроницаемыми граничными условиями, использованными в работе [4]. Получен новый физический результат – вихревой тор формируется в основном не над подводной возвышенностью, что наблюдается при рассмотрении возвышенности из двух цилиндров с непроницаемых граничных условиями в слоях Стьюартсона [4], а в большей степени за ее пределами. Таким образом, теория вихревых торов из [3, 4] расширена на случай топографической возвышенности в виде одиночного цилиндра.

При генерации второй моды по вертикали ( $\alpha = 2\pi$  в (2)) над подводным возмущением образуются два вихревых тора, расположенных один над другим (рис. 4). Если по вертикали слой жидкости достаточно большой, то таких сидящих один над другим вихревых «бубликов» может быть несколько. В океане наблюдать такую картину проблематично, а вот в атмосфере можно.



**Рис. 4.** Траектории частиц жидкости в топографическом вихре с двумя вторичными вихревыми торами ( $\alpha = 2\pi$ )



**Рис. 5.** Фотография лентикулярных (линзовидных) облаков над вершинами гор в Антарктиде

На рис. 5 представлена фотография облаков над вершинами двух гор в Антарктиде, расположенных на Антарктическом полуострове. На фотогра-

фии четко видно над первой вершиной, например, пять сидящих один над другим линзовидных облаков, два облака просматриваются над второй вершиной. Такие линзовидные облака получили название лентикулярных. Картина на рис. 5 очень похожа на рис. 4. Следует отметить, что по поводу рис. 5 некоторыми исследователями в частном обсуждении высказывались другие объяснения, в частности, Г. ван Хейжт утверждал, что это орографические волны, а Л.Х. Ингель – конвективные ячейки. Авторы полагают, что это вихревые торы!

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-05-00131, 12-05-31011) и Министерства образования и науки РФ (грант 14.А18.21.0353).

### *Литература*

1. *Baines P.G., Boyer D.L., Xie B.* Laboratory simulations of coastally trapped waves with rotation, topography and stratification // *Dyn. Atmos. Oceans.* 2005. V. 39. P. 153-173.
2. *Зырянов В.Н.* Топографические вихри в динамике морских течений. М.: ИВП РАН, 1995. 238 с.
3. *Зырянов В.Н.* Теория установившихся океанических течений // *ДАН.* 2009. Т. 427. С. 192-198.
4. *Zyryanov V.N.* Secondary toroidal vortices above seamounts // *J. Mar. Res.* 2011. V. 69. P. 463-481.
5. *Stewartson K.* On the slow transverse motion of a sphere through a rotating fluid // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 30. P. 357-369.
6. *Федорюк М.В.* Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1983. 352 с.
7. *Klyatskin V.I.* The imbedding method in statistical boundary-value wave problems. Elsevier B. V., 1994. 127 p.
8. *Koshel K.V.* Application of Invariant Imbedding Method to Simulate Numerically Beyond-the-Horizon Propagation of SHF Over the Sea // *J. Electromagn. Waves Appl.* 1992. V. 6. P. 1433-1453.
9. *Boehlert G.W., Genin A.* A review of the effects of seamounts on biological processes. // *Seamounts, islands and atolls / Eds. Keating B.H., Fryer P., Batiza R., Boehlert G.W.* Geophys. Monogr. Ser. 1987. V. 43. P. 319-334.
10. *Розачев К.А., Косолапкин Г.Ю.* Перемешивание вод на банке Кашеварова (Охотское море) // *Метеорология и гидрология.* 1996. № 3. С. 96-104.

# Рассеяние вихревой пары топографическим вихрем

*Е.А. Рыжов, К.В. Кошель*

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, г. Владивосток,  
Институт прикладной математики ДВО РАН, г. Владивосток.

Движение вихревых структур в однородной среде часто имеет очень сложную динамику. Даже в случае простейших моделей точечных вихрей достаточно простое решение может быть получено только для двух вихрей. Трехвихревая система, хотя и интегрируема, не имеет решения в элементарных функциях [1]. При большем количестве вихрей возможны хаотические режимы движения [2, 3]. При нестационарном воздействии динамика может существенно меняться. Например, если поместить 2 точечных вихря в деформационный внешний поток, их движение станет нерегулярным в ограниченной или неограниченной области [4–6]. В отличие от единственного точечного вихря, диполь может двигаться в отсутствии внешнего потока [7]. Наличие достаточно сложных границ [8, 9] также ведет к нестационарности движения точечных вихрей. Изучение нестационарных воздействий на вихревые системы интересно не только с точки зрения теории динамических систем, но и для анализа реальных физических задач, например, динамики геострофических вихрей и индуцированного транспорта пассивной примеси [10–13]. Хорошо известно, что неоднородности топографии в океане существенно влияют на движение вихревых структур [14]. Закрепленные точечные вихре – простейший способ моделирования таких неоднородностей для анализа захвата и высвобождения массы [15, 16]. Цель данной работы – изучение взаимодействия свободно движущейся вихревой пары с закрепленным вихрем в неограниченном океане. Такая конфигурация представляет интерес, поскольку довольно типична для океана [17–20]. Эта задача интересна и с точки зрения общей теории точечных вихрей, поскольку является модификацией классической задачи о движении трех вихрей [1, 21, 22]. Задача с одним закрепленным вихрем оказывается сложнее, чем классическая. Это связано с разрушением одного интеграла движения вследствие закрепления одного вихря. Мы покажем, что разрушение одного интеграла движения приводит к возможности неограниченного движения, в то время как в классической задаче все движения происходят в ограниченной области.

## Формулировка задачи

Рассмотрим пару точечных вихрей с равными и противоположными по знаку интенсивностями  $\mu$  и  $-\mu$ , расположенных в начальный момент времени на расстояниях  $r_1$  и  $r_2$  от начала координат, где существует закрепленный вихрь интенсивности  $\sigma$ . Закрепленный вихрь моделирует топографическую неоднородность [13, 15, 23–26]. Динамика вихревой пары определяется гамильтонианом взаимодействия трех вихрей [1, 21, 27],

$$H = Uy + \mu^2 \log(r_{12}) + \sigma\mu \log(r_1 / r_2) = \text{const},$$

$$(r_{12}^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)), \quad (1)$$

где  $\theta_1, \theta_2$  – полярные углы движущихся вихрей. Этот гамильтониан совпадает с геострофической функцией тока в баротропном мезомасштабном или суб-мезомасштабном потоке. В последнем случае считаем, что интенсивности вихрей, расстояния и Гамильтониан отнормированы на глубину океана  $H$ , постоянный параметр Кориолиса  $f$ , радиус деформации Россби  $L_R = \sqrt{gH} / f$ , с ускорением свободного падения  $g$  и характерный масштаб скорости  $U$ :

$$(\sigma, \mu) = \frac{f}{H}(\sigma^*, \mu^*), \quad (r_1, r_2, r_{12}) = L_R^{-1}(r_1^*, r_2^*, r_{12}^*), \quad H = (UL_R)^{-1} \psi.$$

Движение свободных вихрей описывается системой уравнений

$$\dot{r}_1 = -\frac{1}{r_1\mu} \frac{\partial H}{\partial \theta_1} = \frac{\mu r_2 \sin(\theta_1 - \theta_2)}{r_{12}^2},$$

$$\dot{r}_2 = -\frac{1}{r_2(-\mu)} \frac{\partial H}{\partial \theta_2} = \frac{\mu r_1 \sin(\theta_1 - \theta_2)}{r_{12}^2}, \quad (2)$$

$$\dot{\theta}_1 = \frac{1}{r_1\mu} \frac{\partial H}{\partial r_1} = -\mu \frac{r_1 - r_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)}{r_{12}^2 r_1} + \frac{\sigma}{r_1^2},$$

$$\dot{\theta}_2 = \frac{1}{r_2(-\mu)} \frac{\partial H}{\partial r_2} = \mu \frac{r_2 - r_1 \cos(\theta_1 - \theta_2)}{r_{12}^2 r_2} + \frac{\sigma}{r_2^2}.$$

Из первых двух уравнений следует, что

$$r_1 \dot{r}_1 = r_2 \dot{r}_2, \quad r_1^2 - r_2^2 = M \equiv \text{const}, \quad (3)$$

т.е. сохранение углового момента. В классической задаче трех вихрей сохраняются также компоненты линейного момента  $L_x = \mu_1 x_1 + \mu_2 x_2 + \mu_3 x_3$ ,  $L_y = \mu_1 y_1 + \mu_2 y_2 + \mu_3 y_3$ . В этом случае положение центра завихренности  $(x_c, y_c) = (L_x, L_y) / (\mu_1 + \mu_2 + \mu_3)$  не будет меняться. В нашем же случае линейный момент не сохраняется, и положение центра завихренности будет меняться.

Дифференцируя линейный момент

$$(L_x, L_y) = \mu((r_1 \cos \theta_1 - r_2 \cos \theta_2), (r_1 \sin \theta_1 - r_2 \sin \theta_2)), \quad \text{получаем}$$

$$\frac{1}{\mu} \dot{L}_x = \sigma \left( \frac{\sin \theta_2}{r_2} - \frac{\sin \theta_1}{r_1} \right), \quad (4)$$

$$\frac{1}{\mu} \dot{L}_y = \sigma \left( \frac{\cos \theta_1}{r_1} - \frac{\cos \theta_2}{r_2} \right).$$

Из уравнений (1),(3) следует, что

$$r_{12} = H_0 (r_1 / r_2)^{\frac{\sigma}{\mu}} = H_0 \left[ 1 + M / r_2^2 \right]^{\frac{\sigma}{2\mu}}, \quad (H_0 = \exp(-H / \mu^2)). \quad (5)$$

Используя инвариант (3) и выражение (5), можно понизить порядок системы до одной степени свободы:

$$\begin{aligned} \dot{r}_1 &= \frac{\mu}{H_0^2} \sqrt{r_1^2 - M} \sin(\theta_1 - \theta_2) \left[ 1 - \frac{M}{r_1^2} \right]^{\frac{\sigma}{\mu}}, \\ \dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2 &= -\frac{\sigma M}{r_1^2 (r_1^2 - M)} - \frac{\mu}{H_0^2} \left[ 1 - \frac{M}{r_1^2} \right]^{\frac{\sigma}{\mu}} \left( 2 - \cos(\theta_1 - \theta_2) \frac{2r_1^2 - M}{r_1 \sqrt{r_1^2 - M}} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Также нетрудно получить соотношение

$$\sin(\theta_1 - \theta_2) = \sqrt{1 - \left( M - 2r_1^2 + H_0^2 \left( 1 - \frac{M}{r_1^2} \right)^{\frac{\sigma}{\mu}} \right)^2 / 4r_1^2 (r_1^2 - M)}, \quad (7)$$

и, следовательно, первое уравнение из (6) преобразуется к виду:

$$\dot{r}_1 = \frac{\mu}{2r_1 H_0^2} \left[ 1 - \frac{M}{r_1^2} \right]^{\frac{\sigma}{\mu}} \sqrt{4r_1^2 (r_1^2 - M) - \left( M - 2r_1^2 + H_0^2 \left( 1 - \frac{M}{r_1^2} \right)^{\frac{\sigma}{\mu}} \right)^2} \quad (8)$$

Из системы (6) следует, что в случае равенства нулю углового момента ( $M = 0$ ) можно получить дополнительный интеграл движения, что соответствует симметричному движению вихрей  $r_1 = r_2$ . Этот случай мы рассмотрим в первую очередь.

### Симметричное движение вихрей

С учетом уменьшения числа интегралов движения получить решение можно, если использовать дополнительную симметрию. В случае радиальной симметрии  $M = 0$  и  $r_1 = r_2$ . Теперь из (5), получаем, что

$$L_x^2 + L_y^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 = r_{12}^2 \equiv const. \quad (9)$$

Теперь второе уравнение из (6) отщепляется и может быть проинтегрировано

$$\frac{\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2}{1 - \cos(\theta_1 - \theta_2)} = -\frac{2\mu}{r_{12}^2}, \quad \cot\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right) = \frac{2\mu}{r_{12}^2} t - \sqrt{4\left(\frac{r_1(0)}{r_{12}}\right)^2 - 1}. \quad (10)$$

Для первого уравнения из (6) имеем

$$\frac{\dot{r}_1}{r_1} = \frac{2\mu}{r_{12}^2} \frac{\frac{2\mu}{r_{12}^2} t - \sqrt{4\left(\frac{r_1(0)}{r_{12}}\right)^2 - 1}}{1 + \left(\frac{2\mu}{r_{12}^2} t - \sqrt{4\left(\frac{r_1(0)}{r_{12}}\right)^2 - 1}\right)^2}, \quad \log r_1 = \log \frac{r_{12}}{2} \left( 1 + \left( \frac{2\mu}{r_{12}^2} t - \sqrt{4\left(\frac{r_1(0)}{r_{12}}\right)^2 - 1} \right)^2 \right)^{1/2}. \quad (11)$$

И окончательно запишем

$$r_1 = \frac{r_{12}}{2} \sqrt{1 + \left( \frac{2\mu}{r_{12}^2} t - \sqrt{4 \left( \frac{r_1(0)}{r_{12}} \right)^2 - 1} \right)^2},$$

$$\theta_1 = \frac{2\sigma - \mu}{\mu} \left( \arctan \left( \frac{2\mu}{r_{12}^2} t - \sqrt{4 \left( \frac{r_1(0)}{r_{12}} \right)^2 - 1} \right) - \arctan \left( \sqrt{4 \left( \frac{r_1(0)}{r_{12}} \right)^2 - 1} \right) \right). \quad (12)$$

На рис. 1 приведены примеры траекторий вихрей для случая симметричного движения. Рассеяние на небольшой угол, как на рис. 1а, было получено в работе [8] для цилиндрической формы подводной возвышенности. В указанной работе решение не было получено в элементарных функциях, хотя вне границ цилиндра поле скоростей топографического вихря совпадает с нашим случаем [10]. Рис. 1 соответствует частичному захвату пары топографией перед рассеянием. При этом осцилляции линейного момента становятся быстрее при той же амплитуде.

Решение (12) позволяет вычислить угол рассеяния пары, который определяется начальным положением и интенсивностями вихрей

$$\theta_{\infty} = \frac{2\sigma - \mu}{\mu} \left( \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \sqrt{4 \left( \frac{r_1(0)}{r_{12}} \right)^2 - 1} \right) \right). \text{ Далее мы перейдем к несимметричному}$$

ному рассеянию  $M \neq 0$ , когда нет дополнительно инварианта.

### Несимметричный случай

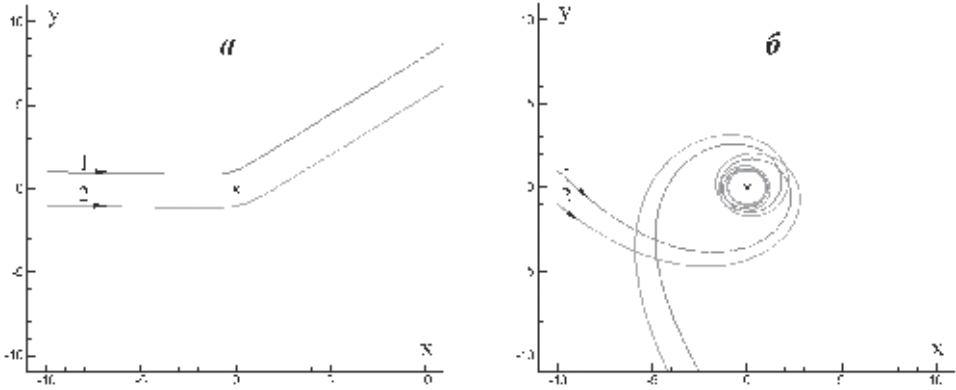
Если вихревая пара в начальный момент расположена несимметрично относительно топографического вихря, т.е.  $M \neq 0$ , движение пары существенно усложняется. Во-первых, расстояние между вихрями пары больше не сохраняется, во-вторых, появляется режим полного захвата (локализованное движение пары). Последнее представляет определенный интерес, поскольку захват когерентных структур, таких как солитоны или многополярные вихри, достаточно обычное явление в океане.

Будучи захвачена вихревая пара движется, испытывая периодические осцилляции, что приводит к значительному перемешиванию жидкости.

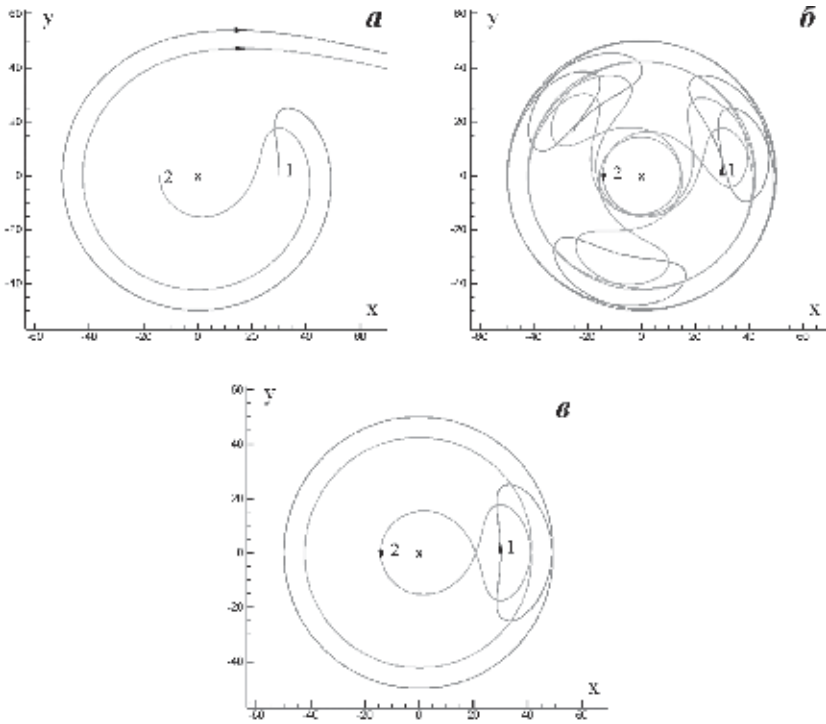
На рис. 2 приведены примеры траекторий вихрей пары для случаев неограниченного движения (а), для случая квазипериодического решения (существует вращающаяся система координат в которой движение периодическое) (б) и для случая периодического движения (в).

Далее исследуем условия захвата пары. Без потери общности считаем, что в начальный момент все три вихря расположены на оси  $Ox$ . Такое положение означает, что вихревая пара стартует из экстремума радиуса  $\frac{dr_1}{dt} = \frac{dr_2}{dt} = 0$ , что следует из уравнений (2). Радиус любого из вихрей пары имеет один экстремум, если

движения не ограничены, и как минимум 2, если движения локализованы. Соответственно, из уравнения (8) следует условие неограниченности движения

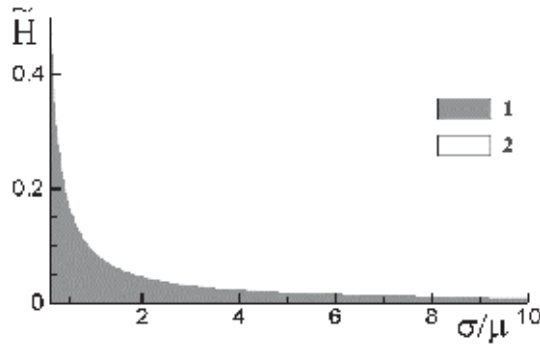


**Рис. 1.** Рассеяние вихревой пары топографическим вихрем. *a* – слабое рассеяние:  $\sigma = 0.1, \mu = 1, x_1 = x_2 = -10, y_1 = -y_2 = 1$ ; *б* – сильное рассеяние:  $\sigma = 5, \mu = 1, x_1 = x_2 = -10, y_1 = -y_2 = 1$



**Рис. 2.** Траектории вихрей при  $\sigma = 30, \mu = 10, y_1(0) = y_2(0) = 0$ . *a* – рассеяние пары без захвата  $x_2(0) = -14.1917863$ ; *б* – захват с постоянным твердотельным вращением  $x_2(0) = -14.1917862$ ; *в* – захват без твердотельного вращения  $x_2(0) = -14.191786264359$





**Рис. 3.** Диаграмма захвата вихревой пары на плоскости ( $\tilde{H} = H_0^2 / M$ ,  $\sigma/\mu$ ).

1 – область захвата, 2 – неограниченных движений

$$4\rho^2(\rho^2 - 1) - \left( 1 - 2\rho^2 + \frac{H_0^2}{M} \left( 1 - \frac{1}{\rho^2} \right)^{\frac{\sigma}{\mu}} \right)^2 > 0 \quad (13)$$

для любого  $\rho$  из интервала  $(r_1(0)/\sqrt{M}, \infty)$ , и обращается в ноль только один раз, при  $\rho = r_1(0)/\sqrt{M}$ . Мы получили, что условия захвата определяются двумя параметрами:  $\tilde{H} = H_0^2 / M$  и  $\sigma / \mu$ . На рис. 3. показана диаграмма захвата на плоскости указанных параметров.

### Выводы

В работе рассмотрено взаимодействие вихревого диполя из двух вихрей одинаковой интенсивности, вращающихся в противоположных направлениях в однородной жидкости с фиксированным (топографическим) вихрем. Для случая симметричного расположения диполя относительно фиксированного вихря получено аналитическое решение. В этом случае движение всегда неограниченно.

В случае несимметричного расположения вихрей диполя ситуация усложняется, в том числе становятся возможны локализованные режимы движения. В терминах геофизической гидродинамики это означает, что диполь захвачен топографическим вихрем. Показано, что два параметра определяют возможность захвата.

Отметим, что в классической задаче о движении трех вихрей движение всегда локализовано в ограниченной области, за исключением специального случая нулевой суммарной интенсивности. В нашем случае при суммарной интенсивности отличной от нуля диполь может двигаться в неограниченной области, поскольку центр завихренности меняет положение вследствие разрушения одного из инвариантов (линейного момента).

## Литература

1. *Aref H., Rott N., Thomann H.* Grobli's solution of the three-vortex problem // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1992. V. 24. P. 1–20.
2. *Price T.* Chaotic scattering of two identical point vortex pairs // *Phys. Fluids A.* 1993. V. 20. P. 2479–2483.
3. *Tophoj L., Aref H.* Chaotic scattering of two identical point vortex pairs revisited // *Phys. Fluids.* 2008. V. 20. P. 093605.
4. *Perrot X., Carton X.* Point-vortex interaction in an oscillatory deformation field: Hamiltonian dynamics, harmonic resonance and transition to chaos // *Discret. Contin. Dyn. Syst. Ser. B.* 2009. V. 11. № I. 4. P. 971–995.
5. *Ryzhov E. A., Koshel K. V., Carton, X. J.* Passive scalar advection in the vicinity of two point vortices in a deformation flow // *Eur. J. Mech. B- Fluid.* 2012. V. 34. P. 121–130.
6. *Koshel K.V., Ryzhov E.A.* Parametric resonance with a point-vortex pair in a nonstationary deformation flow // *Phys. Lett. A.* 2012. V. 376. P. 744–747.
7. *Kanso E., Cheng Hou Tsang A.* Dipole lattices // IUTAM Symposium on Vortex Dynamics: Formation, Structure and Function. Fukuoka, Japan, March 2013.
8. *Elcrat A., Zannetti L.* Models for inviscid wakes past a normal plate // *J. Fluid Mech.* 2012. V. 708. P. 377–396.
9. *Crowdy D.G., Marshall J.S.* The motion of a point vortex through gaps in walls // *J. Fluid Mech.* 2006. V. 551. P. 31–48.
10. *Sokolovskiy M.A., Zyryanov V.N., Davies P.A.* On the influence of an isolated submerged obstacle on a barotropic tidal flow // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1998. V. 88. № 11. P. 1–30.
11. *Izrail'skiy Y.G., Kozlov V.F., Koshel K.V.* Some specific features of chaotization of the pulsating barotropic flow over elliptic and axisymmetric sea-mounts // *Phys. Fluids.* 2004. V. 16. P. 3173–3190.
12. *Kozlov V.F., Koshel K.V., Stepanov D.V.* Influence of the boundary on the chaotic advection in the simplest model of a topographic vortex // *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 2005. V. 41. № 2. P. 217–227.
13. *Ryzhov E.A., Koshel K.V.* Interaction of a monopole vortex with an isolated topographic feature in a three-layer geophysical flow // *Nonlin. Processes Geophys.* 2013. V. 20. P. 107–119.
14. *Baines P.G.* Topographic Effects in Stratified Flows. Cambridge University Press, 1993. 500 p.
15. *Johnson E.R., McDonald N.R.* The point island approximation in vortex dynamics / E.R. Johnson and N.R. McDonald // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 2005. V. 99. P. 49–60.
16. *Ryzhov E.A., Koshel K.V.* Estimating the size of the regular region of a topographically trapped vortex // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 2011. V. 105. P. 536–551.
17. *Dewar W.K.* Baroclinic eddy interaction with isolated topography // *J. Phys. Oceanogr.* 2002. V. 32. P. 2789–2805.
18. *Chelton D.B., Schlax M.G., Samelson R.M., de Szoeke R.A.* Global observations of large oceanic eddies // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. P. L15606.
19. *Sutyryn G.G., Perrot X., Carton X.* Integrable motion of a vortex dipole in an axisymmetric // *Phys. Lett. A.* 2008. V. 372. P. 5452–5457.
20. *Chelton D.B., Schlax M.G., Samelson R.M.* Global observations of nonlinear mesoscale eddies // *Prog. Oceanogr.* 2011. V. 91. P. 167–216.
21. *Новиков Е.* Динамика и статистика системы вихрей // *ЖЭТФ.* 1975. Т. 68. С. 1868–1882.

22. *Leoncini X., Kuznetsov L., Zaslavsky G.* Motion of three vortices near collapse // *Phys. Fluids*. 2000. V. 12. № 8. P. 1911–1927.
23. *Budyansky M., Uleysky M., Prants S.* Hamiltonian fractals and chaotic scattering by a topographical vortex and an alternating current // *Physica D*. 2004. V. 195. P. 369–378.
24. *Будянский М.В., Улейский М.Ю., Пранц С.В.* Хаотическое рассеяние, транспорт и фракталы в простом гидродинамическом потоке // *Журнал эксперим. и теор. физики*. 2004. Т. 126. № 5. С. 1167–1179.
25. *Koshel K.V., Prants S.V.* Chaotic advection in the ocean // *Phys. Usp.* 2006. V. 176. №11. P. 1177.
26. *Koshel K.V., Sokolovskiy M.A., Davies P.A.* Chaotic advection and nonlinear resonances in an oceanic flow above submerged obstacle // *Fluid Dyn. Res.* 2008. V. 40. P. 695–736.
27. *Zaslavsky G.* *The Physics of Chaos in Hamiltonian Systems*. London: Imperial College Press, 2007. 315 p.

# Пространственная фазовая структура диспергирующих волн, создаваемых движущимся источником

*П.Н. Сvirкунов<sup>1</sup>, М.В. Калашник<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Научно производственное объединение “Тайфун”, Калужская обл., г. Обнинск

<sup>2</sup> Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Если в сплошной среде, в которой могут распространяться диспергирующие волны, равномерно перемещается локальный источник возмущения, то он создает вокруг себя волновую картину, основными особенностями которой являются поверхности (или линии в двумерном случае) постоянной фазы. Существующие подходы к описанию волновой картины основаны либо на представлении волновых полей интегралами Фурье и анализе их асимптотики методом стационарной фазы, либо на геометрическом построении огибающих волновых фронтов в рамках кинематической теории диспергирующих волн [1]. В настоящей работе на основе кинематической теории выводится аналитическое представление для фазовых поверхностей (линий), справедливое для волн с произвольным законом дисперсии. Это представление можно также получить из принципа стационарной фазы, дополненного условием черенковского излучения. Результаты прилагаются к описанию волнового шлейфа в океане за движущимся тропическим циклоном (ураганом) и картины подветренных волн в атмосфере при обтекании орографических препятствий (изолированных гор, островов в океане). В формировании этих картин (рис. 1) участвуют внутренние гравитационные волны (ВГВ), обусловленные плотностной стратификацией среды и ее вращением как целого [2].



**Рис. 1.** Атмосферные гравитационные волны за Южными Сандвичевыми островами в Южной Атлантике ( $58^\circ$  ю.ш.,  $36^\circ$  з.д.) на снимке спутника Aqua (02. 11. 2004, 2015 UTC). Площадь наибольшего острова  $110 \text{ км}^2$ , максимальная высота над уровнем моря  $1372 \text{ м}$

## Общие уравнения для фазовых поверхностей (линий)

Пусть в однородной среде движется равномерно со скоростью  $V$  стационарный источник возмущений. Предполагается, что в среде могут распространяться волны с некоторым законом дисперсии  $\omega = \Omega(\mathbf{k})$ , где  $\omega$  – частота,  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$  – волновой вектор. В системе отсчета, движущейся с источником, этот закон запишется в виде [1]:  $\omega = \Omega(\mathbf{k}) - (\mathbf{k}, \mathbf{V})$ . Для стационарных источников  $\omega = 0$ , отсюда следует условие для волновых векторов, формирующих стационарную волновую картину

$$(\mathbf{k}, \mathbf{V}) = \Omega(\mathbf{k}). \quad (1)$$

Данное условие означает, что при движении источника возбуждаются волны с абсолютной величиной фазовой скорости  $|\mathbf{C}_{ph}| = \Omega(\mathbf{k})/|\mathbf{k}|$  меньшей скорости движения источника. Оно также определяет угол между волновым вектором излучаемых волн и направлением движения источника  $\cos\varphi = |\mathbf{C}_{ph}|/|\mathbf{V}|$ .

В электродинамике (1) известно как условие черенковского излучения, а угол  $\pi/2 - \varphi$  связывают с именем Маха. С геометрической точки зрения условие (1) определяет некоторое двумерное многообразие (поверхность) в пространстве волновых векторов  $\mathbf{k}$ , которое можно задать в параметрическом виде  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0(\alpha, \beta)$ , где  $\alpha, \beta$  – параметры. Для волн на плоскости условие (1) определяет одномерное многообразие (линию).

В соответствии с кинематической теорией волн [1] распространение волновых возмущений описывается гамильтоновой системой уравнений, в которой частота  $\omega$  играет роль гамильтониана, волновой вектор  $\mathbf{k}$  – роль импульса, а координаты точки  $\mathbf{r}$  описывают перемещение волнового пакета. Для закона дисперсии  $\omega = \Omega(\mathbf{k}) - (\mathbf{k}, \mathbf{V})$  эта система имеет вид

$$d\mathbf{r}/dt = \mathbf{C}_g - \mathbf{V}, \quad d\mathbf{k}/dt = 0, \quad \mathbf{C}_g = \partial\Omega/\partial\mathbf{k}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{C}_g$  – групповая скорость волн в неподвижной среде. Фаза, играющая роль действия, определяется из уравнения  $dS/dt = (\mathbf{k}, d\mathbf{r}/dt) - \omega$ . Система (2) рассматривается на некотором временном интервале  $(t_0, t)$ . Начальные условия в момент времени  $t_0$  следующие:  $\mathbf{r} = 0$ ,  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0(\alpha, \beta)$ . Без ограничения общности в качестве начального условия для фазы можно взять  $S = 0$ .

Решение системы (2) и уравнения для фазы представляется в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= (\mathbf{C}_g - \mathbf{V})(t - t_0), \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_0(\alpha, \beta), \\ S &= (\mathbf{k}, \mathbf{r}) = (\mathbf{k}, (\mathbf{C}_g - \mathbf{V}))(t - t_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Выразив  $t - t_0$  через  $S$  из последнего равенства и подставив в первое, с учетом (1) получим параметрические уравнения семейства фазовых поверхностей

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{C}_g - \mathbf{V}}{(\mathbf{k}, \mathbf{C}_g) - \Omega(\mathbf{k})} S, \quad \mathbf{k} = \mathbf{k}_0(\alpha, \beta). \quad (4)$$

В двумерном случае имеем уравнения семейства фазовых линий  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(S, \alpha)$ .

Подчеркнем общий характер уравнений (4). При заданном дисперсионном соотношении анализ поверхностей (4) фактически сводится к выбору удобной параметризации многообразия (1).

Уравнения (4) можно получить также другим способом, опираясь на два условия: а) фаза  $S = (\mathbf{k}, \mathbf{r})$  постоянна на гребнях (впадинах) волновой структуры, б) как функция волнового вектора  $\mathbf{k}$  фаза  $S$  стационарна при выполнении условия (1). Действительно, в соответствии условием б) фазовые поверхности находятся из решения задачи на условный экстремум  $S = (\mathbf{k}, \mathbf{r}) + \lambda((\mathbf{k}, \mathbf{V}) - \Omega(\mathbf{k})) \rightarrow \text{extr}$ , где  $\lambda$  – лагранжев множитель. Отсюда сразу следует  $\mathbf{r} = \lambda(C_g(\mathbf{k}) - \mathbf{V})$ . Определяя  $\lambda$  из условия а) и подставляя его в последнее выражение, с учетом (1) получим уравнения (4).

Вышеизложенное обобщается на случай неявного задания закона дисперсии  $B(\omega, \mathbf{k}) = 0$ . В этом случае условие излучения примет вид  $B((\mathbf{k}, \mathbf{V}), \mathbf{k}) = 0$ , а задача на условный экстремум запишется так:  $S = (\mathbf{k}, \mathbf{r}) + \lambda B((\mathbf{k}, \mathbf{V}), \mathbf{k}) \rightarrow \text{extr}$ . Отсюда имеем  $\mathbf{r} = -\lambda(\mathbf{V}\partial B / \partial \omega + \partial B / \partial \mathbf{k})$ . Определив  $\lambda$  аналогично предыдущему, получим представление фазовых поверхностей в виде:  $\mathbf{r} = \frac{\mathbf{V}\partial B / \partial \omega + \partial B / \partial \mathbf{k}}{(\mathbf{k}, \mathbf{V})\partial B / \partial \omega + \partial B / \partial \mathbf{k}} S$ , которое для случая (1) приводится к выражению (4).

### Волновой шлейф за движущимся ураганом

Касательное напряжение ветра, создаваемое движущимся ураганом, формирует в океане структуру в виде волнового шлейфа или следа [2]. В существующих численных моделях этой структуры [3] океан, как правило, представляют системой, состоящей из верхнего перемешанного слоя плотностью  $\rho_1$  и толщиной  $H_1$  и нижнего слоя плотностью  $\rho_2 > \rho_1$  и толщиной  $H_2$ . В качестве  $H_2$  обычно берут нижнюю границу термоклина. При наличии фонового вращения в подобной двухслойной системе возможно существование лишь двух классов волновых движений – баротропная ( $n = 0$ ) и бароклинная ( $n = 1$ ) моды ИГВ с дисперсионными соотношениями [3]

$$\omega^2 = \Omega_n^2(\mathbf{k}) = f^2 + c_n^2(k_x^2 + k_y^2), \quad n = 0, 1. \quad (5)$$

Здесь  $f$  – параметр Кориолиса,  $c_n$  – фазовые скорости мод в отсутствие вращения:

$$c_0 = \sqrt{gH}, \quad c_1 = \sqrt{g\delta H_1 H_2 / H}, \quad H = H_1 + H_2,$$

$\delta = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1$ . При характерных для океана значениях  $H_1 = 100\text{--}150$  м,  $H_2 = 4000$  м,  $\delta = 3 \times 10^{-3}$  эти скорости составляют  $c_0 = 200$  м/с,  $c_1 = 2\text{--}3$  м/с. Баротропная мода описывает колебания свободной поверхности, бароклинная – колебания поверхности раздела.

Будем рассматривать источник (ураган), движущийся вдоль оси  $x$  со скоростью  $\mathbf{V} = (U, 0)$ . Для двумерного волнового вектора  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$  условие излучения (1) преобразуется к виду

$$(U^2 - c_n^2)k_x^2 - c_n^2 k_y^2 = f^2. \quad (6)$$

Непосредственно из (6) следует условие формирования волнового шлейфа  $M^2 = U^2 / c_n^2 > 1$ , где параметр  $M$  представляет аналог квадрата числа Маха. При выполнении этого условия уравнение (6) определяет гиперболу на плоскости волновых чисел. В реальных условиях характерная скорость перемещения урагана  $U = 5$  м/с превосходит скорость бароклинной моды, но остав-

ся значительно меньше скорости баротропной моды  $c_1 < U \ll c_0$ , так, что в образовании волнового шлейфа за движущимся ураганом участвует только бароклинная мода. Далее считаем  $n = 1$ .

Для двумерного вектора групповой скорости из (5) следует выражение  $C_g = c_n^2 \mathbf{k} / \omega$ . С учетом этого выражения и соотношения (6) общие уравнения (4) для фазовых линий принимают вид

$$x = (U^2 - c_n^2)(S / f^2)k_x, \quad y = -c_n^2(S / f^2)k_y. \quad (7)$$

В уравнениях (7) волновые числа  $k_x, k_y$  связаны соотношением (6), причем если  $U < 0$  (источник перемещается на запад), то  $k_x < 0, S < 0$ . Используя известное параметрическое представление гиперболы (6) и подставляя его в (7), получим параметрические уравнения фазовых линий. Более просто выразить  $k_x, k_y$  через  $x, y$  из (7) и подставить в (6). Таким образом, получим уравнение для фазовых линий

$$\frac{x^2}{U^2 - c_n^2} - \frac{y^2}{c_n^2} = \frac{S^2}{f^2}, \quad (8)$$

описывающее семейство гипербол с асимптотами  $y = \pm \left( c_n / \sqrt{U^2 - c_n^2} \right) x$ . Эти асимптоты отделяют клиновидную область, занятую волновыми возмущениями, от покоящейся жидкости. Тангенс угла полураствора волнового клина составляет  $\text{tg} \theta = c_n / \sqrt{U^2 - c_n^2} = 1 / \sqrt{M^2 - 1}$  (соответственно  $\sin \theta = 1/M$ ).

Представленные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования волнового шлейфа за движущимся ураганом в рамках полной нелинейной системы уравнений гидродинамики [3].

## Подветренные волны

Орографические препятствия, обтекаемые потоком сплошной среды, движутся относительно среды со скоростью потока. Для определения возникающей при обтекании картины подветренных волн используем модель непрерывно стратифицированной атмосферы с постоянной частотой плавучести  $N$ , заключенной между двумя горизонтальными границами  $z = 0, H$ . Без учета фонового вращения в атмосфере существует дискретное (счетное) число вертикальных мод внутренних волн с дисперсионным соотношением [2]

$$\omega^2 = \Omega_n^2(\mathbf{k}) = N^2 k^2 / \kappa^2, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad \kappa^2 = k_z^2 + k^2, \quad (9)$$

где  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ , вертикальное волновое число  $k_z \equiv m = \pi n / H, n = 1, 2, \dots$

Для потока, направленного вдоль оси  $x$  и волновых мод (9), условие излучения (1) примет вид  $U^2 k_x^2 = N^2 k^2 / \kappa^2$ . С учетом явного выражения для групповой скорости ВГВ уравнения (4) для координат фазовых линий запишутся как

$$x = (U^2 \kappa^4 - N^2 m^2 / N^2 k^4) k_x S, \quad y = -(m^2 / k^4) k_y S. \quad (10)$$

Удобно ввести безразмерные переменные, нормированные на фиксированное вертикальное волновое число:  $\bar{k}_x = k_x / m, \bar{k}_y = k_y / m, \bar{x} = mx, \bar{y} = my$  и ис-

пользовать представление безразмерного волнового вектора в полярных координатах  $\bar{k}_x = -\bar{k} \cos \varphi$ ,  $\bar{k}_y = \bar{k} \sin \varphi$ . Условие излучения при этом можно записать в виде

$$\cos^2 \varphi = M^{-2}(1 + \bar{k}^2)^{-1}, \quad (11)$$

где  $M = U / c_n$  – число Маха,  $c_n = N / m = NH / \pi n$  – фазовая скорость моды ВГВ. С учетом (11) из (10) получим параметрическое представление фазовых линий с углом  $\varphi$  в качестве параметра

$$\bar{x} = \frac{M(1 - M^2 \cos^4 \varphi)}{(1 - M^2 \cos^2 \varphi)^{3/2}} S, \quad \bar{y} = \frac{M^3 \sin \varphi \cos^3 \varphi}{(1 - M^2 \cos^2 \varphi)^{3/2}} S. \quad (12)$$

В уравнениях (12)  $|\varphi| \leq \varphi_*$ , где  $\varphi_* = \pi/2$  при  $M^2 \leq 1$ ,  $\varphi_* = \arccos M^{\delta 1}$  при  $M^2 > 1$ .

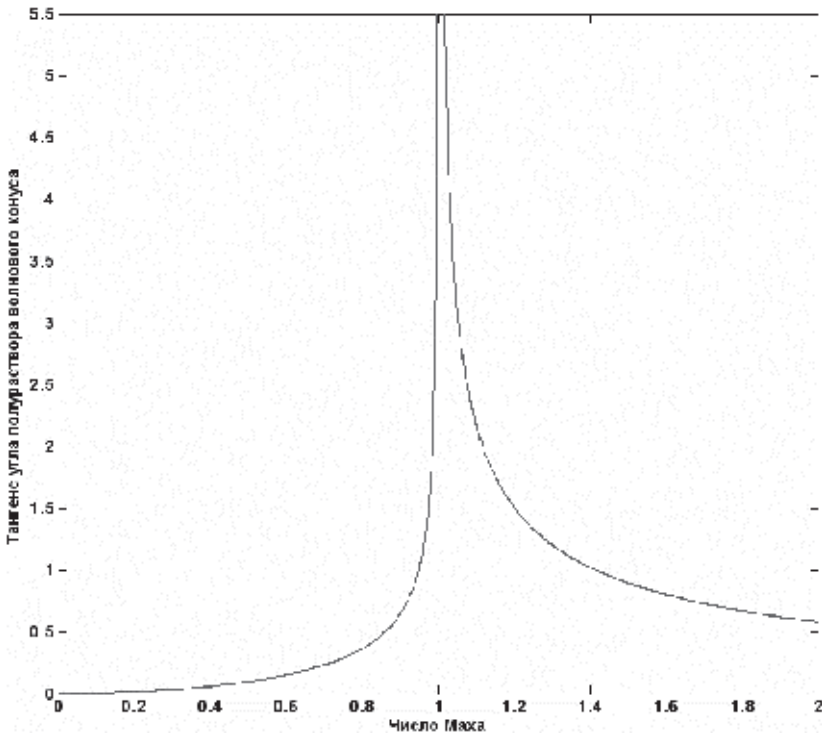
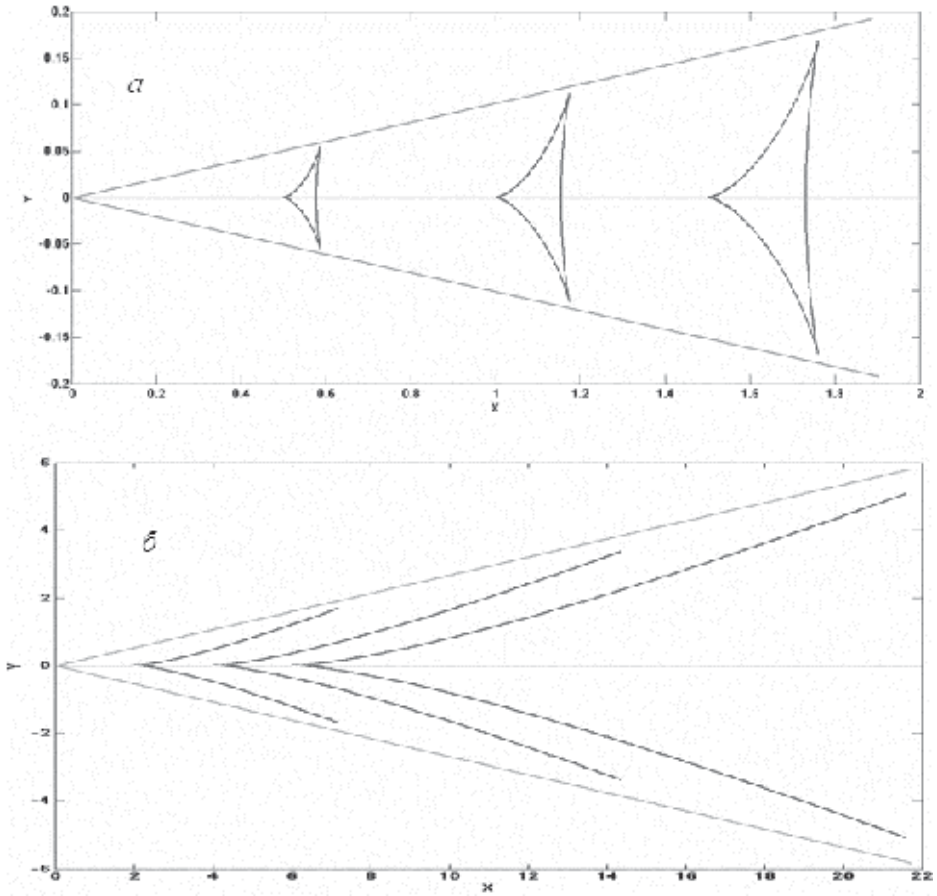


Рис. 2. Зависимость тангенса угла полураствора волнового клина от числа Маха

Используя (12), можно найти тангенс угла полураствора волнового клина  $\theta$  как максимальное значение функции  $\Phi(\varphi) = \frac{y}{x} = \frac{M^2 \operatorname{tg} \varphi}{(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^2 - M^2}$  на отрезке

$|\varphi| \leq \varphi_*$ . Отсюда





**Рис. 3.** Структура фазовых линий для подветренных волн в отсутствии фонового вращения при  $M < 1$  (а) и  $M > 1$  (б)

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{\sqrt{M^2 - 1}}, \quad M^2 \geq 1, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{3\sqrt{3} M^2 \sqrt{\sqrt{4 - 3M^2} - 1}}{(2 + \sqrt{4 - 3M^2})^2 - 9M^2}, \quad M^2 < 1. \quad (13)$$

Согласно (13),  $\operatorname{tg} \theta \approx 3\sqrt{3}M^2/16$ ,  $M^2 \ll 1$ ,  $\operatorname{tg} \theta \approx M^{\delta 1}$ ,  $M^2 \gg 1$  (рис. 2). При  $M^2 = 1$ ,  $\operatorname{tg} \theta = \infty$  ( $\theta = \pi/2$ ).

Топологическая структура фазовых кривых (12) качественно меняется при переходе через значение  $M = 1$  (рис. 3). При  $M^2 < 1$  каждая кривая замкнута и состоит из боковых и поперечной ветвей. Подобная структура характерна для системы корабельных волн. При  $M^2 > 1$  все фазовые кривые незамкнуты и по форме напоминают распущенный веер. На больших расстояниях от источника каждая фазовая кривая приближается к прямым  $\bar{y} = \pm \bar{x} / \sqrt{M^2 - 1}$  (границам угла раствора клина). При  $M^2 = 1$  незамкнутые фазовые кривые (12) целиком заполняют полуплоскость впереди препятствия.

Как показывает анализ [4], при учете фонового вращения фазовые кривые замкнуты при любых значениях  $M$  (всегда присутствуют боковые и поперечные ветви). Кроме того, при  $M = 1$  тангенс угла полураствора волнового клина всегда конечен и отвечает углу  $\theta \approx \arctg(0.31\sqrt{N/f})$  ( $\theta \approx 72^\circ$  при  $N/f = 10^2$ ). Отметим, что зависимость  $\tg\theta$  от  $M$  можно использовать для оценок скорости набегающего потока по натурным данным.

Авторы благодарят Г.С. Голицына за ценные замечания, Л.Х. Ингеля, С.В. Козлова за помощь в работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект 12-05-00400-а).

### *Литература*

1. *Лайтхилл Дж.* Волны в жидкостях. М.: Мир, 1983. 588 с.
2. *Гилл А.* Динамика атмосферы и океана. Т. 1. М.: Мир, 1986. 396 с.
3. *Genis I.* Tropical cyclone-ocean interactions // *Adv. in Fluid Mechanics.* 2002. № 33. P. 83–114.
4. *Свиркунов П.Н., Калашиник М.В.* Фазовые картины диспергирующих волн от движущихся локализованных источников // *УФН.* 2014. Т. 184. №1. С. 89–100.

# О затухании течения в тонком слое вязкой вращающейся жидкости

С.В. Кострыкин<sup>1,2</sup>, А.А. Хапаев<sup>1</sup>, И.Г. Якушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

Эволюция крупномасштабных вихревых структур в течениях вращающейся жидкости представляет значительный интерес в связи с проблемами, возникающими в гидродинамике, астрофизике и в первую очередь в геофизике. Существование атмосферных и океанических вихрей с большими горизонтальными масштабами подтверждается многими наблюдениями. Важное значение при этом имеют лабораторные исследования. В ИФА РАН исследования вихревых структур в тонких слоях жидкости проводились по инициативе А.М. Обухова и под непосредственным руководством Ф.В. Должанского, начиная с семидесятых годов прошлого века. В последние годы исследования, начатые под руководством В.М. Пономарева, были посвящены изучению влияния придонного трения на поведение интенсивных (циклонических и антициклонических) вихрей в тонких слоях вязкой вращающейся жидкости в широком диапазоне чисел Россби [1, 2]. Для интерпретации наблюдавшейся в экспериментах циклон-антициклонной асимметрии в [3, 4], было предложено использовать модифицированную модель Кармана (для слоя конечной толщины со свободной поверхностью), допускающую полное исследование зависимости поведения вихрей простейшей структуры от числа Россби и числа Экмана. В настоящей работе с помощью этой модели дается интерпретация экспериментов по затуханию вихревых течений во вращающейся жидкости.

## Математическая модель течения кармановского типа

Рассмотрим бесконечный по горизонтали, но имеющий конечную толщину  $h$ , слой вязкой жидкости со свободной поверхностью, расположенный на вращающемся с частотой  $s$  основании. В цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$ , в предположении, что компоненты скорости линейны по радиальной координате и не зависят от угловой координаты

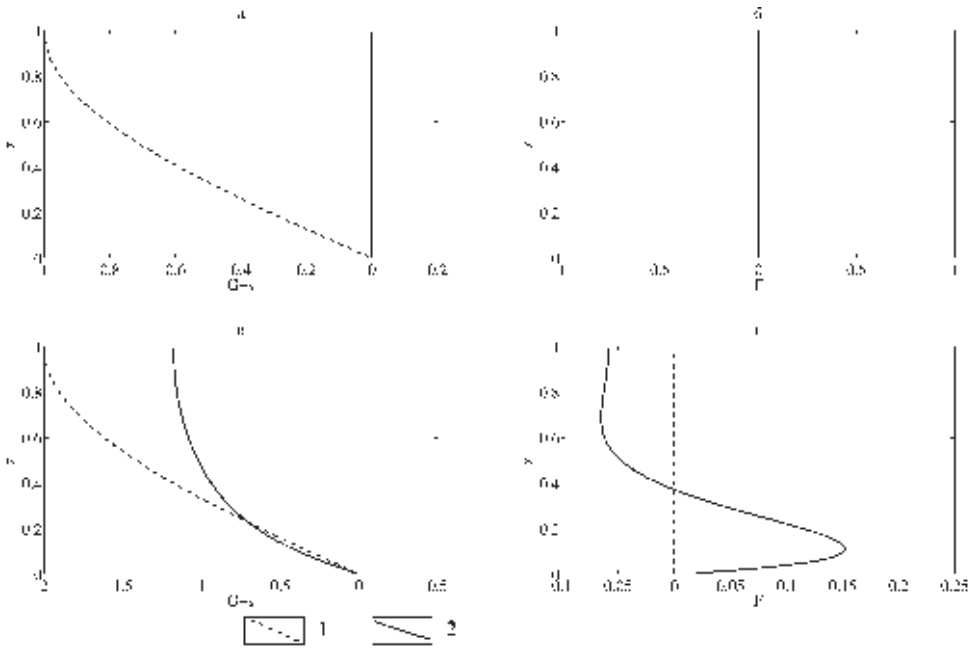
$$V_\varphi = rG(z, t), V_r = rF(z, t), V_z = H(z, t), P = p(t)r^2/2$$

уравнения движения принимают вид:

$$\begin{aligned} F_t + (HF)_z &= EF_{zz} + G^2 - 3F^2 + p(t) \\ G_t + (HG)_z &= EG_{zz} - 4GF + q \\ 2F &= -H_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где неизвестные функции  $F = \delta/2$ ,  $G = \omega/2$ ,  $\delta$  – горизонтальная дивергенция,  $\omega$  – вертикальная компонента завихренности,  $H$  – вертикальная скорость течения. Граничные и начальные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} G|_{z=0} = s, F|_{z=0} = G|_{z=h} = F|_{z=h} = 0, H|_{z=0} = H|_{z=h} = 0, \\ G(z, 0) = G_0(z), F(z, 0) = H(z, 0) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$



**Рис. 1.** Вертикальные профили компонент течения  $G-s$  и  $F$ , полученные из численного расчета при разных начальных профилях завихренности ( $s = 1$ ). а, б – слабоантициклональные; в, г – сильноантициклональные начальные данные. 1 – начальный профиль, 2 – стационарный

Здесь  $p(t)$  – давление,  $q$  – амплитуда внешней вихревой силы,  $E = \nu/h^2$ ,  $Ek = E/s$  – число Экмана,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $G_0(z)$  – начальный профиль завихренности. На свободной поверхности используется условие непротекания.

После нормировки переменных на характерный временной масштаб задачи  $-1/E$

$$t' = tE, G' = G/E, F' = F/E, H' = H/E, q' = q/E^2, p' = p/E^2, s' = s/E$$

система (1) получается не зависящей от  $E$ . Поэтому далее в расчетах мы полагали  $E = 1/50 \text{ сек}^{-1}$ , что соответствовало условиям лабораторного эксперимента. Таким образом исследовалось поведение решений системы (1), (2) в зависимости от параметров  $q$  и  $s > 0$  или чисел Россби и Экмана. В режиме затухания для произвольного момента времени число Россби можно определить как  $Ro(t) = G(1,t)/s - 1$ . В режиме форсинга вместо  $q$  удобно использовать безразмерный параметр  $\varepsilon = q/s^2$ .

Система уравнений (1), (2) численно решалась с помощью алгоритма, основанного на схеме «кабаре»[5] для адвективных слагаемых и полунеевной схемы для диффузионных слагаемых. Расчеты проводились как для затухания заданного начального профиля завихренности, так и для заданного форсинга. Во втором случае вначале, для фиксированных значений  $q$  и  $s$ , находилось стационарное решение. Затем полученные профили использовались в качестве начальных данных в задаче на свободное затухание при  $q = 0$ .

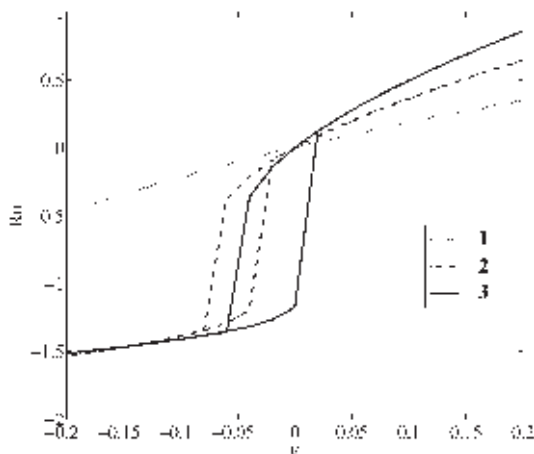
## Стационарные режимы течения

Численные эксперименты показали, что при свободном затухании заданного начального распределения завихренности и достаточно малых числах Экмана конечное стационарное решение зависит в первую очередь от начального числа Россби. Для слабоантициклональных или циклональных начальных данных стационарное решение соответствует твердотельному вращению (рис. 1 а, б). Для сильноантициклональных стационарное решение имеет двухслойную структуру с погранслоем внизу и почти невязким течением, близким к покоящемуся в лабораторной системе координат, наверху (рис. 1 в, г).

Аналогичные стационарные режимы существуют и для  $q$  отличного от нуля. На рис. 2 видна зависимость режимов от основных параметров, а также от начальных данных, причем в некотором интервале чисел Россби и Экмана стационарные режимы отсутствуют [3].

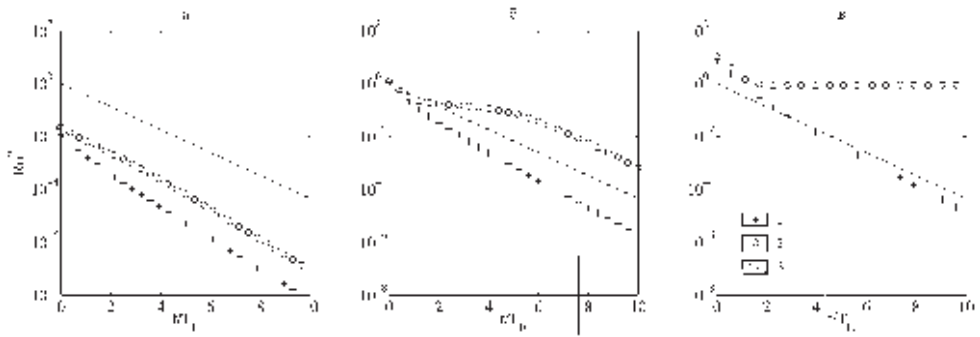
## Затухание течения

Численное моделирование затухания показывает, что циклоны всегда затухают, переходя к состоянию твердотельного вращения. Однако в поведении антициклонов имеются существенные различия. При достаточно малых значениях числа Экмана  $Ek < Ek_1$  затухание сильных антициклонов  $Ro < Ro_c$  происходит к двухслойному стационарному режиму (рис. 3 с). В остальных

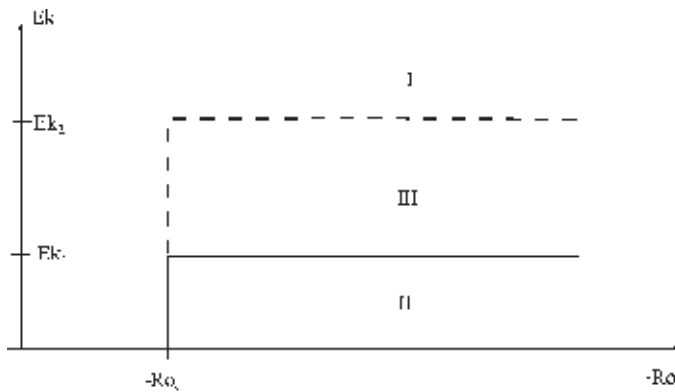


**Рис. 2.** Зависимость стационарного числа Россби от параметра  $\varepsilon$  (при малых  $\varepsilon$ ). Приведены данные для разных значений  $s$  и начальных данных (разные ветви гистерезиса). 1–3 – значение  $S$ : 1 – 0,1; 2 – 0,5; 3 – 1

случаях затухание течения происходит к твердотельному режиму (рис. 3 а, б). При этом если  $Ek_2 > Ek > Ek_1$ , то завихренность временно квазистабилзируется на некотором уровне, соответствующему погранслойному режиму, но затем опять наступает стадия быстрого затухания к твердотельному вращению (рис. 3 б).



**Рис. 3.** Эволюция  $Ro^2(t)$  при численном моделировании течения (вынужденный стационарный профиль завихренности) при нормированном времени  $-t/T_E$  ( $T_E = 0.5(Es)^{-1/2}$ ) и разных числах Экмана. а –  $Ek = 0,2$ ; б –  $Ek = 0,04$ ; в –  $Ek = 0,02$ . 1 – циклонический форсинг, 2 – антициклонический, 3 – линейное экмановское трение с коэффициентом трения  $1/T_E$

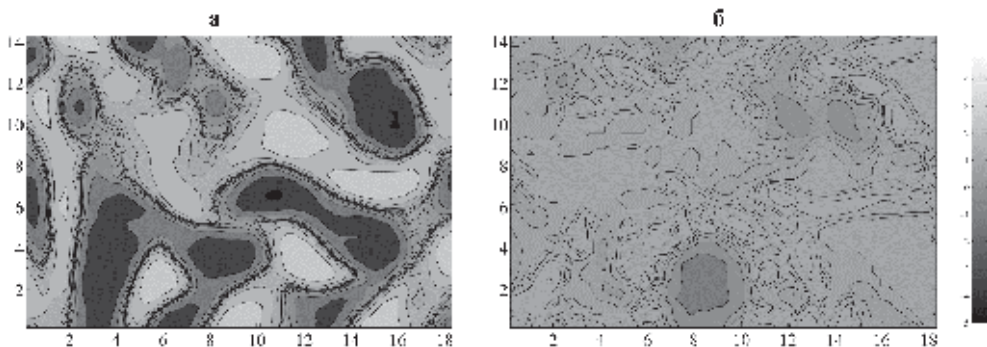


**Рис. 4.** Режимы затухания течения на плоскости параметров  $(Ro, Ek)$

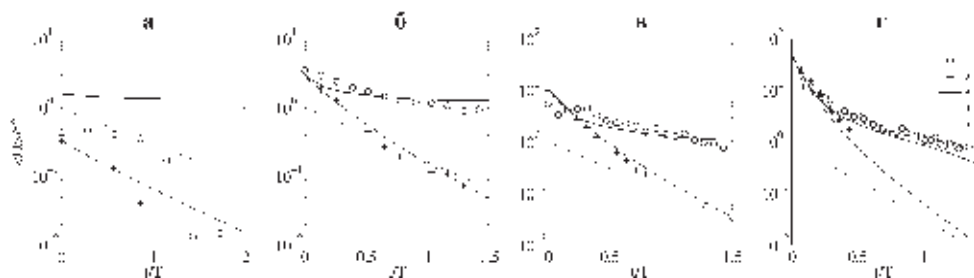
По результатам численных расчетов построена диаграмма режимов затухания в зависимости от числа Россби и числа Экмана, которая показана на рис. 4. На нём для режима затухания I – характерна эволюция завихренности, изображенная на рис. 3а, режиму II – на рис. 3в, режиму III – на рис. 3б. Также дана оценка критических значений чисел Россби и Экмана:  $Ro_c \approx -1$ ,  $Ek_1 \approx 0,022$ ,  $Ek_2 \approx 0,1$ .

### Сравнение с результатами эксперимента

На лабораторной установке с помощью магнитогидродинамического метода [1, 2] генерировалось вихревое квазитурбулентное течение. При этом варьировались как интенсивность течения (с помощью силы тока  $I$ ), так и период вращения установки –  $T$ . После установления стационарного режима, форсинг отключался и наблюдалось затухание поверхностного течения. Затем поверхностное поле скорости оцифровывалось с помощью PIV метода и



**Рис. 5.** Результаты лабораторного эксперимента при  $I = 325$  мА,  $T = 10,1$  сек ( $Ek = 0,032$ ). Поле относительной завихренности на поверхности жидкости в разные моменты времени. а –  $t = 0$ ; б –  $t = 1,5T$  (светлые области соответствуют циклонам, темные – антициклонам)



**Рис. 6.** Эволюция  $Ro^2$  для отдельных вихрей от нормированного времени  $t/T$ , по данным эксперимента ( $I = 325$  мА) и численных расчетов. а –  $T = 2,8$  сек ( $Ek = 0,009$ ); б –  $T = 6,2$  сек ( $Ek = 0,02$ ); в –  $T = 10,1$  сек ( $Ek = 0,032$ ); д –  $T = 22$  сек ( $Ek = 0,07$ ). 1 – набл. антициклоны, 2 – набл. циклоны, 3 – модел. антициклоны, 4 – модел. циклоны, 5 – экспоненциальное затухание с экмановским коэффициентом трения

фильтровалось по пространству и времени. На рис. 5 видно различие в характере затухания циклонических и антициклонических вихрей в одном из экспериментов. Подробное описание результатов эксперимента дано в [6].

Для сравнения эксперимента с результатами численного моделирования для отдельных вихрей находилось положение их центра по экстремуму относительной завихренности, а также соответствующее число Россби. Эволюция числа Россби от нормированного времени  $t/T$  (точки на рис. 6) показывает, что затухание завихренности в эксперименте происходит по законам, достаточно близким к тем, что следуют из модельных расчетов. При этом очевидно отличие этих законов от экспоненциального, что говорит о нелинейном характере экмановского трения.

## Основные выводы

На основе численных экспериментов с моделью осесимметричного течения показано, что существуют два стационарных режима для антициклональных начальных данных. Первый приводит твердотельному вращению жидкости, а второй к двухслойному течению. Циклональным начальным данным всегда соответствует твердотельное стационарное состояние. Режим затухания антициклонов при переходе к соответствующему стационарному твердотельному состоянию определяется начальным числом Россби и числом Экмана. Затухание происходит при малых числах Россби или при больших числах Россби и Экмана. При больших числах Россби и малых числах Экмана происходит затухание к двухслойному течению. При затухании антициклонов к твердотельному режиму возможна стадия квазистабильности к двухслойному течению, возникающая при промежуточных числах Экмана.

Численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными результатами, согласно которым в квазитурбулентном течении сильные антициклонические структуры доминируют в течение некоторого начального промежутка времени с момента начала затухания. Имеющие место различия объясняются тем, что теоретическая модель не учитывает эффектов, связанных с конечностью горизонтального масштаба вихрей и горизонтальной вязкостью. Результаты расчетов могут помочь объяснить существование стабильных интенсивных мезомасштабных антициклонов, наблюдаемых в Мировом океане, [7], а также могут быть использованы для уточнения теоретической модели циркуляции океана.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-05-00949а), а также программы Президиума РАН «Фундаментальные проблемы нелинейной динамики в математических и физических науках».

## Литература

1. Пономарев В.М., Хапаев А.А., Якушкин И.Г. Вертикальная структура квазидвумерного поля скорости течения вязкой несжимаемой жидкости и проблема нелинейного трения // Изв. РАН. ФАО. 2008. Т. 44. № 1. С. 1–8.
2. Пономарев В.М., Хапаев А.А., Якушкин И.Г. Нелинейное экмановское трение и асимметрия циклонических и антициклонических коггерентных структур в геофизических течениях // ДАН. 2009. Т. 425. № 6. С. 1–6.
3. Кострыкин С.В., Хапаев А.А., Якушкин И.Г. Вихревые структуры в квазидвумерных течениях вязкой вращающейся жидкости // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. № 2. С. 395–407.
4. Кострыкин С.В., Хапаев А.А., Якушкин И.Г. О законе затухания квазидвумерной турбулентности // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. № 10. С. 583–588.
5. Головизнин В.М., Карабасов С.А., Кобринский И.М. Балансно-характеристические схемы с разделенными консервативными и потоковыми переменными // Математическое моделирование. 2003. Т. 15. № 9. С. 29–48.
6. Kostykin S.V., Khabaev A.A., Yakushkin I.G. The influence of nonlinear bottom friction on decay properties of cyclonic and anticyclonic vortical structures in the shallow rotated fluid. J. Fluid Mech. 2014. V.753. P.217-241.
7. Soiland H., Rossby T. On the structure of the Lofoten Basin Eddy // Journ. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 4201–4212. doi:10.1002/jgrc.20301.



# Прогноз перемещения тропических циклонов с использованием гидромеханической модели

*Б.Я. Шмерлин<sup>1</sup>, М.Б. Шмерлин<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Научно-производственное объединение “Тайфун”, Калужская обл., г. Обнинск

<sup>2</sup>Геофизическая Служба РАН, Калужская обл., г. Обнинск

На основе анализа баротропных и бароклинных моделей, игнорирующих трение тропического циклона (ТЦ) о подстилающую поверхность (ПП), сложилось мнение, что ТЦ лишь незначительно отклоняются от окружающего крупномасштабного течения, называемого ведущим потоком (ВП) [1, 2]. Поскольку зачастую это противоречит данным наблюдений [3], усилия исследователей направлены на поиск возможных причин существенного отклонения ТЦ от ВП в рамках указанных моделей. Между тем, трение ТЦ о ПП является фактором, обеспечивающим торможение ТЦ как целого и приводящим к значительному отклонению ТЦ от ВП. Характерное время торможения ТЦ вследствие трения о ПП порядка 0.5 суток, время увлечения ТЦ ведущим потоком вследствие лобового сопротивления порядка 2.5 суток [4]. На первый взгляд ТЦ должен почти покоиться, и следует искать причины, по которым ТЦ в тех или иных случаях движется со скоростью, близкой к скорости ВП. В такой ситуации имеет смысл использовать для описания перемещения ТЦ общие выражения для сил, действующих на круговой цилиндр, движущийся произвольным образом в произвольном двумерном вихревом потоке [5, 6]. Этот подход реализован в гидромеханической модели (ГММ) [4, 7–10].

## Структура гидромеханической модели

Уравнение, описывающее перемещение ТЦ в рамках ГММ, имеет вид

$$d\mathbf{V}/dt = d\mathbf{V}_0/dt + [(\mathbf{V} - \mathbf{V}_0) \times \boldsymbol{\Omega}_0] - \alpha \cdot (\mathbf{V} - \mathbf{V}_0) - \alpha_1 \cdot \mathbf{V}_0 + \mathbf{F}_\beta, \\ \boldsymbol{\Omega}_0 = \mathbf{i} \Omega_0, \quad \Omega_0 = 2\Omega_\perp(1 - A) - A\omega, \quad \Omega_\perp = \Omega \sin \varphi, \quad \omega = V_\varphi(L)/L, \quad (1)$$

$$\alpha = (b + c)/2, \quad \alpha_1 = (b - a)/2, \quad F_\beta = f \frac{\Omega \cos \varphi}{L^2 R} \int_0^L V_\varphi(r) r^2 dr,$$

где  $v$  – скорость перемещения ТЦ;  $v_0(x, y, t)$  – поле скорости ВП;  $\mathbf{i}$  – единичный вектор, направленный вертикально вверх;  $2\Omega_\perp$  – параметр Кориолиса;  $\omega$  – угловая скорость вращения ТЦ;  $\Omega$  – угловая скорость вращения Земли;  $\varphi$  – широта центра ТЦ;  $L$  – радиус ТЦ;  $V_\varphi(r)$  – радиальное распределение тангенциальной скорости ветра в ТЦ;  $A$  – коэффициент, характеризующий отличие обтекания тропического циклона ведущим потоком от чисто двумерного (известно [11–13], что при чисто двумерном обтекании цилиндра параметр Кориолиса исчезает из уравнения движения, т.е.  $A = 1$ );  $b$  – коэффициент трения ТЦ о ПП;  $a$  – коэффициент трения ВП о ПП;  $c$  – коэффициент трения ТЦ о ВП;  $F_\beta$  – направленная на север сила Россби,  $F_\beta$  – её модуль;  $f \approx 1$  – безразмерный параметр модели;  $R$  – радиус Земли. Мы не приводим соответствующую

щее уравнение в сферической системе координат, которое и использовалось в работе.

Подобный подход применялся ранее [12, 13]. Использовались точные выражения для сил, действующих на цилиндр в однородном стационарном потоке идеальной жидкости с постоянным горизонтальным сдвигом скорости, и для этого случая были получены уравнения перемещения ТЦ. Там же было обращено внимание на важность учёта трения ТЦ о ПП. В (1) мы воспользовались результатами [5, 6], которые справедливы с точностью до членов третьего порядка малости по  $L/L'$ ,  $L'$  – масштаб неоднородности ВП. В связи с этим в уравнении (1) появилось дополнительное весьма важное слагаемое – ускорение (полное) ВП. При этом уравнение можно использовать для описания перемещения ТЦ в ВП произвольной пространственной конфигурации. Также в (1) дополнительно включена сила Россби, учитывающая влияние на перемещение ТЦ  $\beta$ -эффекта [14]. Полностью изменены параметризации, используемые в модели. Наконец, важным отличием ГММ от моделей [12, 13] является присутствие параметра Кориолиса в выражении для  $\Omega_0$ , поскольку направление отклонения ТЦ от ВП определяется знаком  $\Omega_0$  [7]. В упомянутых моделях  $\Omega_0 = -\omega < 0$ , и ТЦ может отклоняться только вправо от ВП. Это противоречит данным наблюдений за перемещением ТЦ [3]. В рамках ГММ параметр  $\Omega_0$  может менять знак вследствие изменений угловой скорости вращения ТЦ и параметра Кориолиса, при этом ТЦ отклоняется как вправо, так и влево от ВП. Закономерности отклонения ТЦ от ВП в рамках ГММ оказываются совершенно иными, чем в моделях, игнорирующих трение ТЦ о ПП. Так, для установившегося движения вихря с  $\Omega_0 = const$  в однородном стационарном ВП со скоростью  $V_0$  из (1) имеем

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 - \left\{ \alpha_1 \alpha \mathbf{V}_0 - \alpha_1 [\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{V}_0] + [\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{F}_\beta] - \alpha \mathbf{F}_\beta \right\} (\alpha^2 + \Omega_0^2)^{-1}.$$

В частности, если  $b \gg a$ ,  $b \gg c$ , то  $\alpha_1 \approx \alpha$  и при  $\Omega_0 = 0$  получим  $\mathbf{V} = \mathbf{F}_\beta / \alpha$  для любой скорости ВП  $V_0$ . Если же  $|\Omega_0| \gg \alpha$ , то  $\mathbf{V} \approx \mathbf{V}_0 - [\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{F}_\beta] / \Omega_0^2$ .

Судя по литературе, в дальнейшем исследования с использованием указанного подхода были прекращены. Таким образом, в настоящее время ГММ стоит особняком в ряду моделей различного типа, используемых для прогноза перемещения ТЦ.

Приведём схемы параметризаций, используемых в ГММ. В качестве модельного вихря выбран вихрь Ренкина  $V_\varphi(x)/V_m = v(x) = 2x/(1+x^2)$ ,  $x = r/R_m$ ,  $V_m$  – максимальная скорость ветра ТЦ,  $R_m$  – радиус, на котором скорость ветра достигает максимального значения. В известных радиальных распределениях параметров ТЦ характерный внешний радиус ТЦ отсутствует. Тем не менее, такой внешний радиус можно ввести. Им может быть радиус области восходящих движений (облачного покрова) ТЦ. Формула Ооямы [15] позволяет связать вертикальную скорость  $w(x)$  с радиальным распределением тангенциальной скорости и из условия  $w(x) = 0$  найти безразмерный радиус области восходящих движений  $x_0$  [16]:

$$w(x) = \frac{V_m c_d}{x} \frac{d}{dx} \left\{ x^2 v^2(x) / \frac{d}{dx} [x v(x) + \text{Ro}^{-1} x^2] \right\}, \quad \text{Ro} = \frac{V_m}{R_m \Omega \sin \varphi}; \quad x_0 = [1 + (4 + 3 \text{Ro})^{1/2}]^{1/2} \quad (2)$$

Здесь  $c_d \approx 1.1 \times 10^{-3}$  – коэффициент сопротивления,  $\text{Ro}$  – число Россби. Мы полагаем  $L = x_0 R_m$ . Из (1) получаем  $\omega = 2V_m / [R_m (1 + x_0^2)]$ ,

$F_\beta = f \Omega \cos \varphi V_m R_m [x_0^2 - \ln(1 + x_0^2)] / (R x_0^2)$ . По смыслу, коэффициенты трения – это коэффициенты пропорциональности перед скоростью (или относительной скоростью) в выражении для силы трения, поделённые на массу. Вводя высоту однородной атмосферы  $H \approx 8 \times 10^3$  м, для коэффициента трения ВП о ПП получим  $a = c_d V_0 / H$ . Считая силу трения ТЦ о ВП пропорциональной потоку относительного импульса через миделево сечение ТЦ, находим  $c = 2k |\mathbf{V} - \mathbf{V}_0| / (\pi R_m x_0)$ , где  $k \approx 1$  – безразмерный параметр модели. Коэффициент трения ТЦ о ПП вычислим, учитывая, что неподвижный воздух из пограничного слоя с вертикальной скоростью  $w(x)$  поступает в область, занятую ТЦ, и затем вовлекается в горизонтальное движение со скоростью ТЦ. Тогда

$$b = \frac{s}{x_0^2 H} \int_0^{x_0} w(x) x dx = \frac{2s c_d V_m}{H} \frac{x_0}{1 + \text{Ro}^{-1} (1 + x_0^2)^2} \equiv s b_0, \quad s \approx 1 \text{ – безразмерный параметр модели.}$$

Величина  $\tau = b_0^{-1}$  представляет собой отношение массы ТЦ к потоку массы в ТЦ из пограничного слоя, т.е. характерное время “вентиляции” ТЦ. Время оборота вращающейся системы координат составляет  $\tau_r = (\Omega \sin \varphi)^{-1}$ . Отношение  $\tau_r / \tau$  характеризует отличие обтекания ТЦ от чисто двумерного. Мы полагаем  $A = \exp\{-p[b_0 / (\Omega \sin \varphi)]\}$ , где  $p$  – последний безразмерный параметр модели. При чисто двумерном обтекании  $b_0 = 0$  и  $A = 1$ . Таким образом, в общем случае модель содержит четыре параметра –  $f, k, s, p$ , которые считаются константами для каждого конкретного ТЦ.

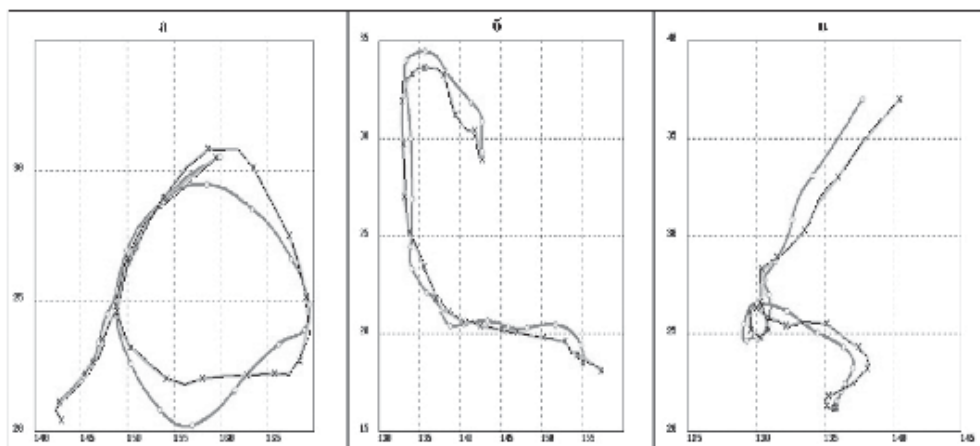
Метод прогноза перемещения ТЦ на основе ГММ включает три блока: блок интенсивности и радиальной структуры ТЦ, обеспечивающий объективный анализ и прогноз  $V_m$  и  $R_m$ ; блок ВП, обеспечивающий объективный анализ и прогноз поля скорости ВП; собственно блок прогноза, использующий ГММ. В первом блоке используется информация телеграмм – штормовых предупреждений. Они передаются четыре раза в сутки Национальным Центром Ураганов (ННС) для Атлантики и северо-востока Тихого океана и Объединённым Центром Предупреждения Тайфунов (JTWC) для северо-запада Тихого океана. Телеграммы содержат объективный анализ и прогноз с заблаговременностью до 5 суток координат ТЦ и максимальной скорости ветра  $V_m$  и до 3 суток радиуса  $R_1$ , на котором скорость ветра достигает значения  $V_1 = 34$  узла. Отсюда определяется  $R_m = R_1 \left[ V_m / V_1 + \sqrt{(V_m / V_1)^2 - 1} \right]^{-1}$ . В

блоке ВП используется объективный анализ и прогноз (с заблаговременностью до 6 суток) полей ветра на стандартных уровнях в коде GRIB на сетке  $2.5 \times 2.5$  градуса. Указанная информация выдаётся Глобальной Оперативной Моделью ГМЦ РФ два раза в сутки. За каждый срок прогноза находится среднее по высоте тропосферы в слое от поверхности до 200 мб поле ветра.

Оно содержит циркуляцию ТЦ. В окрестности ТЦ выделяется «окно», охватывающее циркуляцию ТЦ, и внутри окна осуществляется интерполяция поля ветра из внешней области. Полученное поле ветра считается полем скорости ВП  $V_0(x, y, t)$  за соответствующий срок. Между сроками прогнозов телеграмм и полей скорости ВП используется линейная интерполяция соответствующих величин по времени.

### Диагностические расчёты перемещения ТЦ

Под диагностическими имеются в виду расчёты, в которых в течение всего времени жизни ТЦ в качестве полей скорости ВП и величин  $V_m$  и  $R_1$  используются результаты их объективного анализа. При этом параметры модели (константы для каждого ТЦ) подбираются из условия наилучшего совпадения расчётной и фактической траектории в течение всего времени жизни ТЦ. Нами накоплены все необходимые для расчетов архивные данные полей ветра и телеграмм по ТЦ за сезоны 2001, 2003, 2010 и 2011 годов. В указанных сезонах оказалось порядка 120 ТЦ со временем жизни от 4 до 15 суток, для которых проводились диагностические расчёты. Для всех этих ТЦ среднее вдоль траектории отклонение расчетного положения от фактического не превышает 150 км, для большинства ТЦ оно меньше 100 км, что сравнимо с точностью определения фактического положения ТЦ. Диагностические расчёты воспроизводят не только общий характер траекторий ТЦ, но также характерные особенности большинства траекторий: характерную форму той или иной траектории в окрестности точек поворота, петли, «топтание» на месте и т. д. Таким образом, ГММ достаточно корректно описывает перемещение ТЦ. Примеры диагностических расчётов для ТЦ, имевших нестандартные траектории, приведены на рис. 1. Первые 4 цифры в имени ТЦ – номер года, следующие

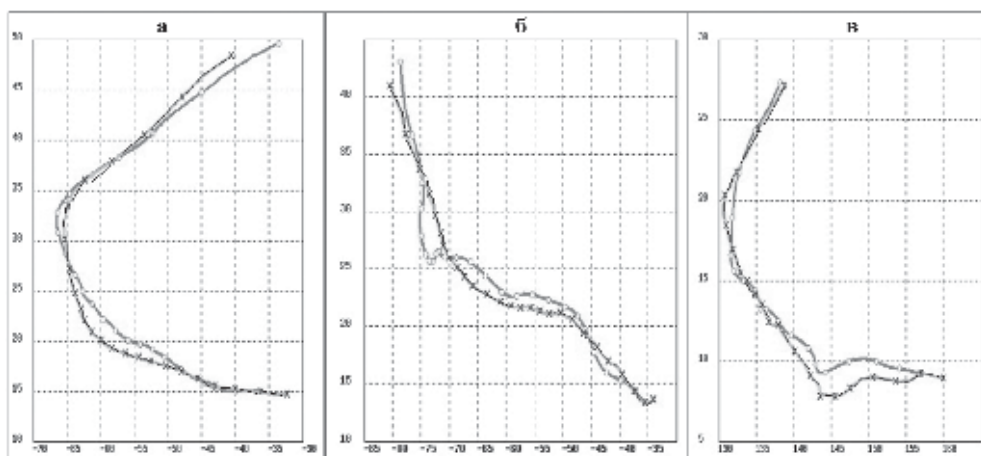


**Рис. 1.** Примеры диагностических расчётов. а – ТЦ 2003 21W, время жизни 10 суток, средняя вдоль траектории ошибка 87 км; б – ТЦ 2011 08W, время жизни 10 суток, средняя вдоль траектории ошибка 118 км; в – ТЦ 2011 18W, время жизни 9.5 суток, средняя ошибка 103 км

две – порядковый региональный номер ТЦ в сезоне, символ “W” соответствует северо-западу Тихого океана, символ “A” – северо-западу Атлантического океана. Метки на траекториях проставлены через 12 часов, траектории с кружками расчётные. По горизонтали отложена долгота (западной долготе соответствуют отрицательные значения), по вертикали широта в градусах.

## Квазипрогностические расчёты перемещения ТЦ

Под квазипрогностическими имеются в виду расчёты, в которых по-прежнему в течение всего времени жизни ТЦ в качестве полей скорости ВП и величин  $V_m$  и  $R_1$  используется их объективный анализ. При этом, однако, параметры модели (константы для каждого ТЦ) подбираются из условия наилучшего совпадения расчётной и фактической траектории на протяжении предпрогностического периода, длительность которого в случае реального прогноза определяется имеющейся на момент прогноза информацией о предшествующем перемещении ТЦ. Квазипрогностические расчёты отличаются от прогностических тем, что в случае реального прогноза на прогностическом периоде вместо объективного анализа полей скорости ВП и величин  $V_m$  и  $R_1$  используется их прогноз. Средние по сезону 2010 года ошибки квазипрогнозов по северо-западной части Тихого океана составили 217, 272, 258, 257, 267 км на 3, 4, ... 7 суток соответственно, что существенно меньше средних ошибок официальных прогнозов JTWC (315, 450, 540 км на 3, 4 и 5 суток). В целом, квазипрогностические расчёты демонстрируют возможность корректного определения параметров модели по части траектории ТЦ, соответствующей предпрогностическому периоду. Примеры квазипрогнозов представлены на рис. 2.



**Рис. 2.** Примеры квазипрогнозов, длительность предпрогностического периода двое суток. а – ТЦ 2003 10А, квазипрогноз на 9 суток (счёт из начальной точки траектории на 11 суток); б – ТЦ 2003 13А, квазипрогноз на 10.5 суток (счёт из начальной точки траектории на 12.5 суток); в – ТЦ 2003 26W, квазипрогноз на 9.5 суток (счёт из точки, соответствующей началу квазипрогноза, на 9.5 суток)

## Прогностические расчёты перемещения ТЦ

В сезоне ТЦ 2010 года проведены испытания ГММ в прогностическом режиме. Примеры прогнозов точки поворота представлены на рис. 3.

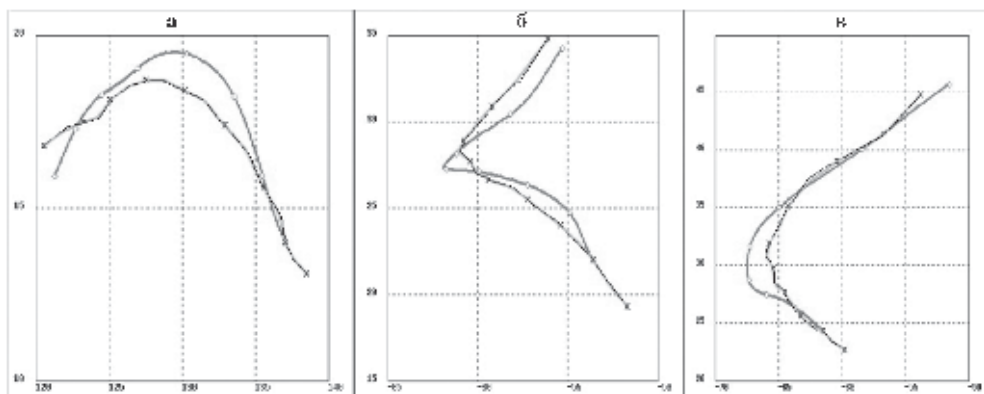
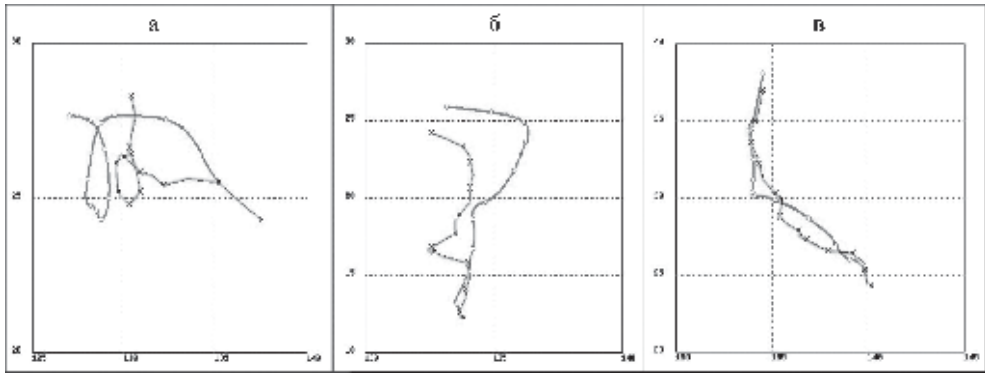


Рис. 3. Примеры прогнозов на 3.5 суток: слева ТЦ 2010 15W, в центре ТЦ 2010 06A, справа ТЦ 2010 11A

В сезоне ТЦ 2011 года заблаговременность прогнозов была увеличена до 5 суток. Примеры прогнозов приведены на рис. 4.

Максимальная заблаговременность прогноза в рамках ГММ определяется заблаговременностью используемого прогноза радиальной структуры ТЦ (величины  $R_1$ ) и не должна превышать трех суток. Тем не менее, в сезоне 2010 года прогнозы считались на срок до 3.5 суток, а в сезоне 2011 года – на срок до 5 суток включительно, несмотря на отсутствие прогноза радиальной структуры, при условии, что в течение первых трёх суток имелся хотя бы один прогноз величины  $R_1$ . В частности, за пределами прогноза радиальной структуры полагалось, что  $R_1$  равно последнему прогностическому значению, если прогностическое значение  $V_m > V_1$ . Если же с какого-то момента начинало выполняться условие  $V_m < V_1$ , то радиус максимального ветра  $R_m$  сохранял последнее вычисленное значение.

Напомним, что средние по сезону 2010 года ошибки официальных прогнозов JTWC по северо-западной части Тихого океана составили 315, 450, 540 км на 3, 4 и 5 суток соответственно. Как известно, средние по сезону ошибки официальных прогнозов на 30–50 км меньше средних ошибок любых других методов прогноза. При этом при расчете средних по сезону ошибок учитываются ошибки только тех прогнозов, для которых вся прогнозируемая часть реальной траектории ТЦ располагается в пределах тропической зоны, т.е. южнее 30-го градуса с.ш. Ошибки прогнозов существенно возрастают во внетропической зоне. Средняя по сезону ТЦ 2010 года ошибка прогнозов ГММ на трое суток по северо-западной части Тихого океана составила 350 км с учетом ошибок прогноза в том числе и во внетропической зоне.



**Рис. 4.** Примеры прогнозов на 5 суток. а – ТЦ 2011 18W, ошибки прогноза 278, 207, 164, 146, 335 км на 1–5 сутки; б – ТЦ 2011 11W, ошибки прогноза 134, 263, 382, 355, 195 км на 1–5 сутки; в – ТЦ 2011 15W, ошибки прогноза 59, 249, 116, 126, 120 км на 1–5 сутки

Средние по сезону ТЦ 2011 года ошибки прогнозов ГММ по северо-западной части Тихого океана составили 397 (116), 457 (89), 574 (66) км на 3, 4, 5 суток соответственно, с учетом ошибок прогнозов и во внетропической зоне. В скобках указано количество прогнозов соответствующей заблаговременности. По-видимому, можно утверждать, что ошибки прогнозов ГММ находятся на уровне ошибок официальных американских прогнозов JTWC и меньше ошибок наиболее развитых зарубежных динамических методов прогноза, по крайней мере для заблаговременностей прогноза 4 и 5 суток.

Вместе с тем, ошибки прогнозов, в зависимости от заблаговременности, почти на 130–250 км больше ошибок квазипрогнозов. Это связано только с тем, что прогнозы крупномасштабного поля ветра и величин  $V_m$  и  $R_1$  значительно отличаются от соответствующего объективного анализа. По мере того, как указанные прогнозы будут приближаться к объективному анализу, ошибки прогнозов ГММ будут приближаться к ошибкам квазипрогнозов.

### Литература

1. Хаин А.П. Математическое моделирование тропических циклонов. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 246 с.
2. Chan J.C.L. The physics of tropical cyclone motion // Annu. Rev. Fluid Mech. 2005. V. 37. P. 99–128.
3. Dong K., Neumann C.J. The relationship between tropical cyclone motion and environmental geostrophic flows // Mon. Wea. Rev. 1986. V. 114, № 1. P. 115–122.
4. Шмерлин Б.Я. О подтверждении адекватности гидромеханической модели перемещения тропического циклона. Тропическая метеорология // Тр. 4-го Междунар. симпоз. Л.: Гидрометеиздат, 1989. С. 179–186.
5. Якимов Ю.Л. Движение цилиндра в произвольном потоке идеальной несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 2. С. 202–204.

6. *Петров А.Г.* Реакции, действующие на малое твёрдое тело в плоскопараллельном вихревом потоке // ДАН СССР. 1978. Т. 238, № 1. С. 33–35.
7. *Шмерлин Б.Я.* Исследование закономерностей перемещения крупномасштабных вихрей относительно чистозонального потока // Метеорология и гидрология. 1981. № 7. С. 27–35.
8. *Шмерлин Б.Я.* Некоторые исследования устойчивости траекторий тропических циклонов в рамках гидромеханической модели. Тропическая метеорология // Тр. 3-го Междунар. симпоз. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. С. 292–307.
9. *Шмерлин Б.Я., Корышев О.В., Денькин В.А. и др.* Диагностические расчёты перемещения тропических циклонов сезона 2001 года в рамках гидромеханической модели // Труды Международной конференции МСС «Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность» (23–25 ноября 2004 г.). М.: РОХОС, 2004. С. 284–289.
10. *Шмерлин Б.Я., Корышев О.В., Денькин В.А. и др.* Квазипрогностические расчёты перемещения тропических циклонов // Украинский гидрометеорологический журнал. 2009. № 4. С. 67–74.
11. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости / Под ред. Дж. Бэтчелора. М.: Мир, 1973. 758 с.
12. *Jones R.W.* Vortex motion in a tropical cyclone model // J. Atmos. Sci. 1977. V. 34. P. 1518–1527.
13. *Kuo H.L.* Motion of vortices and circulating cylinder in shear flow with friction // J. Atmos. Sci. 1969. V. 26. P. 390–398.
14. *Chan J.C., Williams R.* Analytical and numerical studies of the Beta-Effect in tropical cyclone motion. Part 1: Zero mean flow // J. Atmos. Sci. 1987. V. 44. № 9. P. 1257–1265.
15. *Ooyama K.* Numerical simulation of the life-cycle of tropical cyclones // J. Atm. Sci. 1969. V. 26. P. 1–43.
16. *Калашиник М.В.* О максимальной скорости ветра в тропическом циклоне // Изв. АН СССР. ФАО. 1994. Т. 30. № 1. С. 26–30.



# Дифференциальная механика жидкостей: модели переноса вещества в вихревых и волновых течениях

*Ю.Д. Чашечкин*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, г. Москва

Настойчивые усилия А.М. Обухова по укреплению связей между ведущими академическими учреждениями страны, позитивно проявились в координации деятельности ИФА АН СССР и ИПМ АН СССР. Укреплению деловых контактов между отдельными учеными, а также независимому развитию лабораторных экспериментов способствовали и личные дружеские отношения руководителей – ведущих ученых страны – А.М. Обухова, А.Ю. Ишлинского, С.А. Христиановича, предъявлявших высокие требования к математическому уровню проводимых исследований. А.М. Обухов посещал отдельные лаборатории ИПМех РАН, активно участвовал в организации и работе школ и семинаров. По инициативе и под руководством А.М. Обухова 16–21 октября 1989 года в ИПМех РАН была проведена крупная международная конференция по турбулентности. Сердце великого человека перестало биться через полтора месяца после ее закрытия, но его идеи и стремление к поиску новых форм описания процессов в атмосфере и океане остаются живыми и продолжают развиваться.

Особый интерес А.М. Обухов проявлял к работам Лаборатории механики жидкостей ИПМех РАН по изучению тонких регулярных структур стратифицированных течений и волн. Его советы и критические замечания постепенно реализовывались в ходе многолетних исследований и привели к созданию дифференциальной механики сплошной среды, ориентированной на расчет и динамики, и структуры течений в техногенных и природных условиях.

Современные оптические инструменты наземного и космического базирования позволяют наблюдать пространственно упорядоченные структуры различных масштабов – от световых лет в межзвездной среде до микрон в лабораторных условиях. На одном конце шкалы располагаются полосчатые структуры газовых оболочек вспыхивающих звезд (радиальные и кольцевые на фотографиях Красного гиганта в созвездии Жирафа) и с масштабом в световые годы в межзвездной среде («световое эхо» вспышки звезды V838 в созвездии Единорога). Радиальные структуры с микронным шагом наблюдались при высыхании капли суспензии наночастиц кварца в растворе спирта [1]. Тонкие полосчатые неоднородности наблюдаются в бассейне с разбавленной суспензией алюминиевых частиц при параметрическом возбуждении стоячих волн [2]. Краска из компактного пятна на поверхности составного вихря вытягивается в спиральный рукав, который постепенно распадается на отдельные волокна [3]. Спиральные рукава вытягиваются и из масляного пятна на поверхности составного вихря [4]. В отличие от жидких, твердотельные маркеры в вихревом течении не только переносятся потоком, но и

одновременно вращаются относительно собственных центров [5]. Широкий диапазон масштабов существования полосчатых структур указывает на универсальность природы их формирования и необходимость разработки общей математической модели процесса.

Для описания течений неоднородных жидкостей в настоящее время используется большое число моделей, основанных на базовых законах сохранения [6], различных приближениях базовой системы (линеаризации, пограничного слоя, мелкой воды) или конститутивных, среди которых наибольшее распространение имеют различные версии теории турбулентности.

В данной работе при выборе вида уравнений учитывались два критерия – степень соответствия фундаментальным принципам физики и возможность объективного наблюдения анализируемых физических величин. В общей теории измерений величина считается наблюдаемой, если методика допускает объективную оценку погрешности непосредственно в ходе опыта. На сегодняшний день погрешности измерений течений жидкости и движений твердого тела различаются на много порядков. Отсутствие взаимно дополняющих экспериментальных данных тормозит развитие теории течений жидкостей.

В классической механике наблюдаемыми физическими величинами являются расстояния между телами, характеризующие трехмерное векторное евклидово пространство  $R^3$  (их минимальное число определяет размерность конфигурационного пространства), а также временные интервалы между событиями  $t$  и масса  $m$ . Движение тела массой  $m$  характеризуется импульсом  $\mathbf{p}$ , энергией  $E = \mathbf{p}^2/2m$  и моментом количества движения  $\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ .

В силу скалярной природы массы  $m$  и свойства внешней композиции в теории метрических множеств пространства двух векторных величин – импульса  $\mathbf{p}$  (инварианта) и скорости  $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$  (кинематической) оказываются эквивалентными. Таким образом, геометрическая форма движения твердого тела – преобразование трехмерного векторного пространства с сохранением расстояний и относительного положения объектов – оказывается эквивалентной традиционной физической. Описания движений тела заданной массы  $m$  с помощью импульса  $\mathbf{p}$  или скорости  $\mathbf{v}$  эквивалентны.

Свойства течений жидкостей и движений твердого тела существенно различаются, поскольку основной параметр сплошной среды – плотность  $\rho$  уже является не инвариантом, а переменной величиной, которая связана уравнением состояния с другими термодинамическими величинами, такими как давление  $P$ , температура  $T$  (или энтропия) и концентрация растворенных веществ  $S$ , изменения которых описываются собственными балансными уравнениями. Более того, понятие «частицы жидкости» не может быть формализовано вследствие отсутствия у нее сохраняющегося свойства или признака границы. При стремлении размеров частицы к нулю исчезает сам объект изучения, поскольку обнуляется его масса. Основным динамическим параметром течения оказывается импульс единицы объема среды  $\mathbf{p}$ , который определяет локальный расход жидкости и силовое действие потока на препятствие.

Определяющие дифференциальные уравнения, выражающие законы сохранения массы, импульса, полной энергии и концентраций составляющих

компонент – уравнения Даламбера, Навье–Стокса, Фурье и Фика, дополненные уравнениями состояния, характеризующими конкретную среду, известны еще с середины XIX века. В современном виде они были полностью приведены в уже в первом издании “Гидродинамики” [6] 1944 г. В векторной форме фундаментальная система имеет вид:

$$\rho = \rho(P, S, T), \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_j (p^j) = 0,$$

$$\frac{\partial (p^i)}{\partial t} + \left( \nabla_j \frac{p^j}{\rho} \right) p^i = -\nabla^i P + \rho g^i + \nu \Delta (p^i) + 2\varepsilon^{ijk} p_j \Omega_k + f^i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \nabla_j \cdot (p^j T) = \Delta (\kappa_T \rho T), \quad \frac{\partial \rho S}{\partial t} + \nabla_j \cdot (p^j S) = \Delta (\kappa_S \rho S),$$

где  $g^i$  – ускорение свободного падения,  $\Omega_k$  – угловая скорость глобального вращения жидкости,  $f^i$  – внешняя сила,  $\nu$ ,  $\kappa_T$ ,  $\kappa_S$  – коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности и диффузии,  $v^j = p^j / \rho$  – скорость течения,  $\nabla_j$  и  $\Delta$  – операторы Гамильтона и Лапласа. Система (1) учитывает диссипацию импульса, но не описывает влияние быстрых изменений внутренней энергии на динамику течений. При решении конкретных задач система (1) дополняется начальными и граничными условиями, учитывающими особенности изучаемого процесса, например непротекания для плотности и составляющих среду компонент вещества (концентрации примеси или солености в растворах) и прилипания для импульса на твердых поверхностях, равенства сил на контактных поверхностях двух жидкостей, а также затухания всех возмущений на бесконечности.

Система (1) определена, разрешима и самосогласованна. Ранг полной системы, порядок ее линеаризованной версии и степень характеристического (дисперсионного) уравнения, которые задаются условием совместности, определяют число независимых функций, составляющих полное решение или, другими словами, число физических компонент течений.

Проведенные вычисления непрерывных симметрий показали, что система (1), приведенная к традиционной форме для скорости жидкости, инвариантна относительно точечной десятипараметрической группы Галилея. Она включает операторы групп сдвигов по времени и пространству, вращения в горизонтальной плоскости, вращения в системе координат, движущейся относительно данной с ускорением свободного падения (существование таких симметрий – следствие однородности поля силы тяжести, пространство в указанной системе координат также оказывается изотропным) и, наконец, собственно генераторы групп преобразований Галилея [7]

$$X_1 = \partial_t, X_2 = \partial_x, X_3 = \partial_y, X_4 = \partial_z, X_5 = y\partial_x - x\partial_y + v\partial_u - u\partial_v,$$

$$X_6 = \left( z + \frac{gt^2}{2} \right) \partial_x - x\partial_z + (w + gt) \partial_u - u\partial_w,$$

$$X_7 = \left( z + \frac{gt^2}{2} \right) \partial_y - y\partial_z + (w + gt) \partial_v - v\partial_w,$$

$$X_8 = t\partial_x + \partial_u, X_9 = t\partial_y + \partial_v, X_{10} = t\partial_z + \partial_w, \mathbf{v} = (u, v, w). \quad (2)$$

Набор (2) полно отражает "первые принципы" – следствия однородности пространства и времени, изотропии пространства и эквивалентности инерциальных систем отсчета и не содержит дополнительных симметрий.

В пренебрежении эффектами сжимаемости, переноса тепла и примеси уравнение диффузии выпадает, уравнение переноса температуры удовлетворяется тождественно и в приближении однородной жидкости для течений в однородном поле силы тяжести система (1) принимает стандартный вид [7]

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \mu \Delta \mathbf{v} + \rho \mathbf{g}, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{g} = \nabla U. \quad (3)$$

Набор симметрий системы (3), приведенный в ряде работ, существенно расширен по сравнению с симметриями (2).

$$Y_{\chi_2} = \chi_2 \partial_y + \dot{\chi}_2 \partial_v - \rho \ddot{\chi}_2 y \partial_p, \quad Y_{\chi_1} = \chi_1 \partial_x + \dot{\chi}_1 \partial_u - \rho \ddot{\chi}_1 x \partial_p, \\ Y_{\chi_3} = \chi_3 \partial_z + \dot{\chi}_3 \partial_w - \rho \ddot{\chi}_3 z \partial_p, \quad (4)$$

$$Z_1^* = 2t \partial_t + \mathbf{r} \partial_{\mathbf{r}} - \mathbf{v} \partial_{\mathbf{v}} - 2p' \partial_{p'}, \quad Y_\pi = \pi(t) \partial_p, \quad p' = p + \pi(t).$$

Вид операторов  $Y_{\chi_1} \div Y_{\chi_3}$  свидетельствует о физически нереализуемой эквивалентности ускоренно движущихся систем. В симметриях (4) также появился оператор растяжения  $Z_1^*$ , отсутствующий в наборе (2). Его форма объясняет эффективность приближения пограничного слоя – основы современных моделей расчета обтекания препятствий. Кроме того, в наборе (4) имеется бесконечномерная подалгебра сдвигов давления  $X_\pi = \pi(t) \partial_p$ , соответствующая закону Бернулли, который не выполняется в энергонагруженных процессах. Существенное расширение набора симметрий (4) свидетельствует о неэквивалентности уравнения Навье – Стокса (3) и фундаментальной системы (1). Разрыв связей между термодинамическими и механическими параметрами течений жидкости приближением  $\rho = \text{const}$  приводит к физической некорректности модели однородной жидкости.

Симметрии систем уравнений приближенных и конститутивных моделей также не совпадают с десятипараметрической группой Галилея, причем в расчетах наблюдается как расширение, так и сокращение их числа [7]. Различия симметрий систем уравнений свидетельствуют об изменении соотношений между входящими величинами, обозначаемыми одинаковыми символами, а, следовательно, и различий их физического содержания. Расширение числа симметрий обеспечивает появление физически не обоснованных законов сохранения. Сокращение набора симметрий свидетельствует о снижении прогностического потенциала системы уравнений.

Характер течений в поле силы тяжести или центробежных сил существенно зависит от вида начального распределения плотности, которое характеризуется масштабом  $\Lambda = d \ln \rho / dz$ , частотой  $N = \sqrt{g/\Lambda}$  и периодом плавучести  $T_b = 2\pi / N$ .

Граничные условия и уравнения системы (3) с размерными коэффициентами характеризуются набором масштабов длины геометрической и динамической природы. Макромасштабы  $\Lambda$ ,  $L$ ,  $\lambda_i$  определяются исходной стратифи-

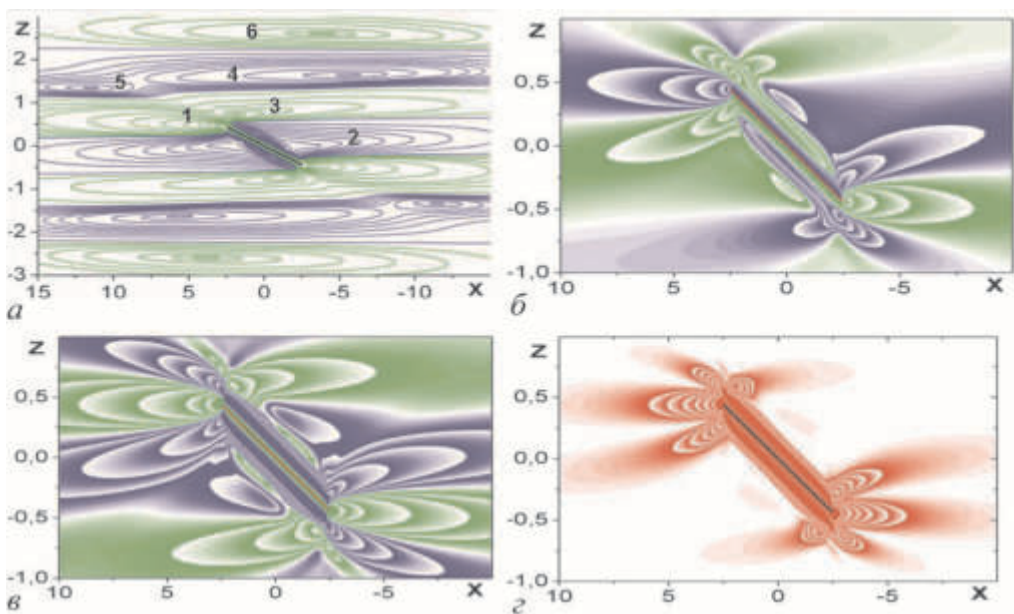
кацией (обычно слабой), геометрией задачи (размерами препятствий  $L$ ) и длинами волн (гравитационных внутренних  $\lambda_I = UT_b$  или инерционных  $\lambda_r = UT_r$ , задаваемой скоростью  $U$  и периодом плавучести или вращения).

Микромасштабы диссипативной природы определяют поперечные размеры тонкоструктурных компонент в картинах полей скорости  $\delta_N^v = \sqrt{v/N}$ , температуры  $\delta_N^{k_T} = \sqrt{\kappa_T/N}$  и солености  $\delta_N^{k_S} = \sqrt{\kappa_S/N}$ , соответственно (аналоги масштаба Стокса  $\delta_N^{\omega} = \sqrt{\omega/N}$  [6]). Аналоги масштабов Прандтля и Пекле  $\delta_U^v = v/U$ ,  $\delta_U^{k_T} = \kappa_T/U$ ,  $\delta_U^{k_S} = \kappa_S/U$  выражены в струях и следах. В структурах периодических внутренних волн выражены комбинационные масштабы типа диссипативно-гравитационного  $L_v = \sqrt[3]{g^2 v/N}$ . Большое число собственных масштабов обусловлено высокой размерностью расширенного пространства задачи. Макромасштабы определяют размер поля наблюдения, которое должно содержать все компоненты течений, а микромасштабы – временное и пространственное разрешение измерительной и регистрирующей аппаратуры.

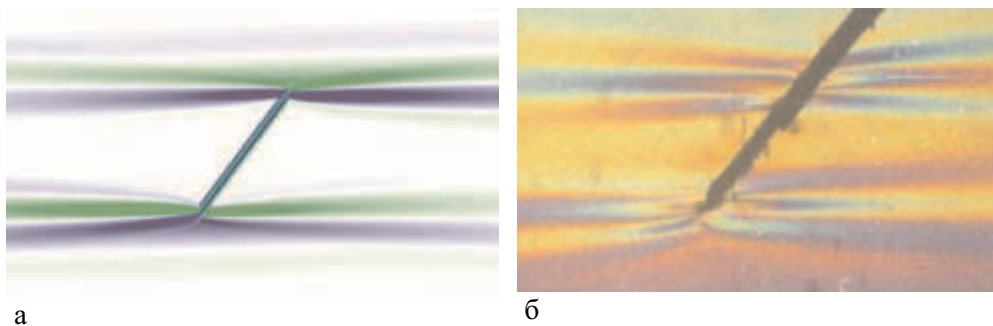
Отношения макро- и микромасштабов, задающие традиционные безразмерные комплексы – числа Рейнольдса  $Re = UL/v = L/\delta_U^v \gg 1$  и Пекле по температуре и солености  $Pe_T = UL/\kappa_T = L/\delta_U^{k_T} \gg 1$ ,  $Pe_S = UL/\kappa_S = L/\delta_U^{k_S} \gg 1$ , как правило, большие. Шкала масштабов –  $C = \Lambda/L = \rho_0/\delta\rho \gg 1$  (малые изменения плотности на масштабе  $L$ ) и диссипативные отношения с коэффициентами кинематической вязкости  $C_N^v = L/\delta_N^v = \sqrt{L^2 N/v} \gg 1$  и, аналогично, температуропроводности и диффузии  $C_N^{k_T}$ ,  $C_N^{k_S}$  также велики.

Наличие больших отношений в системе с малыми коэффициентами при старших производных обосновывает возможность применения теории сингулярных возмущений для расчета широкого круга процессов, в первую очередь таких медленных течений, как индуцированные диффузией на топографии или внутренние волны. При этом число регулярно возмущенных решений всех систем, начиная от фундаментальной (1) и до уравнений идеальной жидкости, остается постоянным [9].

Число сингулярно возмущенных решений, характеризующих тонкую структуру периодических течений, зависит от полноты учета диссипативных свойств. При включении всех диссипативных факторов имеется восемь тонкоструктурных функций в полных решениях линеаризованной системы. Их число убывает до четырех, если учитывается только сдвиговая вязкость. При этом все корни характеристического (дисперсионного алгебраического) уравнения оказываются различными [9]. Расчеты показывают, что все компоненты течений распространяются согласованно и заполняют все пространство. Механическая энергия сосредоточена в областях локализации крупно-



**Рис. 1.** Картины полей физических величин в течении, индуцированном диффузией на наклонной пластине ( $N = 1.256 \text{ c}^{\delta 1}$ ,  $L = 5 \text{ см}$ ,  $\varphi = 10^\circ$ ). *a* – линии тока; *б* – возмущение солёности; *v* – компонента завихренности; *z* – скорость диссипации энергии течения



**Рис. 2.** Картины течений, индуцированных диффузией на неподвижной наклонной пластине ( $L = 5 \text{ см}$ ,  $N = 0.84 \text{ c}^{-1}$ ,  $T_b = 7.5 \text{ с}$ ,  $\varphi = 40^\circ$ ). *a* – расчет, *б* – теневое изображение

масштабных компонент. Диссипация энергии происходит в тонкоструктурных компонентах, которые в поле периодических волн оконтуривают волновые пучки. На тонкоструктурных компонентах в силу условий их формирования в поле крупномасштабных волн накапливаются имеющиеся в среде примеси, что повышает степень структурированности картины течения.

В традиционных постановках опытов тонкоструктурные компоненты не разрешаются и проявляются как случайные флуктуации измеряемых параметров. Для их надежной регистрации при визуализации пространственной

картины полей должны использоваться высокоразрешающие инструменты, к числу которых относятся теневые приборы.

Совместность действия диссипативных факторов обуславливает существование тонких компонентов смешанного типа, свойства которых определяются одновременно всеми кинетическими коэффициентами, а также положением границ, например наклоном поверхности излучателя внутренних волн [10]. Тонкоструктурные компоненты течений, заполняющие всю волновую зону, характеризуются собственной завихренностью и темпом ее генерации вследствие неколлинеарности градиентов плотности и давления. В приближении однородной жидкости сингулярные решения дисперсионного соотношения становятся тождественными, что указывает на вырождение системы.

В качестве примера существования тонких компонент во всех типах течений приведены результаты расчета установления течений, индуцированных диффузией, которые обычно проводятся в приближении Буссинеска в пренебрежении эффектами сжимаемости. Определяющая система (1) при этом упрощается

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(S(z, x, t)) = \rho_{00} (\exp(-z/\Lambda) + s(x, z, t)), \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho_{00}} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{v} - s \mathbf{g}, \quad \frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla s = \kappa_S \Delta s + \frac{w_z}{\Lambda}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $s$  – возмущение солёности, включающее коэффициент солевого сжатия. В начальный момент времени  $t = 0$  в покоящуюся жидкость без внесения механических возмущений помещается бесконечно тонкая непроницаемая пластина длиной  $L$ , расположенная под углом  $\varphi$  к горизонту. Начальные и граничные условия (прилипания для скорости и непротекания для вещества) имеют вид:

$$\mathbf{v}, s|_{t \leq 0} = 0, \quad v_x|_{\Sigma} = v_z|_{\Sigma} = 0, \quad \left[ \frac{\partial s}{\partial \mathbf{n}} \right]_{\Sigma} = \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial z}{\partial \mathbf{n}}, \quad \mathbf{v}, s|_{x, z \rightarrow \infty} = 0,$$

где  $\mathbf{n}$  – внешняя нормаль к поверхности полосы. На бесконечности все возмущения затухают.

Задача (5), которая в ряде работ изучалась асимптотическими и численными методами, решена полностью на многопроцессорных персональных компьютерах и на вычислительных кластерах МСЦ РАН и МГУ им. М.В. Ломоносова [8]. Расчеты показали индивидуальность картин полей различных физических величин задачи, часть которых представлена на рис. 1. Особенно заметны различия в полях функций тока (многоячейное течение с согласованными направлениями вращения в соседних ячейках, типичных для систем внутренних волн), завихренности и скорости диссипации механической энергии.

Численные расчеты картин полей градиента плотности согласуются с данными теневой визуализации течений в лаборатории [8] и для горизонтальной и для наклонной пластины (рис. 2).



**Рис. 3.** Разнонаправленный перенос дыма и водяного пара в долине под действием горных ветров

Течения, индуцированные диффузией, часто наблюдаются в атмосфере с неоднородностями рельефа (горные или долинные ветры), которые могут достигать больших значений в сравнительно тонком приповерхностном слое, особенно на ледниках или при ярком солнце, а также в морских условиях, где определяющими факторами являются и гравитация, и вращение. Детали картины течений зависят от распределения частоты плавучести и геометрии контактной поверхности.

В благоприятных условиях, когда выполняются естественная визуализация (в качестве маркеров могут выступать пыль, капли воды и мелкие частицы сажи при горении), их можно наблюдать невооруженным глазом. Так, в картине течения, которая сформировалась в Южно-Сахалинске 28 сентября 2011 г., выброс пара из трубы теплоцентрали стелется вдоль склона направо, струя медленно расширяется. Центр облачка пара над градирнями немного смещен влево. А дым из котельной, которая топится мазутом, вообще идет налево, при этом диффузные клубы темного дыма трансформируются в слоистые структуры, вытянутые согласно топографии местности. Концентрация дыма в окрашенных полосках меняется неравномерно по мере удаления от источника. С наблюдаемой картиной в клиновидной впадине, где формируются стелющиеся восходящие течения вдоль склонов и круто падающий компенсационный поток в центре, согласуется ранее рассчитанная аналитически [11].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума РАН (Программа П-23 “Фундаментальные проблемы океанологии – физика, химия, биология, геология”) и РФФИ (проект 12-01-00128). Эксперименты проведены на стендах УНУ «ГФК ИПМех РАН».

### *Литература*

1. Чашечкин Ю.Д., Бардаков Р.Н., Шабалин В.В. Регулярная тонкая структура течений в высыхающей капле суспензии наночастиц кварца // ДАН. 2011. Т. 436. № 3. С. 338–338.



2. Чашечкин Ю.Д., Калинин В.А. Образы топографии в структуре суспензии в стоячих волнах // ДАН. 2012. Т. 446. № 3. С. 283–287.
3. Степанова Е.В., Чаплина Т.О., Трофимова М.В., Чашечкин Ю.Д. Структурная устойчивость процесса переноса вещества из компактного пятна в составном вихре // Известия РАН. 2012. Т. 48. № 5. С. 578–590.
4. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос масла в составном вихре // МЖГ. 2011. № 2. С. 52–64.
5. Будников А.А., Жарков П.В., Чашечкин Ю.Д. Экспериментальное моделирование процесса переноса плавающих объектов в “мусорных островах” // Вестник МГУ. Сер. физ. и астр. 2012. № 4. С. 83–88.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 2000. 733 с.
7. Байдулов В.Г., Чашечкин Ю.Д. Сравнительный анализ симметрий моделей механики неоднородных жидкостей // ДАН. 2012. Т. 444. № 1. С. 38–41.
8. Чашечкин Ю.Д., Загуменный Я.В. Структура течения, индуцированного диффузией на наклонной пластине // ДАН. 2012. Т. 444. № 2. С. 165–171.
9. Чашечкин Ю.Д. Иерархия моделей классической механики неоднородных жидкостей // Морской гидрофизический журнал. 2010. № 5. С. 3–10.
10. Васильев А.Ю., Чашечкин Ю.Д. Трехмерные периодические течения при колебаниях части наклонной плоскости в неоднородной жидкости // ПММ. 2012. Т. 76. Вып. 3. С. 418–428.
11. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Индуцированные диффузией нестационарные пограничные течения в клиновидной впадине // Прикладная математика и механика. 1998. Т. 62. Вып. 5. С. 803–809.

## **Прямое численное моделирование генерации внутренних волн поверхностной волной**

***А.С. Сафрай, И.В. Ткаченко***

Санкт-Петербургский филиал института океанологии им. П.П. Ширшова РАН,  
Санкт-Петербург

Практически во всех работах, посвященных генерации внутренних волн, используются различные виды уравнений теории волн [1–3]. В настоящей работе в качестве исходной используется LES модель, разработанная в СПб ФИО РАН и СПб МГТУ [4–6]. Для описания поверхности раздела вода – воздух реализован метод VoF, с помощью которого осуществляется прямое моделирование поверхности раздела. В отличие от большинства используемых моделей этого класса, жидкость полагалась стратифицированной, что расширило область применения метода, в частности дало возможность описывать взаимодействие поверхностных и внутренних волн.

Поскольку плотность воды на три порядка больше плотности воздуха, пришлось отказаться от использования приближения Буссинеска, что суще-

ственно усложняет численную реализацию модели, но одновременно позволяет надеяться на более полное описание исследуемых объектов/процессов.

## Постановка задачи и численная аппроксимация

Согласно методу VoF, плотность многофазной (в данном случае двухфазной) среды представляет собой сумму

$$\rho = \alpha_a \rho_a + \alpha_w \rho_w, \quad (1)$$

где  $\rho_a$  – плотность воздуха,  $\rho_w$  – плотность морской среды,  $\alpha_a$  – объемная фракция воздуха,  $\alpha_w$  – объемная фракция морской среды. Объемную фракцию воздуха  $\alpha_a$  можно выразить через объемную фракцию воды  $\alpha_w$ :

$$\alpha_a = 1 - \alpha_w. \quad (2)$$

Тогда плотность двухфазной среды записывается как

$$\rho = (1 - \alpha_w) \rho_a + \alpha_w \rho_w = \rho_a + \alpha_w (\rho_w - \rho_a). \quad (3)$$

Будем полагать, что плотность воздуха постоянна  $\rho_a = \text{const}$ . Плотность морской среды меняется с глубиной, и ее можно представить в виде

$$\rho_a = \rho_l + f(\rho_h - \rho_l), \quad (4)$$

где  $\rho_l$  – плотность легкой жидкости,  $\rho_h$  – плотность тяжелой жидкости,  $f$  – коэффициент смешения (безразмерная плотность жидкости). С учетом (3) выражение (4) можно записать следующим образом

$$\rho = \rho_a + \alpha_w [\rho_l + f(\rho_h - \rho_l) - \rho_a] = \rho_a + \alpha_w (\rho_l - \rho_a) + \alpha_w (\rho_h - \rho_l) f. \quad (5)$$

Отметим, что выражение (5) является нелинейным. Аналогичное выражение справедливо и для динамической вязкости

$$\mu = \mu_a + \alpha_w (\mu_l - \mu_a) + \alpha_w f (\mu_h - \mu_l). \quad (6)$$

Для учета эффекта поверхностного натяжения в уравнения импульса необходимо ввести дополнительное слагаемое  $F_\sigma = -\sigma \delta(\alpha_w) kn$ , где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\delta$  – дельта-функция, определенная на границе раздела морская среда–воздух,  $k, n$  – кривизна и нормаль к поверхности раздела [7]. Тогда окончательный вид уравнений движения вязкой стратифицированной жидкости, ограниченной свободной поверхностью, записывается в виде следующих равенств:

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle_\Delta}{\partial x_i} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle_\Delta}{\partial t} + \langle u_j \rangle_\Delta \frac{\partial \langle u_i \rangle_\Delta}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle_\Delta}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \nu \frac{\partial \langle u_i \rangle_\Delta}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} + g_i + F_\sigma, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \langle f \rangle_\Delta}{\partial t} + \langle u_j \rangle_\Delta \frac{\partial \langle f \rangle_\Delta}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} D_s \frac{\partial \langle f \rangle_\Delta}{\partial x_j} - \frac{\partial J_j^{SGS}}{\partial x_j}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \alpha_w}{\partial t} + \langle u_j \rangle_\Delta \frac{\partial \alpha_w}{\partial x_j} = 0, \quad (10)$$

где  $\langle \dots \rangle_{\Delta}$  – оператор пространственного осреднения,  $u_i$  – компонента вектора скорости,  $p$  – давление,  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости,  $D_s$  – коэффициент диффузии,  $g_i$  – компонента вектора ускорения свободного падения. Функция  $\alpha_w$  является индикаторной. В уравнении (10) учтено, что турбулентный обмен между фазами отсутствует.

Параметризация подсеточных напряжений и потоков скаляра осуществляется на основе моделей добавочной вязкости Смагоринского

$$\tau_{ij}^{SGS} = -2\nu_{SGS} \langle S_{ij} \rangle_{\Delta}, \quad \langle S_{ij} \rangle_{\Delta} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle_{\Delta}}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle_{\Delta}}{\partial x_i} \right), \quad J_j^{SGS} = -\frac{\nu_{SGS}}{SC_{SGS}} \frac{\partial \langle f \rangle_{\Delta}}{\partial x_j}, \quad (11)$$

где  $\nu_{SGS} = C_s^2 \Delta^2 |S| f_s(Ri)$  – подсеточная вязкость;  $|S| = \sqrt{2 \langle S_{ij} \rangle_{\Delta} \langle S_{ij} \rangle_{\Delta}}$ ;  $C_s$  – коэффициент Смагоринского;  $SC_{SGS} = 0.4 \cdot 0.7$  – турбулентное число Шмидта;  $Ri = N^2 / (du_1/dx_3)^2$  – число Ричардсона;  $N^2 = -g/\rho \, dp/dx_3$  – квадрат частоты Вейселя. Функция плавучести принята в виде [5]

$$f_s(Ri) = (1 - Ri / C_{BS})^{3/2} (1 - Ri / SC_{SGS})^{-1}, \quad (12)$$

где  $C_{BS} \approx 0.273$  – константа.

На входной границе канала задавались профили скорости, плотности и объёмной фракции, как функции амплитуды (0.1 м) и частоты (0.7 sec<sup>-1</sup>) задаваемой волны. На выходе из канала использовалась нормальная компонента скорости и условие Неймана для других переменных; на твёрдых границах – условие прилипания для скорости и отсутствие потока скаляра. В начальный момент времени полагается, что поля скорости и давления однородны.

Для решения системы дифференциальных уравнений (7)-(10) используется полунявный проекционный метод [4]. На первом этапе определяются промежуточные значения скорости по известным (с предыдущего шага по времени или из начальных условий) полям скорости, давления и плотности. На втором этапе находятся поправки давления  $\delta p$ , являющиеся решением уравнения Пуассона. Затем корректируются промежуточные значения скорости и давления по найденным  $\delta p$ . На последнем этапе рассчитываются коэффициент смещения, объёмная фракция жидкости и поле плотности. В пространственной области дискретизация осуществляется методом Петрова–Галеркина с линейным представлением интерполяционного базиса и проекционным базисом, предложенным в [8]. Аппроксимация производных имеет второй порядок точности. Система линейных алгебраических уравнений решается методом сопряженных градиентов. Для повышения эффективности расчетов используется алгоритм распределенных вычислений, основанный на декомпозиции по подобластям и декомпозиции аппроксимирующих матриц.

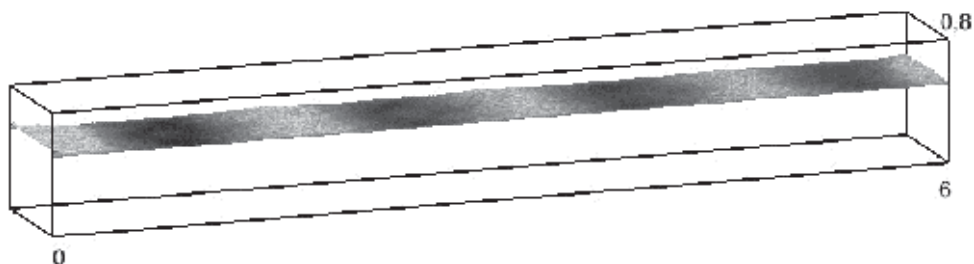
## Результаты моделирования

Для исследования генерации внутренних волн поверхностной волн была выполнена серия расчетов в прямоугольной области (канале) длиной 6 м, ши-

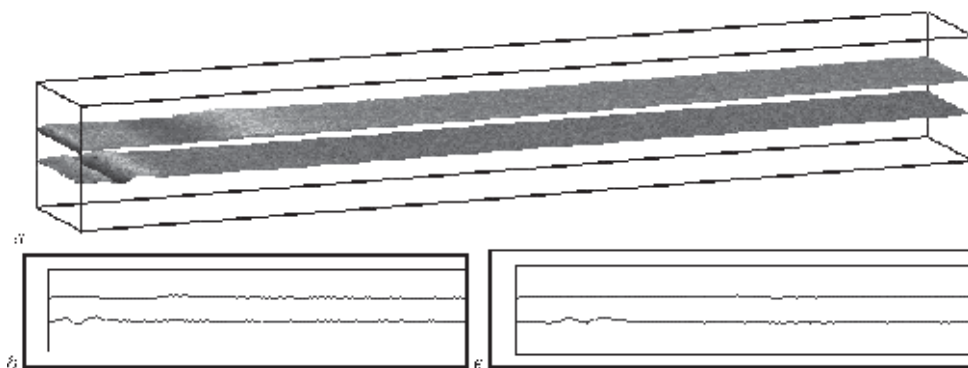
риной 0.5 м и высотой 0.8 м. Были рассмотрены случаи распространения баротропной волны Стокса и взаимодействие уединенной волны с пикноклином при различных скоростях течения. Положение свободной поверхности ( $H = 0.5$  м) и глубина залегания пикноклина ( $h = 0.2$  м) в начальный момент были фиксированы. Частота плавучести составляла  $N = \sqrt{-g/\rho\Delta\rho/H} = 0.442$ . Общее время моделирования во всех экспериментах превышало  $40T$ ,  $T$  – период.

Баротропный случай рассматривался как тестовый (рис. 1). Здесь представлена эволюция поверхностной волны, практически не меняющей своих характеристик в ходе численного эксперимента.

При экспериментах с двухслойной жидкостью, при скорости потока  $u = 0.2$  м/сек на поверхности пикноклина образовывались 2 короткие внутренние волны (рис. 2), которые впоследствии затухали, так же, как и одиночная волна на поверхности. Фазовая скорость поверхностной волны примерно в 2 раза больше, чем таковая для внутренних волн, так же как и скорость их затухания.

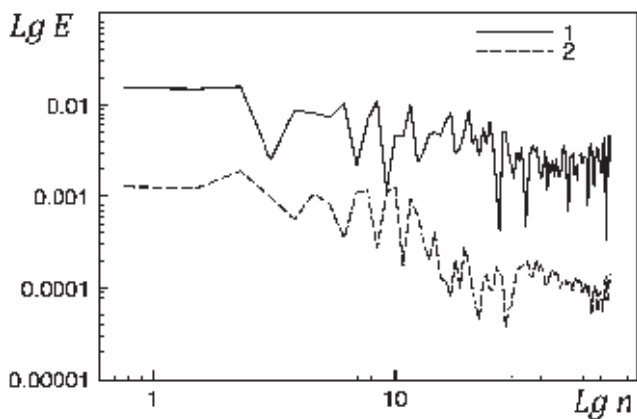


**Рис. 1.** Высота свободной поверхности на  $53.5 T$  ( $T$  – период)

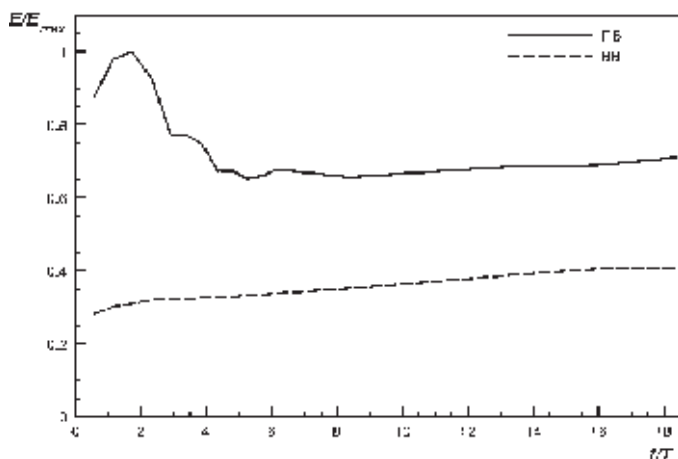


**Рис. 2.** Возвышение свободной поверхности и пикноклина на момент  $1.4T$  (а) и вертикальный разрез поля плотности на моменты  $1.4T$  (б) и  $2.9T$  (в)

Анализ спектра (рис. 3) и вертикальных разрезов поля плотности показывает, что максимальному значению спектра скорости ПВ соответствует частота  $n_1=8,2$  и волновое число  $k_1=12,5$ . В спектре ВВ максимальное значение приходится на частоты  $n_2=2,3$  и  $n_3=9,99$ , волновые числа  $k_2=13,36$  и  $k_3=26,6$ .



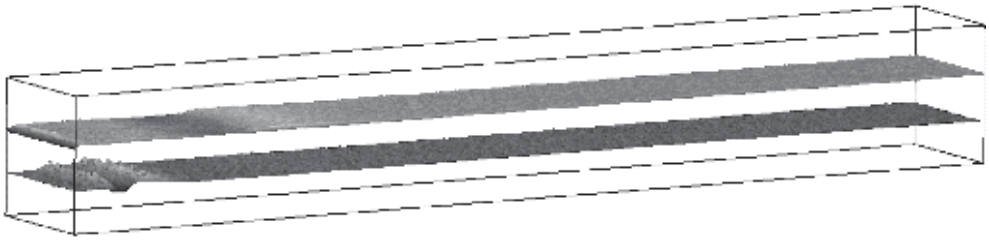
**Рис. 3.** Спектр вертикальной компоненты скорости.  
1 – на свободной поверхности, 2 – на уровне пикноклина



**Рис. 4.** Эволюция полной энергии на поверхности и пикноклине

В сумме  $n_1+n_2=10,5$ , что близко к значению частоты  $n_3$ . Аналогичное наблюдается и для волновых чисел  $k_1+k_2=25,86$ , что по значению близко к  $k_3$ . То есть приближённо соблюдаются условия параметрического резонанса. Необходимо отметить, что точного их соблюдения в отличие от решений уравнений теории волн и нельзя ожидать хотя бы вследствие наличия диссипации. На рисунке 4 представлена эволюция полной энергии, нормированной на энергию одиночной волны, демонстрирующая перенос энергии от поверхностной волны (ПП) к двум внутренним (ВВ).

На возможность генерации 2-х внутренних волн одной поверхностной, пожалуй, впервые обратил внимание Сегур [3]. Он показал, что такой процесс возможен при различных стратификациях, разумеется, в условиях параметрического резонанса. Нами был проведён эксперимент для случая линейной стратификации с тем же перепадом плотностей (рис. 5).

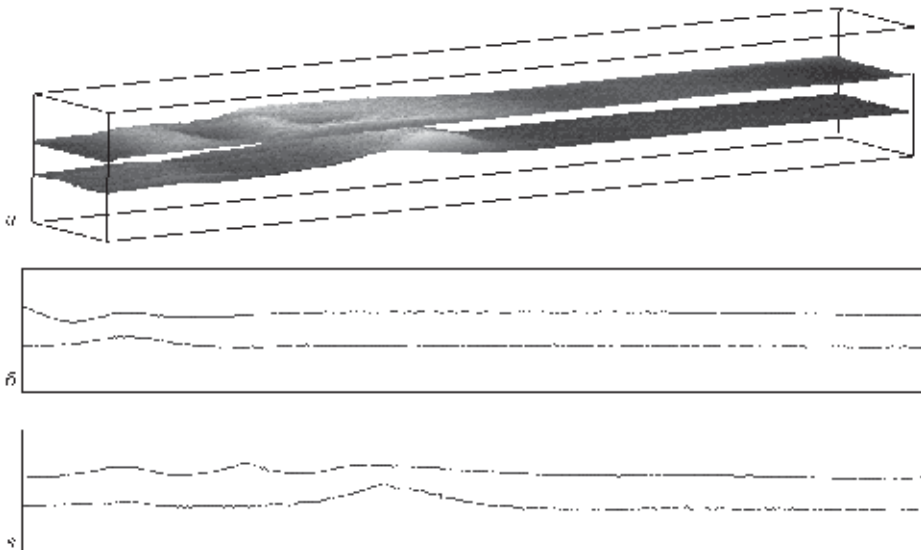


**Рис. 5.** Возвышение свободной поверхности и пикноклина на момент  $1.4T$

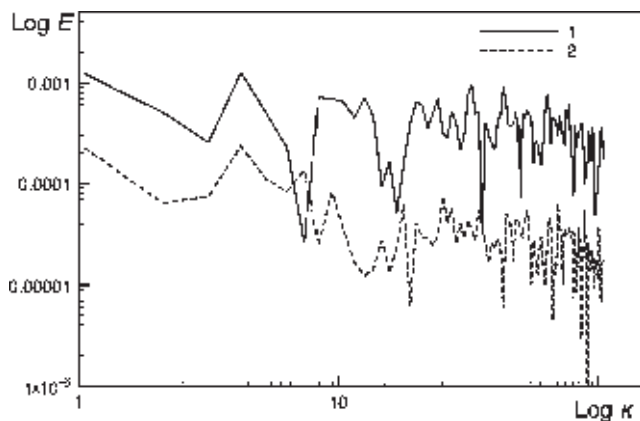
В этом случае основные параметры волн остаются теми же (см. рис. 2), но их устойчивость падает, что приводит к более быстрому их затуханию и менее регулярной форме.

Ранее, в работах Бреховских [1] и других авторов рассматривался в основном случай взаимодействия/генерации двух поверхностных и внутренней волны. Нами были проведены эксперименты, в которых скорость основного потока полагалась равной фазовой скорости поверхностной волны (рис. 6). В этом случае наблюдался именно такой эффект. Одиночная поверхностная волна генерировала одну внутреннюю, которая, в свою очередь, генерировала вторую поверхностную к концу первого периода. Фазовая скорость внутренней волны превышала скорость поверхностных.

Из анализа спектра вертикальной компоненты скорости (рис. 7) следует, что основная мода внутренних волн приходится на волновое число  $k_1=4.5$ . Два пика видны на волновых числах  $k_2=4.5$  и  $k_3=10$ . Таким образом,  $k_1+k_2=9$ , и в результате параметрического резонанса возникает вторая поверхностная



**Рис. 6.** Возвышение свободной поверхности и пикноклина на момент  $1.4T$  (а) и вертикальный разрез поля плотности на моменты  $1.4T$  (б) и  $2.9T$  (в)



**Рис. 7.** Спектр вертикальной компоненты скорости.  
1 – на свободной поверхности, 2 – на уровне пикноклина

волна. Заметим что при этом на первой поверхностной волне образуется область выглаживания (слик).

Из экспериментов следует, что увеличение скорости среднего потока приводит к изменению направления параметрического резонанса и топологии волн.

### Литература

1. Бреховских Л.М., Гончаров В.В., Куртенов В.М., Наугольных К.А. Резонансное возбуждение внутренних волн при нелинейном взаимодействии поверхностных волн // Изв. АН СССР. ФАО. 1972. Т. 8. №2. С. 192–203.
2. Филлипс О.М. О взаимодействии внутренних и поверхностных волн // Изв. АН СССР. ФАО. 1973. Т. 9. №4. С. 954–961.
3. Segur H. Resonant interactions of surface and internal waves // Phys. Fluids. 1980. V. 23. P. 2556–2557.
4. Tkatchenko I.V., Shin H. The Generation of the Vortex Wake by Artificial obstacles // Schiffbauforschung. 2004. Bd. 43. № 2. P. 59–67.
5. Сафрай А.С., Ткаченко И.В. Численное моделирование гравитационных течений жидкости в наклонном канале // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2009. № 1. С. 21–30.
6. Сафрай А.С., Ткаченко И.В. Трехмерная негидростатическая модель вода-воздух. Численный эксперимент // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2013. Т. 6. № 1. С. 14–22.
7. Brackbill J.U., Kothe D.B., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // J. Comput. Phys. 1992. V. 100. P. 335–354.
8. Шахверди Г.Г. Ударное взаимодействие судовых конструкций с жидкостью. СПб.: Судостроение, 1993. 256 с.

## **Часть III. Динамика атмосферы и климатической системы**

### **О возможности создания глобальной модели прогноза погоды высокого пространственного разрешения по ультрасферическим многочленам**

*А.В. Фролов, В.И. Цветков*

Росгидромет, Гидрометцентр России, г. Москва

Александр Михайлович Обухов принадлежит к плеяде выдающихся советских физиков-теоретиков второй половины XX столетия. Круг его научных интересов чрезвычайно широк и охватывает теорию турбулентности, динамику волн и течений в атмосфере, методы прогноза погоды, исследование систем гидродинамического типа. Благодаря трудам Н.Е. Кочина, К.Г. Россби, Дж.Чарни, А.М. Обухова, Г.И. Марчука, А.С. Монины и других крупных учёных создана новая научная дисциплина – геофизическая гидродинамика.

Для научного творчества А.М. Обухова характерно сочетание глубокого анализа физической природы изучаемых явлений и виртуозного применения математического аппарата для решения поставленных задач.

В качестве примера можно привести открытие знаменитого закона 5/3 теории локально изотропной турбулентности в работе [1]. Исходным материалом для работы [1] послужили экспериментальные данные Л.Ричардсона о зависимости в турбулентном потоке коэффициентов диффузии от размера облака примеси. А.М. Обухов предложил спектральный подход к описанию многомасштабного турбулентного потока, в которой поле скоростей представлено в виде интеграла Фурье-Стилтьеса. Этот подход позволил получить решения уравнения спектрального баланса энергии для стационарного режима, теоретически обосновывающие связь по закону 4/3 коэффициентов диффузии с масштабом наблюдения [11], а также закон 5/3 о распределении энергии в спектре поля скорости равновесного турбулентного потока.

Другим известным результатом, нашедшим широкое практическое применение в метеорологии, является применение методов теории подобия для описания вертикальной структуры приземного слоя атмосферы [2, 3] (работа [3] была выполнена совместно с А.С. Мониным). Предложенные в этих работах автомодельные решения (универсальные функции) аппроксимируют измеренные вертикальные профили температуры и скорости ветра в приземном слое атмосферы при различных видах плотностной стратификации.

Работы А.М. Обухова дали теоретическое обоснование гидродинамического прогноза погоды, основанного на решении уравнений Навье-Стокса со



сложной правой частью, в которую включены неадиабатические эффекты подсеточного масштаба.

Современные исследования в этой области фокусируются на создании прогностических моделей атмосферы максимально высокого пространственного разрешения. Увеличение разрешения повышает точность прогностической модели, в том числе благодаря явному воспроизведению некоторых неадиабатических процессов, которые ранее относились к подсеточному масштабу. Особое значение увеличение разрешения имеет в тропиках, где в отличие от средних широт априори нет причин предполагать доминирование динамических крупномасштабных погодных систем. Восточные волны, тропические циклоны занимают только малую часть тропической зоны, в то время как облачные кластеры с характерным горизонтальным масштабом порядка 10–50 км наблюдаются в тропиках везде. Модели прогноза погоды станут полными, если наряду с бароклинной неустойчивостью в средних широтах будут явно воспроизводить вертикальную конвекцию в тропиках.

На пути создания прогностических моделей высокого пространственного разрешения имеется ряд принципиальных трудностей. Одна из них связана со сходимостью меридианов в полюсах и отсутствием границ на поверхности шара (сфере). Аппроксимация функций, заданных в сферической системе координат, требует специальной теории, специальных сеток и специальных функций [8].

На практике широкое распространение получили спектральный метод Галёркина на основе сферических гармоник, который обеспечивает равномерное приближение четных относительно полюсов непрерывно дифференцируемых функций и экспоненциальную сходимость соответствующих рядов Фурье во всех точках сферы [8]. При этом во многом остается неясным вопрос о том, насколько эффективно данный метод аппроксимируют нечетные относительно полюсов функции, такие, например, как меридиональная компонента скорости ветра, имеющая разрывы в полюсах.

В данной работе рассматривается метод приближения на сфере любых сеточных функций двойными рядами Фурье по ультрасферическим многочленам, частными случаями которых являются многочлены Лежандра, многочлены Чебышёва первого и второго рода. Полученные по этому методу ряды [5–6] равномерно сходятся во всех точках сферы, включая полюса.

В работе [7] дано теоретическое обоснование нового подхода к построению двойных бесконечных рядов Фурье на сфере спектрального метода, уточняющего алгоритм Галёркина за счет учета дополнительных слагаемых, характеризующих нечетную составляющую любой ограниченной непрерывно дифференцируемой аналитической функции относительно полюсов. Показано, что в малых окрестностях полюсов ('полярных шапках') разложение упрощается за счет близости к нулю слагаемых ряда Фурье, ответственных за аппроксимацию нечетных относительно полюсов составляющих функций. С приближением к экватору вклад несимметричных относительно полюсов компонент искомой функции оказывается соизмеримым с вкладом симметричных компонент.

Рассмотрим применение предлагаемого метода для создания глобальной спектральной модели общей циркуляции атмосферы.

Пусть метеорологическое поле  $g(\theta, \chi)$  задано на поверхности шара  $\Omega$  единичного радиуса с центром в начале координат и принадлежит классу функций  $L_2$ , т.е.  $g(\theta, \chi) \in L_2[\Omega]$ . Определим сферическую систему координат с независимыми переменными ( $\theta = \pi/2 - \varphi$ ) – дополнение до широты  $\varphi$ ,  $\lambda$  – долгота,  $r$  – радиальная координата. Рассмотрим задачу разложения функции  $g(\lambda, \theta)$  в двойные ряды по ультрасферическим многочленам. Ультрасферические многочлены есть четные функции, определенные на сегменте  $[0, \pi]$ . Аналитические функции  $g(\lambda, \theta)$  в общем случае могут состоять как из четных, так и из нечетных компонент. Следуя подходу, предложенному в работе [7], выделим четную и нечетную составляющие в явном виде:

$$g^{\pm,+}(\lambda, \theta) = \frac{g(\lambda, \theta) + g(\lambda, -\theta)}{2}; \quad g^{\pm,-}(\lambda, \theta) = \frac{g(\lambda, \theta) - g(\lambda, -\theta)}{2}; \quad (1)$$

где

$g^{\pm,+}(\lambda, \theta)$  – произвольная функция по  $\lambda$  и четная функция по  $\theta$ ;  
 $g^{\pm,\delta}(\lambda, \theta)$  – произвольная функция по  $\lambda$  и нечетная функция по  $\theta$ .

При разложении в ряд Фурье используем следующие функции:

$$g^{+,+}(\lambda, \theta) = \frac{g^{\pm,+}(\lambda, \theta) + g^{\pm,+}(-\lambda, \theta)}{2}; \quad g^{+,-}(\lambda, \theta) = \frac{g^{\pm,-}(\lambda, \theta) + g^{\pm,-}(-\lambda, \theta)}{2}; \quad (2)$$

$$g^{-,+}(\lambda, \theta) = \frac{g^{\pm,+}(\lambda, \theta) - g^{\pm,+}(-\lambda, \theta)}{2}; \quad g^{-,-}(\lambda, \theta) = \frac{g^{\pm,-}(\lambda, \theta) - g^{\pm,-}(-\lambda, \theta)}{2}, \quad (3)$$

где:

$g^{+,+}(\lambda, \theta)$  – четная функция по  $\lambda$  и четная функция по  $\theta$ ;  
 $g^{+,-}(\lambda, \theta)$  – четная функция по  $\lambda$  и нечетная функция по  $\theta$ ;  
 $g^{-,+}(\lambda, \theta)$  – нечетная функция по  $\lambda$  и четная функция по  $\theta$ ;  
 $g^{-,-}(\lambda, \theta)$  – нечетная функция по  $\lambda$  и нечетная функция по  $\theta$ .

Преобразуем нечетные функции в четные:

$$G^{+,+}(\lambda, \theta) = g^{+,+}(\lambda, \theta); \quad G^{+,-}(\lambda, \theta) = \frac{g^{+,-}(\lambda, \theta)}{\sin \theta}; \quad G^{-,+}(\lambda, \theta) = \frac{g^{-,+}(\lambda, \theta)}{\sin \lambda}; \quad (4)$$

$$G^{-,-}(\lambda, \theta) = \frac{g^{-,-}(\lambda, \theta)}{\sin \lambda \cdot \sin \theta}$$

Следовательно, функция  $g(\lambda, \theta)$  может быть представлена в виде суммы четырех слагаемых:

$$g(\lambda, \theta) = G^{+,+}(\lambda, \theta) + \sin \lambda \cdot G^{+,-}(\lambda, \theta) + \sin \theta \cdot G^{-,+}(\lambda, \theta) + \sin \theta \cdot \sin \lambda \cdot G^{-,-}(\lambda, \theta). \quad (5)$$

Раскладывая каждое из слагаемых выражения (5) в ряд Фурье по выбранному ультрасферическому многочлену, получим

$$g(\lambda, \theta) = \sum_{n,m=0}^{\infty} (a_{n,m} P_m^{(\alpha_5, \alpha_5)}(\cos \theta) P_n^{(\alpha_1, \alpha_1)}(\cos \lambda) + b_{n,m} \sin \lambda \cdot P_m^{(\alpha_6, \alpha_6)}(\cos \theta) P_n^{(\alpha_2, \alpha_2)}(\cos \lambda) + \sin \theta \cdot (c_{n,m} P_m^{(\alpha_7, \alpha_7)}(\cos \theta) P_n^{(\alpha_3, \alpha_3)}(\cos \lambda) + d_{n,m} \sin \lambda \cdot P_m^{(\alpha_8, \alpha_8)}(\cos \theta) P_n^{(\alpha_4, \alpha_4)}(\cos \lambda)), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned}
a_{n,m} &= \int_0^\pi (\sin \theta)^{\alpha_5 + 1/2} P_m^{(\alpha_5, \alpha_5)}(\cos \theta) \left( \int_0^\pi (\sin \lambda)^{\alpha_1 + 1/2} P_n^{(\alpha_1, \alpha_1)}(\cos \lambda) g^{+,+}(\lambda, \theta) d\lambda \right) d\theta \\
b_{n,m} &= \int_0^\pi (\sin \theta)^{\alpha_6 + 1/2} P_m^{(\alpha_6, \alpha_6)}(\cos \theta) \left( \int_0^\pi (\sin \lambda)^{\alpha_2 + 1/2} P_n^{(\alpha_2, \alpha_2)}(\cos \lambda) G^{+,-}(\lambda, \theta) d\lambda \right) d\theta \\
c_{n,m} &= \int_0^\pi (\sin \theta)^{\alpha_7 + 1/2} P_m^{(\alpha_7, \alpha_7)}(\cos \theta) \left( \int_0^\pi (\sin \lambda)^{\alpha_3 + 1/2} P_n^{(\alpha_3, \alpha_3)}(\cos \lambda) G^{+,-}(\lambda, \theta) d\lambda \right) d\theta \\
d_{n,m} &= \int_0^\pi (\sin \theta)^{\alpha_8 + 1/2} P_m^{(\alpha_8, \alpha_8)}(\cos \theta) \left( \int_0^\pi (\sin \lambda)^{\alpha_4 + 1/2} P_n^{(\alpha_4, \alpha_4)}(\cos \lambda) G^{-,-}(\lambda, \theta) d\lambda \right) d\theta.
\end{aligned} \tag{7}$$

Таким образом, выражения (6), (7) дают алгоритм построения двойного равномерно сходящегося ряда Фурье на сфере по произвольным ультрасферическим многочленам.

Прогностические спектральные модели основаны на таблично заданных функциях. С этой целью введём в рассмотрение узлы сетки. Пусть  $M = 2m$  число точек  $\lambda_k^*$  ( $k = 1, \dots, 2m$ ) и  $N = 2n$  число точек  $\theta_l^*$  ( $l = 1, \dots, 2n$ ) ( $0 \leq \lambda_k^* < 2\pi$ ;  $0 \leq \theta_l^* < 2\pi$ ). Тогда

$$\left. \begin{aligned}
\lambda_k^* &= \lambda_k \quad (k = 1, \dots, 2m); \Rightarrow \theta_l^* = \theta_l \quad (l = 1, \dots, n) \\
\lambda_k^* &= \lambda_{k+1+m} \quad (k = 1, \dots, m) \\
\lambda_k^* &= \lambda_{k-m} \quad (k = m+1, \dots, 2m)
\end{aligned} \right\} \Rightarrow \theta_l^* = \theta_{2n+1-l} \quad (l = n+1, \dots, 2n). \tag{8}$$

Таблично заданные функции имеют особенности на полюсах. Для устранения разрывов функций (меридиональный ветер) и их производных преобразуем сеточные функции в аналитические непрерывные функции с помощью функции Лагранжа [4]. В рассматриваемом методе функции Лагранжа будут иметь следующий вид [5]:

$$g(\lambda, \theta) = \sum_k g(\lambda, \theta_k) \omega_k(\cos(\theta))$$

$$\omega_k(\cos(\theta)) = \frac{(\cos(\theta) - \cos(\theta_1)) \dots (\cos(\theta) - \cos(\theta_{k-1})) (\cos(\theta) - \cos(\theta_{k+1})) \dots (\cos(\theta) - \cos(\theta_n))}{(\cos(\theta_k) - \cos(\theta_1)) \dots (\cos(\theta_k) - \cos(\theta_{k-1})) (\cos(\theta_k) - \cos(\theta_{k+1})) \dots (\cos(\theta_k) - \cos(\theta_n))} \tag{9}$$

В спектральном методе Галёркина разложение искомой функции в ряд Фурье по долготе в силу симметрии сферы разделяет чётные и нечётные компоненты относительно полюсов в зависимости от чётности или нечётности зонального волнового числа  $m$ .

При приближении сеточных функций необходимо также дополнительно выбрать тип усечения двойных рядов Фурье с учетом связанности индексов между собой через сферическое уравнение Лапласа [10]. Применение квадратурных формул по методу Галёркина, узлами которых являются корни многочлена Лежандра, вызывает усечение рядов Фурье по присоединённым многочленам Лежандра, что повышает погрешность порядка аппроксимации сеточных функций.

Умножение компонентов на весовую функцию  $[\sin \theta]^m$ ,  $m \geq 0$  при расчёте коэффициентов ряда Фурье по широте делает их всех чётными и, следовательно, представимыми в виде конечного ряда. Этот приём позволяет брать квадратуры от нечётных функций, но степень аппроксимирующего многочлена Лежандра при этом понижается на величину  $m$ , и, следовательно, величина погрешности аппроксимации резко возрастает.

Рассмотрим ортогонально-интерполяционные квадратуры. В этом случае квадратурная формула имеет вид [4]:

$$\int_0^\pi (\sin \theta)^{m-\frac{1}{2}} / (\cos \theta) d\theta = \sum_{k=1}^n A_k^m / (\cos \theta_k) \\ O_k = \frac{2k-1}{2n} \pi, \quad k = 1, 2, \dots, n, \quad x_k^{(n)} = \cos \left( \frac{2k-1}{2n} \pi \right) \\ A_k^m = \frac{1}{n \sin(\pi x_k^{(n)})} \int_0^1 \frac{\cos(\pi x) dx}{(x - x_k^{(n)}) \sin(\pi x)}$$
(10)

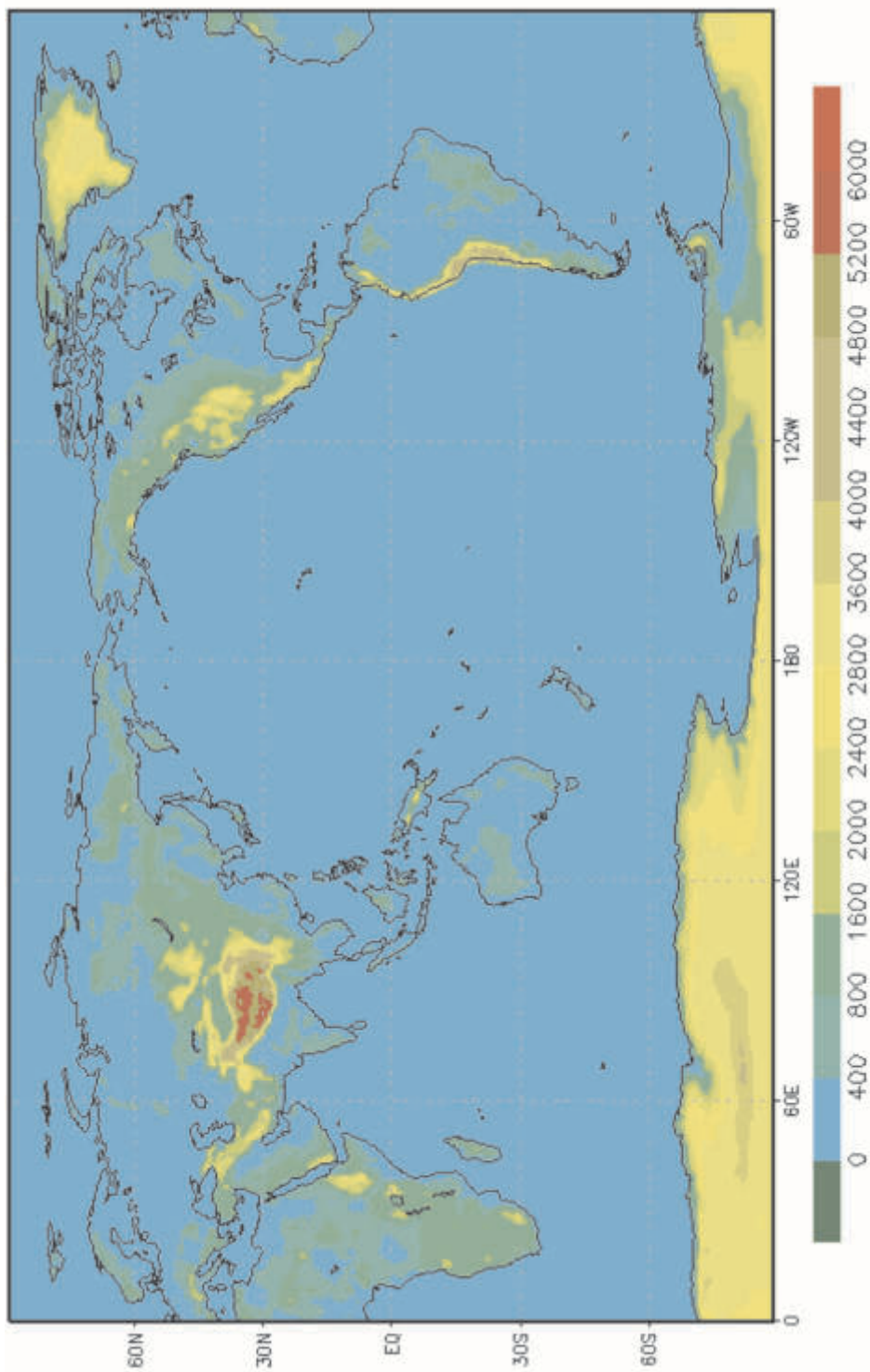
В формулах для коэффициентов разложения нечетных составляющих входит весовая функция  $(\sin \theta)^m$  (где  $m \geq 1$ ), порождающая ультрасферические многочлены в сферической системе координат.

Комбинируя представление (6)-(7) с (10), получаем квадратурные формулы, которые позволяют раскладывать в ряды Фурье с максимально допустимым количеством гармоник. Таким образом, двойные ряды Фурье рассчитываются следующим образом. Сначала искомые функции раскладываются по долготе в ряд Фурье по многочленам Чебышева первого и второго рода. Затем рассчитанные коэффициенты Фурье складываются по широте по любому набору ультрасферических многочленов.

Для оценки погрешности алгоритма проведены численные эксперименты по разложению поля рельефа подстилающей поверхности по присоединённым многочленам Лежандра. Поле рельефа подстилающей поверхности выбрано по следующим причинам.

Во-первых, топография земной поверхности варьирует в широком диапазоне пространственных масштабов. Вследствие этого значительная доля изменчивости находится за пределами пространственных масштабов, представимых во многих практических задачах, например в современных глобальных численных моделях прогноза погоды и климата, что приводит к большим ошибкам усечения.

Во-вторых, топография имеет разрыв первой производной в точках береговой черты, где резкий наклон рельефа суши переходит в нулевой наклон океанической поверхности. Вблизи точек береговой черты появляются погрешности вследствие эффектов Гиббса (“осцилляций Гиббса”), которые проявляются в виде мелкомасштабных ложных долин и хребтов в поле топографии, особенно хорошо заметных над океанической поверхностью. Для преодоления этих проблем в спектральных моделях практикуется использование различных алгоритмов фильтрации (сглаживания) в физическом пространстве, в том числе с использованием изотропных или неизотропных сплайнов.



**Рис. 1.** Реальный рельеф земной поверхности

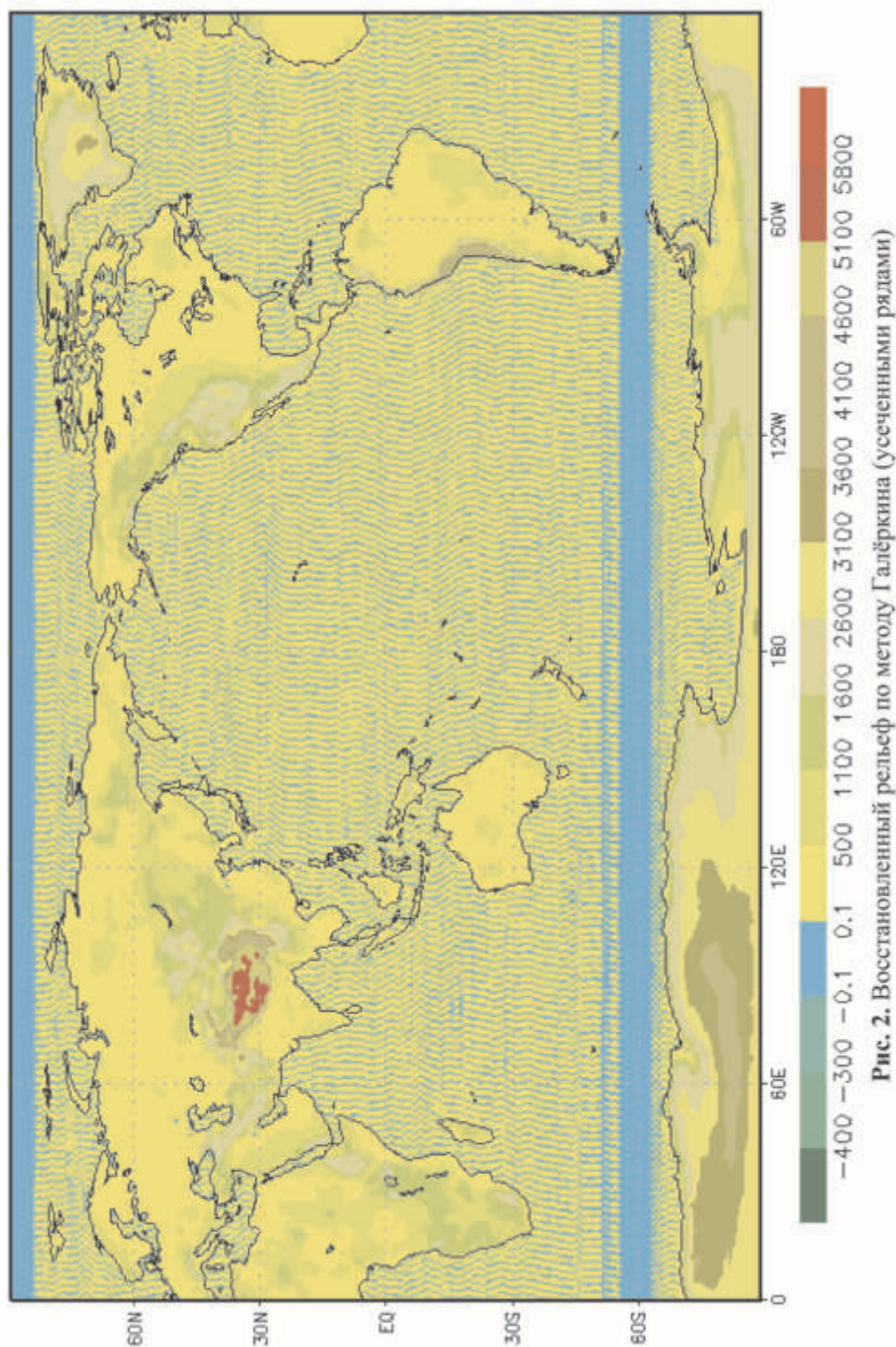


Рис. 2. Восстановленный рельеф по методу Галёркина (усеченными рядами)

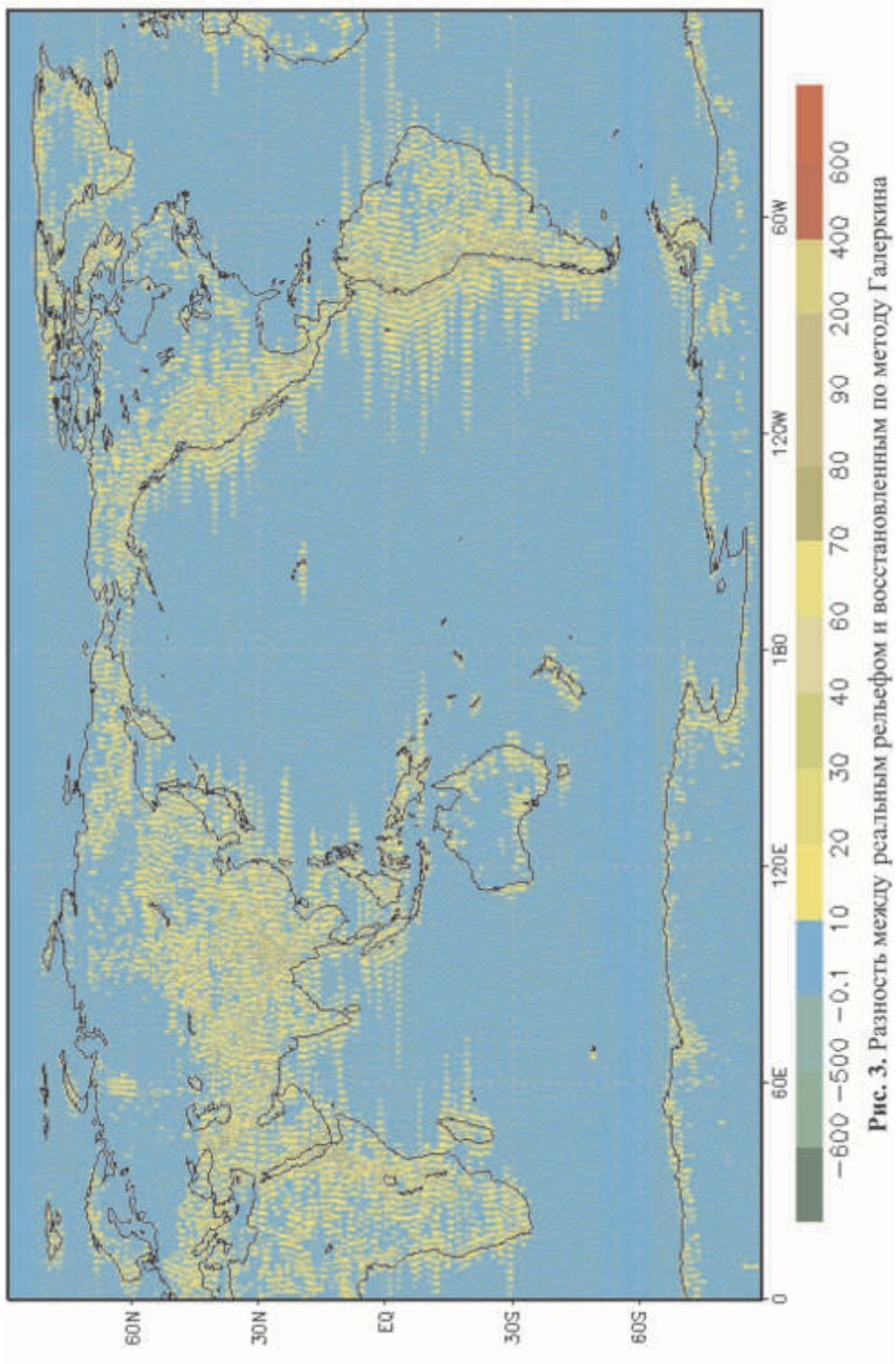


Рис. 3. Разность между реальным рельефом и восстановленным по методу Галеркина

На рис. 1 представлен реальный рельеф на Гауссовой сетке (число точек по широте равно 512, по долготе – 256). Этот исходный массив раскладывался в двойные ряды Фурье двумя способами: по спектральному методу Галёркина и по новому алгоритму. Разложение по долготе было одинаковое для обоих вариантов.

Разложение по широте проводилось по присоединенным многочленам Лежандра двумя способами. В первом случае были использованы все 256 гармоник для четных и нечетных составляющих. Восстановленное поле отличалось от исходного на абсолютную величину  $\epsilon = 10^6$ . Поэтому изображение исходного поля на рис. 1 и восстановленного таким образом поля не отличаются друг от друга. Второй способ восстановления был осуществлен рядом Фурье с 169 гармониками по долготе (т.е. произведено такое же усечение, как и традиционном методе).

На рис. 2 приведено изображение восстановленного поля. Максимальное отличие от исходного поля было равно 550 м. На рис. 3 показано поле ошибок в данном случае.

### Литература

1. *Обухов А.М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Изв. АН СССР. Серия геогр. и геофиз. 1941. Т. 5. № 4–5. С. 453–466.
2. *Обухов А.М.* Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере // Тр. Ин-та теоретической геофизики. 1946. Т. 1. С. 95–115.
3. *Обухов А.М., Монин А.С.* Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. 1954. № 24 (151). С. 163–187.
4. *Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырский П.И.* Интерполирование и интегрирование. Минск: Наука и техника, 1983. 286 с.
5. *Фролов А.В., Цветков В.И.* О гармоническом анализе действительных функций на сфере // ЖВМ и МФ. 2004. Т. 44. № 11. С. 1964–1971.
6. *Фролов А.В., Цветков В.И.* О равномерном приближении геофизических полей на сфере тригонометрическими многочленами // ДАН. 2006. Т. 408. № 4. С. 1–4.
7. *Фролов А.В., Цветков В.И.* О разложении аналитических функций по ультрасферическим многочленам на сфере // Метеорология и гидрология. 2009. № 9. С. 5–13.
8. *Boyd J.P.* Chebyshev and Fourier Spectral Methods // New York, DOVER Publications, Inc. Mineola, 2000. 594 p.
9. *Lindberd C., Broccoli A.J.* Representation of topography in spectral climate models and its effect on simulated precipitation // Journal of Climate. 1996. V. 9. P. 2641–2659.
10. *Machenhauer B., Daley R.* A baroclinic primitive equation model with a spectral representation in three dimension // Rep. Inst. of Theor. Meteorol. Univ. of Copenhagen. 1972. № 4. P. 126.
11. *Richardson L.F.* Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph // Proc. Roy. Soc. London. Series A. 1926. V. 110. № 756. С. 709–737.



# О некоторых математических задачах теории климата

*В.П. Дымников*

Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

Главной математической задачей теории климата, поставленной в первой половине двадцатого века, была задача описания основных характеристик атмосферной циркуляции с помощью математических моделей. Эта же задача остается одной из основных до сих пор, проблема лишь заключается в том, что уровень моделей и количество характеристик, которые необходимо воспроизвести, неизмеримо возросли.

Поскольку на компьютерах можно реализовать некоторую конечномерную аппроксимацию исходной дифференциальной модели, то на первый взгляд не очень и важны аналитические исследования асимптотических свойств моделей, т.к. свойства близости к реальности можно изучать непосредственно с помощью сравнительного анализа результатов численных экспериментов с данными наблюдений. Однако есть несколько возражений по поводу этого утверждения. Одно из них связано с проблемой чувствительности климатической системы к внешним воздействиям (для начала, к малым внешним воздействиям). Поскольку мы не можем провести целенаправленные эксперименты с климатической системой, необходимо убедительное обоснование того, что модели, которые мы строим, имеют чувствительность к малым внешним воздействиям, близкую к чувствительности реальной климатической системы. Сделана попытка найти такое обоснование с помощью математических задач, некоторые из которых будут рассмотрены в данной работе.

Известно, что под климатической системой понимается система, состоящая из атмосферы, океана, криосферы, суши и биоты. Под климатом понимается ансамбль состояний, который проходит климатическая система за достаточно большой промежуток времени (порядка 30 лет). Следует отметить, что к настоящему времени мы не располагаем достаточно подробным описанием хотя бы одного состояния климатической системы. Поскольку наибольшее количество измерений имеется для атмосферы, то в данной работе мы для простоты будем как правило в качестве исследуемой системы рассматривать только атмосферу, считая остальные компоненты климатической системы внешними (заданными). Состояние атмосферы характеризуется набором различных асинхронных измерений (радиозондовых, спутниковых, самолетных, наземных на метеорологических станциях и др.), которые с помощью систем четырехмерного усвоения данных приводятся к синхронным временным срезам, заданным на некоторых регулярных пространственных сетках. Вектор таких «наблюдений» в настоящее время имеет размерность порядка  $10^{10}$ . В результате в вещественном векторном пространстве мы можем построить траекторию системы (атмосферы) для промежутка времени порядка нескольких десятков лет (эту возможность нам предоставляют системы реанализа), т.е. фактически на климатическом временном масштабе.

Возникает вопрос – возможно ли, зная траекторию системы, вычислить отклик системы на малые внешние воздействия? Каким условиям должна удовлетворять система, чтобы ответ на сформулированный выше вопрос был положительным? Более того, следствием этих исследований должно быть формулирование главного математического результата-метода построения оператора отклика.

Итак, давайте предположим, что нашу систему можно описать некоторой «идеальной» моделью. Будем считать для простоты, что для атмосферы такая модель может быть описана системой примитивных (гидростатических) уравнений:

$$\frac{dh}{dt} = F(u) \mid f, u_{i-1} = u, u(t) = S_i u_0, \quad (1)$$

где  $S_i$  – разрешающий оператор,  $u(t)$  – траектория системы.

Нашей задачей является исследование поведения траектории системы (1).

Прежде всего должна быть решена задача о существовании и единственности решения (1) на произвольно большом промежутке времени. Можно, конечно, вернуться к идеологии, которая была сформулирована выше. Зачем нам нужна дифференциальная модель, если результаты численных экспериментов сравниваются непосредственно с данными наблюдений, и под моделью мы понимаем конечномерную формулировку? Ясно, что разрешимость конечномерных уравнений исследуется намного проще. Ответ многофакторный. Во-первых, бесконечномерная модель содержит много информации о конечномерной модели, ибо преобразование дифференциальных уравнений, полученных на основе первых принципов, намного проще, чем уравнений разностных. Во-вторых, весь опыт построения климатических моделей говорит о том, что чем более мелкомасштабные процессы являются объектом изучения, тем точнее воспроизводятся региональные климатические характеристики (это направление можно с определенной степенью условности назвать «прямой столбовой дорогой» климатического моделирования). Другими словами, необходимо знать асимптотики  $\Delta h \rightarrow 0, \Delta t \rightarrow 0$ . Особенно это касается проблемы изучения горизонтальной вязкости при высоком пространственном разрешении (здесь мы приходим к проблеме разрешимости уравнений Навье – Стокса).

Итак, необходимо исследование глобальной разрешимости примитивных гидростатических уравнений. Большие успехи в решении этой задачи были достигнуты в последнее время силами российских ученых [1, 2]. Здесь следует сделать несколько замечаний. Уравнения, для которых доказывались теоремы разрешимости, являются уравнениями Рейнольдса, в которых отношение горизонтального масштаба к вертикальному, гарантирующее справедливость гидростатического приближения, контролируется горизонтальной вихревой диффузией, которая по определению должна быть достаточно большой. Модель атмосферы, для которой была доказана теорема глобальной разрешимости, была сильно упрощена (использовалась постановка 60-годов XX столетия динамики атмосферы на ограниченной территории).

Следующий этап – построение конечномерной аппроксимации и доказательство теоремы сходимости. Отметим, что сходимость здесь надо понимать в смысле сходимости решения конечномерной задачи к решению уравнений Рейнольдса (как было отмечено выше). С практической точки зрения доказательство такой сходимости не является важным результатом, поскольку в уравнениях Рейнольдса коэффициент горизонтальной диффузии пропорционален масштабу осреднения, который связывается с горизонтальным шагом сетки. Это означает, что при уменьшении шага сетки коэффициент вязкости стремится к молекулярному и приближение гидростатики должно автоматически нарушаться. Для гидростатических уравнений Рейнольдса теорема сходимости для конечномерных аппроксимаций недавно была доказана для модели динамики океана (для несжимаемой жидкости) [3]. Из теоремы следует, что для сходимости достаточно использовать кососимметрические аппроксимации для кососимметрических операторов и симметрические аппроксимации для симметрических операторов. В определенном смысле этот результат представляется очень важным, т.к. из него следует, что при высоких разрешениях нет необходимости точного выполнения асимптотических законов сохранения для квазидвумерного и квазигеострофического приближений.

Задачи, о которых было сказано выше, несомненно важны и для второй ключевой проблемы метеорологии – прогноза погоды. Более того, для прогноза погоды они представляются более важными, поскольку прогноз погоды есть задача прогноза траектории системы. Прогноз траектории системы на климатических временных масштабах в принципе невозможен в силу сильной неустойчивости траектории по Ляпунову. Следовательно, климатические проблемы через близость траекторий решены быть не могут, и нужен какой-то другой подход, другое понятие аппроксимации.

Подходящим объектом для формулирования такого подхода является понятие аттрактора диссипативных систем.

Аттрактор – это компактное множество, которое притягивает все траектории системы, и это множество строго инвариантно относительно разрешающего оператора системы. Другими словами, если траектория системы попадает в окрестность аттрактора, то она остается там навсегда. Если начальная точка траектории лежит на аттракторе, то траектория будет всегда находиться на аттракторе. Все множество (аттрактор), строго говоря, есть объединение всех целых траекторий системы, выпущенных из каждой его точки. Возникает вопрос: при каких условиях это множество может быть описано одной типичной траекторией? Ответ здесь следующий: система должна порождать эргодическую динамику, т.е. на аттракторе не должно существовать другого подмножества ненулевой меры, строго инвариантного относительно разрешающего оператора. Из этого следует, что каждая типичная траектория всюду плотна на аттракторе, и инвариантную эргодическую меру каждого подмножества на аттракторе можно определить через время, которое проводит траектория на этом подмножестве. Итак, климат, порождаемый моделью климатической системы (1), можно определить через состояния, которые система проходит на своем аттракторе, а все статистические характеристики че-

рез вероятностную эргодическую меру, порождаемую системой на своем аттракторе.

Мы также знаем, что аттрактор системы хаотический, т.е. все траектории на нем неустойчивы по Ляпунову. Это означает, что если мы в начальный момент времени зададим множество начальных данных ненулевой меры в окрестности одной начальной точки, то с течением времени траектории, выпущенные из этой малой окрестности разбегутся, а заданная мера будет сходиться к равновесной (инвариантной) мере, которую можно назвать климатической. Вследствие эргодичности эту меру и все статистические характеристики, порождаемые ею, можно вычислять, как это было сказано выше, на основе одной типичной траектории.

В чем же, собственно, достоинства данного подхода?

Они заключаются в том, что хотя траектории системы на аттракторе неустойчивы по Ляпунову, сам аттрактор как множество и мера на нем, определяющая все статистические характеристики, могут быть устойчивы не только по Ляпунову, но и устойчивы к постоянно действующим возмущениям. Следовательно, объекты будут устойчивы, а это то, что нужно.

Понятие аттрактора климатической системы имеет еще и другой позитивный аспект. Можно показать, что в определенных случаях аттрактор может быть аппроксимирован другими объектами, порождаемыми исходной системой, например, неустойчивыми периодическими орбитами. Тогда некоторые физические явления могут быть объяснены с помощью орбит, в окрестности которых типичная траектория находится в определенный промежуток времени. Для хаотических аттракторов большой размерности, типичных для климатических моделей, теорем их аппроксимации периодическими орбитами не существует (такие теоремы существуют для гиперболических систем), однако результаты численных расчетов показывают, что такая аппроксимация имеет место [4].

Рассмотрим снова конечномерную аппроксимацию системы (1). Как уже отмечалось, ее можно рассматривать как исходную модель, сравнивая результаты моделирования непосредственно с наблюдениями. Предполагая устойчивость меры и ее эргодичность, проблемы оценки качества модели на первый взгляд не существует. Ее действительно не было бы, если бы было известно, какие ключевые характеристики определяют чувствительность системы к малым внешним воздействиям. (Можно сказать, конечно, что достаточным условием будет близость всех моментов, но это предположение будет иметь только теоретический смысл). Чтобы ответить на этот вопрос, в принципе достаточно построить оператор отклика системы на малые внешние воздействия, посмотреть, чем этот оператор определяется, и сравнить параметры, определяющие этот оператор, с наблюдаемой величиной этих параметров. (Вообще говоря, желательно иметь теорему сходимости конечномерного оператора к его бесконечномерному аналогу).

Итак, пусть мы имеем конечномерную климатическую модель, аппроксимирующую в некотором смысле систему (1):

$$\frac{du_i}{dt} = F_i(u_i) + f_i. \quad (2)$$

Система (2) порождает свой аттрактор и меру на нем. Желательно, чтобы эта мера была устойчивая и гладкая, чтобы можно было использовать идеи линеаризации. К сожалению, доказать гладкость меры для системы (2) в общем случае невозможно, поэтому, чтобы двигаться дальше нужна какая-то регуляризация, которая бы обеспечила искомую гладкость меры. В качестве такой регуляризации можно взять малый аддитивный шум в правой части системы (2), т.е. рассмотреть следующую систему:

$$\frac{du_i}{dt} = F_i(u_i) - f_i - \varepsilon \eta(t), \quad u_i \in \mathbb{R}^n. \quad (3)$$

(Условия на шум мы обсудим позже).

Как можно обосновать (3)? Шум можно рассматривать как некоторую параметризацию процессов подсеточного масштаба, которую детерминировать в принципе через решение обратной задачи не можем. В результате мы получили нелинейную динамико-стохастическую задачу. На первый взгляд постановка задачи чрезвычайно усложнена, однако такая постановка неожиданно дает искомый результат. В принципе, задача шума состоит в том, чтобы сингулярные меры превращать в гладкие, что дает возможность доказывать гладкость мер в широком диапазоне правых частей. В качестве примера можно привести уравнения двумерной несжимаемой жидкости, для которых гладкость, устойчивость и эргодичность меры доказываются даже для бесконечномерной постановки [5].

В простейшем случае можно принять что  $\eta(t)$   $\delta$  – коррелированный по времени изотропный однородный гауссов шум, так что  $(\eta_i(t)\eta_j(t')) = 2\delta_{ij}\varepsilon^2\delta(t-t')$ , где  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера,  $\delta$  – функция Дирака.

В этом случае для плотности функции распределения можно использовать уравнение Фоккера-Планка, и дальнейшие рассуждения вести в терминах его решения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}((F_i(u_i) + f_i)\rho) = \varepsilon^2 \Delta \rho. \quad (4)$$

В (4) оператор Лапласа является N-мерным. Добавляя в правую часть (3) гауссов шум, мы, естественно, выходим за пределы аттрактора системы (2) во все N-мерное пространство.

Теперь нужно доказать, что:

1) система (4) имеет единственное решение в классе функций распределения:

$$\rho(t) \geq 0, \int \rho du = 1, \rho_0 \geq 0;$$

2) система (4) имеет единственное стационарное решение в классе функций распределения;

3) имеет место сходимость  $\rho(t) \rightarrow \bar{\rho}$  для любого начального  $\rho_0$ ;

4) имеет место гладкость и непрерывная зависимость  $\bar{\rho}$  от  $\delta f$ .

Если (1) и (2) имеют место, то (3) доказывается сравнительно несложно [6]. Нетрудно показать, что относительная энтропия  $\int \rho \ln(\rho / \bar{\rho}) du \equiv S(t)$  есть функция Ляпунова, т.е.  $S(t) > 0$ ,  $\frac{\partial S}{\partial t} < 0$  и  $\frac{\partial S}{\partial t} = 0$  только если  $\rho = \bar{\rho}$ .

Пусть  $(u) = \int u \rho du$  и  $(u_1) = \int u \rho_1 du$ , где  $\rho_1$  есть решение возмущенной задачи:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \text{div}(F_h(u_1) + f_h + \delta f_h) \rho_1 = \varepsilon^2 \Delta \rho_1,$$

и нашей задачей теперь является построение оператора  $M$ , связывающего  $(\delta u)$  с  $\delta f$ :  $(\delta u) = M \delta f$ .

Если  $\delta f$  мало, то в первом приближении  $M$  можно считать линейным оператором.

Соотношение, которое в результате должно получиться, называется диссипационно-флуктуационным соотношением, и оно всегда существует, если справедливо уравнение Фоккера-Планка и выполняются приведенные выше условия [6]. Не вдаваясь в подробности получения этого соотношения, выпишем окончательный результат:

$$(\delta u_i(t)) = \int_0^t (u_i(t) \frac{\partial \ln \bar{\rho}}{\partial u_j}(t^1)) dt^1 \delta f^j(t^1).$$

Если  $\bar{\rho}$  - гауссово распределение, то  $M(t) = \int_0^t \tilde{C}(t) \tilde{C}^{-1}(0) dt$ , где  $\tilde{C}(t)$  - ко-

вариационная матрица со сдвигом  $t$ .

Отметим далее глубокую связь между пунктами (3) и (4). Существует теорема, согласно которой все экспоненциально притягивающие аттракторы устойчивы в хаусдорфовой метрике к возмущениям параметров систем, их порождающих [7, 8].

В этом смысле доказательство экспоненциальной сходимости  $\rho(t)$  к  $\bar{\rho}$  доказывает устойчивость  $\bar{\rho}$  по отношению к возмущению  $f$  (такие результаты можно получить для галеркинской аппроксимации двумерных уравнений Навье-Стокса из работы [5]). С другой стороны, скорость сходимости  $\rho(t)$  к  $\bar{\rho}$  определяет предсказуемость первого рода, если мы рассматриваем модель (3) как модель прогноза погоды (прогноза траектории системы). Поскольку скорость притяжения функции распределения к стационарной определяет и степень устойчивости последней, которая в свою очередь должна определять чувствительность системы к малым внешним воздействиям, то можно ожидать, что система с сильно неустойчивыми траекториями должны быть слабо чувствительна к малым внешним воздействиям. Тем самым формулируется функционал - характерное время притяжения  $\rho(t)$  к  $\bar{\rho}$ , связывающее модели прогноза погоды и модели климата.

Рассмотрим эту задачу на примере линейной динамико-стохастической модели.

Пусть мы имеем задачу:

$$\frac{dw}{dt} + At = \eta(t), \quad t \in \mathbb{R}^+, \quad A = N \times N \quad \text{квадратная постоянная матрица,}$$

$\eta(t) = \delta$  – коррелированный по времени случайный гауссов процесс,

$$\langle \eta \rangle = 0, \quad \text{Re } \lambda_i(A) \geq 0, \quad i = 1, \dots, N.$$

Известно, что ковариационная матрица со сдвигом для процесса  $w(t)$  есть:  $\tilde{C}(t) = \exp(-At)C_0$ , где автоковариационная матрица без сдвига удовлетворяет уравнению Ляпунова:

$$AC_0 + C_0A^* = 2Q,$$

где  $Q$  – ковариационная матрица шума,  $A^*$  – матрица, транспонированная к  $A$ .

Рассмотрим сходимость некоторых функционалов от решения  $w$  к их равновесному значению. Для ковариационной матрицы без сдвига справедливо уравнение:

$$\frac{dC}{dt} + AC + CA^* = 2Q. \quad (7)$$

Решение этой задачи будет иметь вид:  $C(t) = \exp(-At)(-C_0 + C(0))\exp(-A^*t) + C_0$ , или

$$C(t) - C_0 = -\exp(At)(C_0 - C(0))\exp(-A^*t).$$

Если принять для простоты, что в начальный момент решение задается точно, то, имея в виду формулу для ковариационной матрицы со сдвигом, получим:

$$C(t) - C_0 = -\tilde{C}(t)C_0^{-1}\tilde{C}^*(t). \quad (8)$$

Из (8) следует, что характерное время сходимости  $C(t)$  к  $C_0$  связано с характерным временем убывания корреляций в автоковариационной матрице.

Равновесный отклик системы (6) на возмущение правой части есть:  $(\delta u) = A^{-1}\delta f$ .

Матрица  $A^{-1}$  может быть выражена через автоковариационную матрицу со сдвигом следующим образом:

$$A^{-1} = \int_0^{\infty} \exp(-At)dt = \int_0^{\infty} \tilde{C}(t)C_0^{-1}dt \equiv \int_0^{\infty} R(t)dt \equiv M.$$

Это есть флуктуационно-диссипационное соотношение.

Пусть на диагонали матрицы  $R(t)$  стоят члены  $\exp(-t/T_{ii})$  (например, при записи этой матрицы в базисе из естественных ортогональных векторов) и пусть  $\delta f = e_{ii}$  ( $e$ -арифметический базис). Тогда равновесный отклик проекции  $\delta u$  на  $e_i$  можно вычислить следующим образом:

$$(\delta u, e_i) = (Me_i, e_i) = \int_0^{\infty} \exp(-t/T_{ii})dt = T_{ii}.$$

Этот результат означает, что характерное время декорреляции на подпространстве определяет чувствительность системы на этом подпространстве (форсинг и проекция отклика лежат на этом подпространстве).

Для произвольной диссипативной системы, обладающей хаотическим аттрактором, справедливо также утверждение, что характерные времена разбегания траекторий, определяющих предсказуемость первого рода, и время расщепления корреляций являются величинами одного порядка, т.е. предсказуемость первого рода и чувствительность системы к малым внешним воздействиям связаны между собой.

Мы рассмотрели несколько математических задач, которые можно отнести к так называемой математической теории климата [9]. (Напомним, что А.А. Дородницын, Б.И. Извеков, М.Е. Швец [10] под математической теорией общей циркуляции атмосферы понимали возможность ее описания с помощью уравнений геофизической гидродинамики). Можно также рассмотреть математические задачи физической теории климата, основой которой является анализ ключевых физических процессов, ответственных за формирование средних состояний и изменчивости различных физических полей (температуры, скоростей, осадков и т.п.). Например, теория циклогенеза напрямую связана с теорией гидродинамической устойчивости, а та в свою очередь с теорией устойчивости по Ляпунову. Здесь существует фундаментальная проблема оценки показателей Ляпунова для усредненных по заданному интервалу времени движений системы. Очень важными представляются теоремы, связывающие каскад энергии по спектру с характеристиками пространств, в которых существуют решения. Последняя задача очень актуальна в теории климата и теории предсказуемости траекторий и поэтому мы остановимся на ней несколько подробнее.

Рассмотрим уравнение, описывающее динамику двумерной несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + J(\psi, \omega) = \mu \Delta \omega, \quad \omega_{t=0} = \omega_0.$$

Это задача о так называемой затухающей турбулентности. При  $\mu = 0$  система (9) при подходящих начальных условиях и краевых условиях обладает бесконечным множеством интегральных инвариантов, из которых существенными являются два квадратичных инварианта: энергия и энстрофия. Ясно, что при этом сохраняется и средний квадрат волнового числа:  $\bar{k}^2 = \bar{\omega}^2 / E$  (энстрофия, деленная на энергию).

Поскольку  $\omega = \Delta \psi$ ,  $\psi$  – функция тока, и  $E = -(\omega, \psi) / 2$ ,  $\bar{\omega}^2 = (\omega, \omega) / 2$ ,  $(J(\psi, \omega), \omega) = 0$ ,  $(J(\psi, \omega), \psi) = 0$ , то уравнения для энергии и энстрофии будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} &= -\mu(\Delta \omega, \Delta \psi) - \mu(\omega, \Delta \omega) - 2\mu \bar{\omega}^2 \\ \frac{\partial \bar{\omega}^2}{\partial t} &= \mu(\Delta \omega, \omega) - 2\mu(\nabla \omega, \nabla \omega), \end{aligned} \quad (10)$$



Пусть  $\omega_0$  имеет такую спектральную структуру, что ее масштаб лежит вдали от масштаба, на котором идет основная диссипация. Из физических соображений ясно, что поток энергии и энтропии должен идти из той спектральной области, где они находятся, в ту область, где они диссипируют. Устремим теперь  $\mu$  к нулю. Поскольку энтропия системы ограничена, то при  $\mu \rightarrow 0$  член в правой части первого уравнения (10) должны стремиться к 0, т.е. диссипация энергии в системе будет отсутствовать, и каскада энергии в сторону высоких волновых чисел не будет. Градиент же завихренности может не быть ограниченным (это зависит от гладкости начальных данных), так что при  $\mu \rightarrow 0$  член в правой части второго уравнения (10) может не стремиться к 0, и диссипация энтропии не исчезает, так что будет наблюдаться каскад энтропии в сторону высоких волновых чисел. Если теперь воспользоваться теорией размерности и положить, что энергия в инерционном интервале на  $k$ -том волновом числе определяется самим волновым числом и потоком энтропии, то нетрудно получить, что наклон распределения энергии в инерционном интервале будет иметь закон  $k^{-3}$ . Таким образом, физический результат здесь тесно связан с результатом математическим о пространствах, в которых задача (9) глобально разрешима.

То, что наклон спектрального распределения в инерционном интервале (асимптотически) в двумерной жидкости должен следовать закону  $k^{\delta(3+\alpha)}$  следует из условия существования энтропии и энергии (принадлежности завихренности и скоростей пространству функций, интегрируемых с квадратом). Действительно, рассмотрим на двоякопериодическом торе спектральную задачу:  $\Delta\psi_k = -\lambda_k\psi_k$ .

Известно, что в этом случае:  $\lambda_k = m^2 + n^2$ ,  $(\psi_k, \psi_j) = \delta_{kj}$ , и набор собственных функций полон в  $L_2$ :  $\psi = \sum \alpha_k \psi_k$ .

$$\begin{aligned} \text{Тогда} \quad E &= -(\Delta\psi, \psi) = \sum k^2 (\psi_k, \psi_k) \alpha^2 = \sum E_k. \\ (\omega, \omega) &= (\Delta\psi, \Delta\psi) = \sum k^2 E_k \end{aligned}$$

Из того, что эти ряды сходятся, следует, что  $k^2 E_k$  должно стремиться к нулю быстрее, чем  $k^{-1}$ , следовательно,  $E_k$  должно стремиться к нулю быстрее, чем  $k^{-3}$ .

Получение распределения энергии по спектру для двумерной и трехмерной турбулентности как строго математический результат есть очень важная и интересная задача.

Поскольку каскад энергии по спектру напрямую связан с предсказуемостью первого рода в различных спектральных интервалах, то можно утверждать, что этот процесс также тесно связан с чувствительностью системы к малым внешним воздействиям, имея в виду, что сами каскады также определяют время расцепления корреляций.

Можно также показать, что распределение энергии по спектру в инерционном интервале определяет и зависимость размерности аттрактора от параметров задачи. Рассмотрим эту задачу для системы уравнений, описывающих динамику двумерной несжимаемой жидкости на вращающейся сфере.

Запишем уравнение, описывающее динамику двумерной вязкой несжимаемой жидкости на вращающейся сфере в следующем виде:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + J(\psi, \omega + l) = \mu \Delta \omega + f, \quad (11)$$

где  $\omega = \Delta \psi$ ,  $\psi$  – функция тока,  $\omega$  – завихренность,  $l$  – параметр Кориолиса,  $l = 2\Omega \sin \varphi$ ,  $\Omega$  – угловая скорость вращения Земли,  $\varphi$  – широта,  $J$  – якобиан:

$$J(\eta, \psi) = \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} - \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial \varphi} \right), \quad a - \text{радиус Земли, } f - \text{внешнее воздействие, которое для простоты будем считать независимым от времени, } \Delta - \text{оператор Лапласа на сфере.}$$

Пусть  $G = \frac{\|f\|}{\lambda_1^2 \mu^2}$  – число Грассгофа,  $\lambda_1$  – модуль минимального по модулю собственного числа оператора Лапласа на сфере ( $\lambda_1 = 2/a^2$ ).

В работе [11] была получена оценка хаусдорфовой размерности аттрактора системы (11) следующего вида:

$$\dim_H A \leq a G^{2/3} (b + \ln G)^{1/3}, \quad (12)$$

где  $a, b$  – положительные константы, значения которых в данном случае не существенны.

Эти оценки были получены на основе исследования следа линеаризованного оператора. Возникает вопрос о физическом смысле степенной зависимости размерности  $A$  от числа Грассгофа в формуле (12). Другими словами можно сформулировать следующий вопрос: возможно ли построить некую физическую модель, которая объясняла бы формулу (12)?

Предположим, что правая часть  $f$  лежит в таком спектральном диапазоне, что модель (11) порождает инерционный интервал, в котором энергия и энтрофия передаётся от масштаба к масштабу без диссипации только за счёт нелинейных взаимодействий, и, следовательно, практически вся диссипация осуществляется на масштабе Колмогорова или Крейчнана, вычисленном либо по энергии, либо по энтрофии. Поскольку эти масштабы различны, то размерность аттрактора будет определяться тем, какой именно процесс – каскад энтрофии или каскад энергии – определяет масштаб диссипации, или, если оба, то в каком соотношении. При этом ясно, что размерность подпространства, в котором происходит передача энергии от масштаба  $f$  до самого крупного масштаба фактически от  $\|f\|$  не зависит.

Наклон распределения энергии  $E(k)$  от волнового числа в двумерной турбулентности обычно объясняется для так называемой разрушающейся турбулентности, когда  $f \equiv 0$  и  $\mu \rightarrow 0$  (энергия накачивается только в начальный момент времени). В этом случае при определённой гладкости начальных условий может существовать каскад энтрофии, но не существовать каскада энергии ( $\mu \|\nabla \omega\|^2$  не стремится к 0, но  $\mu \|\omega\|^2$  стремится к 0 [12]). Тогда из соотношений размерности нетрудно получить, что  $E(k) \sim k^{-3}$ . Однако при  $\|f\| \neq 0$  в

случае больших (но конечных) чисел Гриссгофа мы уже будем иметь и диссипацию энергии, то есть в этом случае будет наблюдаться и каскад энергии, и каскад энтропии [13]. Именно соотношение этих каскадов и будет определять наклон  $E(k)$  в инерционном интервале, а, следовательно, по нашей гипотезе и зависимость размерности аттрактора от числа Грассгофа.

Обозначим масштаб Колмогорова через  $l_{d_\varepsilon}$ , а масштаб Крейчнана через  $l_{d_\eta}$ . Предположим, что эти масштабы определяются либо потоком энергии по спектру  $\varepsilon$  и коэффициентом диффузии  $\mu$  в случае масштаба Колмогорова, либо потоком энтропии  $\eta$  и коэффициентом диффузии в случае масштаба Крейчнана.

Размерность аттрактора оценим через отношение характерного внешнего масштаба к масштабу диссипации:

$$N = \left( \frac{l_0}{l_d} \right)^2. \quad (13)$$

Для сферы под  $l_0^2$  будем понимать величину  $1/\lambda_1$ .

Поясним соотношение (13), считая, что базисными функциями в пространстве, которому принадлежит решение системы (11), являются сферические гармоники. Известно, что параметры  $n, m$  сферических гармоник задают масштабы по  $\varphi, \lambda$ . Каждое  $n$  порождает подпространство размерности  $2m + 1$ ,  $|m| \leq n$ , так что, например, при фиксированном  $n$  и треугольном усечении будем иметь  $\frac{n(2n+1)}{2}$  сферических гармоник, т.е. размерность подпространства, задаваемого этими гармониками, будет  $\sim n^2$  при достаточно большом  $n$ .

Из соображений размерности будем иметь [12]:

$$l_{d_\varepsilon} = \varepsilon^{-1/4} \mu^{3/4} - \text{масштаб Колмогорова}, \quad (14)$$

$$l_{d_\eta} = \eta^{-1/6} \mu^{1/2} - \text{масштаб Крейчнана},$$

где  $\varepsilon$  – поток энергии,  $\eta$  – поток энтропии в инерционном интервале (безразмерные константы для кратности записи опускаем).

Таким образом, нашей задачей будет установление зависимости  $N$  от числа Гриссгофа в двух случаях:  $l_d = l_{d_\varepsilon}$  и  $l_d = l_{d_\eta}$ . Поскольку  $l_{d_\eta}$  больше  $l_{d_\varepsilon}$  (наклон функции  $E_k$  от  $k$  ( $k$  – волновое число) «круче», если он определяется только потоком энтропии), то кажется разумным считать, что зависимость  $N = f(l_{d_\eta})$  должна давать оценку снизу для истинной зависимости, а  $N = f(l_{d_\varepsilon})$  – оценку сверху.

Умножим уравнение (11) скалярно на  $\omega$  и усредним по времени. Получим:

$$\overline{\mu(\Delta\omega, \omega)} = -\overline{(f, \omega)}. \quad (15)$$

Далее, умножим уравнение (11) скалярно на  $\psi$  и усредним по времени. Имея в виду, что  $\psi = \Delta^{-1}\omega$ , получим:

$$\overline{\mu(\omega, \omega)} = -\overline{(f, \Delta^{-1} \omega)}. \quad (16)$$

Соотношения (15) и (16) есть соотношения между диссипацией энстрофии и её генерацией и диссипацией энергии и её генерацией. В силу наших предположений можно положить, что

$$\begin{aligned} \eta &= -\overline{\mu(\Delta \omega, \omega)} = \overline{(f, \omega)}, \\ \varepsilon &= -\overline{\mu(\omega_1, \omega)} = \overline{(f, \Delta^{-1} \omega)}. \end{aligned} \quad (17)$$

(В дальнейшем черту сверху для простоты записи будем опускать.)

$$\text{Имеем: } \eta \leq \|f\| \|\omega\|, \quad \varepsilon \leq \|f\| \|\Delta^{-1} \omega\| \leq \frac{\|f\| \|\omega\|}{\lambda_1}.$$

На аттракторе системы (1) имеем оценку [14]:  $\|\omega\| \leq \frac{\|f\|}{\lambda_1 \mu}$ .

Таким образом, будем иметь:  $\eta \leq \lambda_1^3 \mu^3 G^2$ ,  $\varepsilon \leq \lambda_1^2 \mu^3 G^2$ .

Отсюда:  $l_{d_\eta} \geq \lambda_1^{-1/2} G^{-1/3}$ ,  $l_{d_\varepsilon} \geq \lambda_1^{-1/2} G^{-1/2}$ .

Следовательно, мы получили следующие оценки для «нижней» и «верхней» зависимости размерности аттрактора от числа Грассгофа:  $N_\eta \leq G^{2/3}$ ,  $N_\varepsilon \leq G$ .

Нетрудно видеть, что строгая оценка зависимости размерности аттрактора от числа Грассгофа лежит между этими двумя оценками.

Поскольку  $\frac{\ln x}{x^\alpha} \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ ,  $\alpha > 0$ , то можно заключить, что основной вклад при больших числах Грассгофа в формирование характеристик инерционного интервала вносит каскад энстрофии.

В заключение отметим, что результаты данной работы объясняют, почему имеет место близость поведения зависимости размерности аттрактора двухслойной модели атмосферы от нормы правой части, вычисленной по распределению показателей Ляпунова и числа независимых степеней свободы динамики на аттракторе, вычисленной по распределению «энергии» соответствующих естественных ортогональных функций, полученной в работе [15].

В качестве следующего примера рассмотрим одно атмосферное явление, которое имеет глобальный отклик, хотя по своей сути является региональным. Мы имеем в виду КДК – квазидвухлетние колебания зонального ветра в экваториальной стратосфере, при этом мы остановимся лишь на проблеме синхронизации фаз двух слабо связанных осцилляторов. Само КДК является одним из наиболее ярких (если не самым ярким) проявлений нелинейного взаимодействия волн со средним потоком. Не вдаваясь в детали, КДК можно представить как нелинейный осциллятор, функционирующий в узкой экваториальной зоне стратосферы за счет взаимодействия планетарных (распространяющихся вверх) волн с зональным потоком в слоях в окрестности критических уровней и коротких гравитационных волн с зональным потоком за счет передачи ему импульса в процессе их обрушения. Период КДК определяется величиной энергии волн на уровне тропопаузы и несколькими ключевы-

ми параметрами стратосферы. Было давно замечено, что сам период КДК не постоянен, лежит в пределах от 18 до 36 месяцев. Однако, если построить гистограммы периодов на разных высотах, то можно заметить, что в верхних слоях стратосферы частоты периодов имеют максимумы в периоды, кратные 6 месяцам. Известно, что на уровне мезопаузы в экваториальной атмосфере имеются сильно развитые полугодовые колебания зонального ветра, которые можно рассматривать как независимый осциллятор, слабо взаимодействующий с КДК. Утверждение о слабом взаимодействии вполне разумно, ибо в работах [16–19] было показано, что период КДК формируется главным образом в нижней стратосфере за счет взаимодействия планетарных волн со средним потоком, а короткие гравитационные волны лишь подкачивают в систему недостающую энергию. Таким образом, КДК мы можем рассматривать как осциллятор с мультипликативным шумом и частичной синхронизацией с полугодовыми колебаниями в мезосфере. Математическая формализация такого представления еще не исследована, хотя количество результатов численных экспериментов с моделями различного уровня сложности достаточно велико для того, чтобы такое представление считать вполне разумным.

### *Литература*

1. *Кобельков Г.М.* Существование решения в целом для уравнений динамики океана // ДАН. 2006. Т. 407(4). С. 457–459.
2. *Gorshkov A.V.* Uniqueness of a solution to the problem of atmospheric dynamics // J. of mathematical sciences. 2010. V. 167(3). P. 340–357
3. *Друца А.В., Кобельков Г.М.* О сходимости разностных схем для уравнений динамики океана // Математический сборник. 2012. Т. 203. № 8. С. 17–38.
4. *Грицун А.С.* Связь периодических траекторий и мод изменчивости баротропной модели крупномасштабной динамики атмосферы // ДАН. 2011. Т. 438(1). С. 105–109.
5. *Shirikyan A.* Ergodicity for a class of Markov processes and applications to randomly forced PDE's // Rus. J. of Math. Physics. 2005. V. 12(1). P. 81–96.
6. *Risken H.* The Fokker-Plank equation. Berlin: Springer-Verlag, 1989. 472 p.
7. *Бабин А.В., Вишик М.И.* Аттракторы эволюционных уравнений. М.: Наука, 1989. 293 с.
8. *Корнев А.А.* Об аппроксимации аттракторов полудинамических систем // Мат. сб. 2001. Т. 192. № 10. С. 19–32.
9. *Дымыников В.П., Филатов А.Н.* Основы математической теории климата М.: ВИНТИ, 1994. 254 с.
10. *Дородницын А.А., Извеков Б.И., Швец М.Е.* Математическая теория общей циркуляции атмосферы // Метеорология и гидрология. 1939. №4. С. 32–41.
11. *Lyin A.A.* Navier-Stokes equations on the rotating sphere. A simple proof of the attractor dimension estimate // Nonlinearity. 1994. V. 7. P. 31–39.
12. *Мошин А.С.* Теоретические основы геофизической гидродинамики. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 424 с.
13. *Tung K.K., Orlando W.W.* The  $k(-3)$  and  $k(-5/3)$  energy spectrum of atmospheric turbulence: quasigeostrophic two-level model simulation // J. Atmos. Sci. 2003. V. 60(6). P. 824–835.

14. Дымников В.П. Устойчивость и предсказуемость крупномасштабных атмосферных процессов. М.: ИВМ РАН, 2007. 282 с.
15. Дымников В.П., Грищун А.С. Ляпуновские показатели и размерность аттрактора двуслойной бароклинной модели атмосферной циркуляции // ДАН. 1996. Т. 347. № 4. С. 535–538.
16. Кулямин Д.В., Володин Е.М., Дымников В.П. Моделирование квазидвухлетних колебаний зонального ветра в экваториальной стратосфере, 1, Малопараметрические модели // Изв. РАН. ФАО. 2008. Т. 44. № 1. С. 5–20.
17. Кулямин Д.В., Дымников В.П. Спектральные характеристики квазидвухлетних колебаний экваториального стратосферного ветра и проблема синхронизации // Изв. РАН. ФАО. 2010. Т. 46. № 4. С. 467–486.
18. Dymnikov V.P., Kulyamin D.V. Structural stability of quasi-biennial oscillations of zonal wind in equatorial stratosphere // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2010. V. 25. № 3. P. 235–252.

## Глобальное потепление в реальности и в климатических моделях

*Р.И. Нигматулин, Н.В. Вакуленко, Д.М. Сонечкин*

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва

Не ослабевают, выходя иногда даже за рамки научной этики, дебаты о причинах и дальнейшем развитии современного изменения климата. Изучая его, надо иметь в виду все факторы, которые влияют на энергетический баланс климатической системы и, следовательно, могут изменять среднегодовую приземную температуру воздуха. Помимо широко обсуждаемого изменения в составе атмосферы, вызванного как деятельностью человека, так и естественными причинами (например, поглощением и/или выделением углекислого газа океаном и растительностью), надо учитывать колебания суммы и спектрального состава приходящей к Земле солнечной радиации, ее поглощения и переизлучения внутри климатической системы. Крайне важны также обратные связи, через посредство которых климатическая система приспосабливается к изменениям внешних воздействий на нее. К их числу относятся, в частности, изменения отражательной способности Земли по отношению к падающей на нее солнечной радиации (альбедо). Само альбедо меняется в зависимости от характера облачного, снежного и ледового покровов Земли, которые, в свою очередь, зависят от температуры, т.е. обусловлены обратными связями внутри нелинейной климатической системы.

При изучении изменений климата важен также их временной масштаб. Так, интересуясь сезонными и междугодовыми вариациями температуры, которые уже нельзя назвать погодными, но еще нельзя назвать климатическими, допустимо полагать, что газовый состав атмосферы, количество и состав приходящей к Земле солнечной радиации неизменны. У самой же климатической системы допустимо рассматривать только ее атмосферную компоненту с учетом других ее компонент в качестве медленно меняющихся (сезонных) граничных условий. Именно на этих основаниях построены современные гидродинамические модели общей циркуляции атмосферы, используемые при численном прогнозе погоды на несколько дней вперед.

Интересуясь вариациями температуры порядка десятилетия – столетия, которые обычно уже называют короткопериодными колебаниями климата, желательно учитывать циклические изменения падающей на Землю солнечной радиации – циклы Швабе, Хейла, Глейссберга. Эти циклы очень слабы энергетически, но в нелинейных динамических системах никакое внешнее воздействие не проходит бесследно («капля камень точит»). Надо только помнить, что в нелинейных системах эффекты одновременных внешних воздействий не просто складываются. Поэтому очень трудно, а зачастую просто невозможно, вычленить эффект одного какого-то воздействия из совокупного эффекта всех воздействий. Отсюда проистекает неимоверная сложность выявления причин современного изменения климата.

Изучая климатические колебания масштаба десятилетия – столетия, нельзя не учитывать изменение теплосодержания сезонного термоклина (слоя океанской воды толщиной в 200–300 метров), и даже более глубоких слоев океана. В более далекой перспективе многих столетий и тысячелетий определяющими для изменений климата становятся ритмические изменения солнечной радиации, связанные с особенностями орбитального движения Земли вокруг Солнца, такие как циклы Миланковича. Надо учитывать также взаимодействия климатических и биогеохимических процессов в полной динамической системе Земли.

Анализ вариации температуры в масштабах десятилетия – столетия, которые особенно важны для современных людей, уместно начинать с рассмотрения указанных в IPCC2007 средних характеристик энергетического баланса системы атмосфера-океан-поверхность суши. При условии энергетического равновесия каждый квадратный метр поверхности Земли получает в среднем за год примерно 341 ватт лучистой энергии от Солнца, но поглощает только 240 ватт. Поглощенная энергия идет, в конечном итоге, на нагревание океана (основная часть), почвы и атмосферы (на порядок меньшие части). Как всякое нагретое тело Земля излучает длинноволновую радиацию в космос. Соответствующая этому излучению температура в  $-17^{\circ}\text{C}$  наблюдается в атмосфере на высоте около 5 км. Она ниже наблюдаемой средней приземной температуры на  $32^{\circ}\text{C}$ . Эта разница есть следствие естественного парникового эффекта, не менее чем на три четверти обусловленного содержащимся в атмосфере водяным паром. IPCC2007 считает, что с начала индустриальной эры к вышеуказанной величине в 240 ватт/м<sup>2</sup> уже добавилось примерно 2 ватта, а после удвоения концентрации углекислого газа эта добавка возрастет до 3.7 ватта. Упоывая на то, что добавка в 2 ватта реальна, IPCC2007 заключил, что сейчас существует радиационный дисбаланс между приходящей к Земле и уходящей от нее в космос радиацией, равный 0.35 ватт/м<sup>2</sup>. Некоторые наиболее активные сторонники антропогенной природы современного глобального потепления [1] даже увеличивают эту величину до 0.85 ватт/м<sup>2</sup>. Декларируется, что именно этот дисбаланс является причиной роста средней глобальной температуры (тренда) примерно на  $0.6^{\circ}\text{C}$  за последние 100–150 лет.

Из-за малости дополнительного радиационного форсинга, обязанного росту концентрации парниковых газов ( $\Delta Q$ ), для расчета вызываемого им прироста приземной температуры воздуха ( $\Delta T_0$ ) во всех опубликованных до настоящего времени исследованиях используется простейшая линейная зависимость:

$$\Delta T_0 = G \Delta Q, \quad (1)$$

где  $G$  – так называемая климатическая чувствительность к этому форсингу без учета обратных связей в климатической системе. Обычно принимается, что  $G \approx 0,3^{\circ}\text{C}/\text{вт}\cdot\text{м}^2$ , так что после удвоения концентрации углекислого газа к концу XXI века ожидаемый прирост температуры составит около одного градуса. Обратные связи (прежде всего за счет неизбежного в теплеющей атмосфере роста концентрации водяного пара) принято учитывать как линейную добавку к форсингу



$$\Delta T = G \Delta Q + f \Delta T \quad (2)$$

Тогда, с учетом (1), получается, что при величине  $f$ , близкой к единице, результирующей прирост температуры

$$\Delta T = \frac{\Delta T_0}{1 - f} \quad (3)$$

может быть существенно более одного градуса. Интегрирования климатических гидродинамических моделей, на которые ссылается IPCC2007, подтверждают это, предсказывая на конец XXI века потепление на 3°C в среднем (от 2°C до 6°C для отдельных моделей).

Климатологи, которые не согласны с решающей ролью человека в современном потеплении (так называемые «скептики»), приводят три аргумента, ставящих под сомнение этот вывод. Во-первых, «скептики» говорят, что существующий уровень понимания обратных связей в климатической системе недостаточен для сколько-нибудь надежного расчета их вклада в изменение радиационного баланса климатической системы. Прежде всего нет согласия, является ли обратная связь с облачностью положительной ( $f > 0$ ) или отрицательной ( $f < 0$ )? Действительно, в северной полярной области потепление должно приводить к росту общего количества слоистообразной облачности. Это воспрепятствует уходу длинноволнового излучения с подстилающей поверхности и из самых нижних слоев тропосферы в космос. Так что обратная связь с первичным потеплением кажется там положительной:  $f > 0$ . Но в низких широтах потепление должно приводить к увеличению испарения и тем самым к росту количества кучевых облаков, обладающих более высоким альбедо, чем альбедо открытой водной поверхности, занимающей большую часть тропиков. За счет этого обратная связь должна быть отрицательной:  $f < 0$ . Но одновременно, как считают, будет расти влажность тропической тропосферы, и это будет создавать положительную связь. Начиная с пионерских работ М.И. Будыко и У.В. Селлера, в современных климатических моделях принимается, что интегрально альбедная обратная связь является положительной. Однако многие не согласны с этим [2].

Во-вторых, «скептики» указывают, что современные климатические гидродинамические модели, даже наиболее продвинутые модели проекта CMIP5 (Coupled Model Intercomparison Project, stage 5), не в состоянии адекватно воспроизвести приостановку глобального потепления 1940–1960-х годов даже задним числом. Более того, модели CMIP5 правильно воспроизводят температурный режим первой половины XX века только при условии, что в них примерно в два раза преувеличены вариации падающей на Землю солнечной радиации в 11-летнем цикле солнечной активности. Если же используются вариации, соответствующие данным наблюдений, то глобальная температура моделируется как почти неизменная в течение всей первой половины XX века [3].

Обратим особое внимание на воспроизведение моделями динамики климата в низких широтах. Эти широты являются критически важными для описания предполагаемого трехкратного усиления отклика климатической сис-

темы на антропогенный форсинг из-за обратной связи с водяным паром, основная масса которого сосредоточена в тропической атмосфере. Как показано в работах [4, 5], модели показывают в низких широтах тренд приземной температуры воздуха существенно более слабым, чем тренд в средней тропосфере, а в более высоких широтах – наоборот. Это, вроде бы, соответствует данным наблюдений [6]. Однако при удвоении концентрации углекислого газа модельный тренд в средней тропической тропосфере оказывается на 100-300% выше, чем в реальности. Это несоответствие связано с высушиванием верхних слоев в реальной тропической тропосфере при том, что модели показывают там прогрессирующее переувлажнение [7]. В работах [8, 9] это несоответствие использовано, чтобы оценить вклад роста концентрации углекислого газа в наблюдаемый тренд температуры у земной поверхности. Он оказался равен всего лишь одной трети от указываемого IPCC2007, так что глобальное потепление к концу XXI века может составить, по мнению указанных ученых, всего лишь около одного градуса.

Третий аргумент против гипотезы об антропогенной природе современного изменения климата связан с учетом роли океана. Океан является наиболее теплоемкой компонентой климатической системы. Только поверхностный десятиметровый его слой имеет теплоемкость, равную теплоемкости всей атмосферы. Но прежде чем переходить к рассмотрению последствий этого для изменений климата уместно упомянуть, что на ранней стадии развития учения об определяющей роли антропогенных парниковых газов пренебрегали другой неотъемлемой частью антропогенного загрязнения атмосферы. Речь идет об антропогенных аэрозолях. Только после неоднократных выступлений «скептиков», в особенности К.Я. Кондратьева [10], стали учитывать этот фактор. Конечно, аэрозоль влияет на энергетический баланс климатической системы неоднозначно. В основном он противодействует глобальному потеплению, но не всегда. Частицы сажи (black carbon), возникающие при сжигании углеводородного топлива и гниении органических остатков в почве, оседая на поверхности снега и льда, способны уменьшать альбедо этих поверхностей, а, проникая в стратосферу, даже создавать дополнительный парниковый эффект. IPCC2007 оценил его примерно в 20% от парникового эффекта самого углекислого газа. Некоторые недавние работы (см., например, [11]) увеличивают это вклад вдвое.

Обращаясь теперь к роли океана, упомянем, что при ранних оценках климатической чувствительности эта роль фактически не рассматривалась, поскольку она, якобы, становится заметной только на очень больших временах. Между тем, в работе [12] увеличение теплосодержания 3000-метрового океанического слоя за 1950–1990 гг. оценено, по меньшей мере, на порядок большим, чем увеличение теплосодержания всех других компонент климатической системы. Таким образом, почти весь указанный выше радиационный дисбаланс, если он действительно существует, тратится на прогрев океана. В следующей работе этого коллектива [13] оценки изменения теплосодержания Мирового океана были продолжены до 2010 года с тем же результатом. Однако при рассмотрении динамики теплосодержания в верхнем 700-метровом слое

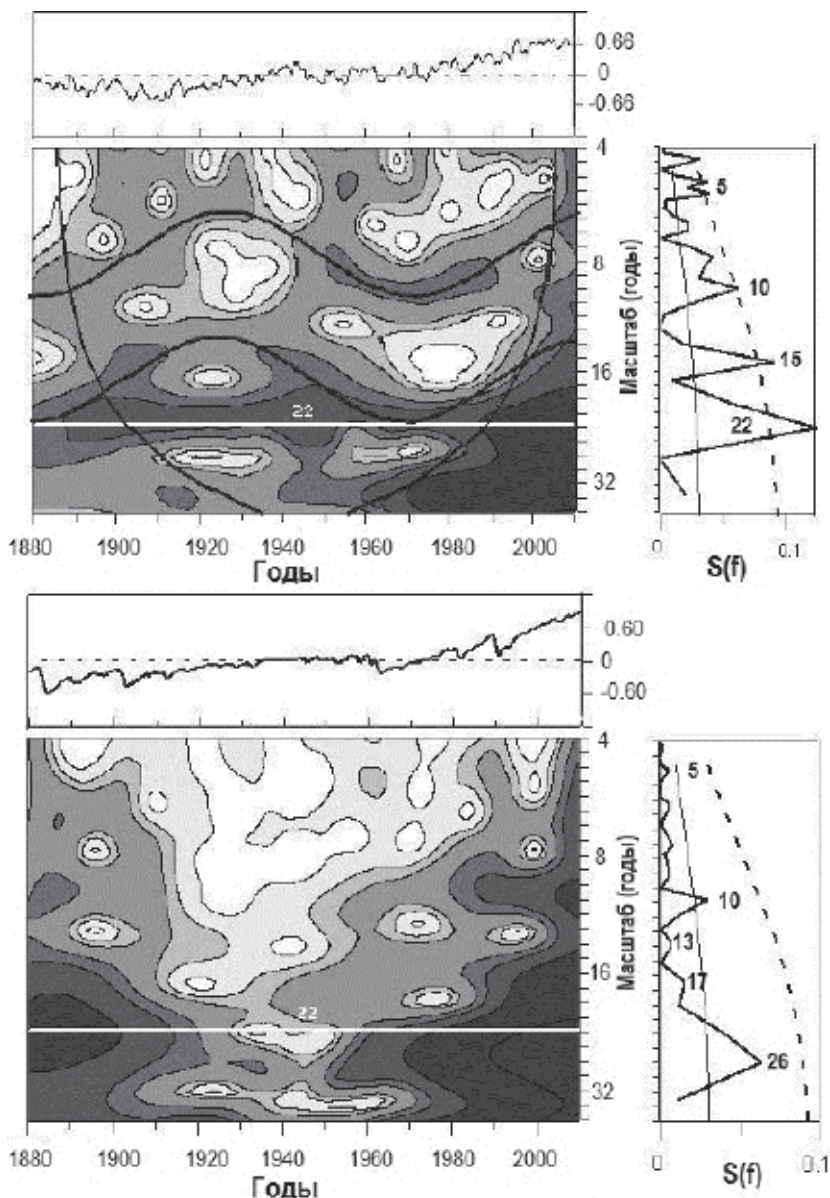
по данным системы плавучих буев ARGO [14, 15] была выявлена существенная временная изменчивость тренда теплосодержания. Тренд был положительным только до 2003 года. Затем он стал отрицательным. Интересно, что смена знака тренда почти совпала с наступлением паузы в росте средней, глобальной в обеих полушариях температуры воздуха. Неполное совпадение объясняется известным фактом, что в Тихом океане теплосодержание верхнего 700-метрового слоя воды антикоррелирует с температурой водной поверхности. Особенно сильна эта антикорреляция в экваториальной зоне, т.е. во время Эль-Ниньо температура водной поверхности (индексы Nino3 и Nino4) растет, а теплосодержание 700-метрового слоя уменьшается. Во время Ла-Ниньо ситуация обратная. В частности, во время сильнейшего Эль-Ниньо 1997–98 гг., когда оба указанных индекса достигли своих абсолютных максимумов за весь период инструментальных наблюдений, теплосодержание не имело максимума. Более того, оно стало еще сильнее расти сразу после окончания Эль-Ниньо и в первые три года XXI-го века, когда наступило сильное Ла-Ниньо. Интересно также, что тренд теплосодержания в первом десятилетии XXI-го века оставался слабopоложительным для 2000-метрового слоя [16]. Впрочем, все эти оценки требуют дальнейших уточнений, поскольку измерительная система ARGO находится в состоянии постоянного развития с 1969 года, когда она была запущена. Практически все вышеупомянутые оценки трендов теплосодержания находятся на пределе их статистической значимости и в литературе можно найти оценки этих трендов, различающиеся даже знаком. В заключение надо подчеркнуть, что согласно всем без исключения климатическим моделям рост теплосодержания океана на всех уровнях ускоряется, т.е. океаническая компонента современных гидродинамических климатических моделей совершенно неадекватна.

Вернемся к рассмотрению энергетического баланса климатической системы, чтобы упомянуть об еще одном несоответствии деклараций IPCC2007 имеющимся наблюдательным фактам. Как было указано в начале данной статьи, уже достигнутая антропогенная добавка к радиационному форсингу климатической системы оценена в  $2 \text{ ватт/м}^2$ , что менее одного процента от всего форсинга за счет солнечной радиации, но, по мнению IPCC2007, приведет к потеплению на  $3^\circ\text{C}$  к концу XXI-го века. Однако из-за некруговой формы орбиты падающая на Землю солнечная радиация изменяется в течение года почти на семь процентов, причем наибольшее количество радиации Земля получает в январе, так что практически вся избыточная радиация должна приходиться на Южное полушарие (на южном полюсе в это время стоит полярный день). В июле на южном полюсе стоит полярная ночь, поэтому происходящее тогда уменьшение количества падающей на Землю солнечной радиации не критично. Казалось бы, что по этим причинам Южное полушарие должно быть более теплым, чем Северное. Однако, как известно, этого не наблюдается. Наоборот, Южное полушарие холоднее Северного примерно на полтора градуса. Общепринятое объяснение этого факта состоит в том, что площадь океанов и морей в Южном полушарии, много больше, чем в Северном. В результате, океан, из-за своей огромной теплоемкости, забирает все избыточное тепло, поступающее к Южному полушарию.

Для проверки этого предположения Р.Ф. Бурлуцкий (см. часть 2 в книге [17], а также [18]) произвел мониторинг температурного режима и компонент теплового и водного балансов обоих полушарий за 1979–2005 годы. Оказалось, что среднегодовая температура имеет годовой ход с максимумом в июле и минимумом в январе и амплитудой примерно в 4 °С. Этот ход находится в противофазе с годовым ходом падающей на Землю солнечной радиации (для Северного полушария этот поток равен 460 ватт/м<sup>2</sup> в июне и 210 ватт/м<sup>2</sup> в декабре. Среднегодовая приземная температура воздуха, рассчитанная за 15 лет (1979–1993 гг.) по данным ре-анализа Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды за 12 часов местного солнечного времени, оказалась равна 14.4 °С для Земли в целом, 15.2 °С для Северного и 13.5 °С для Южного полушария. Таким образом, Южное полушарие на 1.7 °С холоднее, чем Северное. Для выяснения справедливости общепринятого объяснения найденной разницы средних температур полушарий было учтено, что приблизительно с 66° ю.ш. поверхность южного полушария покрыта морскими льдами, и влияние большой теплоемкости океана там вряд ли существенно. Поэтому были подсчитаны температуры в поясах 0–66° с. и ю. ш., оказавшиеся равными 17.8° и 17.4° соответственно, т.е. разница между полушариями уменьшилась всего до 0.4°. Примерно на половину эта уменьшившаяся разность температур оказалась обусловлена большими затратами тепла на большее испарение с поверхности океанов Южного полушария. Таким образом, даже если теплообмен с океаном является влияющим фактором, это – не главный фактор.

Основной причиной различия температур в разных полушариях является тепловой и водный баланс высоких южных широтах – в Антарктиде. Путем сопоставления компонент теплового и водного балансов Антарктиды и соответствующих ей по высоте над уровнем моря районов Гренландии и Тибета удалось прийти к выводу, что фактором, определяющим очень низкую среднюю приземную температуру воздуха в Антарктиде, является малая величина естественного парникового эффекта. Здесь уместно напомнить, что концентрация углекислого газа в атмосфере над Антарктидой мало отличается от той, что свойственна другим регионам Земли, ибо углекислый газ довольно быстро и хорошо перемешивается в верхних слоях атмосферы. Поступлению же влаги в атмосферу над Антарктидой препятствует кольцо струйных течений, окружающих Антарктиду, поскольку влага сосредоточена в основном в нижней тропосфере. Из всего вышесказанного напрашивается вывод, что вклад углекислого газа (а также метана и др.) в парниковый эффект существенно меньше, чем принято IPCC2007.

Если не антропогенный парниковый эффект, то что же является основной причиной вариаций климата в масштабе десятилетий? Чтобы ответить на этот вопрос рассмотрим на рис. 1 картину амплитуд вейвлетного преобразования с известной функцией Морле (ВП) для ряда средней глобальной приземной температуры воздуха, построенную в американском национальном климатическом центре (National Climatic Data Centre – NCDC). Справа от этой картины на рис. 1 показан энергетический спектр (периодограмма) этого ряда. Об-



**Рис. 1.** *a* – Амплитуды вейвлетного преобразования ряда NCDC. Использована комплексная вейвлетная функция Морле, амплитуда которой пропорциональна размаху колебаний температуры соответствующего временного масштаба (зачернение пропорционально величине амплитуды). Белая горизонтальная линия проведена по масштабу 22 года, амплитуды вблизи которой относительно велики. В энергетическом спектре ряда (показан справа вместе с гипотетическим спектром «красного шума» и его 95%-м доверительным интервалом) в этом масштабе имеется существенный пик. Черные синусоидальные линии 90-летнего периода отмечают частотную модуляцию температурных колебаний с периодами в несколько лет. *б* – амплитуды ВП и энергетический спектр ряда, полученного из ансамбля длительных интегрирований климатических моделей проекта CMIP5

ращает на себя внимание пик в этом спектре на периоде 22 года, который является статистически значимым на уровне в 5%. Ему соответствует полоса повышенных амплитуд ВП вблизи соответствующего вейвлетного масштаба (отмечена горизонтальной белой линией). Наличие значимого спектрального пика и полосы повышенных амплитуд ВП можно истолковать как два подтверждающих друг друга свидетельства того, что глобальная температура откликается на цикл Хейла гелиомагнитной активности. Заметим, что спектральный пик на 11-летнем периоде солнечных пятен (цикл Швабе) практически отсутствует.

Другими особенностями рассматриваемой картины ВП, также подтверждающими предположение о влиянии Солнца, являются две полосы повышенных амплитуд, синусоидально варьирующих со временем в вейвлетных масштабах 6–10 и 13–22 лет (показаны черными линиями) с периодом около 90 лет. Такое поведение амплитуд ВП известно как признак частотной модуляции рассматриваемых колебаний (см. главу 8 книги [19]). В результате частотной модуляции в энергетическом спектре должны возникать многочисленные пики на комбинационных гармониках несущей и модулирующей частот.

Таковыми могут быть пики энергетического спектра ряда NCDC на периодах около 5, 8, 10 и 15-ти лет. С формальной статистической точки зрения эти пики незначимы. Однако они присутствуют не только в ряду NCDC, но и в аналогичных рядах глобальной температуры, построенных английскими климатологами и климатологами из американского центра космических исследований, и даже во всех рядах средних температур обоих полушарий, рассматриваемых по отдельности.

Заметим, что для климатических колебаний общепринята парадигма «динамического хаоса». Известно, что такой хаос в автономных динамических системах (системах с постоянными внешними силами) хорошо имитирует случайный шум в том смысле, что его энергетический спектр является сплошным, без каких-либо пиков и изломов. Однако, если система возбуждается даже очень слабыми периодическими внешними силами, то в ее энергетическом спектре обязательно присутствуют пики. Эти пики могут быть очень слабыми (статистически незначимыми). Но решение об их реальности предпочтительно делать не по результатам формального тестирования, а по указанию конкретных механизмов продуцирования таких пиков. В данном случае картина ВП указывает на механизм частотной модуляции на полупериоде 180-летнего солнечного цикла.

В нижней части рис. 1 показана картина амплитуд ВП температурного ряда, полученного из ансамбля длительных интегрирований гидродинамических климатических моделей проекта CMIP5. Видно, что модели неплохо воспроизводят общий рост температуры как линейный отклик климатической системы на возрастающую концентрацию парниковых газов. Однако регулярное колебание на частоте цикла Хейла и частотная модуляция декадных колебаний на полупериоде 180-летнего солнечного цикла, описанные выше, не воспроизводятся моделями. Энергетический спектр модельного ряда существенно отличается от спектра реального ряда NCDC. В нем вместо пика

на периоде цикла Хейла имеется пик на периоде в 26 лет. Но в масштабе этого пика на картине ВП нет непрерывной полосы повышенной амплитуды. По этой причине можно считать этот пик результатом «случайного стечения обстоятельств», а именно сильных извержений вулканов, имевших место в начале и во второй половине XX века со средним интервалом в 26 лет. Формальный тест статистической значимости показывает, что вероятность такого «стечения обстоятельств» не менее 95%.

В итоге можно полагать, что гидродинамические модели СМIP5 переоценивают эффект парниковых газов и недооценивают эффекты солнечной активности. Поэтому основанные на расчетах по этим моделям сценарии возможной эволюции климата на ближайшие десятилетия не могут быть надежными. Для разработки таких сценариев не остается ничего другого как уповать на аналогию современной приостановки глобального потепления с той, что имела место в середине XX века, и более отдаленную аналогию с похолоданием климата в период пониженной солнечной активности Дальтона в первой половине XIX века.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 11-05-00106а).

### Литература

1. Hansen J., Nazarenko L., Ruedy R. et al. Earth's energy imbalance: confirmation and implications // *Science*. 2005. V. 308. P. 1431–1435.
2. Hartmann D.L. Tropical surprises // *Science*. 2002. V. 295. P. 811–812.
3. Hamilton K. How much will the world warm? // *IPRC Climate*. 2010. V. 10. №.2. P. 3-7.
4. Douglass D.H., Christy J.R., Pearson B.D. et al. A comparison of tropical temperature trends with model predictions // *Intern. J. Climatol*. 2008. V. 28. №. 13. P. 1693–1701.
5. Singer S.F. Lack of consistency between modeled and observed temperature trends // *Energy & Environment*. 2011. V. 22. №. 4. P. 375-406.
6. Vinnikov K.Y., Grody N.C., Robock A. et al. Temperature trends at the surface and in troposphere // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. №. D03106. P. 14 doi:10.1029/2005JD006392.
7. Lee M.I., Suarez M.J., Kang I.S. et al. A moist benchmark calculation for the atmospheric general circulation models // *J. Clim.* 2008. V. 21. P. 4934–4954.
8. Lindzen R.S. Taking greenhouse warming seriously // *Energy & Environment*. 2007. V. 18. № 7, 8. P. 937-950.
9. Lindzen R.S., Choi Y.S. On the observational determination of climate sensitivity and its implications. Asia-Pacific // *J. Atmos. Sci.* 2011. V. 47. №. 4. P. 377–390.
10. Аэрозоль и климат / Под ред. Кондратьева К.Я. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 541 с.
11. Ramanathan V., Carmichael G. Global and regional climate changes due to black carbon // *Nature Geoscience*. 2008. V. 1 №. 4 P. 221–227.
12. Levitus S., Antonov J.I., Wang J. et al. Anthropogenic warming of Earth's climate system // *Science*. 2001. V. 292. P. 267–270.
13. Levitus S., Antonov J.I., Boyer T.R. et al. World ocean heat content and thermocline sea level change (0-2000 m) 1955-2010 // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. P. L10603. doi:10.1029/2012GL051106.

14. *Knox R.S., Douglass D.H.* Recent energy balance of Earth // Intern. J. Geoscience. 2010. V. 1. P. 99–101.
15. *Loehle C.* Cooling of the global ocean since 2003 // Energy & Environment. 2009. V. 20. №. 1-2. P. 101–104.
16. *Von Schuckmann K., Gaillard F., Le Traon P.-Y.* Global hydrographic variability patterns during 2003-2008 // J. Geophys. Res. V. 114. №. C1. P. 1–17.
17. *Сонечкин Д.М., Бурлуцкий Р.Ф.* Хаос и порядок в динамике погоды и климата. Водный и тепловой балансы тропосферы. С-Пб.: Гидрометеоиздат, 2005. 256 с.
18. *Бурлуцкий Р.Ф.* Тепловой баланс и колебания системы земля – атмосфера в конце XX века // Труды Гидрометцентра России. 2008. Вып. 342. С. 187–232.
19. *Монин А.С., Сонечкин Д.М.* Колебания климата по данным наблюдений. Тройной солнечный и другие циклы. М.: Наука, 2005. 191 с.



# Негидростатическая система Гидрометцентра России мезомасштабного краткосрочного прогноза погоды COSMO-Ru

*Р.М. Вильфанд, Г.С. Ривин, И.А. Розинкина, Е.Д. Астахова,  
Д.В. Блинов, А.Ю. Бундель, В.Л. Перов, Г.В. Суркова, Д.Ю. Алферов,  
Е.В. Казакова, А.А. Кирсанов, А.П. Ревокатова, М.В. Шатунова,  
М.М. Чумаков*

Гидрометцентр России, г. Москва  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

**Работы Александра Михайловича Обухова** по турбулентности, адаптации метеорологических полей, распространению волн и выявлению адиабатических инвариантов оказали и продолжают оказывать существенное влияние на понимание процессов мезомасштабных и крупномасштабных процессов в атмосфере и их учет в моделях атмосферы. А.М.Обухов непосредственно не занимался численным прогнозом погоды. Но интерес к этой задаче он проявил еще на заре развития численных моделей атмосферы: 55 лет тому назад он опубликовал статью [1], посвященную решению важной проблемы численного прогноза погоды – численному нахождению адвективных изменений метеорологических полей. Другую важную проблему, с которой пришлось столкнуться в настоящее время – переход к моделированию процессов все меньшего масштаба, А.М. Обухов рассмотрел в своей лекции "Погода и турбулентность" [2] на открытии Пленарного заседания XIV Генеральной ассамблеи Международного геодезического и геофизического союза (25 сентября 1967 г., г. Люцерн, Швейцария). Конечно, еще далеко до рассмотренной в ней идеализированной ситуации с сетью наблюдений с расстояниями между соседними метеостанциями порядка 1 км и прогнозом на срок, равный 1 с, но вот шаг по времени 5 сек в численных экспериментах с моделью атмосферы COSMO-Ru с шагом сетки 1,1 км уже реальность!

*Оперативные модели атмосферы* ведущих метеорологических центров как для всей Земли, так и для ограниченной территории, в настоящее время являются *мезомасштабными*. В самом деле, шаги  $\Delta x$  сеток этих моделей обычно не превышают 30 км и, следовательно, эти модели должны описывать процессы порядка  $7\Delta x = 210$  км, т.е. процессы мезо-альфа-масштаба. Другая интересная тенденция развития современных моделей – создание моделей многоцелевых для того, чтобы одна и та же модель была применима как прогностическая и климатическая как для глобального случая, так и для ограниченной территории.

Возможность такого развития моделей определил ряд факторов, в частности, наличие высокопроизводительных вычислительных систем, развитие наблюдательной системы, научная кооперация в виде консорциумов метеорологических служб различных стран.

В ФГБУ «Гидрометцентр России» выполняются численные оперативные прогнозы для различных территорий и заблаговременностей. В данной статье речь будет идти только об оперативной негидростатической системе краткосрочного прогноза погоды COSMO-Ru.

В таблице 1 приведена информация о суперкомпьютерной системе Росгидромета в мае 2013 г. Характеристика быстродействия 1 Тфлопс =  $10^{12}$  операций с плавающей запятой в секунду не очень чувствуется, но если ее представить как 1 Тфлопс = 1 миллион миллионов операций с плавающей запятой в секунду, то сразу становится понятна величина этой скорости вычислений: комплекс РСК Торнадо равен по быстродействию 36 миллионам считавшимся примерно 50 лет назад суперкомпьютерами CDC 6600 (Control Data Corporation, 1964, США) и БЭСМ-6 (Большая Электронно-Счетная Машина, 1968, СССР), производившими  $10^6$  операций в секунду!

В настоящее время ведущие метеослужбы приобретают, а некоторые уже используют, вычислительные комплексы с быстродействием порядка нескольких Пфлопс =  $10^{15}$  операций с плавающей запятой в секунду. В мире (в том числе и в консорциуме COSMO по проекту РОМПА [3]) уже ведутся разработки кодов модели атмосферы для вычислительных комплексов следующего поколения с пиковым быстродействием  $10^{18}$  операций с плавающей запятой в секунду (миллиард миллиардов). В ближайшие годы предполагается обновление машинного парка и в системе Росгидромета.

Таблица 1

Вычислительный комплекс Росгидромета (май 2013 г.)

Кластер	SGI Altix 4700	SGI ICE 8200	РСК ТОРНАДО
Тип процессоров	Intel Itanium 2 (2-ядерный)	Intel Xeon (4-ядерный)	Intel® Xeon (8-ядерный)
Количество ядер	1664	1416	1536
Оперативная память на ядро	4 Гбайт	2 Гбайт	4 Гбайт
Пиковая производительность	11 Тфлопс	16 флопс	36 Тфлопс

В сентябре 2009 г. Росгидромет стал полноправным членом метеорологического консорциума COSMO (COnsortium for Small-scale MOdeling, [3]). Цель и обязанность членов консорциума – совместно развивать и поддерживать общую одноименную оперативную негидростатическую мезомасштабную модель атмосферы COSMO для ограниченной территории и связанных с ней элементов технологий (усвоения данных, верификации, постпроцессинга, ансамблевых систем и т.д.).

*Негидростатическая модель атмосферы, деятельного слоя грунта и внутренних водоемов COSMO* [4, 5] основана на системе исходных термогидродинамических уравнений, описывающих сжимаемый поток во влажной ат-

мосфере (до 23 км), процессы в деятельном слое суши (до 7,5 м) и внутренних водоемах с глубиной не более 10 м. Исходные уравнения для части метеорологических величин записываются для их отклонений от соответствующих средних значений.

Прогностическими переменными являются компоненты скорости, отклонение давления от заданного его распределения по вертикали, температура, удельная влажность, водность и ледность облаков, турбулентная кинетическая энергия, удельное влагосодержание дождя, снега и «крупы».

Используется сферическая система координат со сдвинутым полюсом по меридиану, проходящему через заданную точку (обычно центр области интегрирования), и гибридной вертикальной координатой: в нижней части атмосферы она является функцией высоты над модельной орографией (аналогично  $\sigma$ -координате), а в верхней части атмосферы высотой.

На верхней и боковой границах области моделирования обычно задаются искусственные условия на основе прогностической информации, полученной из «материнской» модели для некоторой приграничной окрестности. На верхней границе применяется специальная схема для подавления волн, отражающихся от «твердой стенки».

В консорциуме COSMO в настоящее время используются версии одноименной модели COSMO с шагами сетки 2,2–7 км, позволяющие моделировать погодные процессы достаточно адекватно реальности. Переменные модели заданы на сетке C по классификации Аракавы по горизонтали и на сетке Лоренца по вертикали: скаляры задаются в центрах ячейки, а нормальные компоненты скорости на гранях.

Метод решения конечно-разностного аналога высокого порядка аппроксимации (до 5 порядка) соответствующей системы нелинейных дифференциальных уравнений с частными производными основан на версии метода расщепления Г.И. Марчука (на рис. 1а приведено соответствующее место из документации [4]).

Начальные и боковые граничные условия в моделях для ограниченной территории могут находиться путем интерполяции данных, получаемых с помощью глобальной модели GME (Немецкая метеослужба), варианта модели COSMO с большим шагом сетки, системы IFS (Европейский центр среднесрочного прогноза погоды – ECMWF) и модели GFS (Национальные центры прогноза окружающей среды США – NCEP).

Блок описания физических процессов [5] включает:

- параметризацию потоков количества движения, тепла и влажности у поверхности Земли на основе теории подобия А.С. Мони́на – А.М. Обухова (рис. 1б);

- параметризацию турбулентности подсеточного масштаба на основе решения уравнения для кинетической энергии;

- параметризацию влажной конвекции при использовании шагов сетки более 5 км (для шага сетки 2,2 км параметризация проводится только для мелкой конвекции),

- описание микрофизических процессов в облачности, что, в частности, позволяет более полно описать возникновение осадков в облаках смешанной фазы;
- параметризацию переноса потоков радиации в коротко- и длинноволновом диапазоне для 8 спектральных интервалов с обратной связью с облаками;
- параметризацию процессов тепло-влагообмена в почве, включая учет растительного покрова с помощью многослойной модели TERRA;
- учет потоков тепла и влаги в атмосферу от водоемов суши с помощью встроеной модели озер Flake.

*Оперативная система COSMO-Ru.* В соответствии с правилами консорциума версии его модели, используемые в Росгидромете, имеют название COSMO-Ru. Метеослужбы, члены консорциума COSMO, для задания необходимых начальных и боковых граничных условий для прогноза по ограниченной территории получают в оперативном режиме прогностические поля системы глобального моделирования GME Немецкой метеорологической службы.

Начиная с сентября 2009 г., на суперкомпьютере SGI Altix4700 ФГБУ "Главный вычислительный центр Росгидромета" начала функционировать технология выпуска мезомасштабных гидродинамических прогнозов погоды для территории Центральной и Восточной Европы, Урала и части Западной Сибири на базе модели COSMO.

В 2010–2011 гг. в ФГБУ "Гидрометцентр России" были проведены оперативные испытания системы COSMO-Ru для этой области интегрирования с горизонтальным шагом сетки 7 км. Включенную в систему модель атмосферы будем обозначать COSMO-Ru7.

Рассмотрев результаты оперативных испытаний моделей атмосферы, развиваемых и используемых в Гидрометцентре России, которые показали, что по своим характеристикам эти модели находятся на современном международном уровне, на своем заседании от 13 апреля 2011 г. Центральная методическая комиссия по гидрометеорологическим и гелиогеофизическим прогнозам (ЦМКП) Росгидромета рекомендовала ФГБУ "Гидрометцентр России":

- внедрить в оперативную практику в качестве базовой модель COSMO-Ru7 для численного прогнозирования осадков, влажности и температуры воздуха, фонового приземного ветра;
- подготовить технологию распространения прогностической продукции модели COSMO-Ru7 в прогностические подразделения УГМС/ЦГМС Европейской территории России.

В соответствии с данным решением к настоящему времени (май 2013 г.) разработана система COSMO-Ru и ее технологическая линия, которая функционирует на суперкомпьютерной системе Росгидромета в Москве (для всех указанных ниже территорий) и Новосибирске (только для второй территории). Система подготавливает прогнозы состояния атмосферы до высоты примерно 23 км и деятельного слоя суши глубиной порядка 7 м (рис. 2) для:

#### 4.1.2 Transfer Coefficients Over Land

Formally, the Monin-Obukhov similarity theory for the constant-flux or surface layer can be used to derive the bulk transfer coefficients  $C_D^H$  and  $C_D^T$ . Let  $u_*$  be the frictional velocity,  $\theta_*$  the surface layer temperature scale,  $L$  the Monin Obukhov length scale and  $\xi$  the L scaled height defined by



$$\begin{aligned} u_* &= \left\{ (\tau_{*jz}/\rho)^2 + (\tau_{*Tz}/\rho)^2 \right\}^{1/4} \\ \theta_* &= -\frac{1}{\rho c_p} \frac{H_{*fc}}{u_*} \\ L &= \frac{\theta_*^2}{\kappa g \theta_*} \\ \xi &= \frac{z}{L} \end{aligned} \quad (4.4)$$



Конф. Обухов-05, Москва, 12-15.05.2013

6

## МЕТОД РЕШЕНИЯ



#### 4.3.4 Outline of an Integration Step

As mentioned in the previous subsection, not all terms contributing to the tendency due to slow modes are considered by the forcing function  $f_\psi$ , which is used in the small time step sub-integration of the couplings. The remaining terms are integrated subsequent to time splitting using the Marchuk splitting method (Marchuk, 1975).

To illustrate this method, we rewrite the model equations in the symbolic form (4.31) as

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = s_\psi + f_\psi^{CS} + [S_\psi^c + M_\psi^{CM} - M_\psi^{LR} + M_\psi^{RD}]. \quad (4.89)$$

$s_\psi$  denotes the terms related to the fast modes and  $f_\psi^{CS}$  represents the slow-mode tendencies except for cloud condensation and evaporation ( $S_\psi^c$ ), computational mixing ( $M_\psi^{CM}$ ), lateral boundary relaxation ( $M_\psi^{LR}$ ) and Rayleigh damping at the upper boundary ( $M_\psi^{RD}$ ).

Marchuk, G. I., 1975: Numerical Methods in Weather Prediction. Academic Press, 227 p.

Рис. 1. Титульные листы [4, 5] со ссылками на работы и портреты Г.И. Марчука, А.М. Обухова и А.С. Монина

- территории Центральной и Восточной Европы, Урала и части Западной Сибири, сетка  $700 \times 620 \times 40$  (число узлов по широте  $\times$  число узлов по долготе  $\times$  число уровней по вертикали), шаг сетки  $\Delta x = 7$  км, шаг по времени  $\Delta t = 40$  с, прогноз на 78 часов (COSMO-Ru7);
- части Европейской территории России (ЕТР), Урала и Сибири, сетка  $360 \times 280 \times 40$ ,  $\Delta x = 14$  км,  $\Delta t = 80$  с, прогноз на 78 часов (COSMO-Ru14-Sib);
- части Южного ФО (Федерального округа, район Зимней олимпиады Сочи-2014), прилегающей к Черному и Азовскому морям, сетка  $420 \times 470 \times 50$ ,  $\Delta x = 2,2$  км,  $\Delta t = 15$  с, прогноз на 42 часа (COSMO-Ru2-SFO);
- территории Центрального ФО, сетка  $420 \times 470 \times 50$ ,  $\Delta x = 2,2$  км,  $\Delta t = 15$  с, прогноз на 24 часа (COSMO-Ru2-CFO).

В таблице 2 приведена информация о количестве ядер используемых процессоров и процессорном времени, которое требуется моделям COSMO-Ru2-SFO и COSMO-Ru7 на кластерах SGI Altix 4700 и РСК Торнадо для расчета численного прогноза. Как видно из таблицы время вычислений и количество ядер на РСК Торнадо таково, что уже сейчас на этом комплексе можно параллельно вычислять оперативные прогнозы с помощью системы COSMO-Ru сразу для всех моделей COSMO-Ru7, COSMO-Ru14-Sib, COSMO-Ru2-SFO и COSMO-Ru2-CFO и спустя 40 мин получить все результаты.

В ФГБУ “Западно-Сибирское УГМС” на вычислительной системе G-Scale S4700 в оперативном режиме работает вариант системы COSMO-Ru с сеткой из  $360 \times 280 \times 40$  узлов и шагом 14 км для территории, включающей Урал и Сибирь (с января 2014 г. для этой территории расчеты проводятся только в Новосибирске).

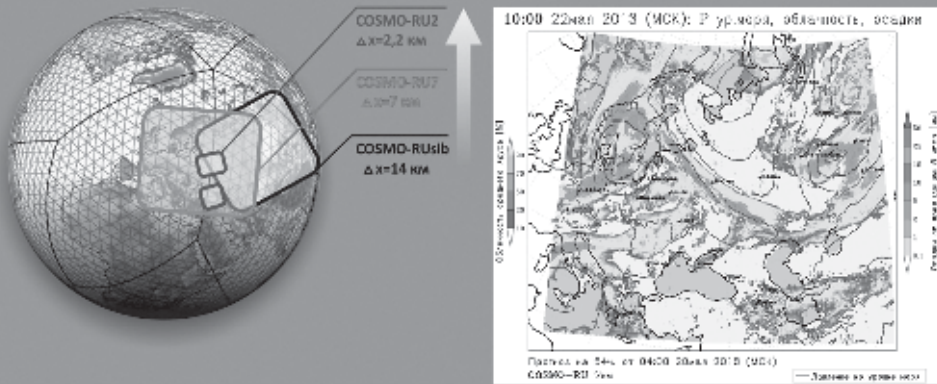
Прогнозы COSMO-Ru вычисляются параллельно счету глобальной модели GME в Германии (с запаздыванием примерно на 10 мин относительно соответствующих заблаговременностей GME). По мере готовности глобальные прогнозы пересылаются в Россию в коде GRIB2 через каждые 3 часа прогноза (в дальнейшем предполагается получать прогнозы через каждый час). Это позволяет примерно через 3 час. 40 мин после срока наблюдения получить и разослать результаты COSMO-Ru потребителям, что полностью удовлетворяет жестким временным регламентам оперативных служб.

Результаты численного прогноза погоды с помощью системы COSMO-Ru ежедневно 4 раза в сутки по начальным данным за 00, 06, 12 и 18 часов ВСВ (Всемирного Скоординированного Времени) для перечисленных выше ее четырех моделей подготавливаются и пересылаются пользователям на их серверы в виде файлов в коде GRIB1 и по электронной почте в виде графических файлов, содержащих метеограммы для примерно 300 пунктов и карт метеорологических величин. В зависимости от запросов пользователей им подготавливаются и пересылаются различные наборы полей в требуемых системах вертикальных координат. Часть карт и метеограмм выкладываются на сайтах ФГБУ “Гидрометцентр России” [6] и ФГБУ “СибНИГМИ” [7]. Всего в течение суток подготавливается и передается пользователям порядка 8000 карт и 1000 метеограмм.



ОБЛАСТИ ОПЕРАТИВНОГО ЧИСЛЕННОГО ПРОГНОЗА ПОГОДЫ ДЛЯ МОДЕЛИ COSMO-RU

ОБРАЗЕЦ ПРОГНОСТИЧЕСКОЙ ПРОДУКЦИИ МОДЕЛИ COSMO-RU



**Рис. 2.** Области прогнозирования системы COSMO-Ru и пример ее продукции (слайд взят из презентации Руководителя Росгидромета А.В.Фролова на Шестом Невском международном экологическом конгрессе, 21-22.05.2013, Санкт-Петербург, <http://meteorf.ru/press/official/2837/>)

Таблица 2

Время счета прогноза по моделям COSMO-Ru2-SFO и COSMO-Ru7

Территория	Срок прогноза погоды, час	Сетка	Шаг сетки, км	Вычислительный комплекс			
				SGI Altix-4700		PCK Торнадо	
				Ядер	Время, мин	Ядер	Время, мин.
COSMO-Ru2-SFO	42	420x470x50	2,2	720	80.	288	40
COSMO-Ru7	78	700x620x40	7	720	50	288	35

К настоящему времени (май 2013 г.) для развития системы COSMO-Ru в ФГБУ "Гидрометцентр России":

- разработана технологическая линия системы COSMO-Ru [6–9, 11, 17, 18];
- выполнены работы по развитию компонент системы COSMO и алгоритмов модели, связанные с совершенствованием описания физических и химических процессов в атмосфере и деятельном слое суши, процессами в снежном покрове, усвоением данных на основе метода подталкивания, ансамбле-

вым прогнозированием, верификацией, статистической коррекцией, прогнозом опасных метеорологических явлений [8–10, 12–16, 19–22];

- проводится работа по подготовке к метеорологическому обслуживанию Универсиады в Казани в 2013 г. и Зимней олимпиады Сочи-2014;

- подготавливается вариант модели COSMO-Ru для прогноза погоды по всей территории России;

- начата разработка технологии численного прогнозирования текущей погоды и сверхкраткосрочного прогноза;

- проводится подготовка к замене в конце 2014 г. глобальной квазистатистической модели GME на оперативную негидростатическую глобальную модель ICON с максимальным шагом сетки 13 км.

### *Литература*

1. *Обухов А.М.* О точности предвычисления адвективных изменений полей при численном прогнозе погоды // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1957. № 9. С. 1133–1141.

2. *Обухов А.М.* Погода и турбулентность (лекция на Пленарном заседании XIV Генеральной ассамблеи Международного геодезического и геофизического союза (25 сентября 1967 г., г. Люцерн, Швейцария)) // Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометиздат, 1988. С. 281–288.

3. Сайт консорциума COSMO: <http://www.cosmo-model.org>

4. *Doms G., Schaettler U., Baldauf M.* A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO-Model. Part I: Dynamics and Numerics. COSMO-Model 4.20. September 2011 // (<http://www.cosmo-model.org/content/model/documentation/core/cosmoDyncsNumcs.pdf>). 147 p.

5. *Doms G., Foerstner J., Heise E. et al.* A Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO-Model. Part II: Physical Parameterization. COSMO-Model 4.20. September 2011 // (<http://www.cosmo-model.org/content/model/documentation/core/cos-moPhysParamtr.pdf>). 154 p.

6. Сайты с прогнозами COSMO-Ru7: <http://www.meteoinfo.ru/cosmo-maps> и <http://www.meteoinfo.ru/-cosmo-ru>

7. Сайт с прогнозами COSMO-Ru14-Sib: <http://sibnigmi.ru/cgi-bin/inst/index.pl?5&2>

8. *Вильфанд Р.М., Ривин Г.С., Розинкина И.А.* Мезомасштабный краткосрочный региональный прогноз погоды в Гидрометцентре России на примере COSMO-Ru // Метеорология и гидрология. 2010. № 1. С. 5–17.

9. *Вильфанд Р.М., Ривин Г.С., Розинкина И.А.* Система COSMO-Ru негидростатического мезомасштабного краткосрочного прогноза погоды Гидрометцентра России: первый этап реализации и развития // Метеорология и гидрология. 2010. № 8. С. 5–17.

10. *Алферов Д.Ю., Ривин Г.С.* Система мезомасштабного прогноза погоды COSMO-Ru: ансамблевый прогноз // Труды Гидрометцентра России. 2011. Вып. 346. С. 5–16.

11. *Блинов Д.В., Ривин Г.С., Розинкина И.А.* Система мезомасштабного прогноза погоды COSMO-Ru: технологические аспекты визуализации и распространения прогнозов // Труды Гидрометцентра России. 2011. Вып. 346. С. 53–61.

12. *Бундель А.Ю., Астахова Е.Д., Розинкина И.А. и др.* Верификация кратко- и среднесрочных прогнозов осадков на основе системы ансамблевого моделирования Гидрометцентра России // Метеорология и гидрология. 2011. № 10. С. 20–34.



13. *Kazakova E., Rozinkina I.* Testing of Snow Parameterization Schemes in COSMO-Ru: Analysis and Results // COSMO Newsletter. 2011. № 11. С. 41–51.
14. *Перов В.Л.* Реализация алгоритма расчета турбулентного масштаба длины, основанного на методе смещения частиц воздуха под влиянием сил плавучести в модуле пограничного слоя атмосферы модели COSMO-Ru Гидрометцентра России // Труды Гидрометцентра России. 2011. Вып. 346. С. 76–86.
15. *Перов, В.Л.* Расчет коэффициентов турбулентного перемешивания на основе спектрального алгоритма и его использование в модели COSMO-Ru // Труды Гидрометцентра России. 2012. Вып. 347. С. 81–94.
16. *Ревокатова А.П., Суркова Г.В., Кирсанов А.А., Ривин Г.С.* Прогноз загрязнения атмосферы Московского региона с помощью модели COSMO-ART // Вестник Московского университета. Сер. география. 2012. № 4. С. 25–33.
17. *Ривин Г.С., Розинкина И.А., Блинов Д.В.* Технологическая линия системы краткосрочных прогнозов погоды COSMO-Ru с шагом сетки 7 км // Труды Гидрометцентра России. 2012. Вып. 347. С. 61–80.
18. *Ривин Г.С., Розинкина И.А., Багров А.Н., Блинов Д.В.* Мезомасштабная модель COSMO-Ru7 и результаты ее оперативных испытаний // Информационный сборник Гидрометцентра России. 2012. № 39. С. 15–48.
19. *Блинов Д.В., Перов В.Л., Песков Б.Е., Ривин Г.С.* Экстремальная бора 7–8 февраля 2012 г. в районе г. Новороссийск и ее прогноз по модели COSMO-Ru // Вестник Московского университета. Сер. география. 2013. № 4. С. 36–43.
20. *Kazakova E., Chumakov M., Rozinkina I.* Realization of the parametric snow cover model SMFE for snow characteristics calculation according to standard net meteorological observations // COSMO Newsletter. 2013. № 13. С. 39–49.
21. *Казакова Е.В., Чумаков М.М., Розинкина И.А.* Алгоритм расчета высоты свежеснегавшего снега, предназначенный для постпроцессинга систем атмосферного моделирования (на примере COSMO) // Труды Гидрометцентра России. 2013. Вып. 350. С. 195–212.
22. *Суркова Г.В., Блинов Д.В., Кирсанов А.А., Ревокатова А.П., Ривин Г.С.* Моделирование распространения шлейфов воздушных загрязнений от очагов лесных пожаров с использованием химико-транспортной модели COSMO-Ru7-ART // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 1. С. 75–81.

# О некоторых работах А.М. Обухова по динамической метеорологии

*Е.М. Добрышман*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

## *Предварительные замечания*

1. В рассказе придется говорить немного и о себе.
2. Одни излагаемые эпизоды и комментарии не доказанные, другие доказаны «частично».

В 90 с лишним лет имеет смысл говорить только то, что твердо помнишь, и всегда только правду.

## *Знакомство*

В 2013 году я могу отметить две юбилейные даты, связанные с А.М. Обуховым: 1) 1948 год, т.е. его 65-летие.

В одну из суббот в комнату, на двери которой было написано ОДМ (Отдел динамической метеорологии) (в 1948 году была 6-дневная рабочая неделя) в 14.55 вошел высокий мужчина примерно моего возраста и вдруг раздался голос сотрудницы ОДМ: «Саша, здравствуй!». В ответ послышался удивленный голос вошедшего: «А, Леся, здравствуй». Он подошел к ней и сел на стул рядом. Через 5 минут начался ежесубботний семинар по динамической метеорологии (в году их бывало не менее 30), которым руководил член-корр. АН СССР, лауреат Сталинской премии 3-ей степени Илья Афанасьевич Кибель. Его портрет висит в актовом зале ИФА. Семинары были всесоюзного масштаба (в Ленинграде было 4 государственных учреждения, где так или иначе занимались метеорологией). В некоторых вузах (Ташкент, Саратов, Казань, Владивосток и др.) были сильные кафедры метеорологии.

В конце 40-х и начале 50-х годов академик Андрей Николаевич Колмогоров примерно раз в месяц читал лекции по математике в МГУ (старое здание). Если лекции были в самой большой аудитории (комм-аудитория), то она была почти заполнена. В любой другой аудитории – разномасштабные «сельди в бочке»: Обухов, два Яглома, А.Я. Хинчин, куча аспирантов... А.С. Монин и я регулярно посещали эти лекции.

В 1963 году, т.е. полвека назад, в ОДМ пришел А.М. Обухов и обращается ко мне: «Евгений Михайлович, моя аспирантка приготовила диссертацию и по рекомендации Ильи Афанасьевича обращаюсь к Вам с вопросом: Не согласитесь ли Вы быть ее оппонентом на защите?» Марина Ивановна Фортус может подтвердить мое оппонентство.

За 65 лет нашего знакомства мы встречались в самых разнообразных условиях: на семинарах, симпозиумах (в том числе за рубежом), защитах, неформальных обсуждениях. Я был у него и на старой, и на новой квартире, в Звенигороде, и однажды Александр Михайлович с Людмилой Алексеевной (по какому поводу не помню), были у нас в гостях.

Диапазон интересов Александра Михайловича очень широк. Причем интерес этот всегда связан с «практической реализацией».

1. Малоизвестная работа, опубликованная в 1955 году: «К вопросу об оценке успешности альтернативных прогнозов» (Известия Академии наук СССР. Серия геофизическая. 1955. № 4).

*Отступление.* С 10 августа 1941 года по 23 марта 1946 года я в войсках ВВС служил метнаблюдателем и синоптиком в основном в Одесском военном летном училище летчиков-истребителей, штаб которого располагался во Фрунзе, столице Киргизской ССР (теперь Бешкек), а эскадрильи – в радиусе 150 км в условиях очень сложного рельефа. План учебных полетов на завтра основывался на прогнозе, который поставлялся начальнику штаба в 18.30. После войны моя жена работала в Центральном Институте прогнозов главным синоптиком, т.е. возглавляла бригаду, составляющую прогноз «на завтра» по всей территории СССР. Поэтому знаю не понаслышке о переживаниях по поводу выданных прогнозов.

NB. Даже при современном состоянии науки и технологии прогнозы не всегда точны. Пример: 3 мая 2013 года 3 московских радиостанции по одним и тем же данным прогнозировали на 4 мая одинаковую синоптическую ситуацию: переменная облачность, временами возможны слабые осадки. Максимальную температуру каждая станция давала свою: +8; +10; +12 градусов. В ночь на 4 мая начался дождь в Москве, который продолжался почти до 15 часов дня. В просвете появлялось небо, а в 21–23 часа прошла гроза с ливнем. В ряде случаев необходимо уточнение категорий прогнозируемого явления: слабый дождь, просто дождь, сильный дождь. Один из простейших вариантов прогноза – конкретное явление — будет или не будет.

Упомянутая работа Александра Михайловича и посвящена оценке успешности альтернативных прогнозов. В качестве оценки успешности Александр Михайлович предложил формулу, обладающую свойствами коэффициента корреляции, однако более легко вычисляемую и допускающую более наглядную интерпретацию.

Нужно отметить, что в разных странах методы оценки оправдываемости прогнозов были очень разные. Рабочая группа по численным методам прогноза по поручению Комиссии по синоптической метеорологии (теперь Комиссия по атмосферным наукам) должна была составить обзор существующих методов оценки прогнозов. В 1970 году такое поручение было дано представителю СССР. Приготовленный мною обзор на сессии комиссии по синоптической метеорологии было решено опубликовать в виде технической записки Всемирной Метеорологической Организации (ВМО). Технические записки не являются научной публикацией, но в тексте указываются источники информации, по которым составляются обзоры. Технические записки рассылают персонально официальным представителям стран, входящих в ВМО.

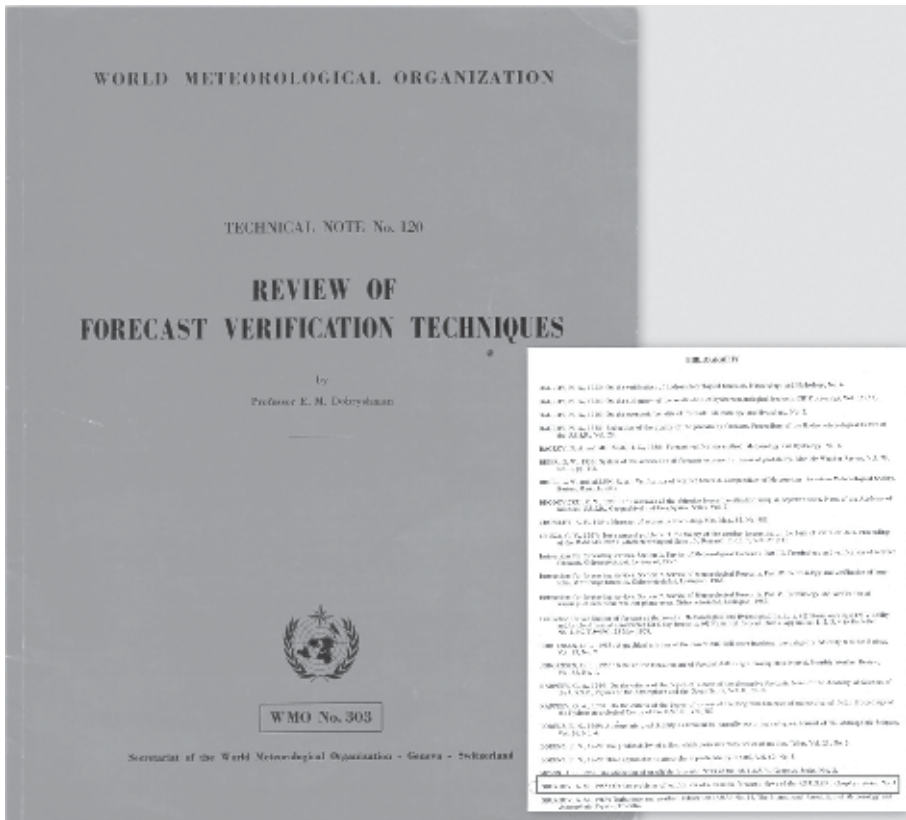


Рис. 1. Техническая записка WMO с работами А.М. Обухова

На рисунке 1 приведена обложка такой записки, опубликованной в 1972 году со списком использованной литературы. В этом списке имеются две работы Александра Михайловича Обухова.

2. «О статистически ортогональных разложениях эмпирических функций» (Изв. АН СССР. Серия геофизика. 1960. №3. С. 432–439).

Один из важных выводов в приложениях к метеорологическим процессам заключается в том, что основной вклад описания трехмерных метеорологических процессов вносит первые ЕОФ (естественные ортогональные функции).

Теоретическое обоснование этому следствию работы А.М. Обухова можно найти в работе Л.А. Дикого «Формулы следов для дифференциальных операторов Штурма-Лиувилля», опубликованной в УМН в 1958 году.

Применительно к вертикальному распределению по высоте поля давления ЕОФ 1 может трактоваться как баротропная модель; ЕОФ 2 – политропная модель (линейное падение температуры с высотой); а начиная с ЕОФ 3 – влияние бароклинности.

В статье Е.М. Добрышмана и Н.И. Сайтовой «О вычислительных характеристиках многоуровневых прогностических схем и моделей общей циркуляции атмосферы» (Метеорология и гидрология. 1983. №3. С. 5–17) приведена

таблица результатов расчетов для многоуровневых схем, вычисленных по алгоритму А.М. Обухова (рис. 2).

3. «О точности предвычисления адвективных изменений полей при численном прогнозе погоды» (Изв. АН СССР. Серия геофиз. 1957. № 9. С. 1133ö 1141).

С появлением вычислительных машин начался интенсивный рост численных схем решения дифференциальных уравнений во всех областях физики, включая динамику атмосферы. Расчеты показали, что в большинстве случаев численные методы сильно искажают известные точные решения дифференциальных уравнений даже в простых физических задачах. Одной из простых задач динамической метеорологии является задача определения скорости переноса какой-либо субстанции или физической характеристики с постоянной скоростью, если она задана. Задача с начальными данными  $t = 0$ ,  $T = T_0(x)$  для уравнений переноса. Линейная модель  $\frac{\partial T}{\partial t} + c \frac{\partial T}{\partial x} = 0$ , где  $t$  – время;  $x$  – координата;  $T$  – заданная скорость потока, переносящего субстанцию,  $u$  – искомая скорость. Решение записывается в явной форме  $T = T_0(x-ct)$ ;  $c$  – скорость потока. Квазилинейная модель  $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0$ ;  $t = 0$ ;  $u = u_0(x)$ ; точное решение записывается в неявной форме  $u = u_0(x-ut)$ . Эту модель иногда называют волной Римана.

А.М. Обухов детально рассмотрел решение этой задачи адвекции численными методами и в метеорологических терминах четко и ясно описал и физически интерпретировал главное отличие численных методов от точных решений: возникновение не имеющих физического смысла волн, движущихся вверх по потоку. Этот факт дал основание Александру Михайловичу неоднократно повторять: «Прежде чем программировать задачу, нужно понять, что Вы хотите и что Вы можете получить в результате при численном решении, чтобы дать решению четкую физическую интерпретацию».

Когда появились суперкомпьютеры, было разработано много численных схем прогноза метеорологических величин в региональных полуглобальных и глобальных масштабах. Популярность приобрела модель Мессингера, в которой указывается появление встречных потоку волн, но ссылки на работу А.М. Обухова, сделанную более 50 лет назад, нет. Когда я это рассказал Александру Михайловичу, он очень расстроился и сказал «У Мессингера есть мой оттиск, и об этом я ему рассказывал».

NB. В 50-х годах уже было известно, что в численных решениях моменты решения искажаются меньше, чем само решение, и вычисленные моменты можно использовать для приближения к точному решению [1]. Сотрудница Отдела объективного анализа Гидрометцентра СССР Т.В. Попова использовала алгоритм А.М. Обухова для уточнения используемых схем прогнозов перемещения центров вихревых структур на срок 24, 48 и 72 часа [2, 3].

Вообще почти каждая работа А.М. Обухова давала толчок для развития или уточнения соответствующей проблемы динамики атмосферы. Подавляющее большинство схем объективного анализа полей ветра основывается на ранней

Таблица 1  
Характеристики используемых многоуровневных схем

№		Число уровней	Уровни	$N$	$C(\lambda)$	$\tau_{\text{min}}$	Номера векторов
1	США	3	1; 0,667; 0,333	1,4	11,5	81	3,2
2	Япония	4	1; 0,75; 0,5; 0,25	1,9	16,8	84	4,3
3	Италия	6	1; 0,9; 0,7; 0,5; 0,3; 0,1	1,7	38,1	81	6,5
4	Япония	6	1; 0,8; 0,7; 0,5; 0,3; 0,2	2,3	29,3	85	4,3
5	Швеция	6	1; 0,85; 0,7; 0,5; 0,3; 0,1	2,1	30,6	82	3,1
6	Австралия	7	1; 0,85; 0,7; 0,5; 0,3; 0,25; 0,1	2,9	28,6	82	4,3
7	Япония	8	1; 0,8; 0,7; 0,5; 0,3; 0,25; 0,2; 0,1	3,6	30,2	74	5,4
8	США	8	1; 0,8125; 0,625; 0,4375; 0,25; 0,18334; 0,11667; 0,05	3,4	24,5	69	2,1
9	Канада	9	1; 0,85; 0,7; 0,5; 0,3; 0,2; 0,15; 0,1; 0,05	3,4	29,1	69	6,5
10	ФРГ	9	0,95; 0,85; 0,7; 0,55; 0,4; 0,3; 0,2; 0,1; 0,05	2,7	42,5	75	3,2
11	ФРГ	9	1; 0,85; 0,7; 0,5; 0,3; 0,2; 0,1; 0,07; 0,05	3,2	31,1	62	2,1
12	Франция	10	1; 0,95; 0,85; 0,7; 0,5; 0,3; 0,25; 0,2; 0,15; 0,1	2,3	65,1	68	5,4
13	СССР	11	1; 0,85; 0,7; 0,5; 0,4; 0,3; 0,25; 0,2; 0,15; 0,1; 0,05	5,4	31,1	68	8,7
14	США	11	1; 0,85; 0,7; 0,5; 0,4; 0,3; 0,2; 0,15; 0,1; 0,07; 0,05	5,3	21,8	51	5,1
15	Англия	11	0,98744; 0,937; 0,8432; 0,7177; 0,57717; 0,43626; 0,31738; 0,23047; 0,15741; 0,08856; 0,02207	1,8	101,4	67	11,10
16	ЕЦСП	13	0,896; 0,695; 0,493; 0,319; 0,196; 0,117; 0,074; 0,049; 0,032; 0,02; 0,011; 0,0058; 0,0015	6,1	20,2	48	2,1
17	ЕЦСП	15*	0,996; 0,967; 0,914; 0,845; 0,765; 0,678; 0,589; 0,5; 0,415; 0,334; 0,26; 0,193; 0,132; 0,077; 0,025	2,9	124,9	79	3,2
18	Франция	15	1; 0,988; 0,955; 0,905; 0,845; 0,78; 0,71; 0,635; 0,555; 0,473; 0,395; 0,31				

Рис. 2. Таблица результатов расчетов для многоуровневных схем, вычисленных по алгоритму А.М. Обухова (Метеорология и гидрология. 1983. №3. С. 5-17)

работе А.М. Обухова «Теория корреляции векторов» (Ученые записки МГУ. Серия математика. 1940. Вып. 45. С. 73–92). По проблеме объективного анализа векторных полей защищено много диссертаций во многих научных учреждениях, работающих над метеорологическими и климатологическими проблемами, не только по линии гидрометеорологических и академических институтов, но и в ряде университетов, где были сильные кафедры этого профиля, например, в Ташкенте, Саратове и других городах.

4. «К вопросу о геострофическом ветре» (Изв. АН СССР. Серия географическая и геофизическая. 1949. Т. 13, № 4. С. 281–306).

Центральной проблемой динамической метеорологии является взаимодействие между полем атмосферного давления и структурой поля ветра. В 1938 году была опубликована статья К. Россби «On the mutual adjustment of pressure and velocity distribution in certain simple current systems» (J. Mar. Res. 1938. V. I. P. 239–263), в которой было показано, что адаптация этих полей связана с волновыми процессами. Модель была одномерная, т.е. зависящая только от одной координаты. В процессе адаптации волны не затухали и не меняли своей структуры, т.е. выражались через тригонометрические функции.

А.М. Обухов рассматривал двумерную задачу и процесс адаптации в приближении к квазибаротропности (модель пленки).

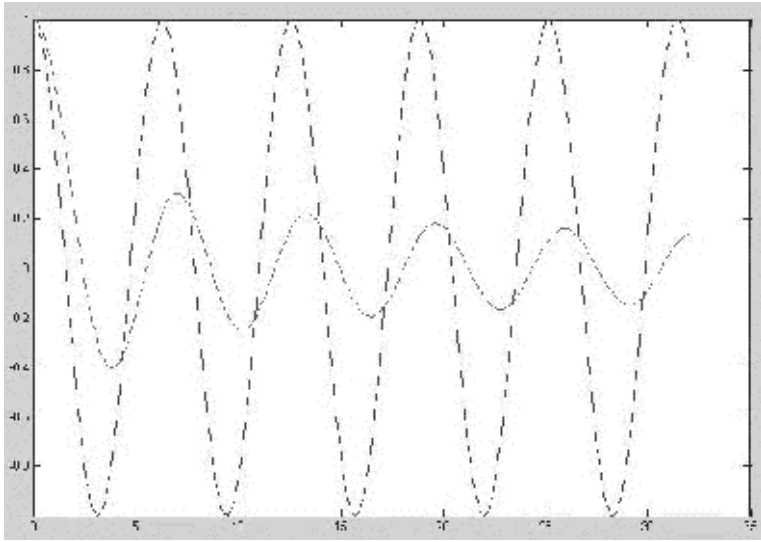
В 1963 году в Осло проходил II Международный симпозиум по численным методам прогноза. Присутствовал весь «цвет» специалистов по динамике атмосферы (Чарни, Смагоринский, Аракава I, Аракава II, Бушби, Сойер, Дади, Элиассен, Пальмен, Крессман, Дёёз, Шуман и др.). В советскую делегацию входили: Немчинов С.В. (глава делегации), Душкин П.К., я и переводчица Женя Боциева, не знающая ни математических, ни гидродинамических терминов. (Политическая обстановка плохая: Норвегия в НАТО, у нас Варшавский договор). На улицах к нам обращались с провокационными вопросами.

Фактически в моем докладе уточнялось решение А.М. Обухова за счет эффекта Россби (On Coriolis force variability in the prognostic schemes. Tellus № 1. 1964).

В обеденный перерыв ко мне подходит Барри Зальцман (США) и спрашивает: «Можно ли будет с Вами более подробно поговорить о задаче об адаптации?». Я ответил: «Конечно». «Вы согласны тогда завтра продлить обеденный перерыв минут на 10?» «Конечно». Беседа началась с вопроса: «Вы знакомы с работой Обухова?» «Конечно». «А с работой Россби (1938 г.)?» «Да, знаком». «Решение Обухова противоречит решению Россби, а так как решение Россби поставлено очень четко, то решение Обухова некорректно, но непонятно, в чем». Дискуссия прошла полчаса. Чарни и Смагоринский в дискуссии не участвовали, а я никак не мог понять суть противоречия.

И, наконец, дошло до меня: «Волновое уравнение имеет принципиально разные решения в нечетномерном и четномерном пространстве». И написал

формулу:  $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x_i^2} = 0$ . «Решение представляется через функцию Бесселя».



**Рис. 3.** Профили волн в одномерном пространстве ( $\cos(x)$ ) и бесселевой функции первого рода нулевого индекса  $J_0$

Возникла долгая пауза. Окружающие специалисты долго смотрят на Барри. Приложив руку к щеке, он говорит: «Oh! I see. I have no anymore questions». С гордым видом мы заняли свои места в продолжении симпозиума. В последние два дня симпозиума отношение к нам в корне изменилось. Нам улыбались, здоровались, а некоторые слушавшие нашу дискуссию, здороваясь за руку, говорили: «Very interesting!»

На рисунке 3 показаны профили волн в одномерном пространстве ( $\cos(x)$ ) и бесселевой функции первого рода нулевого индекса  $J_0$ . Амплитуда уменьшается с самого начала и при больших  $r$  убывает как  $\sqrt{1/r}$ , а период  $\implies 2\pi r$ . Функции влияния в модели А.М. Обухова осесимметричны. Структура круговых волн показана на рисунке 4.

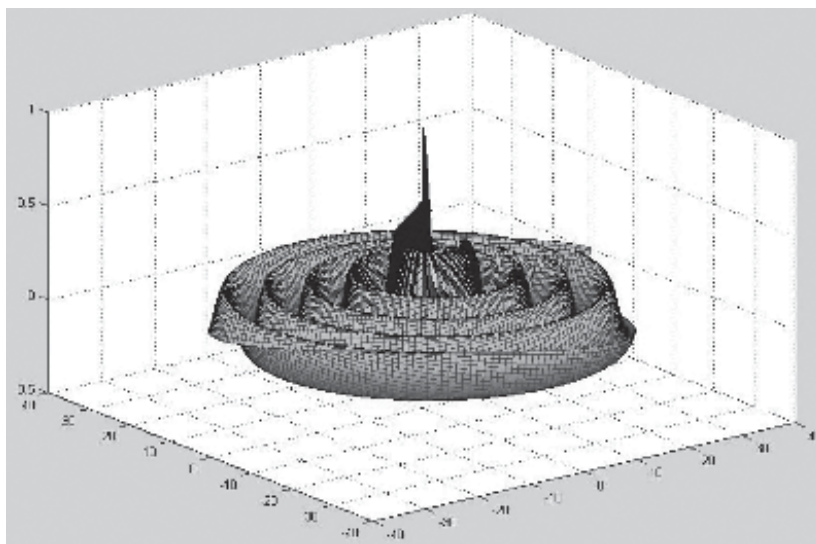
С учетом эффекта Россби осесимметричность функции влияния нарушается; начальное возмущение «как бы сдувается» на восток.

Таким образом, физический процесс адаптации полей давления и  $V$  ветра гораздо сложнее, чем это представлялось раньше.

NB. В трехмерном пространстве волны, как и в одномерном пространстве, «не портят» ни амплитуду, ни частоту. Поэтому, например, звуки, издаваемые голосовыми связками, «не портят» ни амплитуду, ни частоту, а только затухают с расстоянием. Как видим, волны описываются тригонометрическими функциями.

5. Пояснение основного эффекта Россби. Представим себе элемент объема несжимаемого идеального газа или жидкости, ребрами которого являются отрезки параллелей и меридианов на двух высотах. Если под действием внешних сил этот элемент объема движется вдоль круга широты, то элемент объема не деформируется. Если же внешние силы «вынуждают» двигаться





**Рис. 4.** Структура круговых волн

элемент объема вдоль меридиана от экватора к полюсу, то он вынужден деформироваться, вытягиваясь вверх, т.е. появляется добавка к основной вертикальной компоненте скорости (если движется к экватору, то вниз), которая вычисляется из уравнения неразрывности. Внешними силами являются компоненты барического градиента и компоненты ускорения Кориолиса  $2\omega \sin(\varphi)$ , ( $\omega$  – угловая частота вращения Земли;  $\varphi$  – географическая широта) приходится дифференцировать параметр Кориолиса вдоль меридиана и появляется слагаемое  $2\omega \cos(\varphi)/R_0$  ( $R_0$  – радиус Земли). Этот эффект также связан с волновым характером полей давления и ветра. Впервые он был назван американским словом «juxtaposition», что означает «размещение рядом», «последующий», потом эффектом Россби.

Эффектом Россби объясняется следующее:

1. Закон Бэра – крутые правые берега рек Северного полушария и пологие левые для рек, не текущих вдоль параллели. В Южном полушарии картина обратная.

2. В широтных поясах 35–65 градусов широты в обоих полушариях наблюдается самый крупный зональный поток в тропосфере, направленный с запада на восток, т.е. опережающий вращение Земли. Отставание происходит на больших высотах, где диссипативные факторы становятся меньше динамической составляющей движения.

3. В уравнениях движения без учета воздействия внешних сил (правая часть уравнения движений равна нулю) существует интеграл движения с сохранением во времени кинетической энергии. В цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial}{\partial t}(u^2 + v^2 + w^2) = 0,$$
 $u$  – радиальная,  $v$  – тангенциальная,  $w$  – вертикальная компоненты. При моделировании крупномасштабных вихрей типа тай-

тайфуна                      возникает                      второй                      интеграл                      системы

$$\frac{\partial}{\partial t}(u * \cos(\theta) - v * \sin(\theta) - w * \operatorname{tg}(\varphi)) = 0.$$

Кратко говоря, учет эффекта Россби в задаче адаптации приводит к продолжению процесса «адаптации Обухова» к медленному повороту изобар, стремящихся к параллелям. Этот процесс занимает порядка нескольких суток [4].

*Шутки Александра Михайловича Обухова.* Поездка в Ленинград. Конец 60-х годов. В Ленинграде какое-то Всесоюзное совещание. Пришел на Ленинградский вокзал покупать билет, а у кассы стоит Александр Михайлович. «Вы на это совещание?» «Да». «Вы на «Стреле» в 2-местном спальном?» «Да». «Я тоже на Стреле, но в купейном» «О, Евгений Михайлович, если Вы не будете возражать, я с удовольствием поеду с Вами в купейном вагоне». Вечером нижние два места в купе заняли дамы, и пока они укладывались мы стояли в коридоре и обсуждали, как теперь говорят, хит динамики атмосферы – волны Россби. Александр Михайлович меня спрашивает: «Вы знаете, какая разница в спектре волн Россби на плоскости и на сфере?» «Нет». «На сфере отсутствует первая мода». Долго смотреть на мое, мягко говоря, не очень умное выражение лица, Александру Михайловичу не пришлось: открылась дверь: «Мужчины, заходите!» Полночи я ворочался, но ничего не придумал. Только днем на одном из скучнейших докладов я сообразил, что нужно сделать, чтобы ответить на вопрос, нужно написать формулы волн Россби на плоскости и на сфере.

Уравнение, решением которого являются волны Россби, наложенные на основной поток, в пространственных переменных  $\xi_1, \xi_2, t$  в инвариантной форме записывается так:

$$\frac{\partial \Delta \Psi}{\partial t} + Ja(\Psi, \Delta \Psi) + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial \xi_1} = 0$$

на плоскости  $\xi_1 = x$  направлено на восток; ось  $\xi_2 = y$  направлена на север.

На поверхности сферы:  $\xi_1 = \lambda$  вдоль круга широты;  $\xi_2 = \theta$  вдоль меридиана от северного полюса до южного;  $0 < \lambda < 2\pi$ ;  $0 < \theta < \pi$ ;  $\beta$  – параметр Россби.

Волна, наложенная на зональный поток, определяется:

1) зональным потоком:

– на плоскости:  $Uy$ ;  $U$  – скорость зонального потока;  $y$  – координата на север;

– на поверхности сферы:  $\alpha/\omega$ ;  $\alpha$  – угловая частота зонального потока;

2) амплитудой волны  $\Psi_0$ ;

3) горизонтальными параметрами волны;  $m$  – вдоль круга широты;  $n$  – вдоль меридиана;

4) периодом волны, который определяется произведением  $(m \beta t) / N$ .

$N$  – коэффициент при вычислении оператора Лапласа.

– для плоскости  $N = -(m^2 + n^2)$ ;

– для сферы  $N = -n * (n+1)$ .

Заметим, что для сферы в знаменателе отсутствует азимутальное волновое число  $m$ .

Для сферы решение дифференциального уравнения в сферических координатах на поверхности сферы, как и любая непрерывная функция, может быть записана в виде ряда по полиномам Лежандра:

$$\Psi = \frac{\alpha}{\omega} - \sum_{m=1}^{\infty} \Psi_m * e^{i(m\lambda - \sigma_m t)} * P_m(\cos(\theta)) - \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^m \Psi_{mn} e^{im\lambda_{mn} * \sigma_{mn} t} * P_m^n(\cos(\theta)),$$

где  $P_m$  и  $P_m^n$  – полиномы Лежандра,  $\alpha$  – зональный индекс циркуляции – средняя угловая скорость зонального потока в широтном поясе от 35 до 65 параллели.

Первая волновая мода определяется  $m = 1$  и  $n = 1$ . Как видим, в этом случае  $\Psi_{11} = 0$ .

Из физико-геометрических соображений это понятно: при  $m = n = 1$  – это «зональная» часть колебаний, которая описана первой суммой.

Вернемся к адаптации полей давления и ветра. Из всего вышесказанного следует, что процесс адаптации полей давления и ветра проходит две стадии. Первая приводит к геострофическому балансу. Это можно назвать первым асимптотическим режимом, согласно алгоритму Обухова. Характерный масштаб времени (обозначим  $T_1$ ) определяется параметром Кориолиса в средних широтах  $T_1 = \frac{1}{2\omega \sin(\varphi)} \approx 3$  часа. Так что этот процесс длится примерно сутки.

Эффект Россби медленно поворачивает геострофический баланс так, что изобары и изотахи стремятся совпасть с параллелями. Это второй асимптотический режим. В этом процессе характерный масштаб определяется эффектом Россби. Грубо можно считать, что временной масштаб первой стадии (масштаб Обухова) нужно умножить на отношение радиуса Земли, деленный на масштаб синоптического возмущения (глубокая ложбина, формирующийся циклон, блокинг – формирующаяся устойчивая область повышенного давления). Этот процесс занимает не меньше недели.

В ряде работ комбинация  $2\omega/UL$  называется числом Россби ( $L$  – линейный масштаб). Думаю, это некорректно по двум причинам. Во-первых, первый этап процесса работает с масштабом  $1/2\omega (\sin(\varphi))$ . Этот масштаб иногда называют числом Кибеля, числом Обухова и др. Хотя он был известен в конце XIX в., когда были введены понятия «градиентный ветер», «геострофический ветер». Во-вторых, вторая, медленная часть процесса целиком обязана эффекту Россби. Туда обязательно входит комбинация  $\frac{2\omega * \cos(\varphi)}{R_0}$ .

5 мая я пришел на работу, и приехал Александр Михайлович. Я поздравил его с днем рождения и спрашиваю: «Я, наверное, первым Вас поздравил?» «Нет. В этот день первым меня поздравляет по телефону Леонид Максимович Бреховских. Он родился 6 мая 1917 года и поздравляет меня всегда одной и той же фразой: «Ну, вот, Саша, ты меня догнал». «А завтра я опять отстану».

Я как-то спросил Александра Михайловича: «Как Вы умудрились посадить аэростат недалеко от Саратова?» «Я тихо сидел в корзине и не возмущал атмосферу».

На одном обязательном послезащитном мероприятии обсуждались проблемы распространения радиоволн. Я начал рассказывать: «В 1935 году в Ташкенте с группой таких, как и я восьмиклассников (радиолюбители-коротковолновики), на пионерской технической станции по описанию в журнале «Радиофронт» пытались сделать телевизор. Опытные передачи на коротких волнах передавались из Москвы. Изображение должно было появляться 8 на 12 мм (точно не помню) на фоне так называемой пятачковой неоновой лампы, перед которой вращался металлический диск Нипкова, на котором по спирали Архимеда были выбиты маленькие квадратные окошечки (24 окошечка, размер не помню). Диск должен был вращаться со скоростью 600 оборотов в минуту.

Александр Михайлович задает вопрос: «Как Вы осуществляли синхронизацию?» Я выставил указательный палец и сказал: «Нажимал на ось электромотора». «Вы что-нибудь видели?» «Нет, ничего не видели». «Надо было нажимать большим пальцем. Поэтому Вы ничего и не видели». Кроме меня, засмеялись несколько человек. Выдержав паузу, Александр Михайлович сказал: «Впрочем, мы тоже ничего не видели».

Это вряд ли известная деталь биографии А.М. Обухова.

5 декабря 1989 года я не был на похоронах Александра Михайловича Обухова – лежал с температурой выше 40 градусов. Андрей Дмитриевич Сахаров был на похоронах и сам скончался 14 декабря. В период шельмования Сахарова Александр Михайлович как-то сказал: «Сахаров был единственным академиком, к которому я обращался на ты (как пояснил академик Голицын Георгий Сергеевич (которого Александр Михайлович заочно всегда называл «Сэр Джордж»), это были соседи по дачам)».

Искренне благодарю судьбу за подарок – 41 год радостного общения с выдающимся ученым и исключительно интересным человеком, Александром Михайловичем Обуховым.

Он «...был из породы распиливающих, обнажающих суть вещей», как писал Андрей Вознесенский.

### *Литература*

1. Жуков А.И. К вопросу о сходимости разностных методов решения задачи Коши // Вычислительная математика. № 6. 1960. С. 34–62.
2. Попова Т.В. О сравнительной точности конечно-разностных схем для уравнения адвекции // Труды ММЦ. Вып. 7. 1965. С. 72–91.
3. Попова Т.В. О применении метода моментов при численном решении конечно-разностных уравнений // Труды ГМЦ. Вып. 39. 1969. С. 112–138.
4. Добрышман Е.М., Кочина В.Г., Летунова Т.А. Динамические характеристики моделей атмосферных вихревых структур // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 5. С. 540–549.

# Оценка роли 60-летнего цикла в наблюдаемых и ожидаемых изменениях климата

*Г.В. Груза, Э.Я. Ранькова*

Институт глобального климата и экологии Росгидромета и РАН, г. Москва

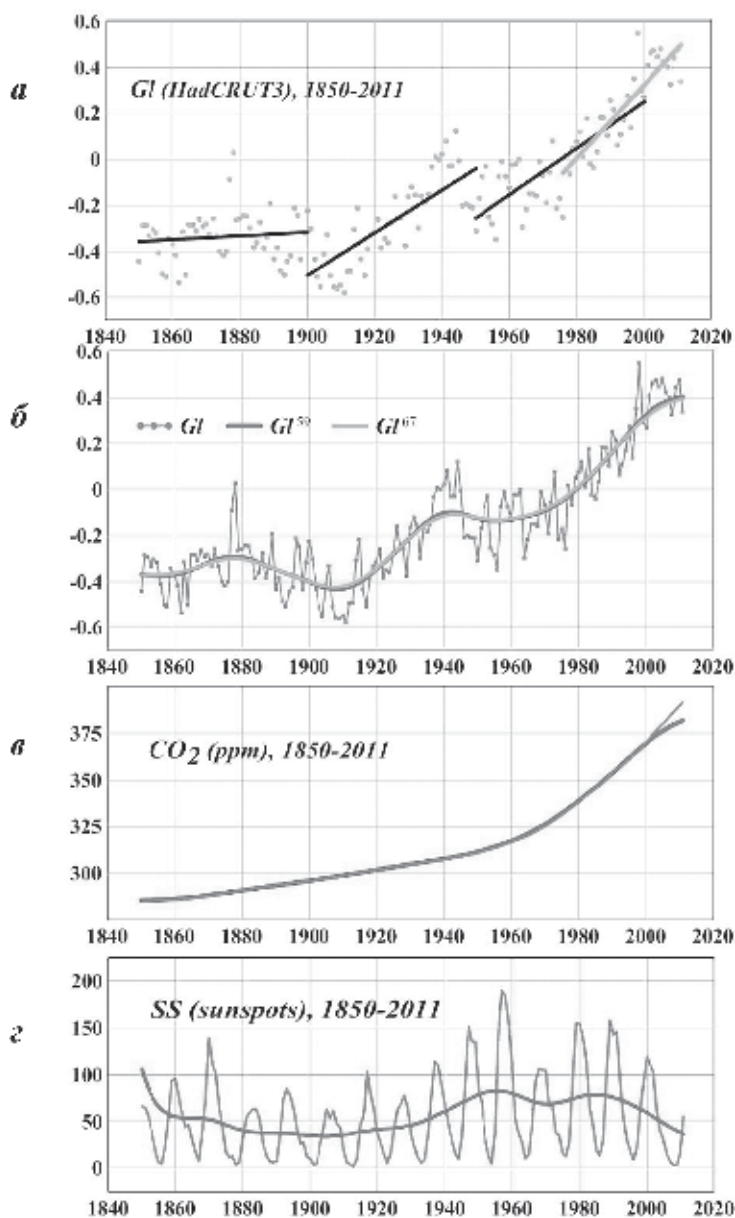
Исследования квази-60-летнего цикла и его роли в изменении глобального и регионального климатов нашли свое отражение в многочисленных публикациях (включая [1]), подтверждающих наличие долгопериодных колебаний (с периодами 55–70 лет) в изменении приземной температуры – глобальной и крупных регионов. Эти колебания обнаруживаются как по инструментальным наблюдениям за 150 лет, так и по многочисленным реконструкциям температурных рядов длительностью до 2000 лет и более. В данной работе будут представлены лишь оценки, основанные на данных инструментальных наблюдений. (Данные палеореконокструкций менее надежны, хотя и содержат весьма интересные результаты – см. например [2–4]). Сигнал 60-летнего колебания, помимо глобальной температуры, ярко выражен в изменениях температуры поверхности воды в северной части Атлантического и в Тихом океане (индексы АМО, PDO) и во временном ряду глобально осредненного уровня моря [1, 5–7].

Природа 60-летних циклов пока неизвестна. Есть предположение, что они обусловлены вземными причинами, в частности изменением расстояния между Солнцем и Землей вследствие влияния положения крупных планет. В работе [8] 60-летний цикл рассматривается как «самый длинный из коротких циклов», в котором «приблизительно повторяется взаимное расположение Солнца, Юпитера и Сатурна». Выдвигаются также гипотезы, что причиной могут быть процессы в Мировом океане [1].

В ряде работ изменения климата рассматриваются как результат совместного влияния антропогенного фактора (иногда в форме тренда глобального потепления) и 50–60-летних колебаний, не связанных с антропогенной деятельностью [6, 9–12]. Остановимся подробнее на количественных оценках роли разных факторов, представленных в работе [13]. Данные о наблюдаемой температуре рассчитаны по массивам HadCRUT3 и CRUTEM3 (версия 2011 г.). Массивы содержат глобальные поля в 5-градусных «боксах», базирующиеся только на данных инструментальных наблюдений с 1850 года по настоящее время.

В качестве основных физических причин климатической изменчивости приземной температуры здесь рассматриваются:

- изменение концентрации парниковых газов в атмосфере (в данном случае использован временной ряд концентрации CO<sub>2</sub>);
- естественная долгопериодная изменчивость (в частности, квази-60-летнее колебание во временных рядах температуры);
- вариации солнечной активности (использован временной ряд числа солнечных пятен SS, sunspots, как доступный за более длительный период времени, в среднем за год и для каждого месяца).



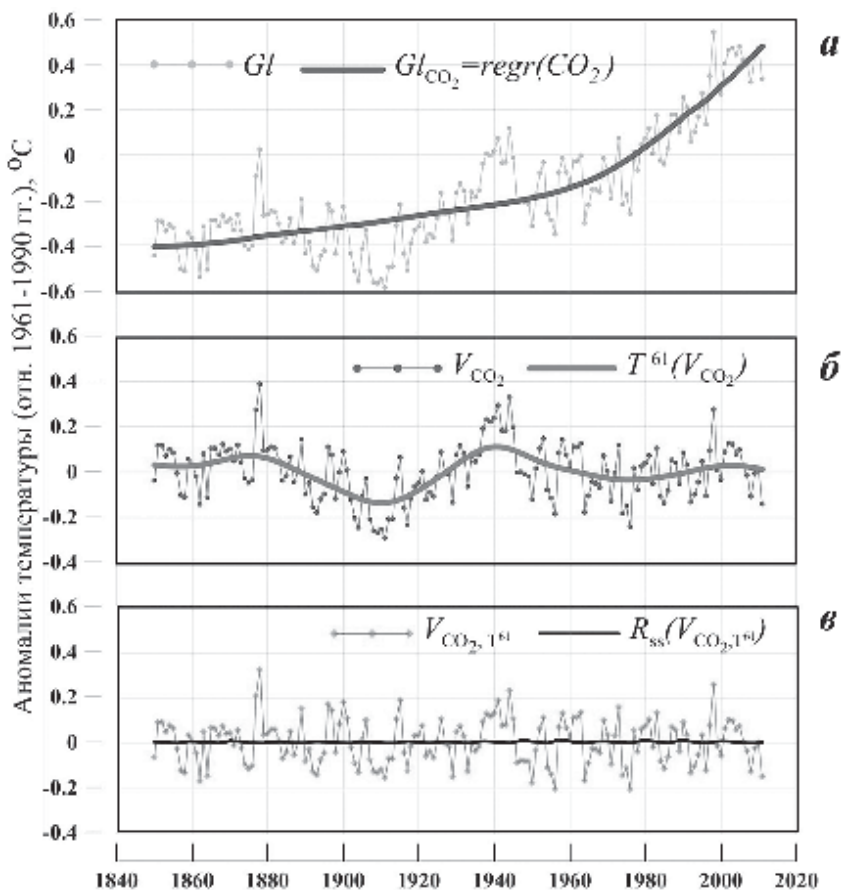
**Рис. 1.** Ход аномалий средних годовых значений глобальной приповерхностной температуры HadCRUT3 и факторов изменчивости приземной температуры в течение 1850–2011 гг. Аномалии рассчитаны относительно периода 1961–1990 гг. *a* – наблюдаемые значения (точки) и линейные тренды для 4 периодов: 1850–1900, 1900–1950, 1950–2000 и 1976–2011 гг.; *б* – наблюдаемые значения (ломаная линия  $GI$ ) и сглаженные кривые ( $GI^{59}$ ,  $GI^{67}$ ), полученные фильтром Поттера с периодами отсечения 59 и 67 лет; *в* – концентрация двуокиси углерода и число солнечных пятен (синие линии); *г* – компоненты, выделенные фильтром Поттера с периодом отсечения 55 лет

Естественная долгопериодная изменчивость представлена в этой работе составляющими, выделенными низкочастотным фильтром Поттера с периодом отсекаемого около 60 лет. Показано, что отфильтрованные низкочастотные составляющие, соответствующие периодам отсекаемого от 55 до 70 лет, очень сходны между собой. По определению, они должны содержать колебания исследуемого ряда с периодами не ниже периода отсекаемого (в том числе тренд, если он есть в исходном ряду). На «хвостах» ряда сглаживание выполняется по усеченным данным и потому менее надежно. Исследуемые временные ряды (1850–2011 гг.) приведены на рис. 1. На верхнем фрагменте точками показаны аномалии средней годовой глобальной приповерхностной температуры воздуха HadCRUT3. На фоне хаотических изменений температур год от года отчетливо видно, что линейные тренды для различных отрезков времени показывают малые изменения температуры до 1900-го года и существенное потепление после 1910-го года. Следует обратить внимание, что аномалии среднегодовых температур земного шара имеют разброс всего 1.2 градуса.

На втором фрагменте аномалии температуры соединены ломаной линией G1 и показаны сглаженные кривые G159 и G167 (результат применения низкочастотного фильтра Поттера с периодами отсекаемого 59 и 67 лет). Видно, что кривые G159 и G167 практически совпадают, что позволяет выделить два примерно 60-летних колебания от одного максимума до другого: примерно от 1880 до 1940 и от 1940 до 2000 гг. Реальность этих колебаний вполне убедительна и дополнительно подтверждается результатами спектрального анализа. Монотонный рост глобальной температуры после 1910 года не вызывает сомнения и интерпретируется как глобальное потепление вследствие роста концентрации парниковых газов в атмосфере Земли.

На следующих двух фрагментах показаны временные ряды факторов – концентрация  $\text{CO}_2$  и число солнечных пятен SS. Красными кривыми показаны их составляющие, выделенные фильтром Поттера с периодом отсекаемого  $T=55$  лет. Характерно, что низкочастотная компонента хода  $\text{CO}_2$  практически совпадает с самим рядом, поскольку временной ряд  $\text{CO}_2$  не содержит колебаний с периодами менее 55 лет. Изгиб в конце периода подтверждает сделанное выше замечание относительно большей неопределенности результатов фильтрации на «хвостах» ряда. Аналогичная составляющая для числа солнечных пятен, по-видимому, отражает некоторую тенденцию к уменьшению амплитуды колебаний до 1930 г. и последующие два примерно 20-летних всплеска амплитуды с минимумом между ними в 1970 г. и, возможно, в конце периода.

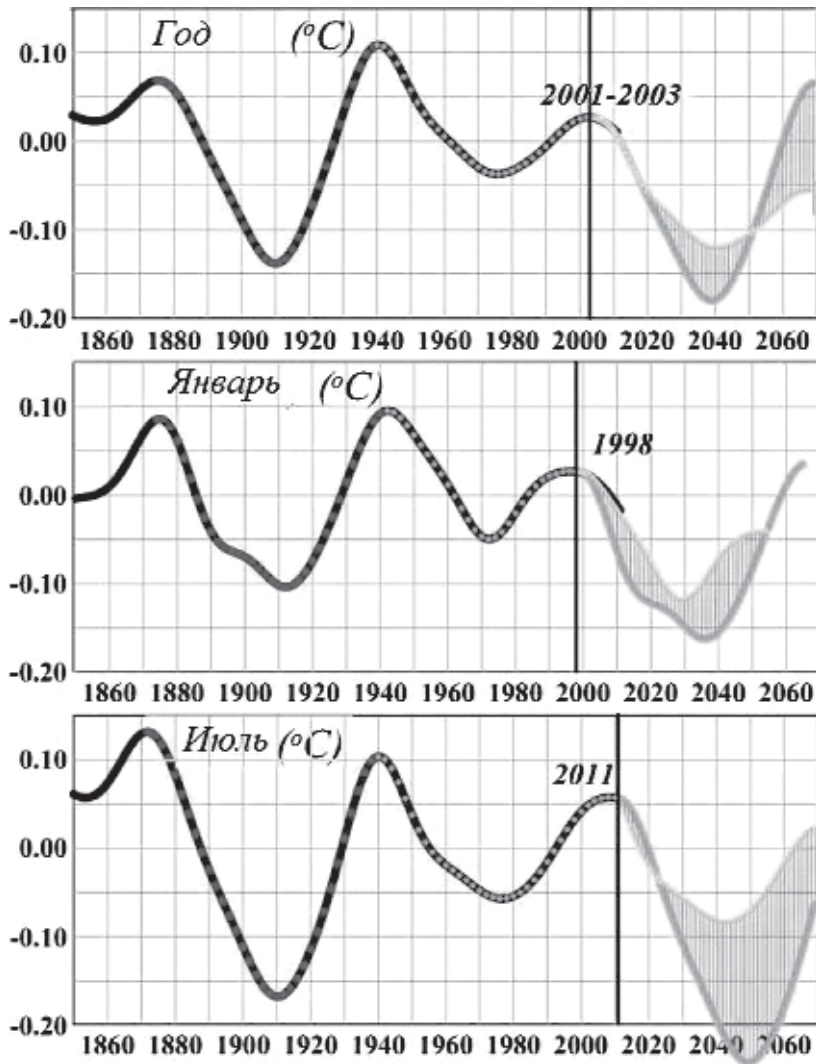
Сравнительные оценки вклада предполагаемых факторов в изменчивость температуры проанализированы для разных объектов (земной шар, суша СП, арктический пояс, умеренные широты СП, территория России) и разных сезонов (год, январь, июль). Вклад концентрации  $\text{CO}_2$  и солнечной активности оценивался с помощью линейной регрессии температуры на фактор [14], а вклад 60-летнего цикла его низкочастотной составляющей. Оценки показали, что относительный вклад роста концентрации  $\text{CO}_2$  в изменчивость температуры во всех рассмотренных объектах значительно больше, чем влияние 60-летнего цикла. Исключения представляют оценки для континентов Северного



**Рис. 2.** Изменение средних годовых аномалий приповерхностной глобальной температуры. *а* – ход глобальной температуры ( $Gl$ ) и кривая ее регрессии на  $CO_2$  ( $Gl_{CO_2}$ ); *б* – ход остатков от регрессии ( $V_{CO_2} = Gl - Gl_{CO_2}$ ) и ее низкочастотная составляющая ( $T^{61}V_{CO_2}$ ); *в* – ход  $V_{CO_2}, T^{61}$  (остатки после исключения обоих компонент: регрессия на  $CO_2$  и  $T^{61}$ ) и кривая ее регрессии на число солнечных пятен  $SS$

го полушария (в июле) и для Арктического региона (в январе), где вклад этих двух факторов оказался сопоставимым. Вклад солнечной активности в изменчивость температуры во всех случаях много ниже (менее 2%). Особо следует отметить, что для территории России практически во всех случаях два ведущих фактора (концентрация  $CO_2$  и 60-летнее колебание) объясняют менее 50% изменчивости температуры (а в январе лишь около 10%). В январе доля объясняемой этими факторами дисперсии существенно снижена и для других регионов. На основе полученных оценок сформулирован вывод: изменения средней глобальной приповерхностной температуры складываются из отклика на изменения концентрации парниковых газов и квази-60-летнего цикла, а также хаотических колебаний, связанных с чередованием синоптических процессов (рис. 2).





**Рис. 3.** Вклад 60-летнего колебания в изменение глобальной приповерхностной температуры в течение 1850–2011 гг. и оценка его изменения в следующем 60-летнем цикле (до 2070 года)

Понятно, что учет квази-60-летнего колебания в прогнозе изменений климата пока может быть реализован лишь в виде достаточно грубой эмпирической оценки (гидродинамическими моделями экстремумы квази-60-летнего цикла не воспроизводятся – см., например, [1], рис. 9.5). При этом речь идет о колебаниях с амплитудой менее 0.2 °C.

В работе [13] такой эмпирический прогноз изменений глобальной температуры на 30–40 лет получен в соответствии с «моделью», представленной на рис. 2. На рис. 3 вклад квази-60-летнего цикла  $T61VCO_2$  в изменения глобальной температуры (второй фактор) рассматривается подробнее для года,

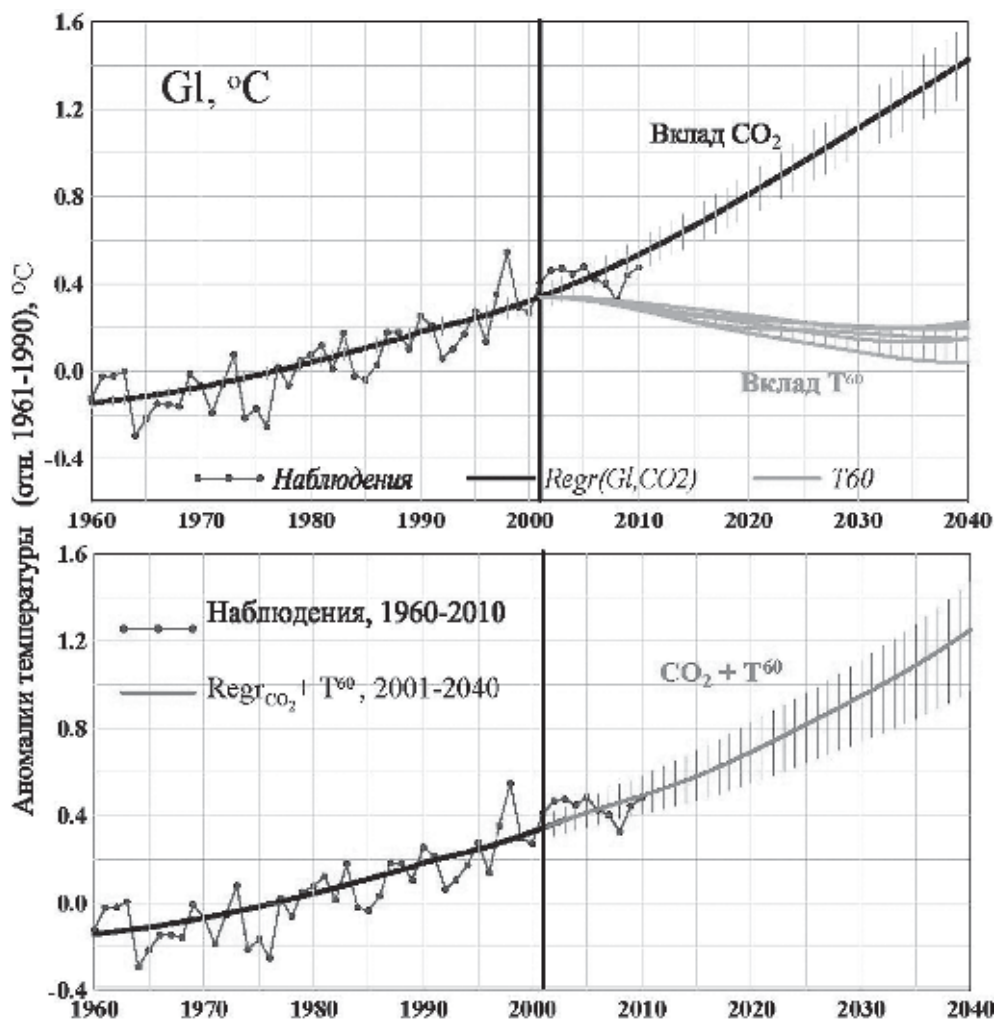


Рис. 4. Суммарная оценка (прогноз) ожидаемых изменений приповерхностной глобальной температуры на период до 2040 г. с учетом изменения концентрации  $CO_2$  и фазы квази-60-летнего колебания в комплексе

января и июля. Общий характер колебаний в январских, июльских и годовых величинах этого фактора достаточно близок, хотя в деталях их численные оценки различны (особенно вблизи последнего максимума). Далее вводится допущение, что различия связаны со случайными ошибками, которых невозможно избежать в оценках такого рода.

Поскольку доступный временной интервал включает лишь две «реализации» 60-летнего колебания (на рисунке они выделены цветными кривыми: розовой и голубой), которых недостаточно для статистической оценки его следующей «реализации», предлагается упрощенное решение по типу «инерционного прогноза». Другими словами, предлагается перенести каждый из

двух наблюдаемых циклов для всех временных срезов (год, январь, июль) в точку последнего максимума. На рис. 3 момент последнего максимума на всех кривых показан вертикальной чертой, а подобные каждому циклу «инерционные» изменения температуры показаны кривыми соответствующего цвета. Наконец, принимается гипотеза о равнозначности всех временных срезов, и все три пары «инерционных» кривых объединяются в один пучок возможных траекторий предстоящих изменений средней глобальной температуры, независимо от календарного периода.

Конечная цель рассматриваемой задачи – создание сценария изменений глобальной температуры воздуха в ближайшие десятилетия с учетом суммарного воздействия предполагаемых факторов. Речь идет о сценарии, поскольку предстоящие изменения внешних факторов неизвестны и оценка глобальной температуры основывается на некоторых условных (наиболее соответствующих решаемой задаче) сценариях их изменения. В нашем случае такими факторами являются концентрация парниковых газов в атмосфере и квази-60-летний цикл.

На рис. 4 показаны отклики среднегодовой глобальной температуры на изменение каждого из факторов, их суммарный эффект по данным наблюдений (до 2010 г.) и их оценка на период до 2040 г. Необходимые для расчета регрессионного отклика значения регрессора (концентрация  $\text{CO}_2$ ) на период прогноза взяты из сценария А1В МГЭИК [15]

На верхнем фрагменте рисунка «вклад  $\text{CO}_2$ » (сценарный прогноз изменения глобальной температуры вследствие изменения концентрации  $\text{CO}_2$ ) включает ежегодную оценку ожидаемого среднего значения (черная кривая) и ее 95%-го доверительного интервала (вертикальные отрезки серого цвета). Пучком кривых зеленого цвета показан «вклад Т-60», т.е. ожидаемые изменения глобальной температуры, связанные с квази-60-летним колебанием. За точку отсчета принят 2002 год как точка последнего максимума квази-60-летнего колебания для среднегодовых значений глобальной температуры (для разных сезонов она лежит в интервале от 1998 до 2011 г.).

Нижний фрагмент содержит только ход наблюдаемой температуры до 2010 г. включительно и искомую прогностическую оценку предстоящих изменений глобальной температуры до 2040 г. (красная кривая и доверительный интервал). Получена эта оценка суммированием вкладов обоих факторов, показанных на верхнем фрагменте.

Напомним, что полученные оценки относятся к средним 30-летним температурам (нормам) или к серединам соответствующих 30-летию. В соответствии с полученной оценкой можно ожидать через 30 лет (от 1981–2010 к 2011–2040 гг.) повышения глобальной температуры на  $0.58 \pm 0.17^\circ\text{C}$ , в том числе повышения на  $\sim 0.72 \pm 0.11$  за счет увеличения концентрации  $\text{CO}_2$  и снижения на  $0.14 \pm 0.06^\circ\text{C}$  за счет квази-60-летнего колебания.

## Литература

1. Climate Change 2007. The Physical Science Basis // Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Eds. Solomon S., Qin D., Manning M. et al. IPCC. 2007.
2. *Замолодчиков Д.Г.* Естественная и антропогенная концепции современного потепления климата // Вестник РАН. 2013. Т. 83, № 3. С. 227–235.
3. *Борзенкова И.И., Жильцова Е.Л., Лобанов В.А.* Вариации климата внетропической зоны Северного полушария за последние 1000 лет: анализ данных и возможных причин // Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. Т. XXIV. М.: НИЦ «Планета», 2011. С. 131–152.
4. *Mann M.E., Zhang Z., Hughes M.K. et al.* Proxy-based reconstructions of hemispheric and global surface temperature variations over the past two millennia // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2008. V. 105. DOI:10.1073/pnas.0805721105.
5. *Delworth T.L., Mann M.E.* Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere // Clim. Dyn. 2000. V. 16. P. 661–676.
6. *Schlesinger M.E., Ramankutty N.* An oscillation in the global climate system of period 65–70 years // Nature. 1994. № 367. P. 723–726.
7. *Kerr R.A.* A North Atlantic climate pacemaker for the centuries // Science. 2000. V. 288. 1984–1985.
8. *Мошин А.С., Берестов А.А.* Новое о климате // Вестн. РАН. 2005. Т. 75, № 2. С. 126–138.
9. *Фролов И.Е., Гудкович З.М., Карклин В.П. и др.* Климатические изменения ледовых условий в арктических морях Евразийского шельфа // Проблемы Арктики и Антарктики. 2007. № 75. С. 149–160.
10. *Панин Г.Н.* Об изменениях климата в полярных зонах Земли в XX и XXI столетиях // ДАН. 2009. Т. 427, № 3. С. 397–402.
11. *Orssengo G., Tech B.* Predictions Of Global Mean Temperatures & IPCC Projections // Icesap, April, available on-line at <http://wattsupwiththat.files.wordpress.com/2010/04/predictionsofgmt.pdf>. 2010.
12. *Мохов И.И., Смирнов Д.А., Карпенко А.А.* Оценки связи изменений глобальной приповерхностной температуры с разными естественными и антропогенными факторами на основе данных наблюдений // ДАН. 2012. Т. 443, № 2. С. 225–231.
13. *Груза Г.В., Ранькова Э.Я.* Ожидаемые и наблюдаемые изменения климата России: температура воздуха. Обнинск: ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», 2012. 194 с.
14. *Груза Г.В., Ранькова Э.Я.* Оценка предстоящих изменений климата на территории Российской Федерации // Метеорология и гидрология. 2009. № 11. С. 15–29.
15. *Nakicenovic N., Swart R.* Special Report of Emission Scenarios. V. 1. UK: Cambridge University Press, 2000. P. 612.

# Динамическое усиление глобального потепления

*Г.В. Алексеев*

Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург

Движение воздуха и воды в атмосфере и океане, возникающее вследствие неодинакового по широте притока тепла от Солнца к поверхности Земли, преобразуется под влиянием вращения планеты и распределения суши и океанов в наблюдаемую сложную систему циркуляции, которая составляет главный механизм формирования климата. Характерные пространственные и временные масштабы циркуляции в обеих средах отличаются на порядок в соответствии с различием их основных термодинамических параметров, что отражается и в их влиянии на изменение климата.

На межгодовые колебания в наибольшей степени влияет атмосферная циркуляция, которая формируется системой крупномасштабных циркуляционных ячеек, струй и вихрей с характерными масштабами, определяемыми фундаментальными параметрами планеты и ее атмосферы [1–5]. Влияние обеспечивается атмосферными переносами тепла из областей избыточного нагревания в низких широтах и влаги и тепла из океанов на сушу, которые помимо постоянной составляющей содержат значительную переменную часть, ответственную за формирование колебаний климата.

Исследования, начатые еще в 1930-е годы, показали важную роль атмосферной циркуляции в развитии региональных колебаний климата, в частности, потепления Арктики в 1930-40-е годы [6–10] и в современный период [11–14]. Во многих работах были предложены индексы для оценки влияния атмосферной циркуляции, прежде всего ее зональной составляющей, на колебания погоды и климата [15–20].

Влияние зональной циркуляции на погоду и климат связано с огромной разностью в теплоемкости океана и атмосферы, способствующей накоплению тепла в верхнем слое океана летом с последующей передачей в атмосферу зимой. В результате обеспечивается отепляющее воздействие переноса тепла и влаги из океанических областей на погоду и климат континентальных областей и колебания климата вследствие изменчивости атмосферной циркуляции [21–25].

Зимний перенос тепла и влаги из океана на континент повышает среднюю температуру всей широтной зоны, поскольку потери тепла океаном незначительно изменяют температуру на его поверхности по сравнению с повышением температуры воздуха над континентом. Отепляющий эффект не ограничивается областью, в которой сосредоточен зональный перенос с океана на континент, но проявляется как в средней температуре всего Северного полушария и так и глобальной средней температуре [26, 27, 11, 28–30]. В перечисленных работах найдена связь между усилением зональной циркуляции атмосферы, уменьшением температурного контраста между сушей и океаном и повышением средней температуры воздуха.

Исследованию влияния на климат меридиональной составляющей переноса тепла и ее изменчивости под влиянием внутренней динамики атмосферы и естественных и антропогенных воздействий уделялось особое внимание. Важные результаты в этом направлении были получены с использованием энергобалансовых моделей климата (ЭБМ), предложенных М.И. Будыко [31] и В. Селлерсом [32]. В 1970–80-е годы ЭБМ получили дальнейшее развитие [33, 34] и нашли применение во многих работах. На ЭБМ было воспроизведено наблюдаемое широтное распределение дисперсий среднезональных температур с полярным усилением, обусловленное колебаниями меридионального переноса тепла (МПТ) [35, 36], включая перенос скрытого тепла [37], показано влияние МПТ на чувствительность климатической системы к внешним воздействиям и рост МПТ с потеплением [38, 39], что согласуется с эмпирическими данными о росте вихревой активности в атмосфере при потеплении и ее ослаблении при похолодании [40, 41].

При этом в экспериментах с ЭБМ не отмечено влияния МПТ на среднюю температуру. Более того, средняя температура в ЭБМ оставалась неизменной в диапазоне изменений МПТ от полного отсутствия до мгновенного выравнивания контрастов температуры между экватором и полюсом [34]. Такой результат получен вследствие использования линейного приближения для параметризации уходящего длинноволнового излучения (УДР), которое позволяло воспроизвести многие характеристики климата [42, 43, 34].

Недостаточность линейной аппроксимации УДР при исследовании межгодовой изменчивости климата видна из сравнения распределений дисперсий среднезональных значений УДР – наблюдаемых и рассчитанных из линейного приближения. Первое распределение имеет максимум в низких широтах, второе, в соответствии с распределением дисперсии среднезональной температуры, у полюсов. В работах [44, 45, 27, 46] показано на простых примерах, что нелинейная зависимость УДР от температуры приводит к повышению средней температуры при усилении МПТ и, наоборот, при этом средние потери тепла с УДР остаются неизменными. Например, в простой двухбоксовой модели климатической системы изменение МПТ ( $Q'$ ) между "теплым" ( $T_1$ ) и "холодным" ( $T_2$ ) боксами атмосферы одинакового объема приводит к изменению средней температуры  $\langle T \rangle'$ , названному адвективно-радиационным изменением [45]

$$\langle T \rangle' = \frac{Q'}{2} \cdot (b_2^{-1} - b_1^{-1}),$$

где  $b_1 = 4\delta T_1^3$ ,  $b_2 = 4\delta T_2^3$  – чувствительность УДР к температуре в боксах,  $\delta$  – интегральная прозрачность атмосферы. Поскольку  $T_1 > T_2$ , то  $b_1^{-1} < b_2^{-1}$ .  $\langle T \rangle'$  зависит от знака изменения МПТ  $Q'$  из теплой в холодную часть атмосферы. При  $T_1=300$  К,  $T_2=255$  К,  $\delta = 5 \times 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup> К<sup>-4</sup>,  $(b_2^{-1} - b_1^{-1}) = 0,08$ ,  $\langle T \rangle' = 0,04Q'$ .

В работах [45–48] адвективно-радиационные колебания средней температуры анализируются с помощью энергобалансовой модели (ЭБМ) климата, в которой применена параметризация УДР по Стефану-Больцману и диффуз-

ная аппроксимация переноса с переменным по широте коэффициентом макродиффузии:

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{4} S_0 (1 - A) \psi + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (1 - x) k \frac{\partial T}{\partial x} \right] - \delta T^4, \quad (1)$$

где  $-1 \leq x \leq 1$ ;  $x = \sin \varphi$ ;  $c$  – теплоемкость;  $k(x)$  – коэффициент макродиффузии;

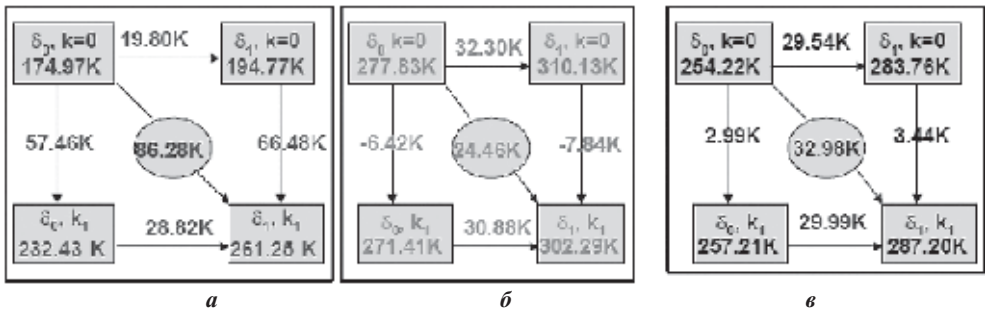
$k(x) = k_0 \sin 2\varphi = 2k_0 x \sqrt{1 - x^2}$ ;  $\psi(x) = 1 - 0,477 P_2(x)$  – для среднегодовых условий;  $P_2(x) = \frac{3x^2 - 1}{2}$  – полином Лежандра.

Модель (1) была использована для проведения численных экспериментов по воспроизведению среднегодового зонально-осредненного термического режима при различных значениях альбедо, прозрачности и меридионального переноса тепла. При переходе от термического режима, соответствующего лучистому равновесию в неподвижной «прозрачной» атмосфере ( $\delta = \delta_0$  и  $k = 0$ ), к термическому режиму при  $\delta = \delta_1$  и  $k = k_1$  («современный» климат) средняя температура полушария увеличивается на 32,98 К, из которых на долю парникового эффекта приходится около 90 %, остальное повышение (чуть больше 10 %) обусловлено адвективно-радиационным «разогревом» атмосферы. У полюса вклад меридионального переноса в формирование «современного» термического режима составил 77 %, а на долю парникового эффекта пришлось 23 % при общем повышении температуры на полюсе на 86,28 К (рис. 1).

Из диаграмм видно, что адвекция усиливает на 0,45 К парниковый эффект в средней температуре полушария и на 9 К полярный парниковый эффект. В свою очередь, парниковый эффект усиливает вклад адвекции в суммарный «разогрев» атмосферы. У экватора основной вклад в повышение температуры вносит парниковый эффект, а усиление адвекции ведет к понижению температуры и ослаблению парникового эффекта (при отсутствии в модели переноса через экватор). Разность температуры у экватора и полюса возрастает при уменьшении прозрачности относительно неподвижной и прозрачной атмосферы, но более чем в два раза убывает при включенном МПТ. Парниковый эффект при включенном МПТ вновь увеличивает эту разность, но в меньшей степени. Таким образом, контраст температуры между экватором и полюсом отражает изменения МПТ и, следовательно, его влияние на среднюю температуру. Эксперименты со случайными колебаниями МПТ показали уменьшение разности температуры между экватором и полюсом и повышение средней температуры при положительных отклонениях и МПТ и противоположные изменения при отрицательных отклонениях.

Энергобалансовая модель климата типа (1) была использована для исследования колебаний средней температуры воздуха в системе атмосфера-океан-суша в приближении зонального канала с различным распределении суши и океанов [47, 48]:

$$\gamma(x) \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + \psi(x, t) - BT(x, t) - CT^2(x, t), \quad (2)$$



**Рис. 1.** Диаграммы изменений температуры (ЭВМ) на полюсе (а), экваторе (б) и средней по полушарию (в) в экспериментах с разными значениями интегральной прозрачности атмосферы ( $\delta$ ) и коэффициента макродиффузии ( $k$ )

где  $\Psi = \varphi_0 \cos \omega_0 t$  – приток тепла в систему с амплитудой годового хода  $\varphi_0$ ,  $\gamma(x)$  – теплоемкость системы атмосфера-суша-океан, зависящая от толщины деятельного слоя океана. Добавка к среднегодовой температуре модели оценивается приближенным аналитическим выражением  $\langle \bar{T} \rangle' = -(c\varphi_0^2) / 4BS(R_1)$ , где функция  $S(R_1)$  зависит от коэффициента макродиффузии, распределения суши и океана и от толщины его деятельного слоя. Отрицательная величина поправки получается за счет выбора линейного начального приближения, соответствующего отсутствию пространственных контрастов в системе. Анализ поведения функции  $S(R_1)$  показывает, что максимальный отепляющий эффект океана проявляется в зоне  $40\text{-}70^\circ$  широты и растет с увеличением толщины деятельного слоя, коэффициента макродиффузии и с уменьшением амплитуды годового хода притоков тепла.

Представленные результаты однозначно свидетельствуют о том, что часть межгодовой изменчивости средней температуры в климатической системе развивается с участием атмосферной циркуляции. Выявлению и оценке вклада этой части по данным наблюдений и реанализов посвящены следующие разделы статьи.

### Индексы влияния зонального и меридионального переноса тепла

При усилении как зонального, так и меридионального переносов тепла пространственные контрасты приповерхностной температуры воздуха уменьшаются и, наоборот, при ослаблении переносов возрастают. На этом основании были предложены [45, 26] индексы для оценки влияния колебаний переносов на среднюю температуру в отдельных широтных зонах, на полушарии и на Земле в целом. Индекс зонального переноса характеризует неоднородность распределения ПТВ вдоль кругов широты в области  $[\varphi_1, \varphi_2]$ .

$$D_Z = \frac{1}{2\pi(\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos \varphi \int_0^{2\pi} (T_{\varphi\lambda} - T_\varphi)^2 d\lambda d\varphi. \quad (3)$$



Выбор среднего квадрата в качестве меры контраста основан на свойстве структурной функции  $S(\Delta x) = \overline{(F(x + \Delta x) - F(x))^2}$ . Структурная функция распределения температуры вдоль круга широты определяется как средний квадрат разности между значениями температуры, разделенными интервалом  $\Delta\lambda$ :

$$S_\varphi(\Delta\lambda) = \langle (T_{\varphi\lambda+\Delta\lambda} - T_{\varphi\lambda})^2 \rangle_\lambda = 2\langle (T_{\varphi\lambda} - T_\varphi)^2 \rangle_\lambda - 2R(\Delta\lambda),$$

где угловые скобки означают осреднение по кругу широты.

Максимум структурной функции будет при равенстве нулю корреляционного момента  $R(\Delta\lambda)$ . В этом случае максимальное значение квадрата контраста температуры на расстоянии  $\Delta\lambda$  будет равно среднему квадрату отклонения температуры от ее среднезонального значения на данной широте. Естественно предположить, что это максимальное значение соответствует наибольшей разности температуры между сушей и океаном на данной широте.

Выбор интервала осреднения по широте  $[\varphi_1, \varphi_2]$  определяется особенностями распределения среднего квадрата отклонений климатических значений температуры от средних зональных значений, рассчитанного по средним за 1961–1990 гг. по данным реанализа NCEP и корреляции среднего квадрата отклонений и средней на данной широте температуры за 1948–2010 гг. Максимальные квадраты отклонений и наиболее сильная корреляция между ними и температурой приходится на область от 32.5 до 65° с.ш. В дальнейшем будем использовать в качестве индекса температурного контраста между сушей и океаном значения индекса  $D_Z$ , рассчитанные по формуле (3) в указанном интервале широт.

В качестве индекса влияния меридионального переноса тепла на среднюю температуру выбран средний по полушарию квадрат отклонения среднезональной температуры от средней по полушарию:

$$D_M = \langle (T_\varphi - \langle T_\varphi \rangle)^2 \rangle_\varphi, T_\varphi = \langle T_{\varphi\lambda} \rangle_\lambda, \langle T_\varphi \rangle = \langle T_\varphi \rangle_\varphi, \quad (4)$$

где угловые скобки означают осреднение по широте.

Средние квадраты отклонений температуры в формулах (3) и (4) входят в определение доступной вихревой потенциальной энергии [49]

$$A_E = \int_{atm} \frac{1}{2} \chi_p [(T')^2] dm.$$

Индекс совместного влияния зонального и меридионального переносов определен как

$$D = (D_Z + D_M)^{\frac{1}{2}}.$$

## Результаты расчетов и анализ связи индексов $D_Z$ , $D_M$ и средней температуры

Для расчетов использовались данные о среднемесячной приповерхностной температуре воздуха из реанализа NCEP (<http://www.esrl.noaa.gov>) [50], из се-

точного массива данных о температуре воздуха Hadcrut3 (<http://www.cru.uea.ac.uk/cru/data/>), а также данные о среднемесячной температуре, рассчитанной на модели ECHAM за 1948–2009 гг. в эксперименте «20 век» и представленные на <http://www.mpimet.mpg.de> [51].

*Индекс  $D_Z$  и средняя температура умеренных широт и Северного полушария*

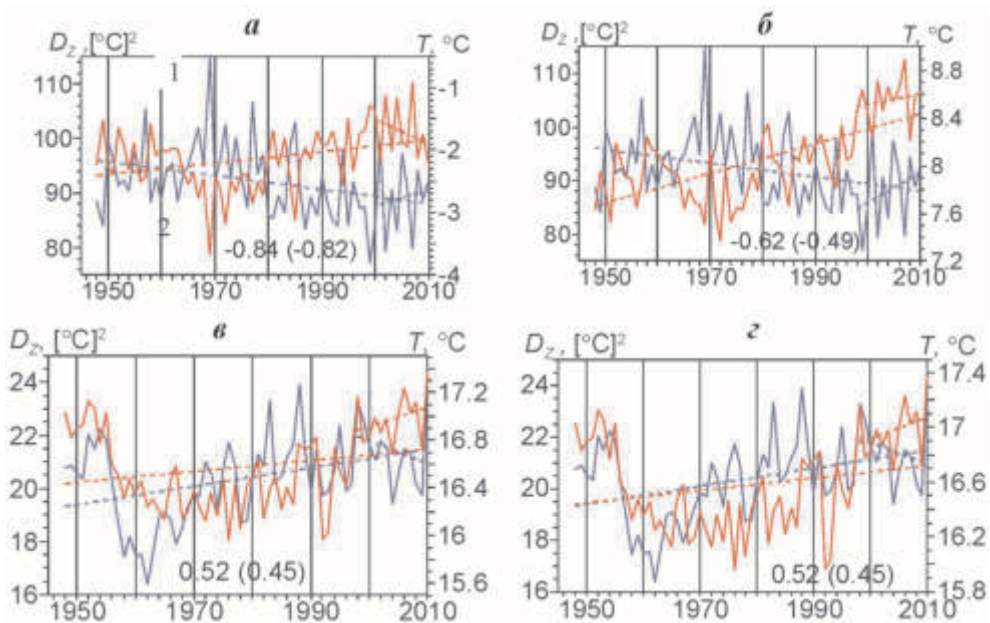
Результаты сравнения индексов  $D_Z$  и средней приповерхностной температуры воздуха по данным из трех разных сеточных массивов приведены в таблице 1. Оценки линейного тренда показаны только для индекса  $D_Z$ , поскольку тренд температуры за рассматриваемый период во все месяцы, сезоны и в целом за год положителен. Линейный тренд индекса указывает на его уменьшение в зимние месяцы, в среднем за зиму, весну, осень и за год, как по данным наблюдений, так и по расчетам на глобальной модели. В летние месяцы с июня по август и в среднем за лето тренд  $D_Z$  положителен по данным наблюдений и незначимо отрицателен по модельным данным.

*Таблица 1*

Тренд и корреляция индекса  $D_Z$  и средней температуры в области 32.5–65° с.ш. по данным NCEP, Hadcrut3 и модели ECHAM за 1948–2010 гг. (95% уровень значимости корреляции  $\pm 0.25$ )

Месяц, сезон	Коэффициент линейного тренда индекса $D_Z$			Коэффициенты корреляции между $D_Z$ и средней ПТВ в области 32.5 – 65° С.ш.					
	NCEP	Hadcrut3	ECHAM	NCEP		Hadcrut3		ECHAM	
				1	2	1	2	1	2
1	-0.112*	-0.172	-0.039*	<b>-0.85</b>	<b>-0.84</b>	<b>-0.89</b>	<b>-0.87</b>	<b>-0.83</b>	<b>-0.84</b>
2	<b>-0.152</b>	<b>-0.207</b>	-0.101*	-0.78	-0.75	-0.85	-0.81	-0.77	-0.76
3	-0.103	-0.103	<b>-0.110</b>	-0.75	-0.71	-0.85	-0.82	-0.78	-0.76
4	-0.032	-0.008*	-0.060	-0.22	-0.07	0.10	0.22	-0.41	-0.25
5	0.011*	0.011*	0.003*	0.41	0.39	0.52	0.54	<b>0.31</b>	0.36
6	<b>0.041</b>	0.029	0.003*	<b>0.52</b>	<b>0.53</b>	<b>0.58</b>	<b>0.50</b>	0.30	0.39
7	0.034	<b>0.030</b>	-0.003*	0.40	0.34	0.39	0.26	0.28	<b>0.43</b>
8	0.029	0.024	-0.008*	0.47	0.40	0.54	0.43	0.26	0.41
9	0.024	-0.001*	-0.003*	-0.38	-0.47	0.03	0.05	0.28	0.40
10	0.037*	-0.006*	-0.025*	-0.62	-0.71	-0.35	-0.35	-0.51	-0.50
11	-0.136	-0.116	0.005*	-0.76	-0.73	-0.78	-0.76	-0.72	-0.75
12	-0.124*	-0.142	0.052*	-0.82	-0.81	-0.80	-0.78	-0.72	-0.78
Год	-0.040	-0.055	-0.024*	-0.57	-0.44	-0.53	-0.30	-0.47	-0.47
Зима	<b>-0.128</b>	<b>-0.182</b>	-0.030*	<b>-0.84</b>	<b>-0.82</b>	<b>-0.86</b>	<b>-0.82</b>	<b>-0.71</b>	<b>-0.74</b>
Весна	-0.041	-0.034	<b>-0.056</b>	-0.52	-0.41	-0.54	-0.39	-0.56	-0.46
Лето	<b>0.035</b>	<b>0.028</b>	-0.002*	<b>0.52</b>	<b>0.45</b>	<b>0.53</b>	<b>0.39</b>	<b>0.23</b>	<b>0.37</b>
Осень	-0.025*	-0.041	-0.008*	-0.61	-0.60	-0.49	-0.41	-0.43	-0.48

1 – тренд не исключен; 2 – тренд удален; \* – коэффициент тренда незначим на 95% уровне. Жирным шрифтом выделены экстремумы корреляции между среднемесячными и среднесезонными значениями  $D_Z$  и температуры и экстремумы трендов  $D_Z$

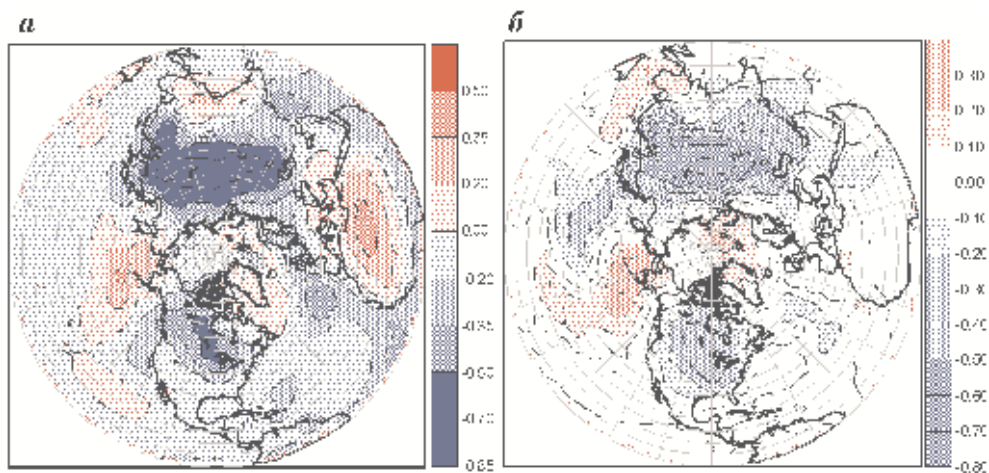


**Рис. 2.** Изменения индекса  $D_z$  (1) и средней температуры воздуха (2). Пунктир – линейный тренд, а, б – зима (а – 32.5–65°с.ш., б – Сев. полушарие); в, з – лето (в – 32.5–65°с.ш., з – Северное полушарие). Под графиками – коэффициент корреляции, в скобках – корреляция с исключенным трендом

Коэффициенты корреляции между  $D_z$  и средней температурой указывают на сильную обратную связь между ними в зимние месяцы, как по данным наблюдений, так и в глобальной модели. Причем связь обеспечена не только противоположными по знаку линейными трендами, но остается столь же сильной и после исключения тренда. Противоположный знак трендов и противофазные межгодовые колебания зимой и совпадение знаков тренда и фазы межгодовых колебаний летом для обеих характеристик по данным наблюдений хорошо видны на рис. 2.

В модельных данных аналогичные зависимости между  $D_z$  и температурой сохраняются, но выражены слабее, особенно летом, где положительный тренд индекса  $D_z$  отсутствует. Зимой в последнее десятилетие в данных наблюдений можно увидеть тенденцию к понижению средней температуры и росту  $D_z$ . Знаки тренда  $D_z$  и средней температуры в умеренных широтах и корреляция между ними указывают на уменьшение температурного контраста между океаном и сушей и рост средней температуры. Положительный тренд  $D_z$  и температуры летом является следствием усиления радиационного прогрева поверхности суши, намного превосходящего влияние зонального переноса, уменьшающего как температурный контраст, так и среднюю температуру.

В пространственном распределении корреляции между  $D_z$  и средней температурой зимой на Северном полушарии, рассчитанной по данным NCEP (рис. 3) наиболее заметна область отрицательных значений над Евразией с центром



**Рис. 3.** Корреляция между средними за зимние месяцы индексом  $D_Z$  и средней приповерхностной температурой воздуха в Северном полушарии за 1948–2009 гг. *а* – по данным NCEP, *б* – по модели ECHAM

около  $52.5^\circ$  с.ш.,  $90^\circ$  в.д.. Вторая область расположена над Северной Америкой с центром около  $52.5^\circ$  с.ш.,  $80^\circ$  з.д. Положительные значения возрастают в области северной Африки с центром около  $25^\circ$  с.ш.,  $8^\circ$  в.д. и в районе Алеутской депрессии ( $42.5^\circ$  с.ш.,  $175^\circ$  з.д.). Корреляция  $D_Z$  по модельным данным показывает те же области с отрицательным значением, но область положительной корреляции над северной Африкой отсутствует, а положительная корреляция в области Алеутского минимума выражена сильнее.

Очевидно, что максимальная корреляция индекса  $D_Z$  с температурой воздуха зимой отмечается в умеренных широтах, где зональный перенос в атмосфере оказывает наибольшее влияние на изменчивость температуры. В высоких широтах корреляция индекса с температурой воздуха в атлантической и тихоокеанской половинах полярной области имеет противоположный знак, поэтому связь с температурой всей полярной области слаба. С зональной составляющей контраста температуры в высоких широтах связана сравнительно небольшая часть межгодовой изменчивости средней температуры в этой области. Такой результат является следствием значительно меньшего климатического зонального контраста температуры в этой области по сравнению со средними широтами. Следует ожидать, что колебания температурного контраста между высокими и низкими широтами, вызванные колебаниями меридионального переноса тепла и влаги в высокие широты, будут связаны с много большей частью межгодовых колебаний средней температуры.

#### *Индекс $D_M$ и средняя температура*

В таблице 2 представлены коэффициенты корреляции между меридиональным индексом  $D_M$  и средней температурой высоких широт Северного полушария в разные сезоны года и в среднем за год. Они показывают силь-

ную обратную зависимость между неоднородностью распределения средне-зональной температуры вдоль меридиана и средней температурой высоких широт, которая усилена весной и осенью. Это усиление можно объяснить ослаблением влияния на меридиональный контраст зонального переноса между сушей и океаном в эти сезоны. Подобное распределение связи между индексом и температурой характерно и для расчетов по глобальной модели.

Таблица 2

Корреляция между индексом  $D_M$  и средней температурой в области 67.5–87.5° с.ш. по данным NCEP и модели ECHAM за 1948–2010 гг.

Сезон	Год	Зима	Весна	Лето	Осень	$R^2$	ECHAM
Год	<b>-0.88</b>	-0.67	-0.65	-0.25	-0.77	<b>0.77</b>	<b>-0.71</b>
Зима	-0.68	<b>-0.79</b>	-0.45	0.03	-0.49	<b>0.62</b>	<b>-0.66</b>
Весна	-0.83	-0.59	<b>-0.90</b>	-0.34	-0.62	<b>0.81</b>	<b>-0.82</b>
Лето	-0.65	-0.37	-0.50	<b>-0.67</b>	-0.61	<b>0.45</b>	<b>-0.46</b>
Осень	-0.82	-0.55	-0.54	-0.22	<b>-0.86</b>	<b>0.74</b>	<b>-0.79</b>

*Примечание.* Жирным шрифтом выделены коэффициенты корреляции и детерминации ( $R^2$ ) для различных сезонов.

Высокая корреляция индекса  $D_M$  сохраняется и со средней температурой воздуха на всем Северном полушарии и на Земле в целом (рис. 4), что можно рассматривать как подтверждение динамического усиления глобальных изменений температуры воздуха.

Аналогичные коэффициенты корреляции между суммарным индексом пространственной неоднородности распределения температуры воздуха  $D$  и средней температурой в Северном полушарии и на Земле имеют более высокие значения связи (табл. 3).

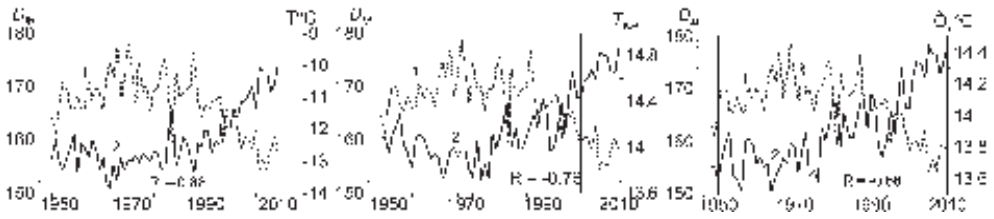
Таблица 3

Коэффициенты корреляции между индексами  $D_M$ ,  $D$  и средней температурой воздуха в Северном полушарии и на всей Земле по данным NCEP за 1948–2010 гг.

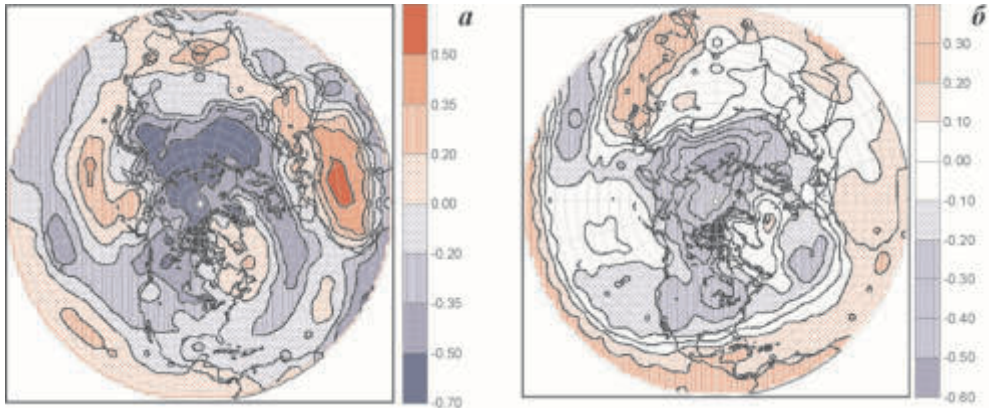
Область	Индекс	Год	Зима	Весна	Лето	Осень
Северное полушарие	$D_M$	-0.76	-0.68	-0.66	-0.26	-0.75
	$D$	-0.79	-0.75	-0.73	0.11	-0.76
Вся Земля	$D_M$	-0.63	-0.52	-0.47	0.02	-0.59
	$D$	-0.67	-0.58	-0.56	0.33	-0.59

Для области высоких широт корреляция средней температуры с индексом  $D$  уменьшается по сравнению с корреляцией с индексом  $D_M$ , поскольку добавление слабо связанного с температурой высоких широт индекса  $D_Z$  уменьшает корреляцию с суммарным индексом.

В пространственном распределении корреляций между  $D_M$  и средней температурой зимой на Северном полушарии (рис. 5) выделяется оппозиция потепления в высоких и умеренных широтах с максимумом над Евразией и по-



**Рис. 4.** Изменения индекса  $D_M$  (1) и средней годовой температуры воздуха (2) в высоких широтах (67.5–87.5°с.ш.) (а), в Северном полушарии (б) и на Земле в целом (в) по данным NCEP. Под графиками – коэффициент корреляции



**Рис. 5.** Корреляция индекса меридиональной циркуляции  $D_M$  с температурой воздуха зимой (ДЯФ) в Северном полушарии по данным NCEP за 1948–2010 гг. (слева) и модели ECHAM за 1948–2009 гг. (справа)

холоданием в субтропическом поясе с экстремумом над Северной Африкой при уменьшении меридионального контраста в распределении температуры. Заметно также понижение температуры в области Эль-Ниньо и в районе северо-западной Атлантики и прилегающей части Северной Америки. В модельном распределении корреляций оппозиция между высокими и умеренными широтами и экваториальной областью. Аномалии над Северо-западной Атлантикой и Северной Африкой выражены слабее.

### **Количественные оценки вклада меридионального и зонального переноса тепла в период потепления 1969–2008 гг.**

Используя отмеченную связь между предложенными индексами и средней температурой разных областей оценим вклад отражаемых индексами процессов в потепление этих областей после 1969 года. В этот год были отмечены самые низкие средние температуры в зимний период в средних широтах Северного полушария, после чего началось повышение температуры воздуха.

Основные процессы, отражаемые индексами, составляют переносы тепла (явного и скрытого) циркуляцией атмосферы, которые непосредственно вли-

яют на изменения зональных и меридиональных контрастов температуры воздуха. Кроме того, некоторый вклад в формирование изменений температурных контрастов вносит перенос тепла океанской циркуляцией (для меридиональных контрастов) и обратные связи, возникающие при усилении или ослаблении переносов. Поскольку вклад обратных связей в формирование контрастов также является следствием усиления переносов, то можем считать индексы показателями их влияния на среднюю температуру рассматриваемых областей.

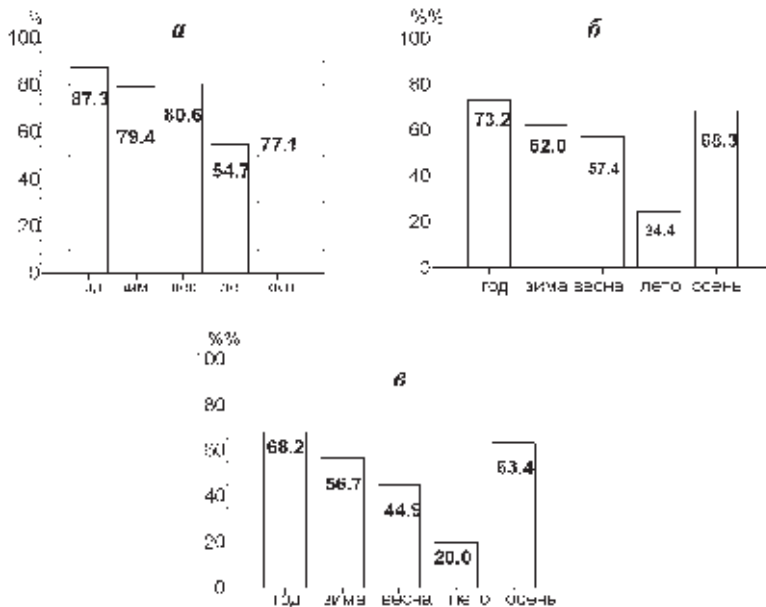
Оценки влияния меридионального или зонального переноса на потепление (тренд средней температуры) получены в соответствии с формулами

$$T_M = \beta_{DT} D_M, \quad T_M = \beta_{DT} (\alpha_M t + D'_M), \quad \alpha_{MT} = \beta_{DT} \alpha_M, \quad \alpha_T = \alpha_{MT} + \alpha_{RT},$$

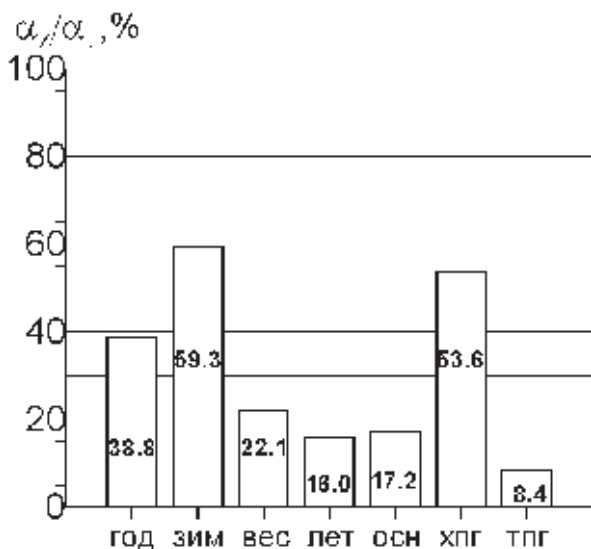
где  $T_M$  – часть изменений температуры, определяемая переносом,  $\beta$  – к-т регрессии,  $\alpha_M$  – к-т тренда  $D_M$ ,  $\alpha_{MT}$  – тренд температуры, связанный с  $D_M$ ,  $\alpha_{RT}$  – с другими причинами. Вклад переноса в тренд температуры определен как

$$C_M = \frac{\alpha_{MT}}{\alpha_T} 100\%. \text{ Результаты расчета } C_M \text{ представлены на рис. 6. На рисунке}$$

видно, что рост индекса меридионального переноса в Северном полушарии вносит основной вклад в тренд средней температуры в высоких широтах, составляющий около 80 % во все сезоны, кроме лета и почти 90 % в тренд средней за год температуры. Этот вклад составляет большую часть трендов средней за сезоны (кроме лета) и за год температуры Северного полушария и более половины тренда глобальной температуры средней за год, зиму и осень.



**Рис. 6.** Вклад усиления меридионального переноса (%) в тренд средней температуры воздуха в 1969–2008 гг., рассчитанный по данным реанализа NCEP. а – в высоких широтах (67.5–87.5°с.ш.), б – на северном полушарии, в – на Земле в целом



**Рис. 7.** Вклад усиления зонального переноса в повышение средней температуры воздуха в умеренных широтах 32.5–65° Северного полушария в 1969–2008 гг. в разные сезоны. ХПГ – «холодная» половину года (октябрь–март), ТПГ – «теплая» половина года (апрель–сентябрь)

Аналогичные оценки (рис. 7) свидетельствуют о наибольшем вкладе роста зонального переноса в тренд средней температуры воздуха в умеренных широтах Северного полушария зимой (59.3 %) и в холодную половину года (53.6 %). Максимальный вклад в тренд средней температуры воздуха Северного полушария составляет около 40 % в зимний сезон, а для глобальной температуры, соответственно, около 30 %.

### Заключение

Наибольший вклад в энергетический баланс Арктики вносит атмосферный перенос тепла по направлению к полюсу. При усилении переноса тепла пространственные контрасты приповерхностной температуры воздуха уменьшаются и, наоборот, при ослаблении возрастают. На этом основании были предложены индексы для оценки влияния колебаний переноса на среднюю температуру в отдельных широтных зонах, на полушарии и на Земле в целом. Анализ с использованием индексов показал, что значительная часть современного глобального потепления связана с усилением зональных и меридиональных переносов в атмосфере. Этот эффект назван динамическим усилением потепления, которое возникает вследствие уменьшения пространственных температурных контрастов в климатической системе и увеличения переноса тепла из океана на сушу в умеренных широтах.

Связь средней температуры с индексом зонального переноса наиболее сильна зимой в средних широтах Северного полушария, где в это время года контрасты температуры между океаном и сушей и зональный перенос в атмосфере максимальны. Наибольший вклад в рост зонального переноса в тренд средней температуры воздуха в умеренных широтах Северного полушария вносит зимой (59.3 %) и в холодную половину года (53.6 %).



Индекса меридионального переноса сильнее всего связан со средней температурой в высоких широтах Северного полушария. Рост меридионального переноса вносит основной вклад в тренд средней температуры в высоких широтах, составляющий около 80 % во все сезоны, кроме лета и почти 90 % в тренд средней за год температуры. Этот вклад определяет и большую часть трендов средней за сезоны (кроме лета) и за год температуры Северного полушария и более половины тренда глобальной температуры – средней за год, зиму и осень.

Приведенные оценки свидетельствуют, что увеличение атмосферного переноса тепла (явного и скрытого) является основной причиной усиления современного потепления в Арктике. Расхождения в оценке причин этого процесса связана с тем, что усиление циркуляции и переноса ведет к появлению положительных обратных связей, которые и принимаются за главные причины.

В данной работе использованы результаты исследований, выполненных при финансовой поддержке Минобрнауки (проект 2011-16-420-1-002), РФФИ (09-05-00232-а) и в рамках ЦНТП Росгидромета (1.3.2.1). Автор благодарит Н.Е. Иванова, С.И. Кузмину, Н.Е. Харланенкову за проведение расчетов по массивам данных NCEP и ECHAM и помощь в подготовке рисунков. Данные реанализа NCEP обеспечены NOAA/OAR/ESRL PSD, Boulder, Colorado, USA, на сайте <http://www.esrl.noaa.gov/psd/>. Данные климатической модели ECHAM4 получены ее разработчиками в институте им. Макса Планка и представлены в архиве CMIP3, который поддерживается управлением науки Министерства энергетики США.

### *Литература*

1. Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 259 с.
2. Голицын Г.С. Введение в динамику планетных атмосфер. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 109 с.
3. Зилитинкевич С.С., Монин А.С. Глобальное взаимодействие атмосферы и океана. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 23 с.
4. Дымников В.П., Филатов А.Н. Устойчивость крупномасштабных атмосферных процессов. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 236 с.
5. Мохов И.И. Диагностика структуры климатической системы. СПб.: Гидрометеиздат, 1993. 270 с.
6. Визе В.Ю. Причины потепления Арктики // Сов. Арктика. 1937. № 1. С. 3б–12.
7. Виттельс Л.А. Циклоны северных морей и потепление Арктики // Метеорология и Гидрология. 1946. №5. С. 32–40.
8. Дзержевский Б.Л. К вопросу о потеплении Арктики // Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая и географическая. 1943. №2. С.60–69.
9. Гирс А.А. Многолетние колебания атмосферной циркуляции и долгосрочные гидрометеорологические прогнозы. Л.: Гидрометеиздат, 1971. 280 с.
10. Bengtsson L., Semenov V.A., Johannessen O.M. The early-twentieth-century warming in the Arctic — A possible mechanism // Journ. Climate. 2004. № 17. P. 4045–4057.
11. Алексеев Г.В. Роль циркуляции атмосферы и других факторов в формировании климата Арктики // Формирование и динамика современного климата Арктики / Под ред. Г.В. Алексеева. СПб.: Гидрометеиздат, 2004. С. 27–46.

12. *Proshutinsky A.Y., Johnson M.A.* Two circulation regimes of wind-driven Arctic Ocean // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 12493–12514.
13. *Dickson R.R., Osborn T.J., Hurrell J.W. et al.* The Arctic Ocean response to the North Atlantic oscillation // *J. Climate.* 2000. V. 13. P. 2671–2696.
14. *Zhang X., Sorteberg A., Zhang J. et al.* Recent radical shifts of atom-spheric circulations and rapid changes in Arctic climate system // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L22701. doi:10.1029/2008GL035607.
15. *Блинова Е.Н.* Гидродинамическая теория волн давления и центров действия атмосферы // *ДАН СССР.* 1943. № 39. С. 7:284–287.
16. *Вангенгейм Г.Я.* О колебаниях атмосферной циркуляции над северным полушарием // *Изв. АН СССР. География и геофизика.* 1946. Т. 10. Вып. 5. С. 405–416.
17. *Дзердзеевский Б.Л., Монин А.С.* Типовые схемы общей циркуляции атмосферы и индекс циркуляции // *Изв. АН СССР. Сер. геофизическая и географическая.* 1954. № 6. С. 562–574.
18. *Rossby C.G.* Relations between variations in the intensity of the zonal circulation and displacement of the semipermanent centers of action // *J. Marine Res.* 1939. V. 2. P. 38–55.
19. *Thompson D.W.J., Wallace J.M.* The Arctic Oscillations signature in the wintertime geopotential height and temperature fields // *Geophys. Res. Lett.* 1998. № 25. P. 1297–1300.
20. *The North Atlantic Oscillation // Climate Significance and Environmental Impacts / Eds. Hurrell J.W., Kushnir Y., Ottersen G., Visbeck M. Geophysical Monograph Series.* 2003. № 134. 279 p.
21. *Семенов В.Г.* Влияние Атлантического океана на режим температуры и осадков на Европейской территории СССР. Л.: Гидрометеиздат, 1960. 146 с.
22. *Марчук Г.И., Скиба Ю.Н.* Численный расчет сопряженной задачи для моделей термического взаимодействия атмосферы с океаном и континентом // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1976. Т. 12. №5. С. 16–24.
23. *Николаев Ю.В.* Крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы и формирование аномалий погоды. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 51 с.
24. *Van Loon H., Williams J.* The connection between trends of mean temperature and circulation at the surface: Part 1. Winter Mon // *Wear Rev.* 1976. № 104. P. 365–380.
25. *Hurrell J.W., H. van Loon.* Decadal variations in climate associated with the North Atlantic oscillation // *Climatic Change.* 1997. № 36. P. 301–326.
26. *Алексеев Г.В., Подгорный И.А., Священников П.Н.* Колебания тепляющего влияния океанов на глобальный климат // *ДАН СССР.* 1991. Т. 320. №1. С. 70–73.
27. *Алексеев Г.В., Священников П.Н.* Естественная изменчивость характеристик климата Северной полярной области и северного полушария. Л.: ГМИ, 1991. 159 с.
28. *Alekseev G.V., Podgorny I.A.* Modelling the effect of ocean's heating on global climate fluctuations // *Research activities in atmospheric and oceanic modeling / C.J. Boer. GAS/JSC Working Group in Numerical Experimentation.* 1992. Report 17. WMO/TD. 467. P. 7.62–7.63.
29. *Wallace J.M., Zhang Y., Renwick J.A.* Dynamic Contribution to Hemispheric Mean Temperature Trends // *Science.* 1995. V. 270. P. 780–783.
30. *Wallace J.M., Zhang Y., Bajuk L.* Interpretation of interdecadal trends in Northern Hemisphere surface air temperature // *Journ. Climate.* 1996. № 9. P. 249–260.
31. *Budyko, M.I.* The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth // *Tellus.* 1969. V. 212. P. 611–619.
32. *Sellers W.D.* A climate model based on the energy balance of the earth-atmosphere system // *Journ. Appl. Meteor.* 1969. № 8. P. 392–400.

33. *North G.R.* Theory of energy-balance climate models // *J. Atmos. Sci.* 1975. V. 32. P. 2033–2043.
34. *North G.R., Cahalan R.F., Coakley J.A.* Energy balance climate models // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1981. V. 19. № 1. P. 91–121.
35. *Демченко П.Ф.* Аналитическая модель широтного хода дисперсии и спектров флуктуаций зонально-осредненной температуры // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1984. Т. 20. С. 144–150.
36. *North G.R., Moeng F.J., Bell T.L., Cahalan R.F.* Latitudinal dependence of the variability of sonal mean // *MWR.* 1982. V. 110. № 5. P. 319–326.
37. *Flannery B.P.* Energy-balance models incorporating transport of thermal and latent energy // *Journ. Atm. Sci.* 1984. № 41. P. 414–421.
38. *Васюта Ю.В., Мохов И.И., Петухов В.К.* Чувствительность малопараметрических моделей климата к изменению характеристик меридионального переноса тепла // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1988. Т. 24. №2. С. 115–125.
39. *Демченко П.Ф., Зубарев А.П.* Оценки низкочастотной изменчивости среднезональных температур, вызванной флуктуациями меридионального переноса тепла // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1989. Т. 25. С. 917–924.
40. *Мохов И.И., Мохов О.И., Петухов В.К., Хайрулин Р.Р.* Влияние глобальных климатических изменений на вихревую активность в атмосфере // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1992. Т. 28. №1. С. 11–26.
41. *Agee E.M.* Trends in cyclone and anticyclone frequency and comparison with periods of warming and cooling over the Northern Hemisphere // *Journal of Climate.* 1991. Т.4. №.2. С. 263–267.
42. *Будыко М.И.* Изменение климата. Л.: Гидрометеиздат, 1974. 280 с.
43. *Мохов И.И., Петухов В.К.* Параметризация уходящей длинноволновой радиации для климатических моделей. М.: Препринт ИФА АН СССР, 1978. 34 с.
44. *Алексеев Г.В.* Взаимодействие океана и атмосферы как термодинамический процесс // *Тр. ААНИИ.* 1982. Т. 383. С. 25–34.
45. *Алексеев Г.В., Подгорный И.А., Священников П.Н.* Адвективно-радиационные колебания климата // *ДАН СССР.* 1990. Т. 315, №4. С. 824–827.
46. *Alekseev G.V., Podgorny I.A.* Simulation of advective global climate fluctuations // *Research activities in atmospheric and oceanic modeling / C.J. Boer. GAS/JSC Working Group in Numerical Experimentation.* 1990. Report 14. WMO/TD. 332. P. 7.24–7.25.
47. *Подгорный И.А.* Динамико-стохастическое моделирование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы высоких и умеренных широт Северного полушария // *Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук.* Санкт-Петербург, 1992. 20 с.
48. *Алексеев Г.В., Подгорный И.А.* Роль адвекции и других факторов в формировании полярного климата // *Климатический режим Арктики на рубеже XX и XXI вв. / под ред. Б.А. Крутских.* СПб.: Гидрометеиздат, 1991. С. 4–18.
49. *Ван Мигем Ж.* Энергетика атмосферы / *Под ред. Л.Т. Матвеева.* Л.: Гидрометеиздат, 1977. 327 с.
50. NCEP (<http://www.esrl.noaa.gov>)
- ESCHAM <http://www.mpimet.mpg.de>. The atmospheric general circulation model ECHAM-4. 2009.

# Реакция атмосферы на сокращение морского льда в Арктике

*В.П. Мелешко, А.В. Байдин*

Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, г. Санкт-Петербург

Данные наблюдений показывают, что площадь ледяного покрова в сентябре в Арктике сокращалась со скоростью 13% за десять лет относительно со средней площади за период 1979–2000 гг. Если этот тренд будет сохраняться, то Арктика станет свободной ото льда уже летом 2050–2060 гг. Вместе с тем, на фоне многолетнего тренда в Арктике происходили значительные межгодовые колебания сплоченности и площади льда. Данные наблюдений также показывают, что атмосфера высоких широт подвержена большой пространственно-временной естественной изменчивости; в ней происходят значительные межгодовые и многолетние колебания, и это обстоятельство является причиной больших трудностей в обнаружении значимых изменений других важных характеристик в атмосфере, помимо изменения приземной температуры воздуха.

К настоящему времени выполнены многочисленные исследования, основанные на широком использовании данных реанализов, в которых оценивались тренды потепления в высоких широтах и рассматривались связи между крупными межгодовыми аномалиями ледяного покрова в отдельных регионах Арктики, циркулирующей атмосферы и экстремальными режимами погоды осенью и зимой на континенте Евразия [1–7]. Эксперименты с моделями общей циркуляции атмосферы и данными наблюдений существенно расширяют возможности исследователей в понимании и объяснении сложных физических процессов, протекающих в Арктике. В последние годы опубликованы результаты исследований, основанные на широком применении моделей атмосферы, в которых задавалась наблюдаемая или идеализированная сплоченность морского льда в полярном бассейне (или в отдельных его регионах) и температура поверхности океанов (ТПО). Так, в ряде исследований рассматривалась реакция атмосферы на крупные аномалии морского льда на временных интервалах одного-двух сезонов. В результате было показано, что в отдельные годы крупные аномалии морского льда в Арктике, которые возникали осенью и зимой на фоне многолетнего тренда сокращения площади льда, были причиной формирования холодных зим на континенте Евразия [8–15]. При этом предполагалось, что основной причиной аномальных погодных режимов в Арктике являются изменения протяженности ледяного покрова. На фоне транзитивного характера изменения ледяного покрова в Арктике и большой изменчивости атмосферы несомненный интерес представляет вопрос, насколько изменились основные характеристики климата в полярной области за последние десятилетия. Недавно такие оценки проводились в работе [16] с двумя независимыми моделями общей циркуляции атмосферы с учетом заданной сплоченности морского льда и ТПО за период 1979–2009 гг.

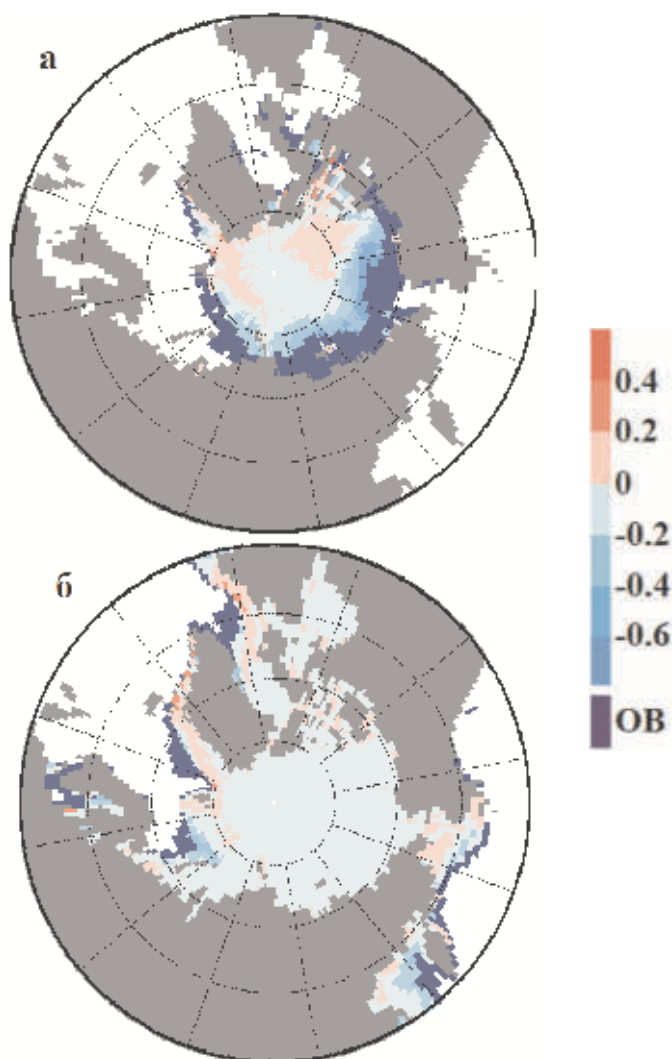
Расчеты показали, что сокращение площади льда вызвало значительное потепление нижнего слоя тропосферы в полярной области в холодное время года и незначительное похолодание полярной стратосферы. Более того, реакция атмосферной циркуляции на сокращение ледяного покрова проявилась в слабом развитии отрицательной фазы Северо-Атлантического колебания в начале зимы. Другие аспекты возможной реакции атмосферы на изменения ледяного покрова оказались незначимыми на фоне большой естественной изменчивости атмосферы.

Цель данного исследования – оценить климатическую реакцию атмосферы на наблюдаемое сокращение площади и уменьшение толщины морского льда в Арктике в период 1980–2011 гг. По сравнению с работой [16], помимо сокращения площади льда рассматривалось также влияние на атмосферу изменения глобальной ТПО и концентрации парниковых газов за период 1980–2011 гг. Для подавления естественной изменчивости в атмосфере число экспериментов в ансамбле было большим по сравнению с упомянутой работой. Анализ показал, что вследствие большой внутренней изменчивости атмосферы и достаточно короткого периода получить значимую климатическую реакцию по данным наблюдений за изменением ледяного покрова для ряда важных переменных в полярной области не представляется возможным. Однако преодолеть эту трудность можно с помощью ансамблей достаточно большого размера. Оценка статистической значимости сезонных изменений приземной температуры воздуха за период 2002–2011 гг. по сравнению с контрольным периодом проводилась с помощью двухвыборочного критерия Стьюдента при доверительной вероятности 90%.

### **Постановка численных экспериментов**

В исследовании используется глобальная модель общей циркуляции атмосферы T63L25, которая включает 25 вертикальных уровней и имеет среднее горизонтальное разрешение сетки 190 км. Эта версия модели используется для расчетов ансамблевых долгосрочных прогнозов погоды на сроки от месяца до сезона [17] в оперативном режиме, которые и размещаются на сайте Евразийского климатического центра, а также передаются в международный Климатический центр Азиатско-Тихоокеанского региона (АРСС, г. Пусан, Республика Корея). Модель включает основные физические процессы, протекающие в атмосфере: радиационный перенос солнечной и длинноволновой радиации в облачной атмосфере, конвекцию, турбулентность, процессы в пограничном слое и свободной атмосфере, тепло- и влагообмен в деятельном слое почвы, гравитационно-волновое сопротивление, суточный и годовой ход потоков солнечной радиации и ряд других процессов.

В экспериментах использовался исторический архив HadISST1.1 [18] месячной температуры поверхности океанов (ТПО) и сплоченности морского льда (СМЛ). Согласно данным Национального центра США [19] в летний период за три десятилетия произошло значительное сокращение площади льда



**Рис. 1.** Изменения протяженности и сплоченности морского льда в Арктическом бассейне и примыкающих морях в сентябре (а) и марте (б) 2002–2011 гг. по сравнению с контрольным периодом 1980–1989 гг., полученные по данным наблюдений NadISST1.1 [18]. Цветовая шкала соответствует сплоченности льда в долях единицы. При сплоченности  $< 0.15$  лед отсутствует. Темно-синим цветом выделены области, где в период 2002–2011 гг. лед исчез

в Северном Ледовитом океане и на примыкающих к нему морях (рис. 1). Так, в сентябре 2002–2011 гг. по сравнению с сентябрем 1980–1989 гг. сокращение протяженности льда составило 27 %, а в марте, когда его протяженность максимальная, 6%, при этом амплитуда сезонных колебаний увеличилась на 10%.

Толщина ледяного покрова также менялась преимущественно за счет сокращения доли многолетнего льда [20]. Если раньше многолетний лед по-

крывал до 60% акватории Северного Ледовитого океана, сейчас его площадь не превышает 30% [<http://www.gismeteo.ru/news/klimat/>]. Вместе с тем, сведения о пространственном распределении и сезонных изменениях толщины льда в Арктике явно недостаточны для создания надежной климатологии. В расчетах за толщину льда брались месячные поля реанализа NCEP CFSR [21], согласно которым средняя за год толщина в арктическом бассейне за указанный период уменьшилась с 1,9 м до 1,6 м, причем наибольшее уменьшение происходило в мае–июне.

При наличии морского льда минимальная температура воды подо льдом принимались равной  $-1,8^{\circ}\text{C}$ . Если сплоченность льда была меньше 15%, то считалось, что лед отсутствует. Максимальная сплоченность льда полагалась равной 97%, то есть допускалось наличие открытой воды в сплошном ледяном покрове.

Проводились серии ансамблевых расчетов с моделью атмосферы и заданными граничными условиями на поверхности океанов. В каждой серии ансамбль включал 28 экспериментов продолжительностью десять лет.

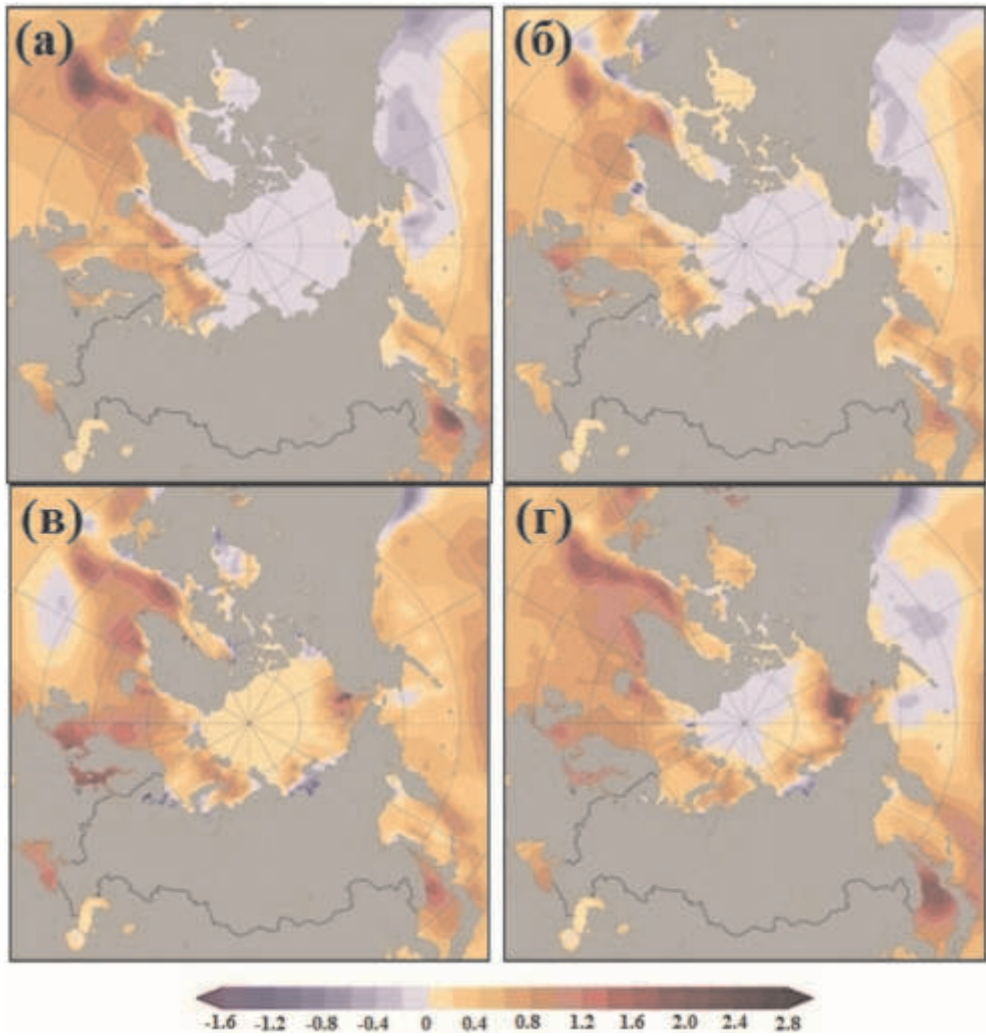
В первой контрольной серии заданные сплоченность/толщина морского льда и ТПО изменялись в период с 1 июля 1979 г. по 31 декабря 1989 г. и с 1 июля 2001 по 31 декабря 2011 г.; во второй ТПО в период с 1 июля 2001 г. по 31 декабря 2011 г. принималась такой же, как в период 1979–1989 гг., то есть полагалось, что изменяется только протяженность и толщина морского льда.

Все расчеты проводились от независимых начальных состояний глобальной атмосферы. Первые шесть месяцев расчета исключались из рассмотрения, и анализ выполнялся, начиная с 1 января 1980 г. и 1 января 2002 г. соответственно.

Данные наблюдений показывают, что, в рассматриваемый период, помимо изменения сплоченности и толщины морского льда, также происходил значительный рост ТПО (рис. 2). В ряде исследований отмечалось, что повышение ТПО и усиление потепления в Арктике за последние три десятилетия могли быть обусловлены (помимо глобального роста концентрации парниковых газов) долговременными естественными колебаниями термохалинной циркуляции в Северной Атлантике [22, 23, 2]. Согласно данным наблюдений (архив HadISST1.1) за период 2002–2011 гг. средняя за год ТПО увеличилась на  $0,29^{\circ}\text{C}$  по сравнению с периодом 1980–1989 гг.

## Результаты расчетов

Изменения сплоченности и площади ледяного покрова в Арктике, а также ТПО в течение 1980–2011 гг. вызвали сезонное перераспределение и рост потоков тепла от океана в атмосферу преимущественно в холодное время года. Произошел также рост поглощенной океаном солнечной радиации летом вследствие уменьшения альбедо поверхности. Однако в модельной атмосфере этот эффект неявно учтен посредством заданных граничных условий. Вертикальный турбулентный поток явного и скрытого тепла в основном определяется сплоченностью льда и перепадом температуры между атмосферой и



**Рис. 2.** Изменения температуры поверхности океанов ( $^{\circ}\text{C}$ ) зимой (а), весной (б), летом (в) и осенью (г) 2002–2011 гг. по сравнению с контрольным периодом 1980–1989 гг., полученные по данным наблюдений HadISST1.1 [18]

верхним слоем океана. Определяющую роль в изменениях термического режима нижней тропосферы в Арктике играют именно эти потоки тепла [24]. Их пространственное распределение и интенсивность в полярном бассейне, ограниченном параллелью  $70^{\circ}$  с.ш., сильно зависят от сезона. Можно выделить несколько мощных источников тепла в этой области на акватории Гренландского, Баренцева и Карского морей зимой и весной и вдоль всей шельфовой зоны России до Аляски осенью. Средний за месяц суммарный поток явного и скрытого тепла и его межгодовая изменчивость составляет в Баренцевом море в феврале  $143 \pm 91$  Вт/м<sup>2</sup>, а в Чукотском море в октябре  $102 \pm 49$  Вт/м<sup>2</sup>.



### *Изменения температуры воздуха*

В соответствии с распределением источников турбулентных потоков явного и скрытого тепла в арктическом бассейне и северной Евразии сформировались крупномасштабные термические аномалии. Самая крупная аномалия приземной температуры воздуха ( $12,6 \pm 4,1^\circ\text{C}$ ) образовалась в сентябре-октябре в восточной Арктике (моря Лаптевых, Восточно-Сибирское, Чукотское, Бофорта). Однако в ноябре интенсивность этой аномалии ослабевает, но формируются две другие меньшей протяженности; одна в Баренцевом море, а другая в Восточно-Сибирском и Чукотском морях. Первая сохраняется в течение всей зимы и весной при наибольшем росте температуры в феврале ( $+8,6 \pm 4,8^\circ\text{C}$ ). Аномалия в Чукотском море сохраняется только до декабря.

Из-за большой статической устойчивости полярной атмосферы зимой заметный рост температуры воздуха происходил до высоты около 1 км в области, ограниченной параллелью  $70^\circ$  с.ш. Поскольку осенью тропосфера менее устойчива, потепление распространялось на большую высоту, равную примерно 4 км. Несколько меньшее по величине потепление также произошло во всей тропосфере Северного полушария, которое не связано с изменениями площади ледяного покрова, а обусловлено ростом ТПО и меридиональным переносом тепла крупномасштабными вихрями к северу из низких широт. Что касается понижения температуры в стратосфере, то произошло это за счет учета в модели роста концентрации парниковых газов. Аналогичные особенности роста температуры воздуха в нижней тропосфере высоких широт ранее были обнаружены при других исследованиях моделей атмосферы [10, 25, 12].

Данные наблюдений за период 1980–2011 гг. показывают, что самое большое сокращение ледяного покрова в Арктике в конце лета произошло на морях, примыкающих к Евразии (преимущественно от моря Лаптевых до моря Бофорта). С наступлением осени и понижением температуры атмосферы здесь формируется самая крупная термическая аномалия, которая, смещаясь на восток, достигает максимального развития во второй половине октября ( $+12,7 \pm 3,7^\circ\text{C}$ ). В ноябре она ослабевает и стабилизируется в Чукотском море, а затем, в декабре затухает.

### *Изменения крупномасштабной циркуляции атмосферы*

Теперь рассмотрим влияние термических аномалий на сезонную крупномасштабную циркуляцию атмосферы. Под изменениями крупномасштабной циркуляции здесь будем полагать изменения квазистационарных барических образований, которые могут проявляться в сезонных или месячных полях давления на уровне моря и высотах изобарической поверхности 500 гПа.

В полях давления на уровне моря произошли следующие статистически значимые изменения. В области Алеутского минимума отмечается рост давления на уровне моря осенью, который затем сохраняется до весны. Анализ месячных полей показал, что рост давления впервые отчетливо проявился в ноябре и существовал вплоть до апреля. В полярном бассейне давление понизилось в октябре, ноябре и феврале.

Рост высоты изобарической поверхности 500 гПа происходил во все сезоны на значительных территориях умеренных и высоких широт, что связано с общим потеплением всей тропосферы. Эта особенность хорошо выражена в области Алеутского минимума и менее проявляется в области Исландского минимума зимой.

Вопрос о том, могли ли квазистационарные барические образования оказывать влияние на процессы синоптического масштаба и на возможные аномальные погодные режимы в высоких широтах и средних широтах, выходит за рамки настоящего исследования. Вместе с тем, представляет интерес выяснить, какое влияние на эволюцию этих барических систем могли оказывать изменения площади ледяного покрова и ТПО в рассматриваемый период.

### *Роль сокращения ледяного покрова в потеплении атмосферы*

Чтобы оценить отдельно влияние сокращений ледяного покрова на термический режим и циркуляцию атмосферы была проведена еще одна серия ансамблевых расчетов, в которой отсутствовал многолетний тренд ТПО. То есть полагалось, что температура океана в период 2002–2011 гг. оставалась такой же, как в 1980–1989 гг. Вследствие существования обратных связей между различными процессами влияние отдельно взятого фактора на атмосферу точно определить невозможно. Однако такие оценки представляют большой интерес и, по-видимому, могут быть сделаны с необходимой степенью достоверности, если изменения соответствующей переменной в граничных условиях будут относительно малыми. Подобный анализ, но только для трендов отдельных переменных, проводился в работе [15] в связи с изучением причины сезонного потепления тропосферы в Арктике.

При учете только сокращения ледяного покрова отмечено существенное уменьшение протяженности и интенсивности потепления в высоких широтах, причем то и другое сильно зависит от сезона. В среднем за год потепление уменьшается на 35% в области 60° с.ш. – 90° с.ш. при неучете изменений температуры поверхности океанов.

Зонально осредненные данные о высотно-широтном распределении потепления атмосферы в Северном полушарии при сокращении протяженности ледяного покрова свидетельствуют о том, что изменение температуры поверхности океанов играет определяющую роль в потеплении тропосферы арктического региона посредством усиления механизма меридионального переноса тепла крупномасштабными вихрями на север. В свою очередь, потепление тропосферы усиливает потепление у поверхности Земли в полярном бассейне и на континентах Евразия и Северная Америка в результате роста противоизлучения атмосферы. Некоторое значимое потепление тропосферы в Северном полушарии также обусловлено ростом содержания парниковых газов. На это указывает потепление тропосферы и похолодание стратосферы летом, когда воздействие на атмосферу аномалий льда в Арктике не играет никакой роли.

Рассмотрим теперь влияние сокращения ледяного покрова на изменения давления на уровне моря и высоты изобарической поверхности 500 гПа, ко-

торые определяют изменения крупномасштабной циркуляции атмосферы. В полярной бассейне видны две значимые области пониженного давления: одна в западной части Арктики зимой, связанная с крупной термической аномалией в Баренцевом море, другая в Восточной Арктике осенью, вызванная обширной термической аномалией в Восточно-Сибирском и Чукотском морях. Основной вклад в их образование внесли изменения ледяного покрова и в меньшей степени изменения ТПО. С другой стороны, значимый рост давления в Северной части Тихого и Атлантического океанов зимой, весной и осенью не связан с изменениями ледяного покрова в Арктике, а, скорее, всецело обусловлен влиянием роста ТПО и потепления тропосферы в умеренных и низких широтах. Более того, при учете только изменения ледяного покрова изменения давления на большей части Северного полушария оказались малыми и статистически незначимыми.

Сезонные изменения высоты поверхности 500 гПа сильно различаются по структуре, величине роста и протяженности областей значимых изменений. Это означает, что изменения ТПО также играли определяющую роль в изменениях полей геопотенциала изобарической поверхности 500 гПа. Значительно меньшие по абсолютной величине изменения геопотенциала, по-видимому, не имеют отношения к сокращению площади ледяного покрова в Арктике, а, скорее, вызваны увеличением поступления парниковых газов на что указывает значимый рост геопотенциала на большей части территории Северного полушария летом.

На основании двух серий экспериментов можно заключить, что сокращение площади ледяного покрова за последние десятилетия стало причиной значительного потепления в Арктике осенью и зимой, но распространение его было ограничено нижним слоем тропосферы до высоты 1 км в полярной области. Сокращение ледовитости в Арктике не оказывало значимого влияния на климатический режим средних широт. Что касается влияния термических аномалий на формирование (изменение) квазистационарных барических систем в тропосфере осенью и зимой, то оно проявлялось лишь локально и не распространялось за пределы высоких широт. Важную роль в формировании квазистационарных барических систем в средних и высоких широтах играли дальние связи и механизмы переноса тепла крупномасштабными вихрями в высокие широты.

Анализ изменения температуры и давления на уровне моря и высоты изобарической поверхности 500 гПа по данным реанализов ERA-Interim и NCEP2 показал, что в период 1980–2011 гг. наряду со значительным потеплением нижнего слоя тропосферы в полярном бассейне наблюдалось похолодание на континенте Евразия зимой, которое было особенно обширным в феврале. По данным реанализа изменения месячной приземной температуры воздуха осенью и зимой 2002–2011 гг. по сравнению с контрольным периодом 1980–1989 гг. оказались статистически значимыми только в зоне полярного бассейна, что хорошо согласуется с данными расчетов по модели атмосферы. Однако изменения давления на уровне моря и геопотенциала изобарической поверхности 500 гПа оказались статистически незначимыми в вы-

соких и умеренных широтах в холодное время года. Причиной тому стала большая пространственно-временная изменчивость атмосферы и малый выборочный ряд наблюдений.

## Заключение

В настоящей работе обсуждается реакция климата атмосферы на изменения морского льда в Арктике и другие внешние воздействия в период 1980–2011 гг. на основании ансамблевых расчетов с помощью модели общей циркуляции атмосферы ГГО Т63L25 и по данным реанализа. Сложность задачи состоит в том, что атмосфера высоких и умеренных широт отличается большой пространственно-временной изменчивостью, при этом межгодовые колебания играют чрезвычайно важную роль.

В работе рассматривались два периода: контрольный (1980–1989 гг.) и возмущенный (2002–2011 гг.) в результате внешних воздействий; для каждого из них проводились серии из 28 экспериментов с заданными по данным наблюдений изменяющимися во времени граничными условиями.

Получены статистически значимые изменения температуры воздуха, давления и геопотенциала в Северном полушарии в 2002–2011 гг. по сравнению с контрольным периодом. Однако, как показал анализ, существенное потепление тропосферы Северного полушария в течение всего года не связано с сокращением площади ледяного покрова в Арктике, а обусловлено влиянием глобального повышения температуры поверхности океанов.

Статистически значимые изменения получены в поле давления на уровне моря и изобарической поверхности 500 гПа; они характеризуют изменения крупномасштабной циркуляции атмосферы: повышение давления в области алеутского минимума осенью, зимой и весной и в области исландского минимума зимой, понижение давления в Барцевом море зимой и в восточной части Арктики осенью. Более значимыми (по размерам занимаемой площади) оказались области увеличения высоты изобарической поверхности 500 гПа, характеризующие потепление тропосферы Северного полушария во все сезоны года, включая лето. Это дает основания полагать, что на изменения циркуляции атмосферы, помимо изменения площади ледяного покрова большое влияние оказывали другие факторы. Среди них заслуживает упоминания перенос тепла с океанов в атмосферу в низких широтах с последующим переносом крупномасштабными вихрями в высокие широты. Некоторую роль в потеплении тропосферы также играло радиационное воздействие, обусловленное ростом содержания парниковых газов в атмосфере.

Ансамблевые расчеты в модели атмосферы показали, что изменения площади ледяного покрова не играли значимой роли в потеплении свободной атмосферы в высоких широтах и не оказывали климатически значимого влияния на крупномасштабную циркуляцию, что согласуется с результатами аналогичного исследования в работе [15].

В последние годы выполнен ряд исследований с использованием моделей атмосферы и данных реанализов, в которых выявлены в отдельные годы свя-

зи между крупными аномалиями ледяного покрова и экстремальными режимами погоды в Европе, Сибири и на Дальнем Востоке осенью и зимой. Модельные расчеты показали, что эти режимы формировались под влиянием изменений циркуляции атмосферы в полярном бассейне и на Евразийском континенте. Однако при этом возникает важный вопрос – что первично в механизме взаимодействия атмосферной циркуляции и аномалий ледяного покрова. С большой долей вероятности можно полагать, что межгодовые колебания протяженности ледяного покрова, которые происходят на фоне многолетнего тренда ледовитости в Арктике, являются результатом скорее динамического воздействия крупномасштабной циркуляции атмосферы на лед, а не межгодовых вариаций скорости таяния льда. В настоящее время указанные причинно-следственные механизмы взаимодействия крупномасштабной циркуляции атмосферы с крупными аномалиями ледяного покрова в Арктике остаются недостаточно изученными.

Работа выполнена в рамках ЦНТП-1.3.2 Росгидромета, а также при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 12-05-93092\_Норв-а; 11-05-00733 и 13-05-00541).

### Литература

1. Bekryaev R.V., Polyakov I.V., Alexeev V. Role of polar amplification in long-term surface air temperature variations and modern Arctic warming // *J. Climate*. 2010. V. 23. P. 3888–3906.

2. Semenov V.A., Latif M., Dommenges D. et al. The impact of North Atlantic-Arctic multidecadal variability on Northern Hemisphere surface air temperature // *J. Climate*. 2010. V. 23. P. 5668–5677.

3. Serreze M.C., Barnett A.P., Cassano J. Circulation and surface controls on the lower tropospheric air temperature field of the Arctic // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. D07104, DOI: 10.1029/2010JD015127.

4. Stroeve J.C., Maslanik J., Serreze M.C. et al. Sea ice response to an extreme negative phase of the Arctic Oscillation during winter 1009/2010 // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. L02502. DOI: 10.1029/2010GL045662.

5. Francis J.A., Vavrus S.J. Evidence linking Arctic amplification to extreme weather in mid-latitudes // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. L06801, DOI: 10.1029/2012GL051000.

6. Jaiser R., Dethloff K., Handorf D. et al. Impact of sea ice cover changes on the Northern Hemisphere atmospheric winter circulation // *Tellus A*. 2012. V. 64. DOI: 10.3402/tellusa.v64i0.11595

7. 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. Climate*. 2012. V. 25. P. 2561–2568. DOI:10.1175/JCLI-D-11-00449.1.

8. Alexander M.A., Bhatt U.S., Walsh J.E. et al. The atmospheric response to realistic Arctic sea ice anomalies in an AGCM during winter // *J. Climate*. 2004. V. 17. P. 809–905.

9. Honda M., Inoue J., Yamane S. Influence of low Arctic sea-ice minima on anomalously cold Eurasian winters // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L08707, DOI: 10.1029/2008GL037079.

10. Kumar A. et al. Contribution of sea ice loss to Arctic amplification // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. L21701, DOI: 10.1029/2010GL045022.

11. *Petoukhov V., Semenov V.A.* A link between reduced Barents-Kara sea ice and cold winter extremes over northern continents // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. Doi:10.1029/2009jd013568.
12. *Porter D.F., Cassano J.J., Serreze M.C.* Local and large-scale atmospheric responses to reduced Arctic sea ice and ocean warming in the WRF model // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. D11115, Doi:10.1029/2011JD016969.
13. *Семенов В.А., Мохов И.И., Латуф М.* Роль границ морского льда и температуры поверхности океана в изменениях регионального климата в Евразии за последние десятилетия // *Изв. РАН, Физика атмосферы и океана.* (2012). Т. 48, № 4. С. 403–421.
14. *Blüthgen J., Gerdes R., Werner M.* Atmospheric response to the extreme Arctic sea ice conditions in 2007 // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. L02707, DOI: 10.1029/2011GL050486.
15. *Screen J.A., Deser C., Simmonds I.* Local and remote controls on observed Arctic warming // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. L10709, doi: 10.1029/2012GL051598
16. *Screen J., Simmonds I.* The atmospheric response to three decades of observed Arctic sea ice loss // *J. Climate.* 2013. V. 26. P. 12306–1248. DOI: 10.1175/JCLI-D-12-00063.1.
17. *Мелешико В.П., Мирвис В.М., Матюгин В.А. и др.* О воспроизведении аномалии лета 2010 г. в долгосрочных метеорологических прогнозах на основе модели общей циркуляции атмосферы ГГО. Анализ условий аномальной погоды на территории России летом 2010 года. Сб. докладов. М.: ТРИАДА ЛТД, 2011. С. 35–40.
18. *Rayner N.A., Parker D.E., Horton E.B. et al.* Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108 (D14). P. 4407.
19. NSIDC. Arctic Sea Ice News and Analysis. 2012. <http://nsidc.org/arcticseaicenews/>
20. *Kwok R., Rothrock D.A.* Decline in Arctic sea ice thickness from submarine and ICESat records: 1958-2008 // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L15501, DOI: 10.1029/2006GL028737.
21. *Saha, Suranjana et al.* The NCEP Climate Forecast System Reanalysis // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 2010. V. 91. P. 1015–1057. doi: <http://dx.doi.org/10.1175/2010BAMS3001.1>
22. *Jungclaus J.H., Koenigk T.* Low-frequency variability of the Arctic climate: the role of oceanic and atmospheric heat transport variations // *Climate Dynamics.* 2010. V. 34. № 2-3. P. 265–279.
23. *Keemlyside N.S., Laif M., Jungclaus J. et al.* Advancing de-cadal-scale climate prediction in the North Atlantic sector // *Nature.* 2008. V. 453. P. 84–88.
24. *Мелешико В.П., Байдин А.В.* Реакция климата атмосферы на сокращение площади льда в Арктике и на другие внешние воздействия за последние десятилетия // *Тр. Главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова.* 2013. Вып. 568. С. 80–117.
25. *Orsolini Y., Senan R., Benestad R., Melsom A.* Autumn atmospheric response to the 2007 low Arctic sea ice extent in coupled ocean-atmosphere hindcasts // *Climate Dynamics.* 2012. V. 38. P. 2437–2448. Doi: 10.1007/s00382-011-1169-z.

# Роль естественных долгопериодных колебаний в Северной Атлантике в формировании региональных климатических аномалий

*И.И. Мохов, В.А. Семенов*

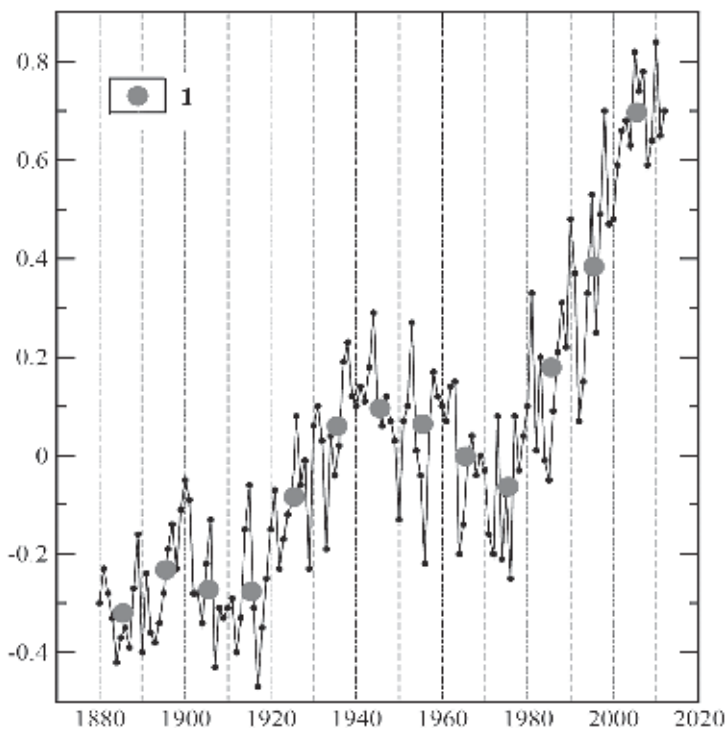
Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Среднегодовая приповерхностная температура Северного полушария с начала XX в. выросла на  $1^{\circ}\text{C}$  (рис. 1). Потепление было неравномерным, причём темпы его значительно увеличились в последние десятилетия. Так, после локального температурного минимума 1970-х годов только за последние четыре десятилетия в Северном полушарии у поверхности потеплело на  $0,7^{\circ}\text{C}$ . Наряду с современным потеплением значительный рост приповерхностной температуры отмечался в первой половине XX в. (с некоторым последующим похолоданием). Темпы роста приповерхностной температуры в тот период были сравнимы с современными изменениями. Потепление первой половины XX в. связывается, в частности, с изменениями интенсивности океанической циркуляции в Северной Атлантике (см., напр., [1, 2]). Существенным считается и вклад внешних воздействий на климат, в том числе солнечной активности и вариаций аэрозольной замутнённости атмосферы [3].

Помимо положительной аномалии в середине XX в. важной особенностью температурных изменений современного периода является замедление темпов потепления в первое десятилетие XXI в. Хотя все среднегодовые значения температурных аномалий для Северного полушария в XXI в., в частности по данным GISS [4], превышают предшествующие значения за весь период инструментальных наблюдений с середины XIX в., рост приповерхностной температуры Северного полушария за первое десятилетие XXI в. составил всего  $0,1^{\circ}\text{C}$  (или  $0,05^{\circ}\text{C}$  увеличения глобальной температуры). Пространственное распределение этих изменений характеризовалось некоторым похолоданием над континентами Северного полушария преимущественно в зимний период, которое контрастировало с сильным потеплением в Арктике ( $0,55^{\circ}\text{C}$  для области севернее  $60^{\circ}$  с.ш.).

Продолжающийся быстрый рост температуры в Арктике в XXI в. при замедлении глобального потепления и потепления в Северном полушарии усиливает контраст температурных изменений в средних и высоких широтах. Возможные механизмы этих процессов связаны с изменениями атмосферной циркуляции, сопровождающимися аномально сильной адвекцией тепла в высокие широты [5], а также переносом океанического тепла в Атлантическом секторе Арктики [6].

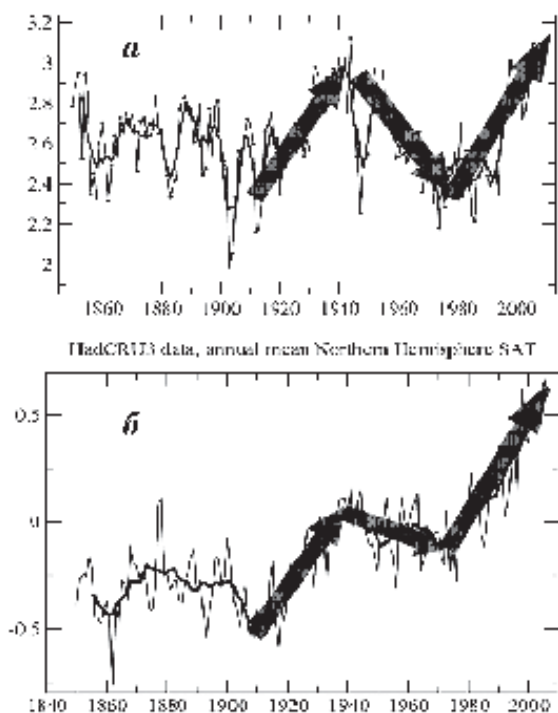
Динамику долгопериодных температурных колебаний с начала XX в. можно объяснить суперпозицией изменений, вызванных внешним радиационным воздействием на климат, и естественными квазипериодическими климатическими колебаниями. Такие колебания наблюдаются во внетропической части Северного Атлантического океана [7]. Синхронно с этими колеба-



**Рис. 1.** Аномалии глобальной приповерхностной температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ), по данным [4].  
1 – средние за десятилетия значения

ниями проявляются отклонения глобальной приповерхностной температуры от векового тренда потепления, которые предположительно являются следствием естественной климатической изменчивости [8] (рис. 2). Эти колебания получили название Атлантическое долгопериодное колебание (АДК) [7]. Характерный период АДК составляет 60–70 лет [7–9]. В период инструментальных температурных наблюдений можно выделить положительные (1940–50-е гг. и конец 1990-х гг. по настоящее время) и отрицательные (1900–1920 гг. и 1970–80 гг.) фазы АДК. С 1970-х гг. по начало 2000-х гг. наблюдался положительный тренд АДК, совпадающий с трендом глобального потепления (рис. 2). АДК связано с изменениями меридионального океанического круговорота в Северной Атлантике и соответствующими изменениями океанического переноса тепла из низких в высокие широты [10]. Вариации индекса АДК, связанного с температурным режимом в Северной Атлантике, достаточно сильно коррелированы с вариациями глобальной приповерхностной температуры (ГПТ) без временного сдвига (с коэффициентом корреляции 0.35, значимым на уровне 0.07). Кроссвейвлетный анализ вариаций ГПТ и индекса АМО по данным (<http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/timeseries/AMO/>) выявил значимую когерентность их долгопериодных вариаций (с периодами более 40–50 лет) с опережающими по фазе изменениями ГПТ (рис. 3). При этом не отмечено режимов значимой когерентности индекса АМО и ГПТ для



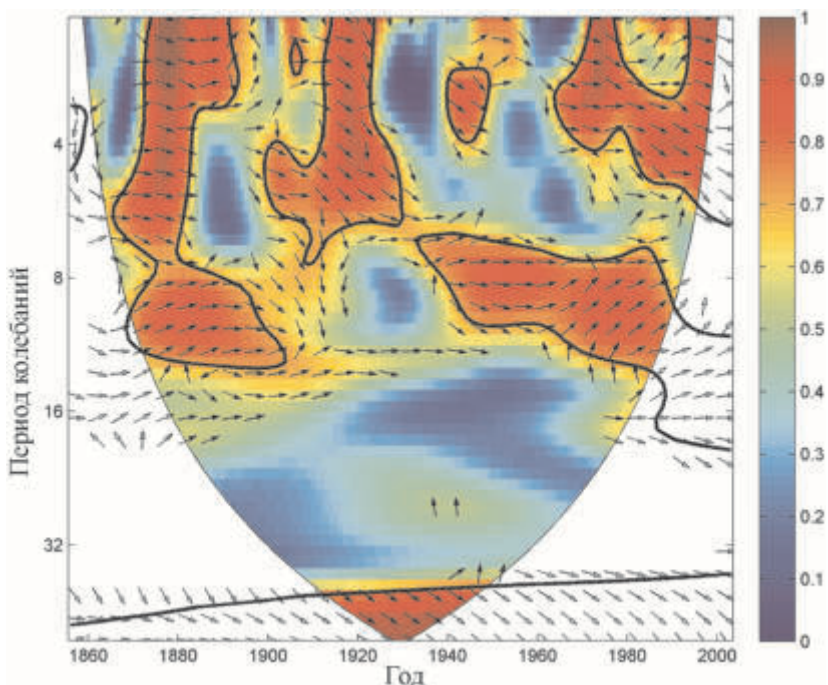


**Рис. 2.** Аномалии приповерхностной температуры воздуха в Северном полушарии (СП) (°С). *a* – среднегодовые аномалии температуры поверхности океана в Северной Атлантике (°С, осредненные для региона 50°з.д. – 10°з.д., 40°с.ш. – 60°с.ш.); *б* – индекс Атлантического долгопериодного колебания (АДК). Стрелки показывают переходы от отрицательной фазы АДК к положительной и обратно и иллюстрируют синфазность колебаний температуры в СП и АДК

более короткопериодных вариаций с периодами около 20–40 лет. Для вариаций с периодами менее двух десятилетий проявляются эффекты перемежаемости режимов с когерентными вариациями АМО и ГПТ и режимов без их значимой взаимосвязи. Наряду с этим отмечены изменения в сдвиге фаз между вариациями АМО и ГПТ. В периоды их когерентности межгодовые вариации ГПТ в целом опережали вариации АМО. При этом для вариаций с периодами около 10 лет во второй половине XX в. проявились режимы с опережающими вариациями АМО. Следует отметить, что в последние десятилетия проявляется тенденция расширения временного диапазона когерентных изменений ГПТ и АМО с опережающими межгодовыми вариациями и долгопериодными изменениями ГПТ [11].

АДК оказывает значительно влияние на региональные климатические изменения над континентами Северного полушария (СП), в том числе в России. С АДК связаны изменения температуры, осадков, давления, формирование аномальных температурных режимов, изменения площади арктического ледяного покрова, а также формирование и развитие североатлантических циклонов [11–20]. Фактор АДК необходимо учитывать при прогнозировании погодно-климатических условий над континентами СП.

Анализ пространственно-временной структуры аномальных турбулентных потоков тепла на нижней границе атмосферы, связанных с экстремумами АДК в XX веке, показал, что помимо аномальных потоков в Северной Атлантике, связанных с аномалиями температуры поверхности океана, АДК сопровождается аномальными значениями потоков в атлантическом секторе Арк-



**Рис. 3.** Вейвлет-когерентность глобальной приповерхностной температуры и индекса Атлантического долгопериодного колебания. (Выделены области с вейвлет-когерентностью на уровне значимости 95%)

тики, наиболее значительными в зимний период [17]. Эти аномалии главным образом связаны с изменениями границ морского льда, вызванными вариациями океанического притока тепла. Отдельные современные климатические модели способны воспроизводить влияние АДК на океанический приток тепла в Баренцево море и соответствующие изменения распространения морских льдов и температуры воздуха [15].

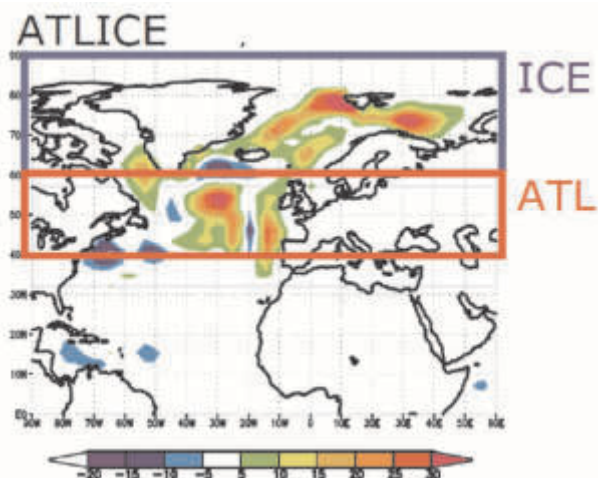
Для исследования отклика глобальной климатической системы на аномальные потоки тепла, связанные с АДК, анализировались эксперименты с совместной моделью МОЦА ЕСНАМ5 и термодинамической моделью верхнего перемешанного (50 м) слоя океана [22]. Модель ЕСНАМ5 является климатической версией спектральной модели прогноза погоды Европейского центра среднесрочного прогноза погоды (ECMWF). Используемая для экспериментов модель имеет спектральное горизонтальное разрешение T31 (примерно  $3.85^\circ \times 3.85^\circ$  по широте и долготе) и 19 вертикальных уровней. Несмотря на относительно низкое пространственное разрешение модели, она способна реалистично воспроизводить главные моды естественной климатической изменчивости и климатические тренды [17, 23, 24]. Океаническая модель представляет собой уравнение сохранения тепла для однородного слоя океана для каждой модельной ячейки с нулевым потоком тепла на боковых и нижней границах ячейки и потоком турбулентного тепла (скрытого и явного)

и радиации (длинноволновой и коротковолновой) на верхней границе ячейки. Средний климатологический перенос тепла между ячейками, связанный с динамикой океана (конвергенция океанического потока тепла), задавался с помощью так называемого  $Q$ -потока, вычисляемого по данным эксперимента с МОЦА с заданными граничными условиями для ТПО и границ морского льда за период 1971–2000 гг. Для моделирования эффекта АДК использовались дополнительные (аномальные) потоки океанической конвергенции тепла, связанные с АДК. Оценки таких потоков были получены с помощью контрольного эксперимента в рамках совместной модели общей циркуляции атмосферы, океана и морского льда ECHAM5/MPI-OM, которая реалистично воспроизводит АДК [10]. Подробно выбор аномальных потоков, связанных с АДК, и постановка экспериментов обсуждается в работе [17], где анализировались изменения среднегодовой температуры.

Для исследования влияния аномальных потоков океанической конвергенции тепла, связанных с долгопериодными колебаниями климата в Северной Атлантике (к северу от 40 град. с.ш.) и в атлантическом секторе Арктики, были проведены: 1) контрольный эксперимент (CNTRL), в котором конвергенция океанического потока тепла ( $Q$ -поток) была задана по данным эксперимента с МОЦА ECHAM5 с использованием стандартных (соответствующих современному климату) климатологических данных по ТПО и морскому льду AMIP-II [25]; 2) эксперимент (ATLICE) с дополнительным потоком тепла, который связан с АДК, (добавленным к  $Q$ , использовавшемуся в контрольном эксперименте) в секторе (70° з.д. – 80° в.д., 40° с.ш. – 90° с.ш.); 3) эксперимент (2xATLICE) с удвоенным потоком тепла, который использовался в эксперименте (ATLICE); 4) эксперимент (ATL) с дополнительным потоком тепла только в Атлантике (сектор 70° з.д. – 80° в.д., 40° с.ш. – 60° с.ш.); 5) эксперимент (ICE) с дополнительным потоком тепла только в Арктике (сектор 70° з.д. – 80° в.д., 60° с.ш. – 90° с.ш.). Аномальные среднегодовые потоки турбулентного тепла с поверхности океана, соответствующие разности между высокой и низкой фазами АДК, получены по данным контрольного эксперимента (D16) с МОЦАО ECHAM5/MPI-OM как разность между 30-летними периодами высокой и низкой фазы АДК.

Пространственная структура аномальных среднесезонных потоков, которые использовались в экспериментах ATLICE, ATL и ICE, приведена на рис. 4, потоки для эксперимента 2xATLICE – это удвоенные значения потоков ATLICE. Суммарный годовой вклад аномальных потоков тепла составляет 0.09 ПВт для эксперимента ATLICE, для ATL и ICE 0.048 и 0.042 ПВт соответственно. Несмотря на то, что годовой вклад потоков тепла из океана в атмосферу в Северной Атлантике сравним со значениями в Арктике, их сезонный ход значительно различается. Значения аномалий в Северной Атлантике слабо меняются в течение года. В Арктике зимние аномалии превышают летние почти в 8 раз.

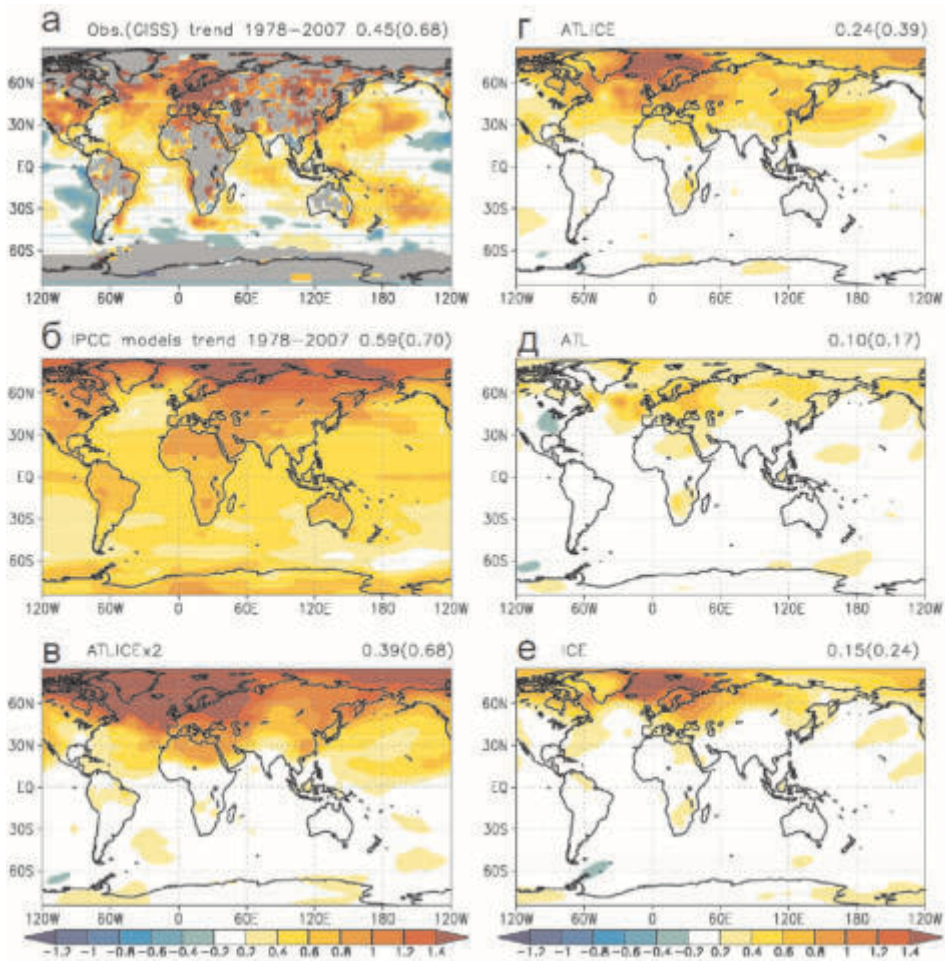
Длительность каждого численного эксперимента составляла 100 модельных лет. Для перемешенного слоя океана глубиной 50 м время отклика глобального климата (время достижения равновесного состояния) на аномальные потоки тепла составляет примерно 10 лет. Далее обсуждаются результа-



**Рис. 4.** Аномальные среднегодовые потоки турбулентного тепла с поверхности океана ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ), соответствующие разности между высокой и низкой фазами АДК, по данным контрольного эксперимента (D16) с МОЦАО ECHAM5/MPI-OM. (Выделены сектора, где задавались аномальные потоки турбулентного тепла в различных численных экспериментах)

ты численных экспериментов, проведенных в последние 80 лет [17]. Модельные результаты для ПТА сравниваются с данными наблюдений GISS [4]. Для эмпирических оценок вертикальной структуры температурных изменений использовались данные реанализа NCEP/NCAR [26]. Для сравнения с модельными результатами использовался 30-летний тренд в период 1978–2007 гг., соответствующий переходу АДК от отрицательной к положительной фазе, в соответствии с постановкой модельных экспериментов.

Аномальные потоки тепла приводят к значительному потеплению над всем Северным полушарием со среднеполушарным потеплением  $0.39^\circ\text{C}$  (рис. 5). Глобальное потепление составляет  $0.24^\circ\text{C}$ . Особенно сильное потепление вместе с СА и Арктикой происходит в северных регионах континентов СП. Результаты экспериментов можно сравнить с наблюдаемыми температурными трендами (рис. 5а) за последние 30 лет (1978–2007 гг.). В 1978 г. ТПО в Северной Атлантике достигла минимума после потепления середины XX века, после чего начался ее быстрый рост. Таким образом, данный тридцатилетний тренд соответствует переходу от отрицательного экстремума АДК к его положительной фазе. Картины потепления на рис. 5а и 5г очень похожи, имея максимумы над северо-западной частью Евразии, северо-восточной частью Северной Америки и восточной Азии с наиболее сильным потеплением в атлантическом секторе Арктики и над Скандинавией. В эксперименте ATLICE также наблюдается протяженная полоса потепления в северной части Тихого океана вдоль  $30^\circ\text{с.ш.}$ , которая очень похожа на наблюдаемую картину потепления в этом регионе. В то же время отмечаются и значительные расхождения, связанные с тем, что изменения температуры в модели связаны исключительно с АДК, в то время как температурные изменения в последние десятилетия вызваны в том числе антропогенным воздействием и другими долгопериодными модами климатической изменчивости, например тихоокеанским декадным колебанием. Отметим, что тренды в период 1978–2007 гг. вследствие внешнего воздействия на климат (рис. 5б) сопровождаются мини-



**Рис. 5.** Изменения среднегодовой приповерхностной температуры по данным наблюдений и численным экспериментам с климатическими моделями: (а) Тренд среднегодовой приповерхностной температуры для периода 1978-2007 гг. ( $^{\circ}\text{C}/30$  лет) по данным наблюдений GISS и (б) среднему по ансамблю моделей CMIP3 в экспериментах с заданным внешним (естественным и антропогенным) воздействием на климат. Среднегодовые аномалии приповерхностной температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ) (относительно контрольного эксперимента) по результатам экспериментов при воздействии аномальных потоков тепла в Северной Атлантике и Арктике (ATLICE, г), только в Северной Атлантике (ATL, д), только в Арктике (ICE, е), а также с удвоенной амплитудой потоков (ATLICEx2, в). Значения в верхнем правом углу каждой карты обозначают глобальное и (в скобках) среднеполушарные изменения температуры

мальными значениями в Северной Атлантике, не согласуясь с данными наблюдений и результатами экспериментов с аномальными потоками тепла.

Отдельный вклад аномальных потоков, связанных с АДК, в Атлантике и в Арктике может быть оценен из результатов экспериментов ATL и ICE (рис. 5д и 5е соответственно). В глобальном и среднеполушарном (в СП) потепле-

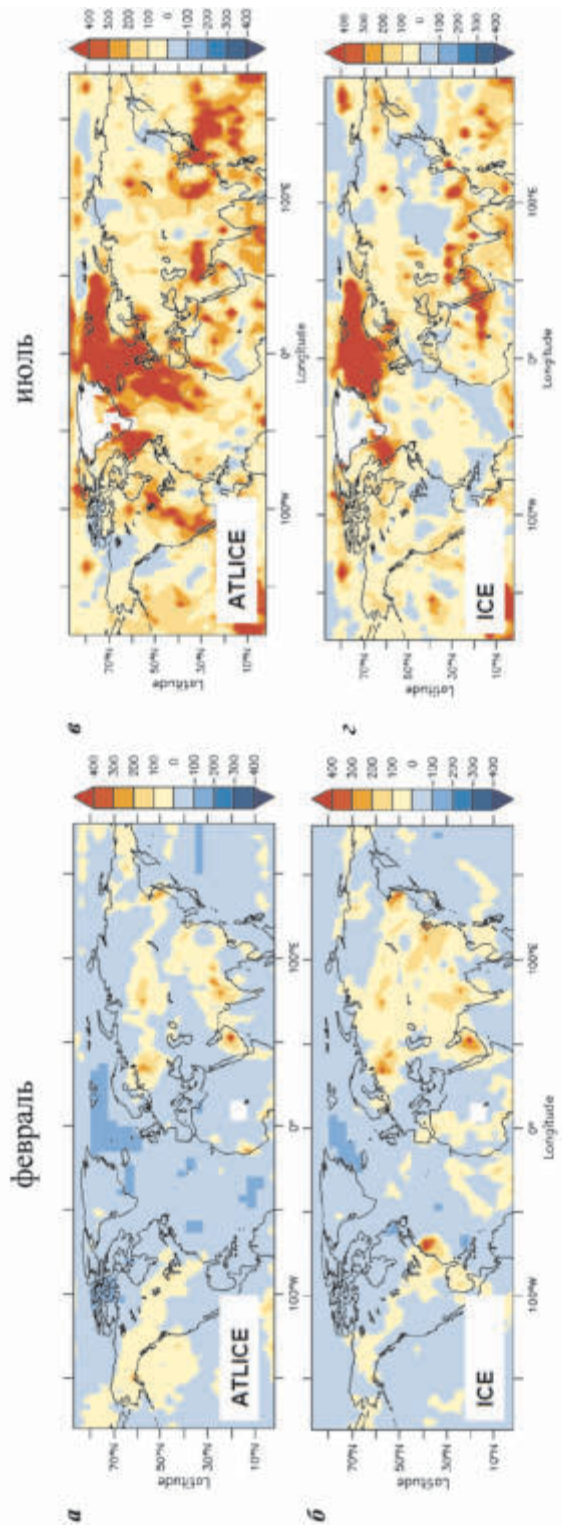
нии вклад потоков в Арктике примерно на 30% больше, чем вклад потоков в Атлантике. Именно потоки тепла в Арктическом регионе приводят к значительному потеплению в Северной Америке, Северной Европе и западной Сибири, в то время как потоки тепла в Атлантике вносят основной вклад в потепление над восточной Европой и восточной Сибирью (рис. 5е). Вертикальная структура температурных изменений в модельных экспериментах также хорошо согласуется с наблюдаемыми трендами (см. рис. 7 в [17]).

Таким образом, с учетом потоков тепла в Арктике оценка воздействия АДК на температурные изменения (глобальные и в СП) увеличивается примерно в 2 раза по сравнению с ранее опубликованными результатами.

Помимо средних значений может меняться и функция распределения вероятности температурных аномалий. Это может приводить к формированию аномальных температурных режимов даже при отсутствии изменений средних значений. В начале XXI века, совпавшем с положительной фазой АДК, отмечался ряд погодных аномалий в различных регионах планеты. В том числе было отмечено увеличение вероятности формирования продолжительных аномально холодных режимов в зимний период. В последнее десятилетие также наблюдались волны жары очень большой амплитуды, например, в Западной Европе в 2003 г. и на европейской территории России в 2010 г. В ряде работ указывалось на возможную связь таких событий с различными факторами естественной климатической изменчивости и антропогенными изменениями климата, например [27–30].

С использованием данных проведенных различных численных экспериментов было проанализировано изменение вероятностей появления аномальных температурных режимов для февраля и июля. Выбор таких месяцев связан с аномально высокими температурами на европейской территории России в июле 2010 г. [28] и аномальными морозами в феврале 2006 и 2012 гг. [29, 31]. Анализировались изменения (относительно контрольного эксперимента) вероятностей событий, когда ПТВ в феврале ниже, чем  $-1.5$  стандартного отклонения и выше, чем  $1.5$  стандартного отклонения в июле, что соответствует примерно 3.4% и 96.6% квантилям нормального распределения.

На рис. 6 приведены изменения вероятностей формирования аномально низких температур в феврале и аномально высоких температур в июле для экспериментов ATLICE и ICE. Аномальный поток тепла в эксперименте ATLICE приводит к увеличению в 2–3 раза вероятности появления аномально низких температур в регионах европейской территории России, Западной Сибири, Дальнего Востока и Средней Азии. Увеличение вероятности аномальных холодов в феврале происходит несмотря на повышение средней температуры на  $0.5$ – $1^{\circ}\text{C}$  на европейской территории России и до  $0.5^{\circ}\text{C}$  в Западной Сибири. Сравнение экспериментов ATLICE и ICE показывает, что основное влияние на возникновение аномально низких температур в Евразии оказывает появление аномальных потоков в Арктике, что согласуется с результатами работ [16, 29, 31]. Появление аномально высоких температур наблюдается на всей территории Евразии. Увеличение вероятности (более чем в 4 раза) появления аномально высоких температур наблюдается в Европе, ев-



**Рис. 6.** Пространственные распределения изменений вероятностей среднемесячных температурных аномалий (в %), меньших, чем  $-1.5\sigma$  для февраля (а, б) и больших, чем  $1.5\sigma$  для июля (а, б) в экспериментах ATLICE и ICE (а, б) относительно CNTRL (б, в)

ропейской части России, Восточной Сибири, Средней Азии и в центральной части Северной Америки.

Таким образом, воздействие аномальных потоков турбулентного тепла приводит к увеличению вероятности аномально высокой температуры летом над Евразией. Для всех экспериментов отмечается увеличение вероятности низких температурных аномалий в феврале в некоторых регионах Евразии, хотя в целом для зимнего сезона и февраля в частности отмечено увеличение средней температуры. Это свидетельствует о том, что АДК приводит к изменению функции плотности распределения вероятности температурных аномалий в анализируемые месяцы, что могло способствовать формированию наблюдавшихся аномальных температурных режимов в последнее десятилетие.

### Литература

1. *Delworth T.L., Knutson T.R.* Simulation of early 20th century global warming // *Science*. 2000. V. 287. P. 2246–2250.

2. *Semenov V.A., Latif M., Dommenget D. et al.* The impact of North Atlantic-Arctic multidecadal variability on Northern Hemisphere surface air temperature // *J. Climate*. 2010. V. 23. P. 5668–5677.

3. *Otterå O.H., Bentsen M., Drange H., Suo L.* External forcing as a metronome for Atlantic multidecadal variability // *Nature Geoscience*. 2010. V. 3. P. 688–694. doi: 10.1038/NGEO0955.

4. *Hansen J., Ruedy R., Glascoe J., Sato M.* GISS analysis of surface temperature change // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. № D24. P. 30997–31022.

5. *Graversen R.G., Mauritsen T., Tjernström M. et al.* Vertical structure of recent Arctic warming // *Nature*. 2008. V. 541. P. 53–56. doi:10.1038/nature06502.

6. *Schlichtholz P.* Influence of oceanic heat variability on sea ice anomalies in the Nordic Seas // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. L05705. doi:10.1029/2010GL045894.

7. *Schlesinger M.E., Ramankutty N.* An oscillation in the global climate system of period 65–70 years // *Nature*. 1994. V. 367. P. 723–726.

8. *Delworth T.L., Mann M.E.* Observed and simulated multidecadal variability in the Northern Hemisphere // *Climate Dyn.* 2000. V. 16. Is. 9. P. 661–676.

9. *Mann M.E., Park J.* Global-scale modes of surface temperature variability on interannual to century timescales // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. Is. D12. P. 25819–25833.

10. *Latif M., Roeckner E., Botzet M. et al.* Reconstructing, monitoring, and predicting multidecadal-scale changes in the North Atlantic thermohaline circulation with sea surface temperature // *J. Climate*. 2004. V. 17. Is. 7. P. 1605–1614.

11. *Мохов И.И., Семенов В.А., Хон В.Ч. и др.* Связь аномалий климата Евразии и Северной Атлантики с естественными вариациями атлантической термохалинной циркуляции по долгопериодным модельным расчетам // *ДАН*. 2008. Т. 419. № 5. С. 687–690.

12. *Gulev S.K., Zolina O., Grigoriev S.* Extratropical cyclone variability in the Northern Hemisphere winter from the NCEP/NCAR reanalysis data // *Climate Dyn.* 2001. V. 17. №10. P. 795–809.

13. *Мохов И.И., Смирнов Д.А., Карпенко А.А.* Оценки связи изменений глобальной приповерхностной температуры с разными естественными и антропогенными факторами на основе данных наблюдений // *ДАН*. 2012. Т. 443. № 2. С. 225–231.



14. Полонский А.Б. Глобальное потепление, крупномасштабные процессы в системе океан-атмосфера, термохалинная катастрофа и их влияние на климат Атлантико-Европейского региона. Серия «Современные проблемы океанологии». Вып. 5. Севастополь: Морской гидрофизический институт НАНУ, 2008. 44 с.

15. Семенов В.А. Влияние океанического притока в Баренцево море на изменчивость климата в Арктике // ДАН. 2008. Т. 418. №1. С. 106–109.

16. Семенов В.А., Мохов И.И., Латиф М. Влияние температуры поверхности океана и границ морского льда на изменение регионального климата в Евразии за последние десятилетия // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. №4. С. 403–421.

17. Semenov V.A., Latif M., Dommenges D. et al. The impact of North Atlantic–Arctic multidecadal variability on Northern Hemisphere surface air temperature // J. Climate. 2010. V. 23. P. 5668–5677.

18. Knight J.R., Folland C.K., Scaife A.A. Climate impacts of the Atlantic Multidecadal Oscillation // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. № 17. doi:10.1029/2006GL026242

19. Sutton R.T., Hodson D.L.R. Atlantic Ocean forcing of Northern American and European summer climate // Science. 2005. V. 309. № 5731. P. 115–118.

20. Sutton R.T., Hodson D.L.R. Climate response to basin-scale warming and cooling of the North Atlantic Ocean // J. Climate. 2007. V. 20. № 5. P. 891–907.

21. Zveryaev I.I., Gulev S.K. Seasonality in secular changes and interannual variability of European air temperature during the twentieth century // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. D02110. doi:10.1029/2008JD010624.

22. Roeckner E., Bäuml G., Bonaventura L. et al. The atmospheric general circulation model ECHAM 5. Part I. Model description. Hamburg: Max Planck Inst. Meteorol., 2003. 140 p.

23. Meng Q.J., Latif M., Park W., Keenlyside N.S. et al. Twentieth century Walker circulation change: Data analysis and model experiments // Climate Dyn. 2012. V. 38. № 9–10. P. 1757–1773.

24. Semenov V.A., Latif M., Jungclauss J.H., Park W. Is the observed NAO variability during the instrumental record unusual? // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. №. L11701, doi:10.1029/2008GL033273.

25. Hurrell J.W., Hack J.J., Shea D. et al. A new sea surface temperature and sea ice boundary dataset for the Community Atmosphere Model // J. Climate. 2008. V. 21. P. 5145–5153.

26. Kistler R., Kalnay E., Collins W. et al. The NCEP 50-year reanalysis: monthly means CD-ROM and documentation // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2001. V. 82. № 2. P. 247–267.

27. Мохов И.И., Горчакова И.А. Радиационный и температурный эффекты летних пожаров 2002 г. в московском регионе // ДАН. 2005. Т. 400. № 4. С. 528–531.

28. Мохов И.И. Особенности формирования летней жары 2010 г. на европейской территории России в контексте общих изменений климата и его аномалий // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 6. С. 1–8.

29. Petoukhov V., Semenov V.A. A link between reduced Barents-Kara sea ice and cold winter extremes over northern continents // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. D21111. doi:10.1029/2009JD013568.

30. Schar C., Vidale P.L., Luthi D. et al. The role of increasing temperature variability in European summer heatwaves // Nature. 2004. V. 427. № 6972. P. 332–336.

31. Мохов И.И., Семенов В.А., Хон В.Ч., Погарский Ф.А. Тенденции климатических изменений в высоких широтах Северного полушария: Диагностика и моделирование // Лед и снег. 2013. Т. 122. № 2. С. 53–62.

# Численное моделирование циркуляции Мирового океана и её климатической изменчивости в 1948–2007 гг.

*А.В. Гусев, Н.А. Дианский*

Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

В связи с происходящими современными климатическими изменениями весьма актуальной задачей является подробное причинно-следственное и количественное описание процессов, происходящих в океане – важнейшем звене климатической системы Земли [1]. Это невозможно сделать, опираясь только на диагностический анализ данных наблюдений, поскольку их недостаточно, особенно в глубоководных частях Мирового океана (МО). Поэтому важнейшим современным инструментарием решения таких задач является численное моделирование и вычислительный эксперимент. Они позволяют получать количественные оценки межгодовых изменений термohалинной циркуляции в МО в целом и его отдельных акваториях.

Наиболее близка тематике воспроизведения характеристик общей циркуляции океана международная программа Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (CORE) [2, 3]. Ее целью является исследование циркуляции МО и её изменчивости на основе мультимодельного подхода, при котором во всех моделях, участвующих в сравнении, должны использовать одинаковые сценарии экспериментов и одни и те же исходные данные для расчёта атмосферного воздействия. Первая серия расчётов CORE-I [2] посвящена воспроизведению среднеклиматического квазистационарного состояния океана и морского льда, а вторая – CORE-II [3] – их межгодовой изменчивости, при этом проводится сравнение результатов моделирования с комплексом разнородных данных наблюдений. В данной работе представлены результаты экспериментов с МОЦО INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model), проведенных в рамках CORE-II [3].

Разработанная в ИВМ РАН МОЦО INMOM относится к классу  $\sigma$ -моделей океана [4]. Наиболее полно модель INMOM описана в [5]. В её основе лежит система примитивных уравнений в приближениях гидростатики и Буссинеска, записанная в обобщенных ортогональных координатах по горизонтали и в  $\sigma$ -системе координат по вертикали. Прогностическими переменными модели служат горизонтальные компоненты вектора скорости, потенциальная температура, солёность и отклонение уровня океана от невозмущенной поверхности [5, 6]. Для расчёта плотности используется уравнение состояния, учитывающее сжимаемость морской воды и специально предназначенное для моделей циркуляции океана [7].

При численной реализации INMOM используется метод расщепления [8, 9] по физическим процессам и пространственным координатам, что является ее отличительной особенностью от других известных моделей [4]. Для этого уравнения динамики океана записываются в специальной симметризованной форме. Она позволяет представить оператор дифференциальной зада-

чи в виде суммы более простых операторов, каждый из которых является неотрицательным в норме, определяемой законом сохранения полной энергии. Это дает возможность расщепить оператор полной задачи на ряд более простых подзадач и построить их пространственные аппроксимации так, чтобы энергетическим законам сохранения, выполняющимся для исходной дифференциальной задачи, удовлетворяли все расщепленные дискретные задачи. Разностные аппроксимации по пространственным координатам строятся на "С"-сетке [10, 11].

Используемая версия INMOM для МО построена в криволинейной ортогональной системе координат, полученной путем конформного преобразования географической системы. Один полюс располагается на п-ве Таймыр, а второй – в Антарктиде симметрично первому относительно экватора, таким образом, чтобы последний в модельной системе координат совпадал с географическим. Окрестность экватора является волноводом для экваториально захваченных волн Кельвина и Россби, где также формируется сложная структура приповерхностных и подповерхностных течений и противотечений, воспроизведение которой очень важно, в частности, для правильного описания явления Эль-Ниньо – Южное колебание. Поэтому сохранение положения экватора в расчётной системе координат позволяет лучше воспроизводить эти процессы.

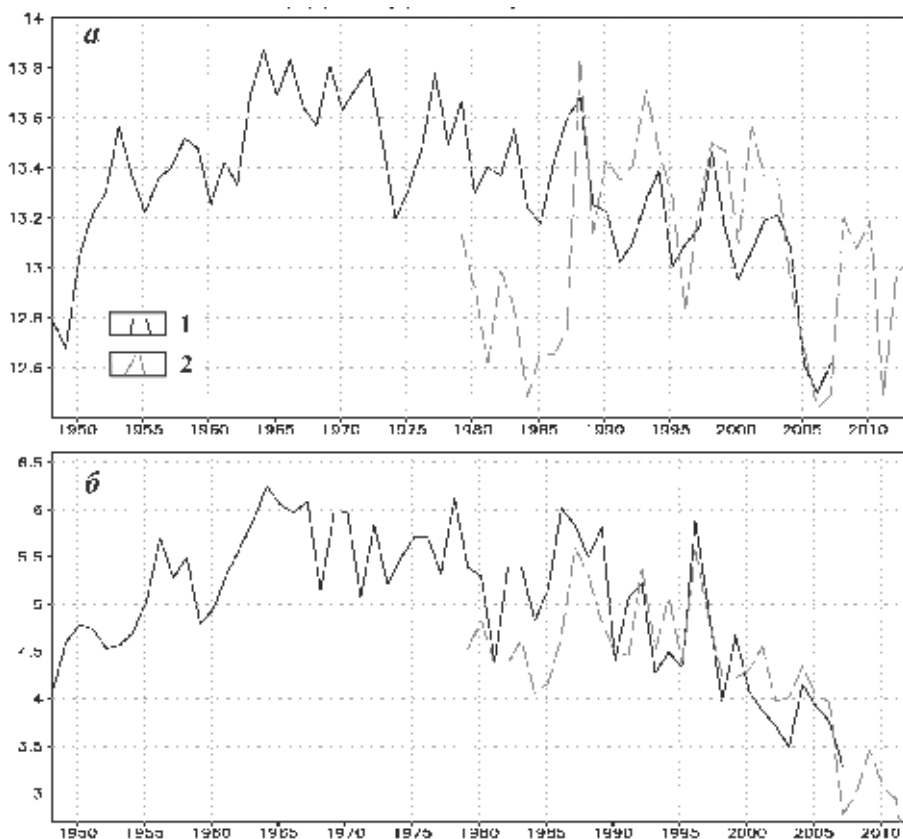
Для адекватного воспроизведения характеристик океана в высоких широтах в INMOM включена модель морского льда [12–14]. Она состоит из трёх модулей: термодинамики, переноса и динамики.

Для моделирования процессов в Мировом океане используется пространственное разрешение  $1^\circ \times 0,5^\circ$  в горизонтальных координатах и 40 неравномерно распределённых  $\sigma$ -уровней по глубине. Основной шаг по времени при расчётах равен 1 часу.

Согласно сценарию CORE-II [3] интегрирование модели было проведено на пять последовательных 60-летних циклов, соответствующих периоду с 1948 по 2007 гг. Для проведения экспериментов при расчете атмосферного воздействия использовалась специальная база CORE [15] приповерхностных атмосферных характеристик, в основе которой лежат данные реанализа NCEP/NCAR.

В качестве начальных условий задавалось отсутствие снега и льда, состояние покоя МО и среднеянварские климатические температура и солёность, интерполированные на модельную область из данных атласа Левитуса [16], имеющих пространственное разрешение  $1/4^\circ$  на 33 стандартных океанографических горизонтах. Такой подход позволяет сократить время интегрирования модели для получения реалистичной картины циркуляции до 50–60 лет.

Атмосферные характеристики CORE включают: температуру воздуха, влажность и скорость ветра на высоте 10 м и атмосферное давление на уровне моря (временной интервал 6 ч); длинноволновую и коротковолновую радиации (временной интервал 24 ч); среднемесячные атмосферные осадки и сток рек.



**Рис. 1.** Временной ход площади льда в СЛО за последний цикл 1948–2007 гг.,  $10^6$  км<sup>2</sup>. 1 – по результатам расчётов; 2 – по данным NSIDC (пунктир). *а* – для марта, *б* – для сентября

Согласно сценарию CORE-II, являющемуся обязательным требованием для всех моделей этого проекта [3], результаты последнего 5-го 60-летнего цикла рассматриваются как основные данные, характеризующие изменчивость циркуляции МО за период с 1948 по 2007 гг.

На рис. 1 показано временное изменение площади морского льда в Северном Ледовитом океане (СЛО) в марте и сентябре за 1948–2007 гг. Результаты хорошо согласуются с данными наблюдений из National Snow and Ice Data Center (NSIDC), доступными по веб-адресу <ftp://sidads.colorado.edu/DATASETS/NOAA/G02135/>.

Одной из важнейших характеристик климатических изменений в Атлантическом океане служит Атлантическая мультideкадная осцилляция (АМО). Индекс АМО рассчитывается по аномалиям температуры поверхности океана (ТПО) от средноклиматического годового хода, которые осредняются в регионе ( $70^{\circ}\text{W}–7^{\circ}\text{W}$ ,  $0^{\circ}–60^{\circ}\text{N}$ ). Он характеризует тепловое состояние поверхности Северной Атлантики (СА). Временной ход индекса АМО отражает квази-



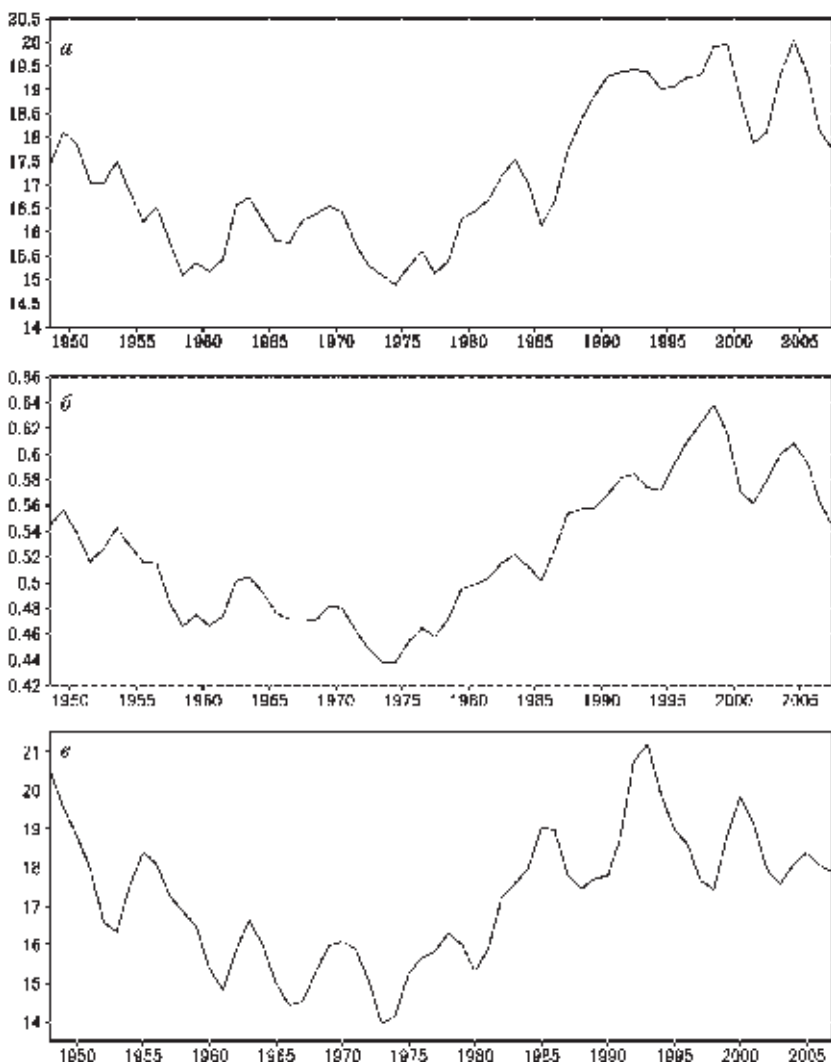
**Рис. 2.** Индекс Атлантической мультideкадной осцилляции (АМО), °С.  
1 – по данным наблюдений (CORE), 2 – по результатам расчётов (INMOM)

периодические изменения ТПО в СА с характерными временными масштабами от 10 до 100 лет, которые в свою очередь описывают естественную изменчивость в совместной системе океан-атмосфера.

На рис. 2 приведены графики эволюции индекса АМО. Видно, что модель хорошо воспроизводит временной ход индекса АМО, что объясняется хорошим воспроизведением ТПО, обусловленным реалистичным заданием атмосферного воздействия. Воспроизведенные основные минимумы и максимумы, соответствующие похолоданию и потеплению климата, хорошо согласуются с данными наблюдений [15].

Результаты проведенного эксперимента по воспроизведению циркуляции МО позволяют изучить его влияние на формирование климатической изменчивости с 1948 по 2007 гг. Прежде всего такое влияние должно осуществляться через изменчивость Атлантической термохалинной циркуляции (АТХЦ). АТХЦ представляет собой крупномасштабный меридиональный круговорот воды в Атлантике, является частью глобального конвейера [17] и формирует меридиональный перенос тепла (МПТ) в высокие широты Северного полушария.

На рис. 3 показан временной ход индекса АТХЦ, а также среднего МПТ и среднего потока тепла из океана в атмосферу в атлантическом секторе от 30°N до 60°N. Здесь в качестве индекса АТХЦ выбиралась величина максимума функции тока зонально интегрированной по акватории Северной Атлантики меридиональной циркуляции (в координатах широта-глубина). Таким образом, индекс АТХЦ характеризует ее интенсивность. Следует отметить, что величина индекса АТХЦ колеблется от 17 до 23.5 Св, составляя в среднем 20.5 Св, что хорошо согласуется с оценками по данным наблюдений и зарубежными модельными расчетами [1]. Данные, приведенные из рис. 3, свидетельствуют об уменьшении интенсивности АТХЦ с конца 1990-х гг., что приводит к уменьшению теплоотдачи СА в средних широтах.



**Рис. 3.** Временная эволюция среднегодового максимума меридиональной функции тока в Атлантике.  
*a* – индекс меридионального переноса тепла; *b* – усредненный поток интервале 30–60° с.ш.,  
*c* – полный поток тепла из океана в атмосферу, Вт/м<sup>2</sup>

Интенсивность АТХЦ характеризуется значительными долгопериодными колебаниями, сопровождаемыми аномалиями ТПО в СА [18]. В характеристиках, показанных на рис. 3, просматривается приблизительно 60-летнее колебание, которое на более длинных рядах данных в среднеглобальной приповерхностной температуре заметен более отчетливо [19].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 8328) и РФФИ (проект № 12-05-00810-а).

## Литература

1. Володин Е.М., Дианский Н.А., Гусев А.В. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана INMCM 4.0 // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 4. С. 448–466.
2. Griffies S.M., Biastoch A., Boning C. et al. Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs) // Ocean Modelling. 2009. V. 26. P. 1–46.
3. 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.
4. Griffies S.M. Some ocean model fundamentals // Ocean Weather Forecasting: an integrated view of Oceanography / Eds. E.P. Chassignet and J. Verron. Berlin: Springer, 2005. P. 19–74.
5. Дианский Н.А. Моделирование циркуляции океана и исследование его реакции на короткопериодные и долгопериодные атмосферные воздействия. М.: Физматлит, 2013. 272 с.
6. Zalesny V.B., Marchuk G.I., Agoshkov V.I. et al. Numerical simulation of large-scale ocean circulation based on the multicomponent splitting method // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2010. V. 25. № 6. P. 581–609.
7. Brydon D., San S., Bleck R. A new approximation of the equation of state for seawater, suitable for numerical ocean models // J. Geoph. Res. 1999. V. 104. № C1. P. 1537–1540.
8. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. СПб.: Лань, 2009. 608 с.
9. Marchuk G.I., Rusakov A.S., Zalesny V.B., Diansky N.A. Splitting Numerical Technique with Application to the High Resolution Simulation of the Indian Ocean Circulation // Pure appl. geophys. 2005. V. 162. P. 1407–1429.
10. Лебедев В.И. Разностные аналоги ортогональных разложений, основных дифференциальных операторов и некоторых краевых задач математической физики // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1964. Т. 4. № 3. С. 449–465.
11. Mesinger F., Arakawa A. Numerical methods used in atmospheric models. WMO/ISCU Joint Organising Committee, GARP Publications. 1976. Series № 17. V. I. 64 p.
12. 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. ФАО. 2009. Т. 45. № 3. С. 1–16.
13. Briegleb B.P., Bitz C.M., Hunke E.C. et al. Scientific description of the sea ice component in the Community Climate System Model, version three. Technical Note NCAR/TN-463+STR, National Center for Atmospheric Res. Colorado: Boulder, 2004.
14. Hunke E.C., Dukowicz J.K. An elastic-viscous-plastic model for sea ice dynamics // J. Phys. Oceanogr. 1997. V. 27. P. 1849–1867.
15. Large W., Yeager S. The global climatology of an interannually varying air–sea flux data set // Clim. Dyn. 2009. V. 33. P. 341–364.
16. Levitus S., Boyer T., Conckright M. et al. World Ocean Database 1998. Atlas NESDIS 1998. V. 18. NOAA.
17. Ланно С.С. К вопросу о причинах адвекции тепла на север в Атлантическом океане. Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы. М.: Гидрометеоиздат, 1984. С. 125–129.
18. Latif M., Roeckner E., Botzet M. et al. Reconstructing, monitoring, and predicting decadal-scale changes in the North Atlantic thermohaline circulation with sea surface temperature // J. Climate. 2004. V. 17. P. 1605–1614.
19. Панин Г.Н. Об изменениях климата в полярных зонах Земли в XX и XXI столетиях // ДАН. 2009. Т. 427, № 3. С. 397–402.

# Возрастание воздействия атлантических вод на ледяной покров Северного Ледовитого океана

*В.В. Иванов<sup>1,2</sup>, В.А. Алексеев<sup>2</sup>, И.А. Репина<sup>3,4,5</sup>*

<sup>1</sup>Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург,

<sup>2</sup>Международный Арктический научный центр университета Аляски, г. Фербенкс, США

<sup>3</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

<sup>4</sup>Институт космических исследований РАН, г. Москва

<sup>5</sup>Российский государственный гидрометеорологический университет, г. Санкт-Петербург

Наиболее значимым климатическим событием последнего двадцатилетия, произошедшим в Северном Ледовитом океане (СЛО), стало сокращение площади ледяного покрова в летний сезон. Рекордная за всю историю спутниковых наблюдений минимальная площадь льда наблюдалась в сентябре 2012 года (3.61 млн км<sup>2</sup>), при средней площади в период летнего минимума в 1980–2000 гг. около 7 млн км<sup>2</sup>. В течение 6-ти лет после летнего минимума 2007 года летняя площадь льда сохранялась заметно меньше, чем в предыдущее десятилетие и существенно меньше климатической нормы. Одновременно с уменьшением общей площади ледяного покрова произошло смещение баланса между однолетним и многолетним льдом в сторону преобладания однолетнего льда [1]. Принципиальным качественным результатом этих количественных изменений стало возрастание сезонности арктического ледяного покрова [2], что подтверждает долгосрочные прогнозы глобальных климатических моделей, причем со значительным опережением. Происходящие на пан-Арктическом масштабе изменения в состоянии поверхности океана с неизбежностью должны были сказаться на динамической и термохалинной структуре его вод. В данной работе обобщены результаты недавних исследований, согласно которым при изменившихся ледовых условиях тепло из глубин активнее переносится к поверхности океана, приводя к усилению таяния льда снизу. В работе рассмотрены причины этого и возможные последствия для арктической климатической системы.

## Особенности формирования структуры вод в СЛО в современных климатических условиях

Структура вод океана формируется в результате гидрофизических процессов различного пространственного и временного масштаба. Применительно к условиям СЛО важнейшими структурообразующими процессами, обеспечивающими устойчивое состояние его режима, являются вертикальная конвекция и водообмен с сопредельными океанами – Атлантическим и Тихим [3]. Вертикальная конвекция является основным процессом, обеспечивающим вентиляцию промежуточных и глубинных слоев СЛО, причем специфические механизмы ее реализации зависят от структурных особенностей конкретного бассейна. В Северо-Европейском бассейне (СЕБ) в качестве такого механизма выступает глубокая конвекция открытого океана, а в Арктическом бассейне



не (АБ) – шельфовая конвекция, сопровождающаяся каскадингом уплотненных вод вдоль континентального склона [4]. Если конвекция является эффективным механизмом перераспределения свойств по вертикали, то водообмен СЛО с сопредельными океанами выполняет основную функцию переноса свойств по горизонтали. При этом особое место занимает крупномасштабная адвекция теплой и соленой воды из Северной Атлантики – Атлантической воды (АВ), являющейся основным внешним источником тепла и соли для СЛО [5].

На большей части Арктического бассейна АВ отделена от верхнего перемешанного слоя мощным пикноклином – слоем резкого возрастания плотности воды, который эффективно препятствует вертикальному переносу тепла к поверхности океана и ледяному покрову. Подобная вертикальная структура была характерна для Арктического бассейна в XX веке. Однако процессы, происходившие с начала 1990-х годов в Северо-Европейском и Арктическом бассейнах, существенно ее изменили. В чем суть произошедших изменений? В начале 1990-х годов в центральной части Гренландского моря исчез так называемый «купол» донных вод, постоянно регистрировавшийся еще со времен первых океанографических наблюдений в Гренландском море в начале XX века [6]. «Купол» представлял собой крупномасштабный конусообразный изгиб изопикн над Гренландской котловиной, обеспечивавший необходимые условия для развития глубокой конвекции [7]. В динамическом аспекте существование такой структуры обеспечивало эффективную бароклинную рециркуляцию потока атлантических вод, поступающих в СЕБ из Северной Атлантики с Норвежским течением. Благодаря такой рециркуляции объем АВ, достигавшей пролива Фрама, составлял около 20% от суммарного объема, поступающего через Фареро-Шетландский пролив [3]. Оставшиеся 80% выносились обратно в Северную Атлантику через Датский пролив [8]. Исчезновение «купола» привело к ослаблению рециркуляции атлантических вод в СЕБ и возрастанию объема этих вод, поступающих в АВ. В пользу этого заключения свидетельствуют долговременные серии прямых измерений течений в проливе Фрама [9]. Одновременно с усилением расхода АВ в проливе Фрама заметно повысилась ее температура [10, 11].

Проникновение больших объемов АВ с повышенной температурой в Арктический бассейн способно нарушить тепловой баланс на нижней поверхности ледяного покрова вследствие усиления теплового потока снизу. Согласно оценкам в [12], возрастание среднего по площади АВ вертикального потока тепла с традиционно принятых 2-х [13] до 4 Вт/м<sup>2</sup> вполне достаточно, чтобы обеспечить наблюдаемое утоньшение морского льда. Поскольку распределение верхней границы АВ в Арктическом бассейне весьма неравномерно [14], средняя величина вертикального потока тепла сильно меняется в зависимости от района. Максимальный поток тепла наблюдается вдоль траектории теплового ядра АВ между проливом Фрама и архипелагом Северная Земля, где атлантические воды находятся близко к поверхности океана [15]. Последовательные гидрологические съемки вдоль континентального шельфа Евразии, выполненные в период Международного Полярного года (2007–2008), доку-

ментально подтвердили перенос тепла от ядра АВ в вышележащий слой [16]. Опубликованные модельные расчеты также свидетельствуют в пользу интенсивного таяния льда снизу в зонах поступления ветвей АВ в Арктический бассейн через пролив Фрама и Баренцево море [17].

### Механизм заглупления АВ в Арктическом бассейне

В северо-восточной части пролива Фрама воды Западно-Шпицбергенского течения, обеспечивающего основной перенос АВ в центральную Арктику, встречаются с движущимися в противоположном направлении поверхностными арктическими водами и дрейфующим льдом. В результате этого «столкновения» АВ заглупляются и оказываются изолированными от прямого атмосферного воздействия верхним однородным слоем и ледяным покровом. Каким образом это происходит? Согласно данным, приведенным в [3], после прохождения над поднятием Ермака АВ погружаются под поверхностные воды в виде "внутриводного водопада", т.е. вертикальная составляющая скорости их движения весьма значительна. Однако распределение термохалинных характеристик на осредненных разрезах, построенных вдоль трассы движения АВ [15] (рис. 2), а также распределение мощности их слоя [5, 18, 14] не подтверждают эту гипотезу. Исходя из вертикальной структуры вод на разрезах следует, что под поверхностные арктические воды погружается лишь самая верхняя часть атлантических вод, причем в процессе погружения она интенсивно перемешивается с вышележащими водами и охлаждается, образуя обновленный верхний однородный слой и термохалоклин. В рамках такой схемы, в частности, следует, что из Арктического бассейна в пролив Фрама под действием касательного напряжения ветра выносятся дрейфующий лед и тонкий (экмановский) слой поверхностной арктической воды. Большая же часть однородного слоя и термохалоклин двигаются на восток вместе с атлантической водой, как было предположено в [19].

Данные океанографических съемок 2004–2009 годов и временные ряды направления и скорости течения, полученные к северо-востоку от Шпицбергена в рамках программы NABOS ([www.nabos.iarc.uaf.edu](http://www.nabos.iarc.uaf.edu)), подтверждают такую точку зрения. Согласно этим данным, к северо-востоку от Шпицбергена весь слой воды, с глубины 70 м до дна, двигается в генеральном направлении на северо-восток со средней скоростью 12–17 см/с [20] (рис. 4). Это означает, что перенос воды и в противоположном направлении может охватывать лишь тонкий приповерхностный слой, не превышающий 70 м. Учитывая устойчивость и значительную скорость северо-восточного потока на этой глубине, можно ожидать, что фактическая толщина этого слоя еще меньше, т.е. имеет порядок экмановского масштаба (~25–50 м). Принадлежность водной массы на глубине 50–70 м к атлантическому типу согласуется с распределением термохалинных параметров на СТД-разрезах поперек континентального склона и наклоном регрессионной прямой на TS-диаграмме [20].

Гипотеза об интенсивной трансформации верхней части АВ по мере ее продвижения на восток также подтверждается значительным различием меж-

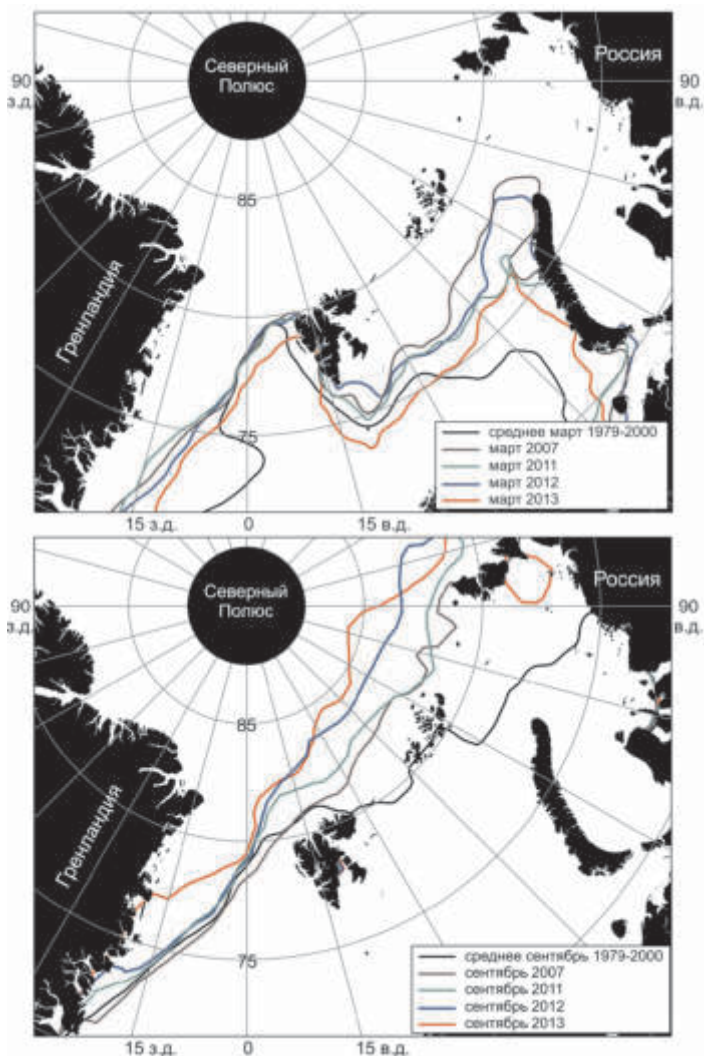
ду термохалинными индексами на соответствующих глубинах в «летний» (июль–декабрь) и «зимний» (январь–июнь) сезоны. С учетом этого различия было предложено подразделять АВ, поступающую через пролив Фрама, на «летнюю» и «зимнюю» [20]. Следует подчеркнуть, что сезонное различие между подтипами АВ определяется в основном температурой, что свидетельствует в пользу того, что основным физическим процессом преобразования между «летним» и «зимним» типами является термическая конвекция. В рамках описанной схемы в процессе трансформации АВ из поверхностной в глубинную водную массу верхняя часть АВ, поступающая в АВ через пролив Фрама, быстро охлаждается вследствие теплообмена с атмосферой и перемешивания с холодной поверхностной водой, формируя верхний квазиоднородный слой толщиной около 100 м. По средней разнице между «зимней» и «летней» температурой АВ и характерной глубиной конвекции в западной части котловины Нансена теплотери верхнего 100-метрового слоя АВ за 6 зимних месяцев оцениваются в  $200 \text{ Вт/м}^2$  [15].

### **Сокращение ледяного покрова в приатлантической Арктике в 2007-2013 гг.**

Регион СЛО, охватывающий СЕБ и юго-западную часть бассейна Нансена в АВ, в наибольшей степени подвержен влиянию океанских и атмосферных процессов в Северной Атлантике и может быть определен термином «приатлантическая Арктика» [21]. В силу преобладающего направления зональных переносов в умеренных широтах Северного полушария с запада на восток приатлантическая Арктика оказывается той частью СЛО, которая в первую очередь испытывает воздействие атмосферных вихрей и океанских течений, приносящих тепло и влагу/соль в СЛО. Благодаря этому приатлантическая Арктика является наиболее чувствительной частью СЛО, быстро реагирующей на изменения, происходящие в умеренных широтах и оказывающей сильное обратное воздействие на сопредельный регион Северной Атлантики.

Однако, несмотря на то, что начало современных изменений в отдельных компонентах арктической климатической системы обычно датируют началом 1990-х годов [22], заметного уменьшения площади ледяного покрова в приатлантической Арктике не наблюдалось вплоть до середины 2000-х гг. Даже при «скачкообразном» сокращении общей площади дрейфующего льда летом 2007 года отступление кромки льда в Баренцевом море было сравнительно небольшим – в среднем на 150–200 км против 600–800 км в тихоокеанском секторе (рис. 1), наблюдалось лишь умеренное уменьшение сплоченности льда [15].

Индикатором заметных изменений состояния ледяного покрова в приатлантической Арктике стало сокращение площади льда после 2007 года. Вероятная причина задержки связана с характерной структурой крупномасштабного дрейфа льда в АВ. Основными элементами этой структуры являются вынос льда из морей сибирского шельфа к проливу Фрама (так называемый Трансдрифт) и антициклонический круговорот Боффорта в Канадской котло-



**Рис. 1.** Положение кромки льда (15% сплоченность) в период максимального (а) и минимального (б) сезонного развития. Данные по льду: <http://nsidc.org/data/nsidc-0051.html>

вине [3]. Вследствие непрерывного восполнения выносимого на юг и/или растаявшего льда свежим льдом, поступающим из центральной части АБ, котловина Нансена и северная часть Баренцева моря оказывались постоянно заполнены сплоченным льдом, что и фиксировалось на соответствующих спутниковых снимках. Благодаря замещению многолетнего льда однолетним после 2007 года механические воздействия ветра и волн, а также тепловой поток снизу стали эффективнее разрушать более тонкий лед, формируя обширные зоны чистой воды. В результате летом 2012 г. уменьшение площади ледяного покрова в приатлантической Арктике было соизмеримо с соответ-

ствующим уменьшением в тихоокеанском секторе, а в 2013 г. превысило его. Необходимо также подчеркнуть, что в отличие от сезонных изменений ледяного покрова в тихоокеанском секторе, современное отступление ледовой кромки в приатлантической Арктике не ограничено только летним сезоном. Как следует из рис. 1, в Баренцевом море заметное смещение границы дрейфующего льда от средне-климатического положения наблюдается в последние годы и в зимний сезон. При этом конфигурация свободных ото льда зон зимой согласуется со средним положением ветвей переноса АВ в Баренцевом море и проливе Фрама. Причина такого соответствия будет рассмотрена в следующем разделе.

### Роль Атлантической воды

Выше было постулировано, что в условиях усиления сезонных изменений арктического ледяного покрова влияние океанского тепла на лед, и в первую очередь тепла, поступающего с АВ, должно возрастать. За счет чего это может происходить? Отступление границы сплоченного льда ведет к расширению прикромочных ледовых зон, в пределах которых резко меняется состояние поверхности океана и, соответственно, ее способность регулировать интенсивность взаимодействия между атмосферой и верхним слоем океана. Поскольку трансформация АВ из поверхностной в глубинную водную массу происходит со значительными теплотерями в верхней части АВ, в зимний сезон это создает благоприятные предпосылки для развития термической конвекции. Учитывая фазу сезонного хода температуры в теплом ядре АВ с максимумом в ноябре–январе, можно ожидать, что тепловое влияние океана на лед должно особенно сильно проявляться в зимний сезон. Ключевым лимитирующим фактором при этом является наличие льда и его параметры (толщина и сплоченность). Роль льда можно продемонстрировать на следующем простом примере. Приравнивая явные и скрытые теплотери при охлаждении воды и таянии льда, можно оценить толщину перемешанного слоя ( $H$ ), уменьшение теплосодержания которого на  $\rho c_p H \Delta T$  эквивалентно скрытому теплу ( $\rho_i L \Delta h$ ), затраченному на расплавление единичного объема льда толщиной  $\Delta h$ :

$$H = \frac{67 \Delta h}{\Delta T} \quad (1)$$

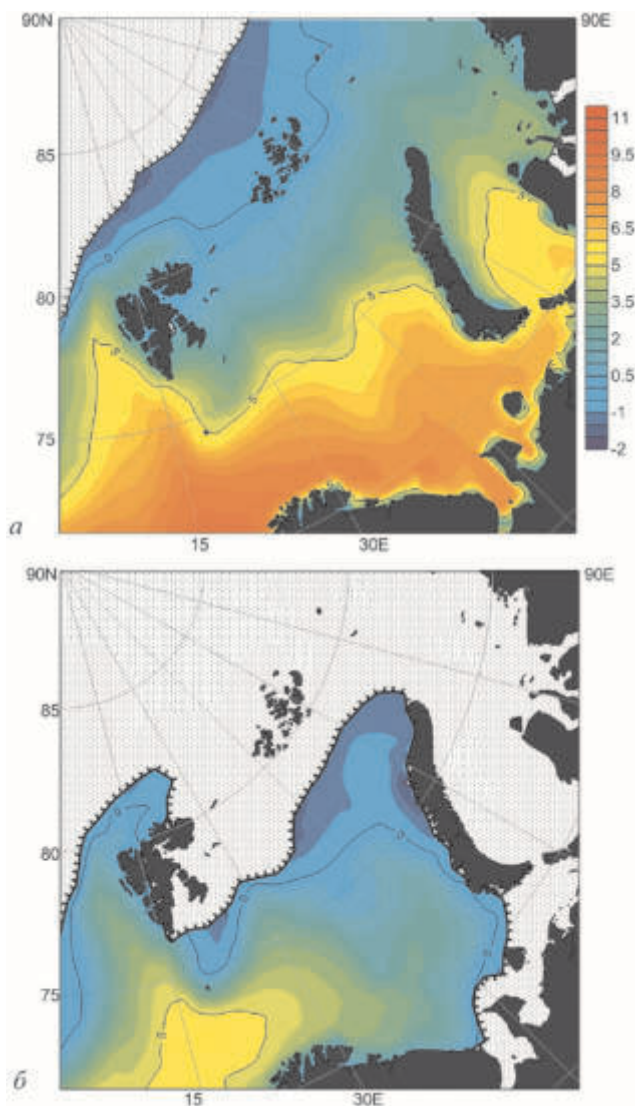
Для морской воды с соленостью  $S$  распреснение слоя  $H$  (в предположении, что слой полностью перемешан) равно:

$$\Delta S = \gamma \left( 1 - \frac{67}{67 - \gamma \Delta T} \right) \quad (2)$$

а результирующее изменение плотности составит:

$$\Delta \rho = -\alpha \Delta T + \beta \Delta S, \quad (3)$$

где  $\gamma = \rho_i / \rho$  – отношение плотности морского льда к плотности морской воды;  $\alpha$  – коэффициент термического расширения морской воды,  $\beta$  – коэффициент соленостного сжатия морской воды. Из (2) следует, что независимо от толщины перемешанного слоя уменьшение температуры на  $1^\circ\text{C}$  ведет к уменьшению



**Рис. 2.** Граница ледовой кромки (15% концентрации) и температура поверхности океана в сентябре 2012 г. (а) и феврале 2013 г. (б). Данные по льду: <http://nsidc.org/data/nsidc-0051.html>, данные о температуре воды: <http://www.ecmwf.int/research/era/do/get/era-interim>

солёности на 1.3%. Подстановка (2) в (3) даёт  $\Delta\rho = -0.32$ , для  $\Delta T = -1^\circ\text{C}$ , солёности морской воды 35 PSU и типичных значениях  $\alpha \approx 0.05$  и  $\beta \approx 0.81$  для зимних условий в Баренцевом море.

Приведенный пример свидетельствует о том, что когда океанское тепло расходуется на таяние льда, охлаждение воды не приводит к возрастанию плотности, т.к. отрицательный вклад распределения в изменение плотности в

несколько раз превышает положительный вклад от уменьшения температуры. Это означает, что лед, выносимый в область, занятую относительно теплой водой, блокирует конвекцию, «консервируя» океанское тепло под верхним распресненным слоем. Такая ситуация была характерна для климатических условий второй половины XX века, когда многолетний дрейфующий лед преобладал на большей части АБ, вытесняя конвективные зоны приатлантической Арктики в Гренландское, Норвежское и западную часть Баренцева моря. Постепенное продвижение границы сезонного льда в глубоководную часть АБ ведет к возрастанию летнего теплонакопления в верхнем перемешанном слое и замедлению зимнего ледообразования. Деграция ледяного покрова облегчает перенос тепла АБ к поверхности океана вследствие возрастания глубины конвекции и способствует расширению свободных ото льда зон в зимний сезон (рис. 2).

### Заключение

Благодаря своим термохалинным параметрам АБ всегда была основным адвективным источником тепла и соли для СЛО. В XX веке, когда мощный многолетний лед был доминирующим типом на большей части АБ, тепловое воздействие АБ на лед в основном ограничивалось прикромочными зонами в проливе Фрама и в западной части Баренцева моря. Продолжительная деграция арктического ледяного покрова в 1990–2010-х гг. привела к замещению многолетнего льда однолетним на большей части СЛО. Изменившиеся условия на поверхности океана обусловили усиление роли океанского тепла в формировании ледового баланса. Интенсивная аккумуляция тепла в верхнем перемешанном слое летом предопределяет ослабленное ледообразование в последующую зиму, облегчая перенос тепла АБ к поверхности в процессе зимней конвекции. Если переход к сезонно-безледному СЛО сохранится, как предсказано в отчете IPCC [22], то роль АБ в энергетическом балансе верхнего слоя океана и ледяного покрова будет возрастать вследствие положительной обратной связи между сокращением ледяного покрова и возрастающим поглощением тепла океаном. АБ в этой обратной связи выступает в качестве своего рода «зимней ледоочистительной машины», сохраняя незамерзающими значительную часть котловины Нансена вдоль траектории своего движения таким же образом, как это происходит в Баренцевом море в настоящее время.

Данное исследование было выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-05-41443), Европейского Союза, FP7, ACCESS; Национального научного фонда США (грант № NSF1249133).

### Литература

1. Kwok R., Cunningham C.F., Wesnahan M. et al. Thinning and volume loss of the Arctic Ocean ice cover: 2003–2008 // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. C07005.
2. Иванов В.В., Алексеев В.А., Алексеева Т.А. и др. Арктический ледяной покров становится сезонным? // *Исследования Земли из космоса.* 2013. № 4. С. 50–65.

3. Нукифоров Е.Г., Шнайхер А.О. Закономерности формирования крупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного Ледовитого океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 270 с.
4. Rudels B., Quadfasel D. Convection and deep water formation in the Arctic Ocean-Greenland Sea System // *J. Mar. Sys.* 1991. V. 2. P. 435–450.
5. Тимофеев В.Т. Водные массы Арктического бассейна. Л.: Гидрометеиздат, 1960. 190 с.
6. Helland-Hansen B., Nansen F. The Norwegian-Sea: Its physical oceanography based upon the Norwegian Sea researches 1900–1904 // *Rep. Norw. Fish. Mar. Invest.* 1909. V. 2. P. 390.
7. Marshall J., Schott F. Open-ocean convection observations, theory and models // *Reviews of Geophysics.* 1999. V. 37(1). P. 1–64.
8. Schauer U., Beszczynska-Möller A., Walczowski W. et al. Variation of Measured Heat Flow Through the Fram Strait Between 1997 and 2006 / Eds. Dickson R.R., Meincke J., Rhines P. // *Arctic-Subarctic Ocean Fluxes: Defining the Role of the Northern Seas in Climate.* 2008. P. 65–85.
9. Hansen B., Østerhus S. North Atlantic–Nordic Seas exchanges // *Progress in Oceanography.* 2000. V. 45 (2). P. 109–208.
10. Алексеев Г.В., Булатов Л.В., Захаров В.Ф., Иванов В.В. К изменению теплового состояния атлантических вод в Арктическом бассейне за последние 100 лет // *Проблемы Арктики и Антарктики.* 1999. Вып. 71. С. 70–71.
11. Polyakov I., Beszczynska A., Carmack E.C. et al. One more step towards a warmer Arctic // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. P. L17605.
12. Rothrock D.A., Yu Y., Maykut G.A. Thinning of the Arctic sea ice cover // *GRL.* 1999. V. 26. P. 3469–3472.
13. Untersteiner N. On the mass and heat balance of Arctic sea ice // *Arch. Met. Geophys. Biokl.* 1961. V. 12. P. 151–182.
14. Environmental Working Group (EWG): Joint U.S.-Russian Atlas of the Arctic Ocean (CD-ROM) National Snow and Ice Data Centre. Boulder, USA. 1997, 1998. WWW-page.
15. Ivanov V.V., Alexeev V.A., Repina I.A. et al. Tracing Atlantic Water signature in the Arctic sea ice cover east of Svalbard // *Advances in Meteorology.* 2012. V. 2012. Article ID 201818. 11 p.
16. Polyakov I.V., Timokhov L.A., Alexeev V.A. et al. Arctic Ocean Warming Contributes to Reduced Polar Ice Cap // *J. Phys. Oceanogr.* 2010. V. 40. P. 2743–2756.
17. Sando A.-B., Onarheim I., Smedsrud L.H. et al. Loss of Sea Ice North of Svalbard – causes and consequences // *Polar Res.* (in press).
18. Трешников А.Ф., Баранов Г.И. Структура и циркуляция вод Арктического бассейна. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 158 с.
19. Rudels B., Anderson L.G., Jones E.-P. Formation and evolution of the surface mixed layer of the Arctic Ocean // *Journ. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 8807–8821.
20. Ivanov V.V., Polyakov I.V., Dmitrenko I.A. et al. Seasonal Variability in Atlantic Water off Spits-bergen // *Deep Sea Res.* 2009. Part I. V. 56. P. 1–14. doi:10.1016/j.dsr.2008.07.013.
21. Иванов В.В. Структурообразующие гидрофизические процессы в приатлантической Арктике // Автореф. дисс. ... доктора физ.-мат. наук. 2012. ИО РАН. 38 с.
22. IPCC Forth Assessment Report: Climate Change 2007 (AR4): [http://www.ipcc.ch/publications\\_and\\_data/publications\\_and\\_data\\_reports.htm](http://www.ipcc.ch/publications_and_data/publications_and_data_reports.htm)



# Воздействия Северной Атлантики на формирование климата бассейна Каспийского моря

Г.Н. Панин<sup>1</sup>, Н.А. Дианский<sup>2</sup>, Т.Ю. Выручалкина<sup>1</sup>, И.В. Соломонова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт водных проблем РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

В данной работе сделана новая попытка раскрыть природу колебания уровня Каспийского моря. Следует отметить, что с использованием как стохастических, так и современных моделей МОЦАО, прогнозировалось как снижение уровня Каспийского моря, так и его повышение или стабилизация, но все эти прогнозы не подтвердились реальным ходом уровня моря. Более того до сих пор нет единого мнения даже о тенденциях его изменения в ближайшее десятилетие. Анализ, выполненный Г.С. Голицыным с соавторами [1], в сочетании с обнаруженным трендом модуля скорости ветра в окрестности Каспийского моря позволили перейти к разработке нового подхода к объяснению причин изменения уровня моря. Данные [1] свидетельствуют о том, что для раскрытия природы региональных изменений составляющих водного баланса Каспия, его уровня режима важно исследовать их связь с глобальными процессами и прежде всего с динамикой Северной Атлантики, циркуляционными процессами атмосферы над ней и транспортом влаги с Атлантики на Евразию.

Покажем, как изменчивость гидрологического режима Каспийского моря может быть описана с привлечением уравнений водного баланса моря и баланса влаги его бассейна. Выпишем уравнение водного баланса замкнутого водоема применительно к Каспийскому морю:

$$dh/dt = RF/S(h) + P_L - E_L + GF/S(h), \quad (1)$$

где  $RF$  – речной сток,  $GF$  – подземный сток,  $S(h)$  – площадь зеркала моря при определенном уровне моря  $h$ ,  $P_L$  и  $E_L$  – атмосферные осадки и испарение соответственно над зеркалом моря.

Далее запишем уравнение баланса влаги над регионом, включающим водоем и его бассейн, в следующем виде:

$$dW/dt + FW_\Gamma = P - E, \quad (2)$$

где  $W$  – интегральное влагосодержание атмосферы над регионом,  $FW_\Gamma$  – суммарный поток влаги через боковую границу  $\Gamma$  рассматриваемого региона,  $P$  и  $E$  – атмосферные осадки и испарение соответственно, проинтегрированные по площади региона. Уравнение (2) легко получается путем интегрирования уравнения для влажности атмосферы (см., например, [2]) по площади рассматриваемого региона и от поверхности земли до некоторой большой высоты, на которой содержание влаги пренебрежимо мало по сравнению с нижележащими слоями. В уравнениях (1) и (2) будем полагать, что все переменные являются среднегодовыми величинами, и производные по времени характеризуют межгодовую изменчивость.

В случае Каспийского моря слагаемым  $GF/S(h)$  можно пренебречь, поскольку  $GF/S(h) \approx (0.01-0.02)E_L$  [3]. Учитывая также, что среднегодовой

речной сток определяется в основном разностью осадков и испарения на водосборе, положим  $RF / S(h) = (P - P_L) - (E - E_L)$ . Тогда из уравнения (1) получим очевидное соотношение:

$$dh / dt = (P - P_L) - (E - E_L) + P_L - E_L \equiv P - E, \quad (3)$$

показывающее, что изменение уровня Каспийского моря определяется балансом осадков и испарения во всем регионе.

Сравнивая уравнения (2) и (3), получаем, что изменение уровня Каспийского моря может быть определено в виде:

$$dh / dt = dW / dt + FW_{\Gamma} \approx FW_{\Gamma}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что изменение уровня моря  $a$ , соответственно, и изменение атмосферных осадков и испарения существенным образом зависят от интенсивности горизонтального переноса воздушных масс и направления их переноса.

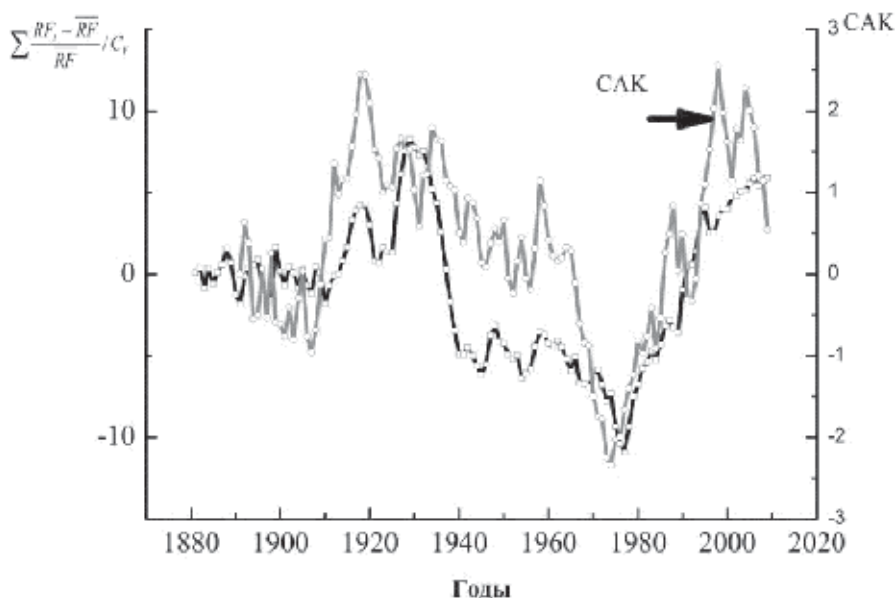
Известно, что определенные представления об изменении циркуляционных атмосферных процессов над Северной Атлантикой дает анализ индекса САК [4], отражающего интенсивность западного переноса в атмосфере, под влиянием которого происходит перенос воздушных масс с Атлантики на Евразию, распространяется воздействие Североатлантического колебания на Евразию. Показано, что период снижения уровня моря (1940–1977 и 1996–2012 гг.) приходится на период пониженного влияния САК на Евразию и, в частности, на водосборную территорию Каспийского моря [5, 6]. В то же время период роста уровня моря (1978–1996) приходится на период повышенного влияния САК.

Вариации в изменении зон распространения влияния САК на водосборную территорию приводят и к непосредственному влиянию на сток р. Волги, его инкремент (рис. 1). Значение интегрального нормированного стока (инкремента) р. Волги  $\sum \frac{RF_i - \overline{RF}}{\overline{RF}} / C_v$  ( $RF_i$  – текущее значение стока за год,  $\overline{RF}_i$  –

среднее значение стока за период наблюдений,  $C_v$  коэффициент вариации стока р. Волги) и индекс САК, представленный на рисунке 1 со сдвигом 10 лет, иллюстрируют хорошую согласованность во временном ходе. Корреляция между индексом САК, сдвинутым на 10 лет, и инкрементом стока р. Волги составляет  $R = 0.73$ , что свидетельствует о возможности использовать индекс САК в качестве предиктора для прогноза стока р. Волги.

Согласованность в тенденциях хода уровня Каспийского моря с индексом САК [5, 6] и стока р. Волги с САК (см. рис. 1) указывает на то, что для прогнозирования изменения уровня моря важно рассматривать не только динамическое и температурное локальное влияние, но также и особенности изменчивости Северной Атлантики, движение воздушных масс (смену направления и скорость приземного ветра).

То, в какой мере океан, и в частности Атлантический океан, испытывают те или иные колебания исследуются в последнее время очень активно [4, 7–10]. Здесь же сделана попытка воспроизвести основные колебания Атлантического океана с помощью МОЦО INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model) [6] и проследить их влияние на Каспийское море.

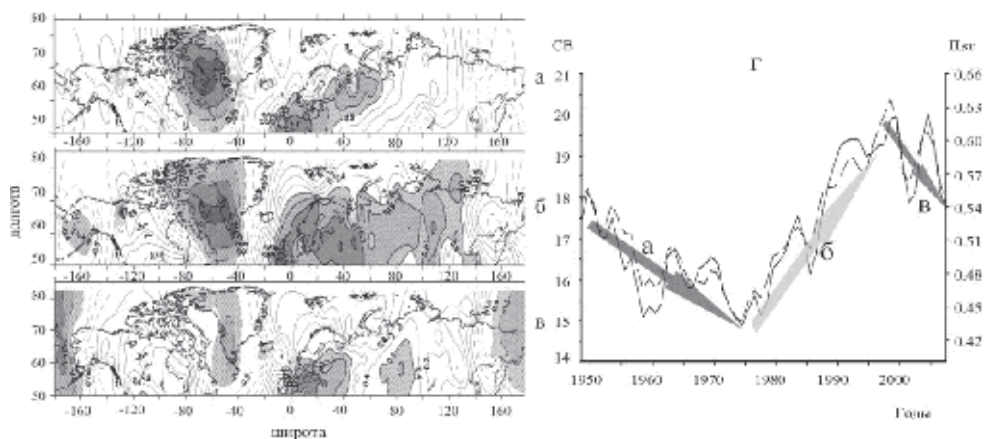


**Рис. 1.** Изменчивость интегрального нормированного стока р. Волги

$$\sum \frac{RF_i - \overline{RF}}{RF} / C_V \text{ и САК (со сдвигом 10 лет вперед)}$$

Сценарий эксперимента был взят в соответствии с международной программой CORE II (Coordinated Ocean-ice Reference Experiments) по воспроизведению циркуляции Мирового океана. Согласно этому сценарию, эксперименты стартовали с климатологии Левитуса и по времени осуществлялось интегрирование на пять 60-летних циклов, соответствующих периоду с 1948 по 2007 гг. [11]. Результаты последнего 5-го 60-летнего цикла полагаются в качестве основных данных, характеризующих изменчивость циркуляции Мирового океана за означенный период времени. Для расчета атмосферного воздействия использовалась специальная база CORE приводных атмосферных характеристик, в основе которой лежат данные реанализа NCEP/NCAR. В [10] и [6] было показано, что временной ход среднегодового индекса Атлантической мультидекадной осцилляции (АМО) за 1948–2007 гг. по данным наблюдений <http://www.cdc.noaa.gov/Correlation/amon.us.long.data> и по результатам модельных расчетов по INMOM хорошо согласуются между собой, что свидетельствует о возможности использовать результаты модельных расчетов для оценки климатической изменчивости циркуляции Северной Атлантики.

Заметим, что главным фактором климатической изменчивости океана является изменчивость его термохалинной циркуляции (АТХЦ), которая представляет собой крупномасштабный меридиональный круговорот воды в Северной Атлантике и дает основной вклад в формирование меридионального переноса тепла (МПТ) в высокие широты Северного полушария. На рис. 2 показаны временной ход индекса АТХЦ и суммарного МПТ в области от



**Рис. 2.** Связи между зимними значениями температуры воздуха в Северном полушарии и САК, за периоды (*а* – 1951–1970 гг., *б* – 1971–1990 гг., *в* – 1991–2009 гг.) и вариации индекса АТХЦ и МПТ по результатам модельных расчетов по INMOM в Северной Атлантике за периоды 1948–2007 гг. (*г*) в полосе 30–60°N в Северной Атлантике по результатам модельных расчетов по INMOM

30°N до 60°N в атлантическом секторе. Следует отметить, что величина индекса АТХЦ колеблется от 15 до 21 Св, составляя в среднем около 18 Св, что хорошо согласуется с оценками по данным наблюдений и зарубежными модельными расчетами.

Интенсивность АТХЦ (рис. 2г) характеризуется значительными долгопериодными колебаниями, сопровождаемыми аномалиями температуры поверхности океана (ТПО) в Северной Атлантике [12]. Этот процесс может определять связь между долгопериодной изменчивостью АТХЦ и климатическими режимами в Евразии и Арктике.

Корреляция между зимними значениями температуры воздуха и зимними значениями индекса САК и зоны их распространения при разных тенденциях в изменении индексов АТХЦ и МПТ (рис. 2) свидетельствует и о непосредственном влиянии последних на вариации климата Евразии, ход уровня Каспийского моря. Действительно, увеличение зоны воздействия САК на Европейскую территорию России (ЕТР) в период с 70-х по 90-ые годы XX века согласуется с активизацией индексов АТХЦ и МПТ (см. рис. 2г), увеличением стока р. Волги (см. рис. 1) и ростом уровня моря. Падение уровня Каспийского моря согласуется со снижением зоны воздействия САК на ЕТР, снижением стока р. Волги и снижением индексов АТХЦ и МПТ в период с 50-х по 70-ые годы XX века и в начале XXI века соответственно.

Следует заметить, что изменения тенденций индекса САК происходят с опережением основных тенденций в стоке р. Волги (см. рис. 1) и уровня Каспийского моря приблизительно на десять лет, и поэтому использование САК имеет определенный прогностический эффект. Таким образом, учет изменения тенденций индекса САК, а также индексов АТХЦ и МПТ в целом, открывает новые возможности при диагнозе и прогнозе уровня режима Каспийского моря.



**Рис. 3.** Среднегодовые значения уровня Каспийского моря (1) и инкремент среднего транспорта влаги для региона, ограниченного 35° и 57,5° в.д. (2)

Индекс САК, как известно, отражает динамику разностей атмосферных давлений между Азорским максимумом и Исландским минимумом, но при этом никак не учитываются вариации влаги в атмосфере. Однако именно количество влаги, выносимой с Атлантики на Евразию, ее вариации могут оказаться наиболее важными для интерпретации гидрологического режима последней. Очевидно, что влияние Атлантики и на изменение уровня Каспийского моря осуществляется в конечном итоге за счет переноса влаги с акватории Северной Атлантики в регион водосбора Каспийского моря (формулы 2–4). Это количество переносимой влаги со всей очевидностью должно быть в прямой зависимости как от количества самой влаги над Северной Атлантикой, так и от скорости ее переноса. Наиболее убедительно согласованность уровенного режима Каспийского моря с транспортом влаги отражена на рис. 3. Периоды падения и подъема уровня Каспия полностью согласуются с аналогичными периодами в интенсивности транспорта влаги над бассейном Каспийского моря. Момент смены тенденций, приходящийся на 1978 г., совпадает с точностью до года. И, что особенно важно, смена тенденций в уровне Каспийского моря с подъема на падение также согласуется с транспортом влаги (рис. 3).

В целом можно констатировать, что достоверно показано, что природа колебаний уровня Каспийского моря обусловлена сменой тенденций в транспорте влаги с Атлантики на его бассейн. По результатам расчетов циркуляции Мирового океана также выявлено заметное падение интенсивности АТХЦ к концу XX столетия, которое проявляется также и в эволюции меридионального переноса тепла (МПТ) в океане. Таким образом, можно констатировать, что воздействие Северной Атлантики на Европейскую территорию России, включая бассейн Каспийского моря, является определяющим в формировании изменения их климата. Впервые, в рамках данного представления, можно говорить о том, что описан физический механизм и природа изменений уровенного режима Каспийского моря.

Все эти факты представляются важными, так как позволяют рассматривать используемые здесь индексы атмосферной и океанской циркуляции в качестве предикторов для прогнозирования уровня режима Каспия на ближайшую перспективу. По крайней мере, можно отметить, что снижение уровня Каспийского моря, происходящее в настоящее время, согласуется с циклами колебаний Северной Атлантики и продолжится далее еще в течение почти двух десятилетий.

Заметим, что ранее уже исследовались циклические особенности климатических изменений полярных зон [13] и предложен сценарий возможных климатических вариаций полярных зон в XXI столетии, базирующийся на композиции «парникового» и «циклического» эффектов [13].

В первом приближении предложено учитывать циклический эффект в виде:

$$T \approx T_{IPCC} + k \sin \alpha t, \quad (5)$$

где:  $T$  – прогнозируемая температура приземного воздуха,  $T_{IPCC}$  – температура, прогнозируемая МГЭИК (IPCC) и характеризующая антропогенное воздействие на климат,  $k$  – эмпирический коэффициент, характеризующий географическую широту (на полюсе  $k$  имеет максимальное значение, а с приближением к экватору стремится к нулю).

Этот сценарий региональных климатических изменений фактически представляет собой предсказанный МГЭИК рост температуры, который усложнен квазипериодическими изменениями с периодом 60–65 лет. Согласно такому сценарию период стремительных температурных изменений, происходящих в последние десятилетия, закончился. В текущие 30 лет (полупериод) климатические изменения должны быть менее стремительными, чем это следует из результатов моделирования МГЭИК. В течение следующего полупериода (начиная примерно с 2035–2040 гг.) учет указанной циклическости приведет к новой, еще более существенной, чем наблюдалась в последние годы, скорости изменения климата и соответственно более сильному потеплению, чем это следует из результатов моделирования МГЭИК.

С удалением от полюсов амплитуда квазипериодических колебаний уменьшается, и с приближением к тропической зоне прогноз изменения температуры практически не будет отличаться от прогноза МГЭИК [13]. Каспийское море и его водосбор находятся в умеренных широтах и поэтому «циклический» эффект здесь может быть еще значительнее и подобный сценарий может оказаться вероятным также и для Каспийского моря. Фактически это означает, что прогнозы изменений климата Каспийского региона (включая прогноз уровня моря) в XXI столетии с помощью численных моделей общей циркуляции атмосферы и океана могут быть скорректированы, если учесть циклические особенности изменения климатической системы и, в первую очередь, циклические особенности климата Северной Атлантики. Снижение уровня Каспийского моря, происходящее в настоящее время, продолжится еще по крайней мере около двух десятилетий.

## Заключение

В результате проведенных исследований выявлены связи изменений климата в регионе Каспийского моря и его уровня с процессами глобального характера, которые в данном случае могут быть описаны индексами атмосферной и океанической циркуляции. Согласованность в тенденциях хода уровня Каспийского моря с САК и с индексами АТХЦ и МПТ свидетельствует о непосредственном влиянии последних на вариации климата Евразии, а соответственно и ход уровня моря. Это указывает на то, что при прогнозировании изменения уровня Каспийского моря важно рассматривать не только динамическое и температурное локальное влияние, но также и особенности изменчивости Северной Атлантики, движение воздушных масс (смену направления и скорость приземного ветра). Высказано предположение, что прогноз изменений климата Каспийского региона (включая прогноз уровня моря) в XXI столетии с помощью численных моделей общей циркуляции атмосферы и океана могут быть скорректированы, если учесть циклические особенности изменения климатической системы и в первую очередь циклические особенности климата Северной Атлантики.

Получены первые результаты изучения процесса переноса влаги с Атлантики в Евразию и непосредственно в бассейн Каспийского моря. Важно, что этот транспорт влаги согласуется с индексами АТХЦ и МПТ, то есть отражает вклад термохалинной динамики Атлантики и согласуется с колебаниями уровня Каспия. Это позволяет рассматривать полученные результаты как шаг к раскрытию природы колебания уровня моря, а рассчитанный перенос влаги напрямую может учитываться при прогнозировании гидрологического режима Каспия. Можно отметить, что снижение уровня Каспийского моря, происходящее в настоящее время, может продолжиться по крайней мере еще в течение двух десятилетий.

## Литература

1. Голицын Г.С., Дзюба А.В., Оситов А.Г., Панин Г.Н. Региональные изменения климата и их проявления в современном подъеме уровня Каспийского моря // ДАН СССР. 1990. Т. 313. № 5. С. 1224–1227.
2. Gill A.E. Atmosphere-Ocean Dynamics. New York: Academic Press, 1982. 662 p.
3. Панин Г.Н., Мамедов Р., Митрофанов И.В. Современное состояние Каспийского моря. М.: Наука, 2005. 356 с.
4. Мохов И.И., Семенов В.А., Хон В.Ч. и др. Связь аномалий климата Евразии и Северной Атлантики с естественными вариациями Атлантической термохалинной циркуляции по долгопериодным модельным расчетам // ДАН. 2008. Т. 419. № 5. С. 687–690.
5. Панин Г.Н., Соломонова И.В., Выручалкина Т.Ю. Климатические тенденции в средних и высоких широтах Северного полушария // Водные ресурсы. 2009. Т. 36. № 6. С. 743–756.

6. Панин Г.Н., Дианский Н.А. О связи колебаний уровня Каспийского моря и климата северной Атлантики // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 2. С. 1–13.
7. Semenov V.A., Latif M., Dommenges D. et al. The Impact of North Atlantic-Arctic Multi-decadal Variability on Northern Hemisphere Surface Air Temperature // J. Climate. 2010. V. 23. P. 5668–5677.
8. Семенов В.А., Мохов И.И., Латиф М. Влияние температуры поверхности океана и границ морского льда на изменение регионального климата в Евразии за последние десятилетия // Изв. РАН Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 4. С. 403–421.
9. Бышев В.И. Нейман В.Г., Романов Ю.А., Серых И.В. О глобальном характере явления Эль-Ниньо в климатической системе земли // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2011. Т. 8. № 4. С. 200–208.
10. Гусев А.В., Дианский Н.А. Численное моделирование циркуляции Мирового океана и её климатической изменчивости в 1948–2007 гг. с помощью модели INMOM // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 1. С. 1–13.
11. Danabasoglu G., Yeager S.G., Bailey D. et al. North Atlantic Simulations in Coordinated Ocean-ice Reference Experiments phase II (CORE-II). Pt I: Mean States // Ocean Modelling. 2014 (in print).
12. Latif M., Roeckner E., Betzen M. Reconstructing, monitoring, and predicting decadal-scale changes in the North Atlantic thermohaline circulation with sea surface temperature // J. Climate. 2004. V. 17. P. 1605–1614.
13. Панин Г.Н. Об изменениях климата в полярных зонах Земли в XX и XXI столетиях // ДАН. 2009. Т. 427. № 3. С. 397–402.



# Корреляционные функции метеополей: как их оценивать и какая от них польза

*В.А. Гордин*

НИУ-ВШЭ, Гидрометцентр России, г. Москва

Однородные изотропные случайные поля оказываются удобной моделью при работе с геофизическими (в частности, метеорологическими) функциями пространственно-временного аргумента. Для задач прогноза погоды важен крупный горизонтальный масштаб ( $10^{1.5} - 10^{3.5}$  км), диктуемый масштабом наблюдательной сети и возможностями компьютеров для решения систем уравнений гидротермодинамики, включающих фазовые переходы влаги и др.

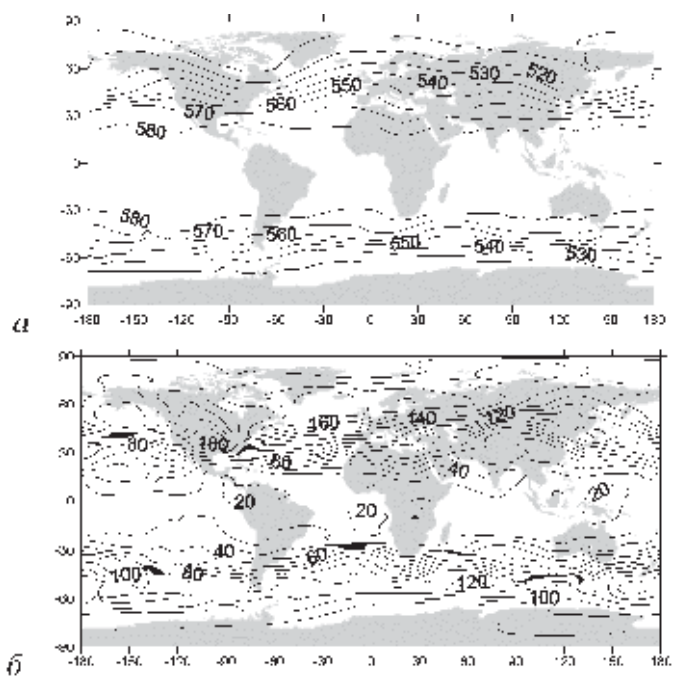
Корреляционные функции (КФ) этих полей могут применяться: 1) для оптимальной интерполяции метеоинформации из точек наблюдения в точки регулярной разностной сетки, а также (для контроля одних наблюдений по другим) в другую точку наблюдения; 2) для тестирования моделей: если климатическая модель адекватно моделирует не только поля средних величин, но и поля дисперсии и КФ, то такую модель стоит считать достоверной.

Пусть  $f(\vec{x})$  – случайное поле трехмерного аргумента. Например, температура, геопотенциал (высота в системе координат, где давление  $p$  – вертикальная координата) или ветер. Нормируем поле:  $f(\vec{x}) \Rightarrow \frac{f(\vec{x}) - \bar{f}(\vec{x})}{\sigma_f(\vec{x})}$ , где

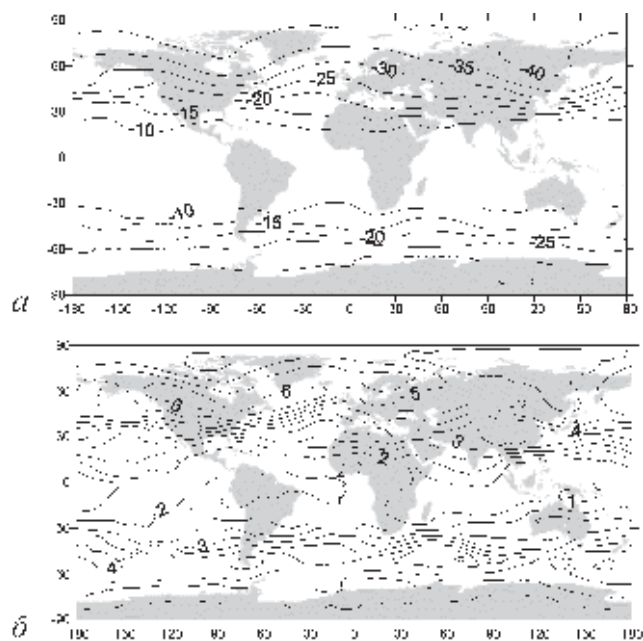
черта – осреднение (скажем, по январям за много лет),  $\sigma_f(\vec{x})$  – корень из дисперсии. Эти средние величины на одном вертикальном уровне могут меняться в разы по горизонтальным переменным. Пример для геопотенциала на уровне 500 гПа по январям, осредненных за 1964–1998 гг., приведен на рис. 1.

Пусть  $f(\vec{x})$  – нормированное случайное поле трехмерного аргумента. Определение КФ:  $K(\vec{x}, \vec{y}) = M[f(\vec{x})f(\vec{y})]$ . Эта функция (уже детерминированная) симметрична и неотрицательно определена, т.е., будучи взята в качестве ядра интегрального оператора Фредгольма, обеспечивает неотрицательную его определенность. А если выбрать систему точек  $\{\vec{x}_j\}$ , то матрица  $K(\vec{x}_i, \vec{x}_j)$  неотрицательно определена. Спектр этого оператора Фредгольма накапливается к нулю справа. Если практической оценке спектр оператора «заходит» в отрицательную область, то матрица  $K(\vec{x}_i, \vec{x}_j)$  плохо обусловлена, и интерполяция приводит к большим погрешностям (рис. 2).

Вариационная задача: дана симметричная матрица «почти положительно определенная». Нужно ее исказить минимально, обеспечивая неравенства  $\forall j \lambda_j > \varepsilon > 0$ . Задача сильно нелинейная, поскольку характеристические корни –



**Рис. 1.** Средние значения (дам) и сигмы (м) для геопотенциала на уровне 500 гПа по январям, осредненные за 1964–1998 гг. Данные ВМО подвергались контролю, программное обеспечение которого разработано О.А. Алдуховым



**Рис. 2.** Средние в январе; *a* – температура, *б* – сигмы (в град)

сильно нелинейные функции элементов матрицы. Однако задачу можно сильно упростить, используя теорию возмущений самосопряженных операторов. Малый параметр – «заступ» собственных чисел за границу. Алгоритм работает для больших размерностей матриц.

Нормированное случайное поле  $f(\vec{x})$  называется однородным, если

$$\forall \vec{h} : K(\vec{x}, \vec{y}) = K(\vec{x} + \vec{h}, \vec{y} + \vec{h}) \Leftrightarrow K(\vec{x}, \vec{y}) = Q(\vec{x} - \vec{y}),$$

и изотропным, если КФ инвариантна относительно поворотов, т.е.

$$\forall U \in O(n) : K(\vec{x}, \vec{y}) = K(U\vec{x}, U\vec{y}) \Leftrightarrow K(\vec{x}, \vec{y}) = k(|\vec{x} - \vec{y}|).$$

Теорема Бохнера. Для того, чтобы функция была корреляционной для какого-то случайного поля, необходимо и достаточно, чтобы она была неотрицательно определена (как ядро симметричного интегрального оператора). Для однородного поля это означает, что образ Фурье функции  $Q$  неотрицателен; для однородного и изотропного преобразование Фурье – Бесселя для  $k$  неотрицательно.

В крупномасштабных атмосферных задачах для трехмерной однородности и изотропности нет оснований – существует только двумерная. Поля температуры (например) на разных уровнях по вертикали полагаем разными полями. Таким образом, рассматривается векторное случайное поле двумерного пространственного аргумента: несколько полей (температура, геопотенциал, ветер) и много уровней по вертикали. Таким образом, КФ задачи матрично-значная.

### Алгоритм оценки КФ

Нужно аппроксимировать КФ скаляра функцией  $A_0 \delta(r) + \sum_{j=1}^m A_j J_0(\xi_j r)$ ,

где все матричные коэффициенты  $A_i, i = 0, \dots, m$  положительно определены.

Для КФ однородных и изотропных скалярных (геопотенциал и температура) и векторного (горизонтальный ветер) полей на плоскости, зависящих только от расстояния  $r$  между парой точек, используется блочное представление:

$$K(r) = \begin{pmatrix} K^{HH}(r) & K^{HT}(r) & K^{Hw_L}(r) & K^{Hw_T}(r) \\ K^{TH}(r) & K^{TT}(r) & K^{Tw_L}(r) & K^{Tw_T}(r) \\ K^{w_L H}(r) & K^{w_L T}(r) & K^{w_L w_L}(r) & K^{w_L w_T}(r) \\ K^{w_T H}(r) & K^{w_T T}(r) & K^{w_T w_L}(r) & K^{w_T w_T}(r) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где каждая размерность каждого блока равна числу уровней по вертикали (в нашем случае 15). Для элементов этих блоков используется дискретная аппроксимация (сумма вместо интеграла) преобразования Фурье – Бесселя.

По данным измерений строится ступенчатая по  $r$  матричнозначная функция. Затем она в несколько итераций аппроксимируется функциями Бесселя с нулевым индексом и ее первой и второй производной, в скалярном случае левый верхний угол блочной матрицы (1) – функцией вида

$$A_0 \delta(r) + \sum_{j=1}^m A_j J_0(\xi_j r). \quad (2)$$

Из вышесказанного следует, что:

- 1) никакой автомодельности (типа колмогоровской) не усматривается;
- 2) господствовавшая гипотеза: чем выше, тем более гладкие и крупномасштабные по горизонтали наблюдаются поля, неверна; в нижней стратосфере КФ больше, но выше, к 10 гПа они снова уменьшаются;
- 3) ослабление корреляций наблюдается в районе тропопаузы;
- 4) наша вариационная процедура насильственного обеспечения положительной определенности приводит к повышению гладкости КФ (как и увеличению архива, по которому строится первоначальная КФ).

На рис. 3 приведены два примера для автокорреляционной функции температуры по вертикали (при  $r = 0$ ) и кросскорреляции геопотенциала и температуры (на одинаковом уровне).

## Анизотропия

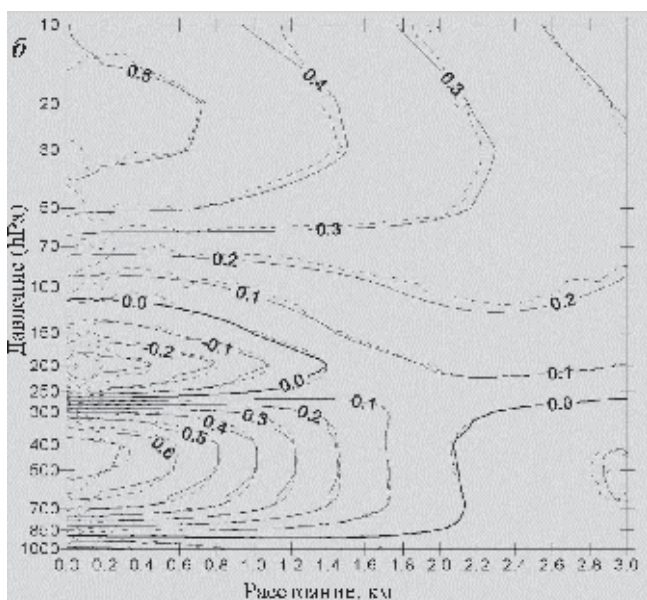
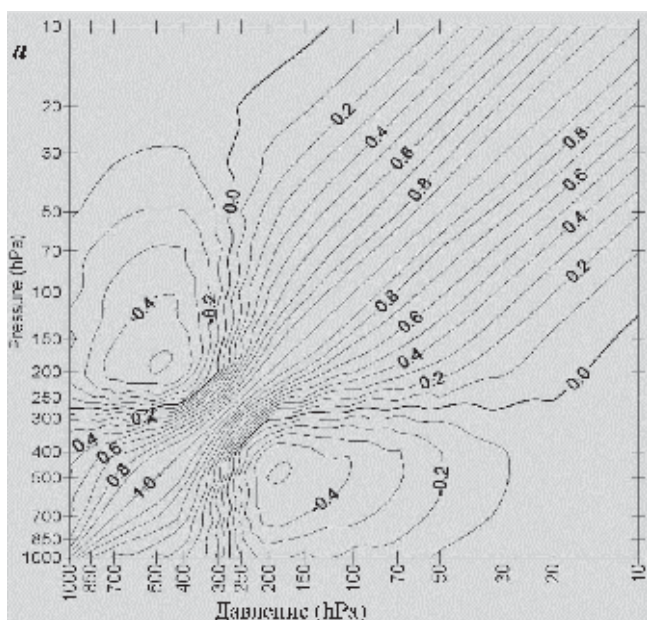
Гипотеза изотропии метеорологических полей была подвергнута проверке. Оказалось, что для некоторых областей атмосферы она сильно нарушается

На первом этапе мы проверяли соотношение между меридиональной и зональными корреляциями. Получив существенные различия, мы решили проверить, верно ли что оси соответствующего эллипса всегда расположены вдоль параллелей и меридианов? Оказалось, что и это неверно. Окончательная постановка задачи: найти метрический тензор  $g_{\alpha\beta}(\vartheta, p) dx_\alpha dx_\beta$ , в котором метеорологические поля наиболее близки к изотропным. На рис. 4 и рис. 5 приведены результаты проверки гипотезы изотропии. Длина отрезков здесь указывает на отношение собственных чисел тензора (оно достигает 15), а их ориентация совпадает с ориентацией собственного вектора, отвечающего более дальней корреляции.

Полученные результаты, по нашему мнению, объясняются проявлением муссонной циркуляции в стратосфере и наличием ячеек Гадлея. Картинки для зимнего и летнего периодов оказались довольно близкими.

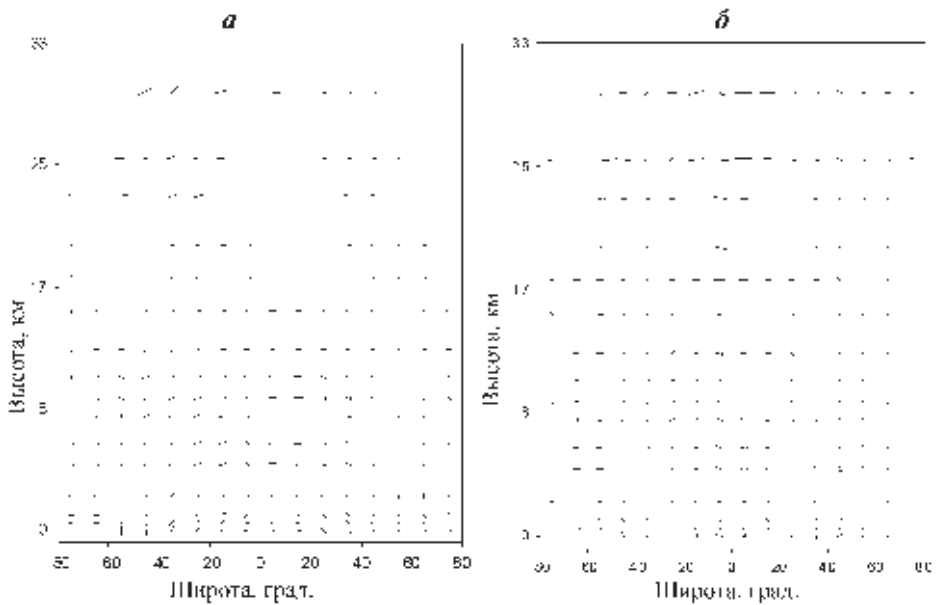
## КФ для отклонений наблюдений от прогноза

Для прогноза интерполируются не поля отклонений от среднемесячных значений, а от полей первого приближения, т.е. от полей прогноза на момент интерполяции (анализа), как правило, с заблаговременностью 6 или 12 часов. Подобные оценки КФ пригодны и в данном случае. Однако существуют и следующие отличия.

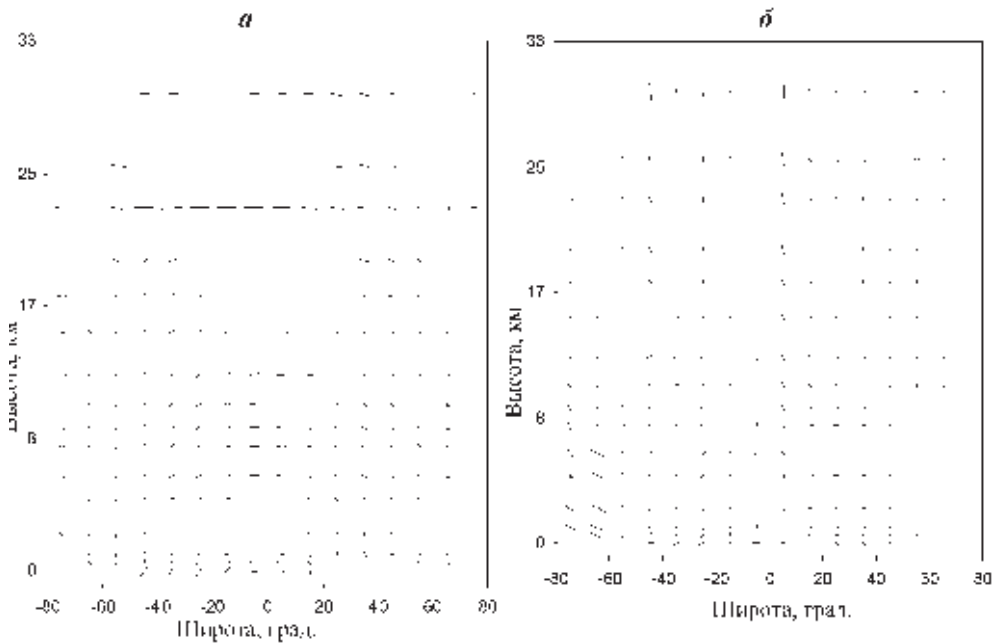


**Рис. 3.** Автокорреляционная функция температуры по вертикали (при  $r = 0$ ) (а) и кросскорреляция геопотенциала и температуры на одинаковом уровне (б). 1 – до принудительного обеспечения положительной определенности, 2 – после

1. Амплитуда отклонений от прогноза в несколько раз меньше (прогноз намного лучше описывает реальность, чем среднемесячные поля). Поэтому относительный вклад ошибок наблюдений (матрица  $A_0$ ) больше. По той же причине значения КФ быстрее уменьшаются с расстоянием.



**Рис. 4.** Анизотропия скаляров (январь). Ориентация отрезков: горизонтально – большая зональная корреляция, вертикально – меридиональная. *a* – T; *b* – H



**Рис. 5.** Анизотропия ветра (январь). Ориентация отрезков: горизонтально – большая зональная корреляция, вертикально – меридиональная. Нормальная компонента ветра сильнее коррелирует в меридиональном направлении. *a* – L; *b* – N

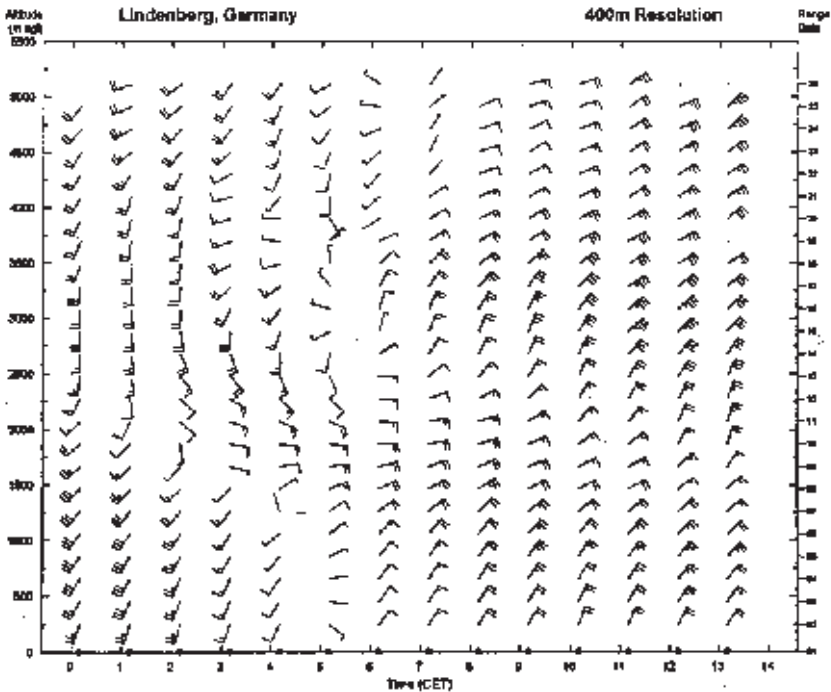
2. Реальные изменения климата атмосферы Земли происходят медленнее, чем в прогностических моделях. Поэтому, накапливая большие архивы данных, неизбежно сталкиваемся с неоднородностью рядов – авторы улучшают прогностическую модель. Нужно иначе устраивать схему осреднений, чтобы использовать более короткие (годы, а не десятки лет) временные ряды.

3. У прогностических полей имеются систематические смещения, имеющие географическое распределение. В некоторых районах оно, например, по температуре на уровне 500 гПа превосходит  $3,6^\circ$ , что необходимо учитывать.

### КФ и атмосферные фронты

Атмосферный фронт (контактный разрыв в газовой динамике – «рвутся» температура, плотность и касательная компонента ветра, а давление и нормальная компонента непрерывны) имеет некоторую специфику в метеорологии. В классической газовой динамике он неустойчив. В метеорологии он слабо неустойчив – распадается, но медленно. Из-за того, что диссипативные процессы сглаживают поля и имеется вертикальная стратификация. Характерный наклон фронта к поверхности Земли около  $1^\circ$ .

Для уравнений газовой динамики возможны два типа разрывов: ударные волны и контактные разрывы, которые в динамике атмосферы интерпретиру-

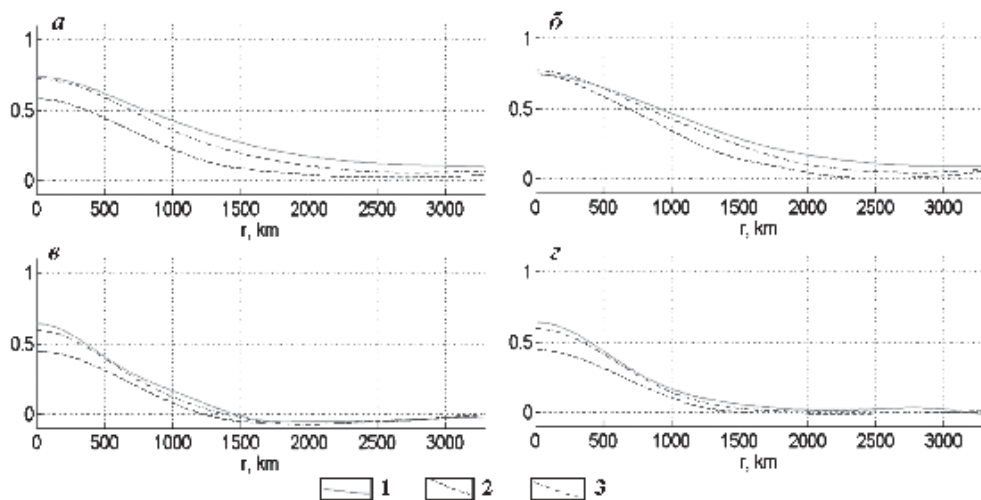


**Рис. 6.** Поле горизонтального ветра, при прохождении атмосферного фронта, измеренного профайлером (Линденберг, Германия). Высота до 5 км (25 уровней), период – 13 часов (ежечасно)

ются как атмосферные фронты. Для неидеальной, вязкой атмосферы вместо кусочно-гладких поверхностей контактных разрывов наблюдаются зоны шириной, как правило, в несколько десятков километров. На них наблюдаются большие градиенты температуры и большие значения сдвига ветра, а также большая кривизна графика геопотенциала. На рис. 6 приведен пример динамики реального фронта – поля горизонтального ветра при прохождении атмосферного фронта. Вначале ветер юго-западный, в конце – северо-восточный. Смена направления на разных уровнях происходит в разное время. Видно, что речь идет не о плоском движении наклонной плоскости. Природа устроена сложнее!

## Определение и критерий атмосферного фронта

Для каждого барического уровня  $p = \text{const}$  вычисляем два варианта корреляционных функций (КФ) основных метеорологических полей (геопотенциала, температуры и ветра). Эти КФ зависят от расстояния  $r$  между парой точек. Множество пар точек разбиваем на два подмножества: 1) точки разделены линией фронта; 2) точки не разделены линией фронта (принадлежат к общей синоптической массе воздуха).



**Рис. 7.** Автокорреляционные функции для температуры (а); геопотенциала (б); меридиональной (e) и зональной (z) компонент ветра на уровне 400 гПа для оптимально подобранной функции предварительных фронтальных параметров. 1 – пары точек в общей синоптической массе воздуха; 2 – пары точек, разделенные линией фронта; 3 – объединение обоих подмножеств пар. Статистика включает А) 349659 и В) 284177 пар точек (наблюдений) за период 2009–2011

Такой алгоритм выбора оптимальных параметров (оптимальной функции от предварительных фронтальных параметров) обеспечивает максимальную разницу в  $L^2$  – норме между этими двумя КФ. Оценка КФ производилась по



архиву аэрологических наблюдений за геопотенциалом, температурой и ветром (рис. 7).

Оказывается, что оптимальная функция существенно зависит и от высоты, и от сезона.

Атмосферные фронты часто (но отнюдь не всегда) проявляются в полях облачности, которую можно наблюдать со спутников. В Гидрометцентре России в настоящее время разрабатываются на многих уровнях по прогнозам модели COSMO с заблаговременностью от 0 до 48 часов и с шагом 1 час.

### *Литература*

1. Алдухов О.А., Быков Ф.Л., Гордин В.А. Крупномасштабные трехмерные корреляционные функции для атмосферы Земли // Ярославский педагогический вестник. 2011. № 4. С. 36–43.
2. Алдухов О.А., Гордин В.А. Трехмерные корреляционные функции основных аэрологических величин // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 1. С. 3–23.
3. Алдухов О.А., Гордин В.А. Оценки анизотропии корреляционной структуры полей метеорологических величин по наблюдениям глобальной аэрологической сети // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 3. С. 399–409.
4. Багров А.Н., Быков Ф.Л., Гордин В.А. Комплексный прогноз приземных метеорологических величин // Метеорология и гидрология. 2014. № 5. С. 5–16.
5. Быков Ф.Л., Гордин В.А. Трехмерный объективный анализ структуры атмосферных фронтов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 2. С. 172–188.
6. Быков Ф.Л., Гордин В.А. Атмосферные фронты и осадки // Тр. Гидрометцентра РФ. 2012. С. 184–194.
7. Гордин В.А. Как это посчитать? Обработка метеорологической информации на компьютере. М.: МЦНМО, 2005.
8. Гордин В.А. Математика, компьютер, прогноз погоды и другие сценарии математической физики. ФИЗМАТЛИТ, 2010, 2013.
9. Кочин Н.Е. Собрание сочинений. Т. 1. М.: АН СССР, 1949. 616 с.
10. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т. 2. М.: Наука, 1996. 742 с.

# Индексы атмосферной циркуляции и перенос воздуха в Российскую Арктику

*А.А. Виноградова*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Процессы циркуляции в атмосфере весьма многообразны и не поддаются простой классификации. Хорошо известна интерпретация процессов переноса воздушных масс с помощью системы элементарных циркуляционных механизмов (ЭЦМ) Б.Л. Дзержевского [1], которая для Северного полушария насчитывает 41 ЭЦМ, сменяющих друг друга в последовательности, не поддающейся точному описанию. Также в последние десятилетия широко применяются различные индексы атмосферной циркуляции (ИАЦ) [2], корреляционные связи между ними и рядом климатических показателей (например, температурой, количеством осадков и т.д.) обнаружены на многолетних рядах экспериментальных данных [3–6]. В связи с серьезными климатическими изменениями на планете в ряде работ [7–9] рассматривались различные гелио- и более удаленные процессы и явления, которые могут воздействовать и в той или иной степени на земную атмосферу и другие геосферы.

Процессы дальнего атмосферного переноса воздушных масс в Арктику изучаются уже давно в связи с поступлением в арктические районы антропогенных и природных компонентов, оказывающих воздействие как на климатическую систему Арктики, так и на ее наземные и морские экосистемы. В этом ряду исследования автора данной статьи с коллегами по изучению дальнего атмосферного переноса антропогенных тяжелых металлов в Российскую Арктику [10–12] были пионерскими и продолжаются по настоящее время [13, 14].

В данной работе сопоставлены сезонные и межгодовые изменения индексов атмосферной циркуляции и частот переноса воздушных масс с различных территорий к трем пунктам, расположенным в Российской Арктике. Целью такого анализа являлось выявление сезонных закономерностей и долгосрочных трендов этих характеристик, а также корреляционных связей между ними и, в конечном счете, поиск природных процессов и механизмов, дальнего переноса воздушных масс и примесей в арктические районы России.

## Исходные данные

Использованы те же данные о переносе воздушных масс в Российскую Арктику, что легли в основу работы [13]. Кратко опишем формирование анализируемых рядов. Рассматривается перенос воздушных масс (ВМ) к трем пунктам, расположенным на архипелаге Земля Франца-Иосифа (ЗФИ), 81.1°N, 56.3°E, на архипелаге Северная Земля (СЗ), 79.5°N, 95.4°E, на о. Врангеля (ВР), 71.0°N, 178.5°W. Для каждой из этих точек рассчитывались ежедневные 5-суточные обратные (воздух приходит к пункту) траектории движения ВМ для центральных месяцев четырех сезонов (январь, апрель,

июль и октябрь) на протяжении 25 лет (1986–2010 гг.). Расчеты проводились по данным Гидрометцентра России для 00 часов UTC (с интервалом 6 часов) на изобарических поверхностях 925 и 850 гПа, являющихся представительными при изучении дальнего переноса воздушных масс.

Наша методика исследования переноса ВМ к каждому пункту включает анализ частоты поступления воздуха (траекторий) с шести территорий: из Европы, Азии, Америки, из Арктики, а также из Тихого и Атлантического океанов. Для каждого сезона и года эти частоты рассчитываются по 60 траекториям (на двух изобарических уровнях). Предполагая, что выбранные месяцы являются представительными для соответствующих сезонов, анализируется сезонная изменчивость изучаемых процессов переноса ВМ к рассматриваемым пунктам. В свою очередь, межгодовая изменчивость рассматривается для каждого сезона (характеризуемого соответствующим месяцем).

Система индексов атмосферной циркуляции в данной работе представлена шестью индексами: NAO – североатлантический, PNA – тихоокеанский /североамериканский, WP – западно-тихоокеанский, EA/WR – восточно-атлантический/западно-российский, SCA – скандинавский, POL – полярно-евразийский, называемый также PE. Их описания можно найти, например, на сайте [2], с которого нами взяты среднемесячные данные за те же четыре месяца с 1986 по 2010 гг., для которых рассчитывался перенос ВМ в Арктику. Исходя из расположения формирующих их центров, все шесть ИАЦ могут в той или иной мере определять процессы циркуляции воздушных масс над севером Евразии. Напомним, что величина ИАЦ – это отклонение разницы атмосферного давления между соответствующими географическими точками (центрами) от климатического среднего значения (за 1981–2010 гг.). Центры – наиболее вероятное положение относительно устойчивых локальных максимума и минимума атмосферного давления. Таким образом, положительный индекс означает усиление соответствующего диполя давления, а отрицательный – наоборот, его ослабление. При этом физическими причинами увеличения/ослабления индекса могут быть как реальное изменение разницы атмосферного давления между соответствующими точками, так и смещение центров максимума и минимума в пространстве.

### **Долговременные и сезонные изменения системы ИАЦ**

Исходные ряды ежегодных среднемесячных значений рассматриваемых ИАЦ для каждого из четырех месяцев довольно изменчивы: при средних значениях, по абсолютной величине не превышающих 0,15 усл.ед., размах колебаний (максимум – минимум) составляет от 3 до 5 единиц, а стандартные отклонения для всех ИАЦ и всех четырех месяцев лежат в пределах  $1,00 \pm 0,07$ . При этом распределения значений достаточно симметричны относительно средних величин: расстояния от среднего до медианы меньше 0,23 и в большинстве случаев не превосходят 0,15 (т.е. меньше 10% от амплитуды колебаний и меньше 5% от полного размаха).

Таблица 1.

Корреляции межгодовых изменений значений ИАЦ для четырех месяцев

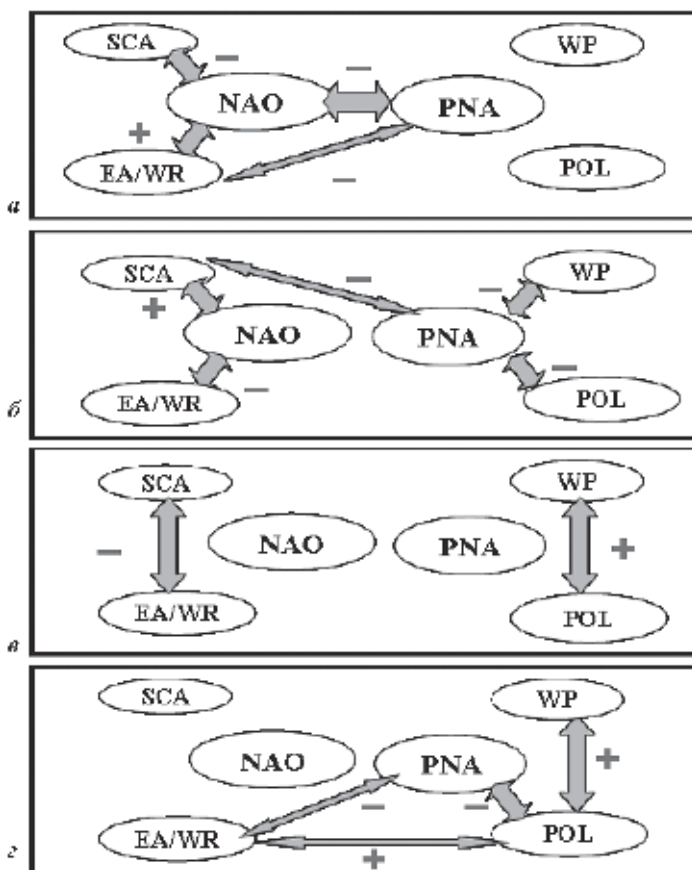
		Январь						
		NAO	WP	PNA	EA/WR	SCA	POL	CA
Апрель	NAO	1	0.41	<b>-0.51</b>	<b>0.57</b>	<b>-0.57</b>	-0.09	0.40
	WP	-0.35	1	-0.15	0.17	-0.24	-0.41	0.28
	PNA	-0.09	<b>-0.59</b>	1	<b>-0.57</b>	-0.03	-0.25	-0.22
	EA/WR	<b>-0.75</b>	0.15	0.39	1	-0.32	0.08	<b>0.72</b>
	SCA	<b>0.53</b>	0.28	<b>-0.59</b>	-0.38	1	0.27	<b>-0.55</b>
	POL	0.13	0.46	<b>-0.53</b>	<b>-0.49</b>	0.19	1	0.06
	CA	<b>0.49</b>	0.23	<b>-0.62</b>	<b>-0.79</b>	0.47	<b>0.80</b>	1
		Июль						
		NAO	WP	PNA	EA/WR	SCA	POL	CA
Октябрь	NAO	1	-0,26	0,09	-0,28	-0,04	-0,35	0,18
	WP	0,002	1	-0,39	0,38	-0,36	<b>0,72</b>	-0,21
	PNA	-0,03	-0,45	1	0,35	-0,28	-0,41	<b>-0,56</b>
	EA/WR	0,11	0,11	<b>-0,66</b>	1	<b>-0,51</b>	0,43	<b>-0,52</b>
	SCA	-0,12	0,23	-0,12	-0,38	1	-0,43	0,04
	POL	0,41	<b>0,57</b>	<b>-0,78</b>	<b>0,64</b>	-0,02	1	0,06
	CA	0,36	0,04	<b>-0,48</b>	0,12	<b>0,65</b>	0,40	1

Примечание. Жирным шрифтом выделены коэффициенты корреляции > 0.46.

На временном отрезке в 25 лет можно выделить три периода, принципиально различающихся по сочетанию значений ИАЦ: 1986–1995, 1996–2000 и 2001–2010. Если в 2000-е годы в январе ситуация была наиболее близка к нормальной, то, наоборот, в октябре она значительно отличалась от нормы во все выбранные три периода. И в целом, за рассматриваемые 25 лет почти все ИАЦ поменяли свои знаки, причем в разные сезоны изменения различны, что должно проявляться в изменении крупномасштабной атмосферной циркуляции.

Рассмотрим вопрос о зависимости или независимости ИАЦ друг от друга в их межгодовых вариациях. Анализ парных коэффициентов корреляции рассматриваемых индексов между собой позволил выделить статистически значимые (на 5%-ном уровне вероятности – выше 0.46 [15]) коэффициенты корреляции межгодовых вариаций среднемесячных значений ИАЦ (при 5-летнем скользящем сглаживании) для рассматриваемых месяцев (табл. 1). Приведенные на рис. 1 схемы взаимосвязи индексов показывают, как эта система преобразовывается в течение года от сезона к сезону. Отметим, что для одной и той же пары ИАЦ в разные месяцы возможна корреляция разных знаков (например, в январе и в апреле для пар NAO+SCA или NAO+EA/WR), что может быть проявлением разных механизмов изменения величины индекса – смещение центров или реальное изменение атмосферного давления.

Отметим некоторые детали сезонных изменений. Крупномасштабные индексы – атлантический NAO и тихоокеанский PNA – значимо коррелируют



**Рис. 1.** Схемы корреляционных связей между ИАЦ для разных месяцев. Стрелками обозначены достоверные корреляции, рядом – знаки коэффициентов корреляции.  
*а* – январь, *б* – апрель, *в* – июль, *з* – октябрь

между собой (меняясь в противофазе) только в январе. Возможно, что здесь сказывается значительно более южное расположение атмосферного полярного фронта над Евразией зимой, чем летом [10]. Полярные ВМ распространены зимой над огромной территорией. Это может быть причиной январской связи индекса EA/WR с индексами NAO и PNA (см. рис. 1). Заметим, что именно в январе индексы NAO и PNA наименее изменчивы из всех шести ИАЦ за все четыре месяца – соответствующие стандартные отклонения 0,87 и 0,85 при размахе колебаний чуть больше 3 усл.ед. Весной, при увеличении после зимы инсоляции всё более северных территорий, начинается разрушение зимней системы ИАЦ, но ещё сохраняется североатлантическая связка трех индексов – SCA+NAO+EA/WR – при смене знака корреляции между NAO и EA/WR. Летом система связей ИАЦ становится совсем простой – из двух пар (WP+POL) и (SCA+EA/WR). Осенью происходит частичное восстановление зимних связей: PNA и EA/WR коррелируют между собой и с индексом POL, связь с которым зимой заметно ослабевает. Подчеркнём, что причи-

нами выявленной корреляции ИАЦ между собой могут быть не только близкое расположение их центров, но и какие-то внешние воздействия, например, со стороны Солнца [16], а также другие геофизические явления (например, Южное колебание – явления El Niño и La Niña), влияющие на циркуляцию атмосферы. Анализ причин этих связей выходит за рамки данной работы.

### **Корреляция переноса ВМ и значений ИАЦ**

В [13] были получены распределения частот поступления ВМ к трем пунктам в отдельности по территориям их происхождения (материковые – Европа, Азия, Америка, океанические – СЛО, Атлантика и Тихий океан), обнаружены значимые тренды межгодовых изменений этих процессов. Кроме того, были выделены пары территорий (для разных пунктов и месяцев – разные), частоты переноса ВМ с которых коррелируют друг с другом в межгодовых вариациях. В данной работе обратимся к совместному анализу этих результатов и сопутствующих им преобразований системы ИАЦ.

В таблице для каждого пункта и месяца представлены ИАЦ, для которых коэффициенты корреляции межгодовых вариаций с частотой переноса ВМ с соответствующей территории являются достоверными [15]. Таким образом, частоты переноса ВМ к рассматриваемым пунктам оказываются статистически связанными (при анализе межгодовой изменчивости) с величинами различных ИАЦ. При анализе конкуренции направлений переноса ВМ к одному и тому же пункту также были выявлены управляющие ИАЦ. В январе при этом отмечены не самые высокие коэффициенты корреляции индекса WP с POL и с NAO. В апреле вся схема ИАЦ делится на атлантическую (NAO+WP+EA/WR) и тихоокеанскую (PNA+ POL+SCA) группы, управляющие переносом ВМ, соответственно, на ЗФИ и ВР. При этом на СЗ картина смешанная. В июле и в октябре конкуренция ВМ обусловлена отдельными ИАЦ или их группами в соответствии со схемами рис. 1. Подчеркнем, что на ВР индекс POL оказывается в числе наиболее значимых ИАЦ в течение всего года.

На рис. 2 показаны изменения в течение рассматриваемых лет частот некоторых переносов ВМ и ИАЦ, для которых обнаружены высокие абсолютные значения коэффициентов корреляции. Приведены скользящие 10-летние средние величины, поскольку в задачах переноса ВМ и примесей в Арктику по нашей методике используется именно такое усреднение [11-14]

Перечисленные закономерности качественно подтверждаются сопоставлением знаков долговременных трендов изменения соответствующих ИАЦ и частот переноса ВМ. Пары, связанные значимыми положительными корреляциями в межгодовых изменениях, в течение 25 лет также изменяются в одном направлении: как индекс, так и частота соответствующего переноса ВМ либо возрастают, либо убывают (при положительной корреляции межгодовых вариаций) или, наоборот, долговременные изменения соответствующих показателей противоположны (при отрицательных коэффициентах корреляции). Следовательно, можно предположить, что межгодовые вариации и долговременные тренды изменений в процессах переноса ВМ в Арктику определяются

Таблица 2

ИАЦ, имеющие достоверные коэффициенты корреляции с частотой переноса ВМ с разных направлений

Пункт	Месяц	Из Европы	Из Азии	Из СЛО	Из Атлантики
ЗФИ	Январь	NAO +, POL –			SCA +
	Апрель	NAO +	POL –	NAO –	PNA –, EA/WR –
	Июль		SCA –	NAO –, WP –	NAO +, SCA +
	Октябрь	PNA +, SCA –		PNA –	PNA +, EA/WR –
СЗ	Январь	NAO +	WP –		SCA +
	Апрель			WP +	
	Июль		SCA –	EA/WR –	NAO +
	Октябрь	SCA –		WP +	
		Из Азии	Из Америки	Из СЛО	Из Тихого океана
ВР	Январь		PNA +	POL –	POL +
	Апрель		PNA +		PNA –
	Июль			WP –, SCA +	SCA –
	Октябрь	POL +		POL –	POL –

одними и теми же геофизическими процессами, и сопутствующие пространственные распределения барических полей в той или иной степени описываются с помощью рассмотренных индексов.

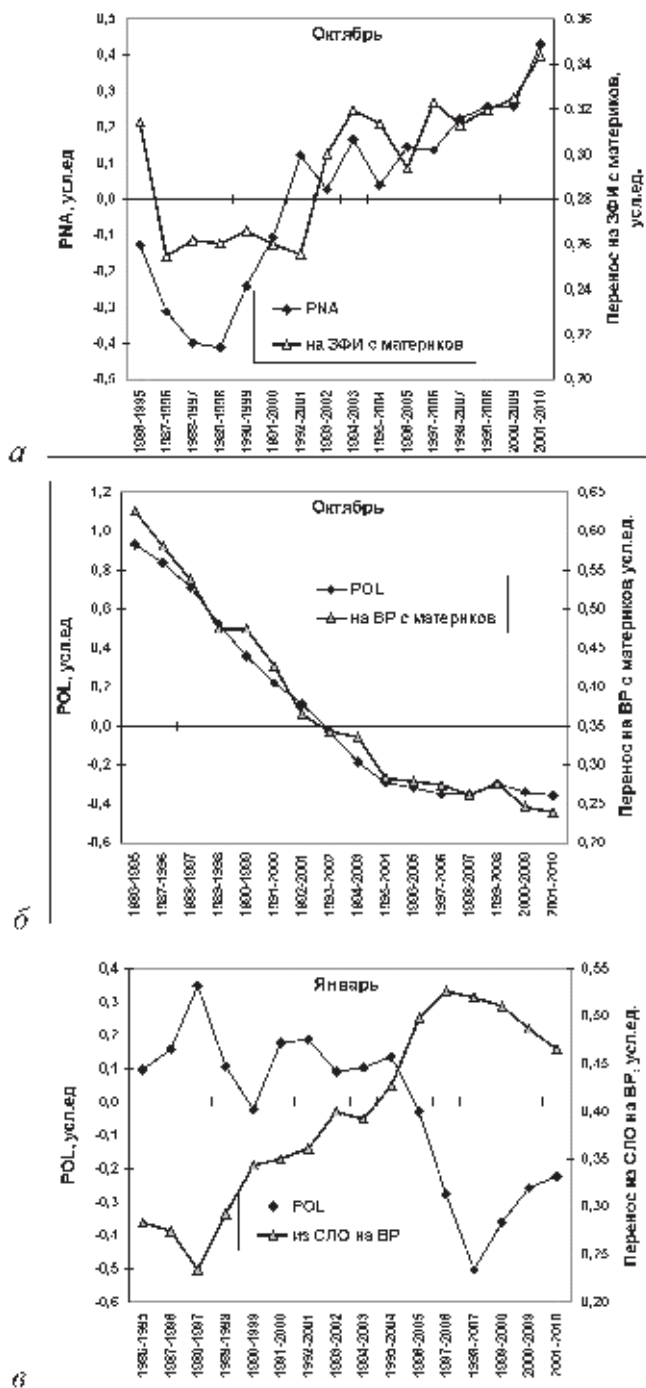
### Заключение

Рассчитанные значения корреляции межгодовых вариаций, тренды долгосрочных изменений и другие статистические показатели рассматриваемых геофизических рядов выявляют ряд связей и закономерностей в сезонных и долгосрочных изменениях этих характеристик. Обнаружены принципиальные различия между системами связей ИАЦ зимой и летом, а также этапы формирования этих систем в переходные сезоны.

Анализ корреляционных связей индексов циркуляции между собой, а также с частотами поступления воздушных масс в Российскую Арктику, выявил индексы и их группы (различные для разных районов Арктики и разных месяцев), которые могут характеризовать определяющие атмосферные процессы. В частности, для тихоокеанского сектора Арктики (на о. Врангеля) во все сезоны важно поведение индекса POL.

К сожалению, корреляционный анализ, выявляя возможные связи и тенденции, дает пищу для размышлений и сопоставлений, но не позволяет обнаружить глобальные природные механизмы, перестраивающие циркуляционные процессы в атмосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 11-05-00300, 14-05-00059).



**Рис. 2.** Примеры коррелирующих долговременных изменений ИАЦ и частот переноса ВМ к разным пунктам в разные месяцы. *а, б* – октябрь, *в* – январь (при отрицательном коэффициенте корреляции)



## Литература

1. Кононова Н.К. Классификация циркуляционных механизмов Северного полушария по Б.Л. Дзерdzeевскому. М.: Воентехиниздат, 2009. 372 с.
2. Индексы атмосферной циркуляции.  
[http://ftp.crs.ncep.noaa.gov/wd52dg/data/indices/tele\\_index.nh](http://ftp.crs.ncep.noaa.gov/wd52dg/data/indices/tele_index.nh)
3. Ипполитов И.И. Современные природно-климатические изменения в Сибири: ход среднегодовых приземных температур и давления / Под ред. Ипполитова И.И., Кабанова М.В., Комарова А.И., Кускова А.И. // География и природные ресурсы. 2004. № 3. С. 90–96.
4. Безуглова Н.Н. Региональные климатические проявления глобальной циркуляции атмосферы на юге Западной Сибири / Под ред. Безугловой Н.Н., Зинченко Г.С. // География и природные ресурсы. 2009. № 3. С. 83–87.
5. Шмакин А.Б. Климатические характеристики снежного покрова Северной Евразии и их изменения в последние десятилетия // Лёд и снег. 2010. Т. 1. № 1. С. 43–57.
6. Попова В.В. Региональная структура колебаний температуры приземного воздуха в северной Евразии во второй половине XX – начале XXI веков // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 2. С. 15–29.
7. Егоров А.Г. Солнечная активность, барическая волна в приземной атмосфере Арктики и многолетние изменения арктической осцилляции // Метеорология и гидрология. 2004. № 2. С. 27–37.
8. Мохов, И.И. Диагностика причинно-следственной связи солнечной активности и глобальной приповерхностной температуры Земли // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 3. С. 283–293.
9. Жеребцов Г.А. Влияние солнечной активности на погодно-климатические характеристики тропосферы / Под ред. Жеребцова Г.А., Коваленко В.А. // Солнечно-Земная физика. 2012. Вып. 21. С. 98–106.
10. Виноградова А.А. Микроэлементы в составе арктического аэрозоля (обзор) // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 4. С. 437–456.
11. Виноградова А.А. Оценка вкладов промышленных регионов Северного полушария в загрязнение атмосферы Российской Арктики // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1997. Т. 33. № 6. С. 750–757.
12. Vinogradova A.A. Anthropogenic pollutants in the Russian Arctic atmosphere: sources and sinks in spring and summer // Atmos. Environ. 2000. V. 34, №№ 29–30. P. 5151–5160.
13. Виноградова А.А. Атмосферный перенос антропогенных примесей в арктические районы России (1986–2010 гг.) // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 6. С. 475–483.
14. Виноградова А.А. Поле потенциальных источников аэрозольного загрязнения атмосферы в районе Ненецкого заповедника // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 9. С. 760–767.
15. Пановский Г.А. Статистические методы в метеорологии / Под ред. Пановского Г.А., Брайер Г.В. Л.: Гидрометеоиздат, 1972. 209 с.
16. Виноградова А.А. Сезонные и долговременные вариации индексов атмосферной циркуляции и перенос воздуха в Российскую Арктику // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. №6 (В печати).

# Методы разделения масштабов и вариационные задачи для исследования изменчивости климатической системы и оценок экологических рисков

*В.В. Пененко, Е.А. Цветова*

Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск

Значительный вклад в развитие концептуальных основ метода разделения масштабов внесли исследования А.М. Обухова, выполненные им в 1947–1960 [1–3], а также другие работы отечественных и зарубежных авторов [4–6, 8], которые в той или иной степени связаны с разделением масштабов и выделением главных факторов. Как известно, главные факторы представляют собой совокупность многомерных ортогональных базисных подпространств, ранжированных в соответствии с заданным критерием их информативности.

В данной работе представлена методология моделирования для исследования многолетней изменчивости динамики климато-экологической системы и оценки экологических рисков от воздействий природного и техногенного происхождения. Основная идея состоит в разделении масштабов процессов, для чего используются оптимизационные методы ортогональной декомпозиции, факторного анализа и сингулярного разложения матриц в фазовых пространствах.

При разработке методов разделения масштабов также существенно используются вариационные принципы с основными и сопряженными уравнениями, объединяющими всю совокупность моделей изучаемых процессов и всех доступных данных наблюдений. Они позволяют создавать методы прямого и обратного моделирования и, что особенно важно, методы теории чувствительности моделей и функционалов к вариациям входных данных, параметров моделей и источников, а также методы оценок влияния их неопределенностей [7–11].

## Определения

Рассмотрим набор данных, составленный из совокупности векторов, компонентами которых являются функции состояния исследуемой климато-экологической системы:

$$Data = \{ \Phi_i(\mathbf{x}, t, \mathbf{Y}) \in \mathcal{Q}^h(D_i^h); \mathbf{x} \in D_i^h; \mathbf{Y}(\mathbf{x}, t) \in R^h(D_i^h); i = \overline{1, n} \} \equiv \{ \Phi_i(k) \in \mathcal{Q}^h(D_i^h) \}, \quad (1)$$

где  $D_i$  – область изменения пространственных координат  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$  и времени  $t$ ,  $\mathcal{Q}^h(D_i^h)$  – фазовое функциональное пространство переменных состояния,  $\mathbf{Y}(\mathbf{x}, t)$  – параметры, влияющие на эволюцию переменных состояний или подлежащие определению по имеющейся информации о функциях  $\Phi_i$ . Здесь индексами  $h$  обозначены дискретные аналоги соответствующих объектов.

Векторы  $\varphi_i$  являются многокомпонентными и имеют блочную структуру. Компоненты векторов различаются по физическому и информационному содержанию. Поэтому в определении (1) введен мультииндекс  $k \in K$ , где  $K$  – совокупность таких индексов. Она представляет идентификацию мультивариантных компонент с последовательным упорядочиванием как по содержанию, так и по представлению в многомерной дискретной области  $D_i^h$  со взаимно однозначным соответствием типа  $(k \in K) \equiv \{q = 1, m\}$ , где  $m$  – общее число компонент вектора  $\varphi_i$ . Кроме того предполагается, что мультивариантные блочные компоненты векторов  $\varphi_i(k)$  приведены к одной размерности (по физическому смыслу). Для этой цели вводится диагональная положительно определенная матрица  $C$  блочной структуры, элементы которой представляют собой масштабные множители, обеспечивающие взаимно-однозначное соответствие рабочей версии набора данных (1) с его исходными мультиразмерными аналогами, которые обозначим  $\psi_i(k)$ . Выравнивание размерностей в многокомпонентной структуре исходных векторов  $\psi$  проведем с помощью преобразования  $\varphi = C^{1/2}\psi$ , так, чтобы полную энергию можно было бы представить следующим образом:

$$E(\varphi) = (\psi, C\psi) = (C^{1/2}\psi, C^{1/2}\psi) = (\varphi, \varphi), \quad (2)$$

где символ  $(\cdot)$  обозначает скалярное произведение векторов, определенных в области  $D_i^h$ . После этого векторы  $\varphi$  нормируем на единицу, чтобы  $(\varphi_i, \varphi_i) = 1$ .

Представим совокупность векторов (1) в виде прямоугольной  $(n \times m)$ -матрицы  $A$

$$A = \{a_{iq} = \varphi_i(q), q = \overline{1, m}, i = \overline{1, n}\}, \quad (3)$$

где  $n$  – число векторов-строк, а  $m$  – число векторов столбцов,  $i$  – номера векторов-строк.

### Алгоритмы ортогональной декомпозиции

Общая схема сингулярных разложений прямоугольных  $(n \times m)$ -матриц имеет вид [13]:

$$A = V_n \Sigma U_m^T, \quad U_m^T U_m = E_m, \quad V_n^T V_n = E_n, \quad (4)$$

где  $V_n$  и  $U_m$  – невырожденные ортогональные матрицы размером  $n \times n$  и  $m \times m$ , соответственно,  $E_n$  и  $E_m$  – единичные матрицы размером  $n$  и  $m$ , а  $\Sigma$  – блочно-диагональная  $(n \times m)$ -матрица, у которой элементы  $\sigma_{ij} = 0$  при  $i \neq j$  и  $\sigma_{ii} \equiv \sigma_i \geq 0$ ,  $i = \overline{1, p}$ ,  $p = \min(n, m)$ . Величины  $\sigma_i$  называются сингулярными числами  $(n \times m)$ -матрицы  $A$ . Упорядочим их в порядке невозрастания  $\sigma_i : \sigma_i \geq \sigma_{i+1}$ . Ранг прямоугольной матрицы равен числу её положительных сингулярных чисел:  $r \equiv \text{rang}(A) \leq p$ .

Для матрицы  $A$  и для других объектов в (4) имеют место соотношения:

$$A\mathbf{u} = \sigma\mathbf{v}; \quad A^T\mathbf{v} = \sigma\mathbf{u}; \quad A^T A\mathbf{u} = \sigma^2\mathbf{u}; \quad AA^T\mathbf{v} = \sigma^2\mathbf{v}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{u}$  – правый сингулярный вектор матрицы  $A$ , соответствующий сингулярному числу  $\sigma$ , а  $\mathbf{v}$  – левый сингулярный вектор. Эти векторы входят в состав

матриц  $U_m$  и  $V_n$  в (2). Правые сингулярные векторы  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{u}_j$ , соответствующие различным числам  $\sigma_i$  и  $\sigma_j$ , ортогональны между собой. Это утверждение справедливо и для левых векторов  $\mathbf{v}_i$  и  $\mathbf{v}_j$ .

С учетом введенных определений алгоритм сингулярной декомпозиции прямоугольных  $(n \times m)$ -матриц состоит из двух основных этапов.

1. Решается полная спектральная проблема для симметричной  $(n \times n)$ -матрицы

$$AA^T \mathbf{v} = \lambda \mathbf{v}, \quad \lambda \equiv \sigma^2. \quad (6)$$

В результате получается набор собственных значений  $\lambda_1 \geq \lambda_2, \dots, \geq \lambda_p \geq 0$  и соответствующих им ортогональных собственных векторов  $\mathbf{v}_\alpha$ , удовлетворяющих условиям нормировки  $(\mathbf{v}_\alpha, \mathbf{v}_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$ , где  $\delta_{\alpha\beta}$  – символ Кронекера. Далее рассматриваются только отличные от нуля собственные значения  $\lambda_\alpha$ ,  $\alpha = 1, r, r \leq p$ .

2. На основе второго уравнения из системы (5) вычисляются правые сингулярные векторы  $\mathbf{u}$

$$\mathbf{u}_\alpha = \frac{1}{\sigma_\alpha} A^T \mathbf{v}_\alpha \Rightarrow \mathbf{u}_\alpha(k) = \frac{1}{\sigma_\alpha} \sum_{j=1}^n \mathbf{v}_\alpha(j) \varphi_j(k), \quad \alpha = \overline{1, r}, \quad (7)$$

где  $k \in K$  – совокупности мультииндексов в определении векторов  $\varphi_j(k)$ . Структура векторов-строк матрицы  $A$ , векторов-столбцов матрицы  $A^T$  и правых сингулярных векторов  $\mathbf{u}_\alpha(k)$  идентична структуре векторов  $\varphi_j(k)$  исходной совокупности.

3. Окончательно связь между исходными векторами из (1) и рассчитанными базисными элементами выражается соотношениями

$$\varphi_i(k) = \sum_{q=1}^r \sigma_q \mathbf{v}_q(i) \mathbf{u}_q(k), \quad k \in K, i = \overline{1, n}. \quad (8)$$

## Вариационная методика в задачах изучения чувствительности

Кроме анализа распределенной информации, рассмотрим совокупность обобщенных характеристик климато-экологической системы, выраженных функционалами вида

$$\Phi_\beta(\varphi) = \int_{D_i} F_\beta(\varphi) \chi_\beta(\mathbf{x}, t) dDdt \equiv (F_\beta, \chi_\beta), \quad \beta \geq 1, \quad \int_{D_i} \chi_\beta dDdt = 1. \quad (9)$$

Здесь  $F_\beta(\varphi)$  – оцениваемые функции, которые определены на множестве функций  $\varphi(\mathbf{x}, t, \mathbf{Y}) \in Q(D_i)$ ,  $\mathbf{Y} \in R(D_i)$ ,  $\chi_\beta \in Q^*(D_i)$ . Весовые функции  $\chi_\beta \geq 0$ , нормированы на 1. Оценки функционалов  $\Phi_\beta(\varphi)$  проводятся при условиях, что функции  $\varphi$  и параметры  $\mathbf{Y}$  являются объектами математической модели изучаемых процессов:

$$L(\varphi, \mathbf{Y}) \equiv \frac{\partial \varphi}{\partial t} + G(\varphi, \mathbf{Y}_m) - \mathbf{f} = 0, \quad \varphi(\mathbf{x}, 0) = \varphi^0, \quad (10)$$

где  $\mathbf{Y}_m$  – внутренние параметры модели,  $\mathbf{f}$  – источники,  $\varphi^0$  – начальное состояние,  $\mathbf{Y} = \{\mathbf{Y}_m, \mathbf{f}, \varphi^0\}$ . Модель содержит также необходимый набор краевых условий.

Основу алгоритмических конструкций для проведения таких оценок дает вариационный принцип, который формируется для следующих функционалов:

$$\tilde{\Phi}_\beta^h(\varphi) = \Phi_\beta^h(\varphi) + \left[ I^h(\varphi, \mathbf{Y}, \varphi_\beta^*) \right]_{D_t^h}, \quad (11)$$

$$I^h(\varphi, \mathbf{Y}, \varphi_\beta^*) = \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + G(\varphi, \mathbf{Y}_m) - \mathbf{f}, \varphi_\beta^* \right) = 0. \quad (12)$$

Здесь  $\tilde{\Phi}_\beta^h$  – расширенный функционал,  $\varphi_\beta^* \in Q^*(D_t)$  – произвольные, достаточно гладкие функции, представляющие собой распределенные множители Лагранжа, позволяющие учесть уравнения модели как ограничения на класс функций  $\varphi$ . Интегральное тождество (12) представляет собой вариационную формулировку модели (10). Функционал в (12) выбирается так, чтобы при  $\varphi_\beta^* = \varphi$  соотношение (12) превращалось в уравнение баланса полной энергии системы. Напомним, что индекс  $h$  указывает на дискретные аналоги соответствующих объектов. Заметим, что в наших моделях дискретизация осуществляется на основе техники вариационного исчисления в сочетании с методами декомпозиции и расщепления.

Оценки функционалов мы связываем с функциями чувствительности (ФЧ)  $\{\text{grad}_Y \Phi_\beta^h(\varphi)\}$ , для нахождения которых используем следующий алгоритм:

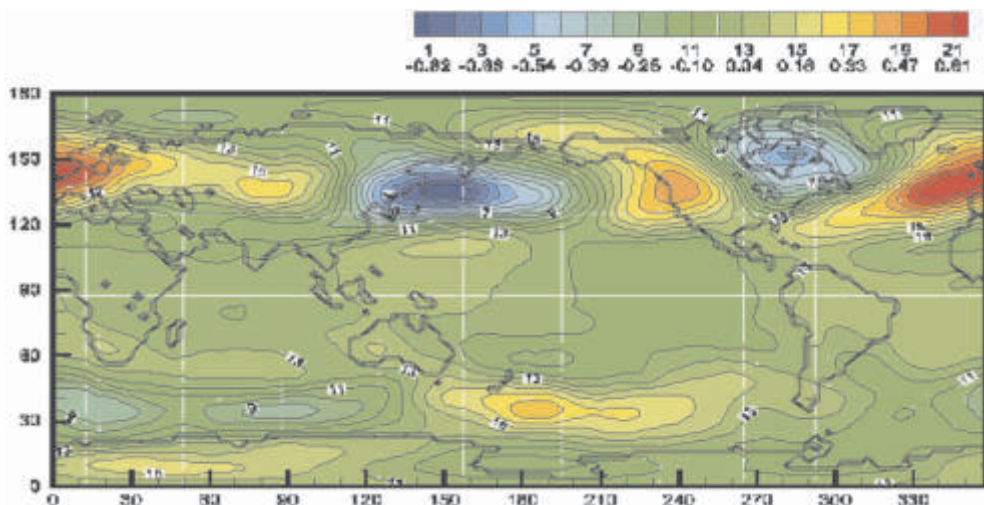
$$\delta \tilde{\Phi}_\beta^h(\varphi) \equiv (\text{grad}_Y \Phi_\beta^h(\varphi), \delta Y) \equiv \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[ I^h(\varphi, Y + \alpha \delta Y, \varphi_\beta^*) \right]_{\alpha=0}. \quad (13)$$

Здесь  $\alpha$  – вещественный параметр,  $\delta Y = \{\delta Y_m, \delta \mathbf{f}, \delta \varphi^0\}$  – векторы вариаций параметров модели,  $\varphi$  – решение основной задачи при заданном наборе параметров  $Y$ , и  $\varphi_\beta^*$  – решения сопряженных задач. Последние формулируются из условий стационарности расширенного функционала к вариациям  $\varphi$ . Источниками для сопряженных задач выступают векторы  $\partial \Phi_\beta^h(\varphi) \backslash \partial \varphi, \beta \geq 1$ .

Если функционалы определить как меру качества атмосферы регионов-рецепторов, то в этом случае ФЧ дают оценку относительного влияния эмиссии от действующих и потенциально возможных источников в  $D_i$  на качество атмосферы в рецепторах. Для практики это важная информация для оценки последствий различных воздействий на качество природной среды. По структуре ФЧ представляют собой многомерные агрегаты векторной структуры типа (1)–(4). Для их анализа применимы описанные выше алгоритмы ортогональной декомпозиции.

### Пример построения глобальных базисов

Для изучения межгодовой и сезонной изменчивости климато-экологической системы в принципе подходит база данных, содержащая различные климатические характеристики за длительный период времени. Здесь для отработки методики декомпозиции и проведения исследований мы используем

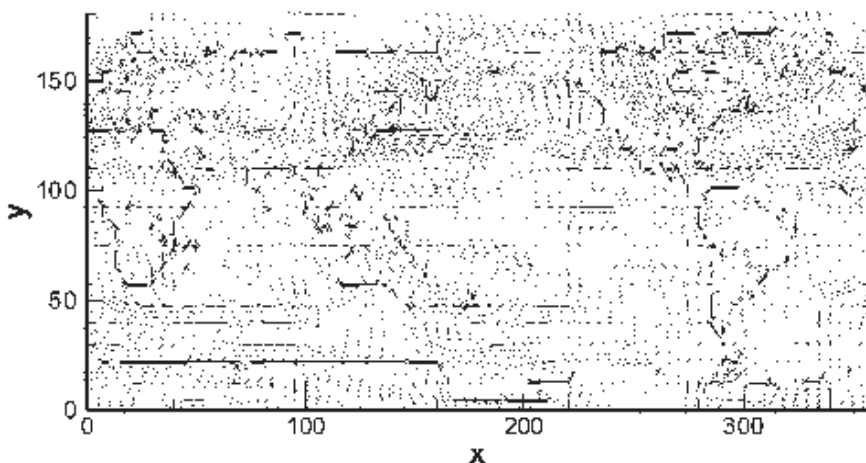


**Рис. 1.** Первый главный фактор для hgt500 в отклонениях от зонального распределения, относящийся к 00.00GMT 15 января

базу данных реанализа [14]. Это хорошо структурированная информационная система, содержащая основной набор характеристик атмосферы глобальной климатической системы. В численных экспериментах задействована совокупность данных за 56 лет (1950–2005). Выбранный временной интервал превышает принятый в климатологических оценках период осреднения порядка 30 лет. Здесь  $D_t$  – четырехмерная область на сферической Земле.

Сформулируем основные элементы алгоритма, полагая в (1) параметр  $n = 56$  по количеству лет в наборе данных. Общую структуру базисных пространств организуем так, чтобы учесть межгодовой, сезонный и суточный ход процессов. Для учета сезонного хода исходная база разбивается на 12 частей по числу календарных месяцев. В каждый их них вводится 2 шкалы по времени: внутренняя шкала продолжительностью 1 месяц с суточной дискретностью и внешняя – в глобальном времени общей продолжительностью 56 лет с дискретностью 1 год. Таким образом, получается 12 наборов фазовых пространств по числу календарных месяцев в году. Для каждого такого набора, содержащего 56 месяцев, строится базисный комплект, состоящий из 56 ортогональных элементов-подпространств по числу лет. Что касается внутренней структуры (1) в целом и векторов  $\Phi_i$  в матрице  $A$  в (3), то они имеют размерность по времени  $\gamma M$  ( $M$  – число дней в месяце, а  $\gamma$  – количество временных интервалов ежесуточного представления данных; в упомянутой версии реанализа  $\gamma = 2$ ) с пространственным разрешением  $2,5^\circ * 2,5^\circ$  по горизонтальным переменным в сферических координатах. Число уровней по вертикали задается параметрически. В региональном варианте конфигурация, положение региона на земном шаре и пространственно-временное разрешение также задаются параметрически.

В результате система ортогональной декомпозиции (4)–(8) представляет динамику изменений многолетнего хода элементов климатической системы в



**Рис. 2.** Первый главный фактор для горизонтальных скоростей на уровне hgt500, относящийся к 00.00GMT 15 января

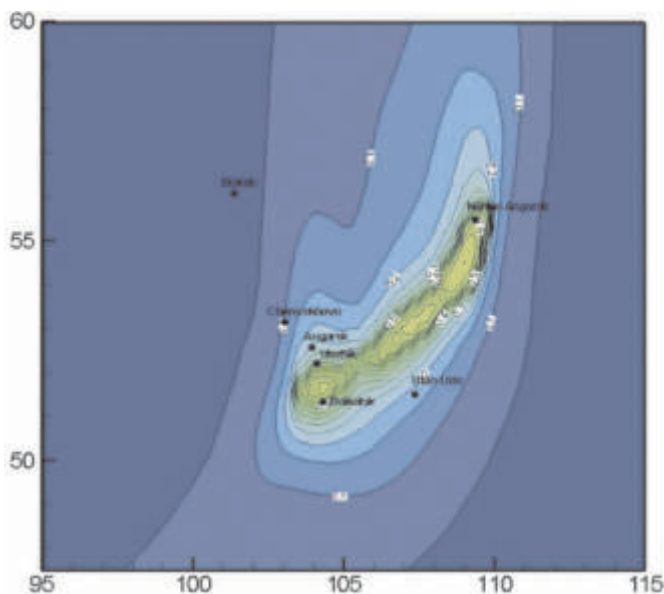
виде структуры разделения переменных с использованием ортогональных подпространств двух перечисленных выше типов. Левые векторы одномерны по времени. Они описывают межгодовую изменчивость системы в терминах ортогональных базисных векторов, представленных правыми сингулярными векторами с 4D внутренней структурой.

На рисунках 1, 2 представлены фрагменты первых правых ортогональных базисных векторов для поля геопотенциала hgt500 и поля горизонтального вектора скорости на уровне hgt500. Всего таких фрагментов по времени для января по 62.

### **Долгосрочное прогнозирование оценок риска загрязнения атмосферы Байкальского региона**

Предлагаемая нами технология состоит в следующем. Из климатических данных за период времени более 50 лет извлекается информация о «главных элементах долговременной памяти» для составления гидродинамических сценариев [11]. С применением методов обратного моделирования по этим сценариям рассчитываются области климатически обусловленных экологических рисков и уязвимости территорий. Далее по ним составляются прогнозы с использованием фактической информации о действующих и потенциально возможных источниках воздействий.

Под климатически обусловленными рисками мы понимаем возможность возникновения неблагоприятных ситуаций, обусловленных совместным действием естественных и антропогенных факторов в специфических условиях атмосферной циркуляции, которая формируется климатической системой. С этих позиций специфика Байкальского региона как части глобальной климатической системы состоит в том, что озеро Байкал является значимым клима-



**Рис. 3.** Функции чувствительности для климатического декабря

тообразующим фактором на юге Сибири. Действие этого фактора сопряжено с влиянием интенсивного летнего Саяно-Алтайского циклогенеза и зимнего азиатского антициклона. На рис. 3 приведен результат сценарного расчета обратного моделирования по оценке риска/ уязвимости акватории озера Байкал по отношению к действующим и потенциально возможным источникам. Приведена интегральная по времени ФЧ на уровне высоты приземного слоя для климатического декабря. Изолинии показывают величину относительного вклада возможных источников в функционал качества атмосферы над акваторией озера.

### Заключение

В результате исследований многолетней глобальной климатической информации методами ортогональной декомпозиции выявлено, что изучаемый регион находится в зоне раздела крупномасштабных циркуляционных систем, формирующихся при «соперничестве» двух океанов: Атлантического и Тихого в холодный период и Индийского и Северного Ледовитого летом (см. рис. 1, 2). Все это создает предпосылки к тому, что атмосферные процессы в регионе имеют высокую степень изменчивости, а зона непосредственного влияния Байкала является потенциальным аккумулятором загрязнений, распространяющихся не только с прилегающих территорий региона, но и с обширных территорий Северного полушария: Сибири, Китая, Монголии. Эти процессы необходимо исследовать и принимать во внимание для оценки экологических перспектив региона и озера.



Работа выполнена в рамках Программ фундаментальных исследований №4 Президиума РАН и №3 ОМН РАН; интеграционных проектов №№ 8 и 35 СО РАН при финансовой поддержке РФФИ (проект №11-01-00187-а).

### *Литература*

1. *Обухов А.М.* Статистически однородные поля на сфере // УМН. 1947. Т. 2. Вып. 2. С. 196–198.
2. *Обухов А.М.* Статистическое описание непрерывных полей // Труды Геофиз. инст. АН. 1954. № 24. 151 с.
3. *Обухов А.М.* О статистически ортогональных разложениях эмпирических функций // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1960. № 3. С. 432–439.
4. *Мещерская А.В.* Естественные составляющие метеорологических полей / Под ред. Мещерской А.В., Руховца Л.В., Юдина М.С., Яковлевой Н.И. Л.: Гидрометеоздат, 1970. 199 с.
5. *Багров Н.А.* Аналитическое представление последовательности метеорологических полей посредством естественных ортогональных составляющих // Труды ЦИП. 1959. Вып. 74. С. 3–24.
6. *Preisendorfer R.W., Mobley R.W., Curtis D.T.* Principle component analysis in meteorology oceanography. Amsterdam-Oxford: Elsevier, 1988. 425 p.
7. *Марчук Г.И.* Сопряженные уравнения и анализ сложных систем. М.: Наука, 1992. 336 с.
8. *Пененко В.В.* Методы численного моделирования атмосферных процессов. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 352 с.
9. *Пененко В.В.* О концепции природоохранного прогнозирования // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 6. С. 432–438.
10. *Пененко В.В.* Оптимальное прогнозирование природных процессов с оценкой неопределенности // ПМТФ. 2009. № 2. С. 156–166.
11. *Penenko V.* Orthogonal decomposition methods for inclusion of climatic data into environmental studies // Ecol. modelling. 2008. V. 217. P. 279–291.
12. *Годунов С.К.* Гарантированная точность решения систем линейных уравнений в евклидовых пространствах / Под ред. Годунова С.К., Антонова А.Г., Кирилук О.П., Костина В.Н. Новосибирск: Наука, 1988. 456 с.
13. *Kalnay E.* The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1966. V. 77. P. 437–471.

# Некоторые результаты воспроизведения сезонных аномалий атмосферной циркуляции с помощью совместной модели атмосферы и океана

*М.А. Толстых<sup>1,2</sup>, Н.А. Дианский<sup>1</sup>, А.В. Гусев<sup>1</sup>, Д.Б. Киктев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Гидрометцентр России, г. Москва

В ИВМ РАН и Гидрометцентре России была создана полулагранжева глобальная конечно-разностная модель общей циркуляции атмосферы (SL-AV или ПЛАВ). Полулагранжев метод представления адвекции позволяет использовать в модели шаг по времени в несколько раз больший, чем шаг, определяемый условием Куранта. Особенности блока решения уравнений динамики атмосферы данной модели является применение конечных разностей четвертого порядка на несмещенной сетке для аппроксимации неадвективных слагаемых уравнений и вертикальной компоненты абсолютного вихря и дивергенции горизонтальной скорости в качестве прогностических переменных. Модель включает в себя набор параметризаций процессов подсеточного масштаба, разработанный в Метео-Франс и метеослужбах европейского консорциума ALADIN/LACE (<http://www.rclace.eu>) для региональной модели ALADIN [1]. В настоящей работе используется версия модели ПЛАВ с пространственным разрешением  $1.40625^\circ$  и  $1.125^\circ$  по долготе и по широте с 28 уровнями по вертикали.

В качестве океанического блока совместной модели атмосферы и океана используется разработанная в ИВМ РАН сигма-модель общей циркуляции океана INMOM. В основе INMOM лежит полная система нелинейных уравнений гидродинамики океана в сферических координатах в приближениях гидростатики и Буссинеска. Особенностью этой модели является использование в её численной реализации метода расщепления по физическим процессам и пространственным координатам [2]. Пространственное разрешение составляет  $1^\circ$  по долготе,  $0.5^\circ$  по широте и 40 неравномерно расположенных сигма-уровней по глубине. Чтобы устранить проблему, связанную со сходимостью меридианов в географической системе координат, модель глобального океана была реализована в криволинейной ортогональной системе координат. При этом полюсные точки новой системы координат расположены на материках за пределами расчетной области: один полюс располагается на Таймыре, а второй – в Антарктиде симметрично первому относительно экватора таким образом, чтобы экватор в модельной системе координат совпадал с географическим.

Модель атмосферы интегрируется с шагом по времени 36 мин., а модель океана – 72 мин. Обмен информацией между моделями атмосферы и океана происходит каждый второй шаг по времени атмосферной модели. В процессе обмена в модель океана поступают рассчитываемые моделью атмосферы на поверхности океана потоки явного и скрытого тепла, импульса, суммарные

(приходящие и уходящие) потоки длинноволновой и коротковолновой радиации. Пересчет полей с атмосферной на океаническую пространственную сетку осуществляется с помощью билинейной интерполяции с учетом сферичности. Для пересчета ТПО, сгенерированной моделью океана, на атмосферную сетку используется процедура пространственного весового осреднения. При стыковке моделей атмосферы и океана не используется коррекция потоков тепла и импульса.

Ранее в работе [3] было изучено воспроизведение среднесезонной циркуляции атмосферы моделью ПЛАВ. Однако в этой работе не учитывались ошибки воспроизведения приповерхностной (на уровне 2 м) температуры, которые являются очень важной с практической точки зрения характеристикой. Оказалось, что модель воспроизводит приповерхностную температуру над территорией Евразии с заметной ошибкой. Вместо использования температуры и влагосодержания почвы из реанализа NCEP/NCAR 2 и эмпирической инициализации концентрации льда в почве было реализовано собственное усвоение почвенных переменных, согласованное с параметризацией процессов на поверхности суши ISBA [4], применяемой в модели ПЛАВ. По ошибкам 6-часового прогноза приземной температуры и относительной влажности по отношению к соответствующим данным из реанализа NCEP/NCAR-2 схема почвенного усвоения корректирует температуру и влагосодержание поверхностного и глубинных слоев почвы, а также концентрацию льда в почве.

Подготовка начальных данных для модели океана для расчета сезонных прогнозов за 1989–2010 гг. проводилась следующим образом. Сначала по модели океана INMOM был проведен расчёт на 60 лет, в котором начальными условиями являлись данные температуры и солёности океана из климатологии Левитуса [5], а потоки тепла, соли и импульса рассчитывались по климатическим атмосферным данным CORE [6] для так называемого нормального годового хода, который предназначен для расчётов с целью достижения квазиравновесного состояния океана.

После получения квазистационарного состояния циркуляции Мирового океана был выполнен модельный расчет океанической циркуляции с 1989 по 2010 гг. Для расчета потоков тепла, соли и импульса из атмосферы в автономной модели океана использовались данные атмосферного реанализа Европейского Центра Среднесрочных Прогнозов Погоды (ERA-Interim) [7]. При расчётах использовалась релаксация модельного поля ТПО к данным наблюдений с параметром релаксации около 60 сут/50 м. Для каждого года из непрерывного ряда за период 1989–2010 были выбраны начальные данные на необходимые для численных экспериментов с совместной моделью сроки. Полученные начальные данные для модели океана использовались в численных ансамблевых экспериментах по моделированию циркуляции атмосферы и океана на срок 4 месяца по реальным начальным данным для 26–30 июля (прогноз на осень с заблаговременностью в месяц), 26–30 октября, 26–30 января и 26–30 апреля за период 1989–2010 гг. В каждом ансамбле из 10 участников возмущались лишь начальные данные для модели атмосферы. Аналогичные

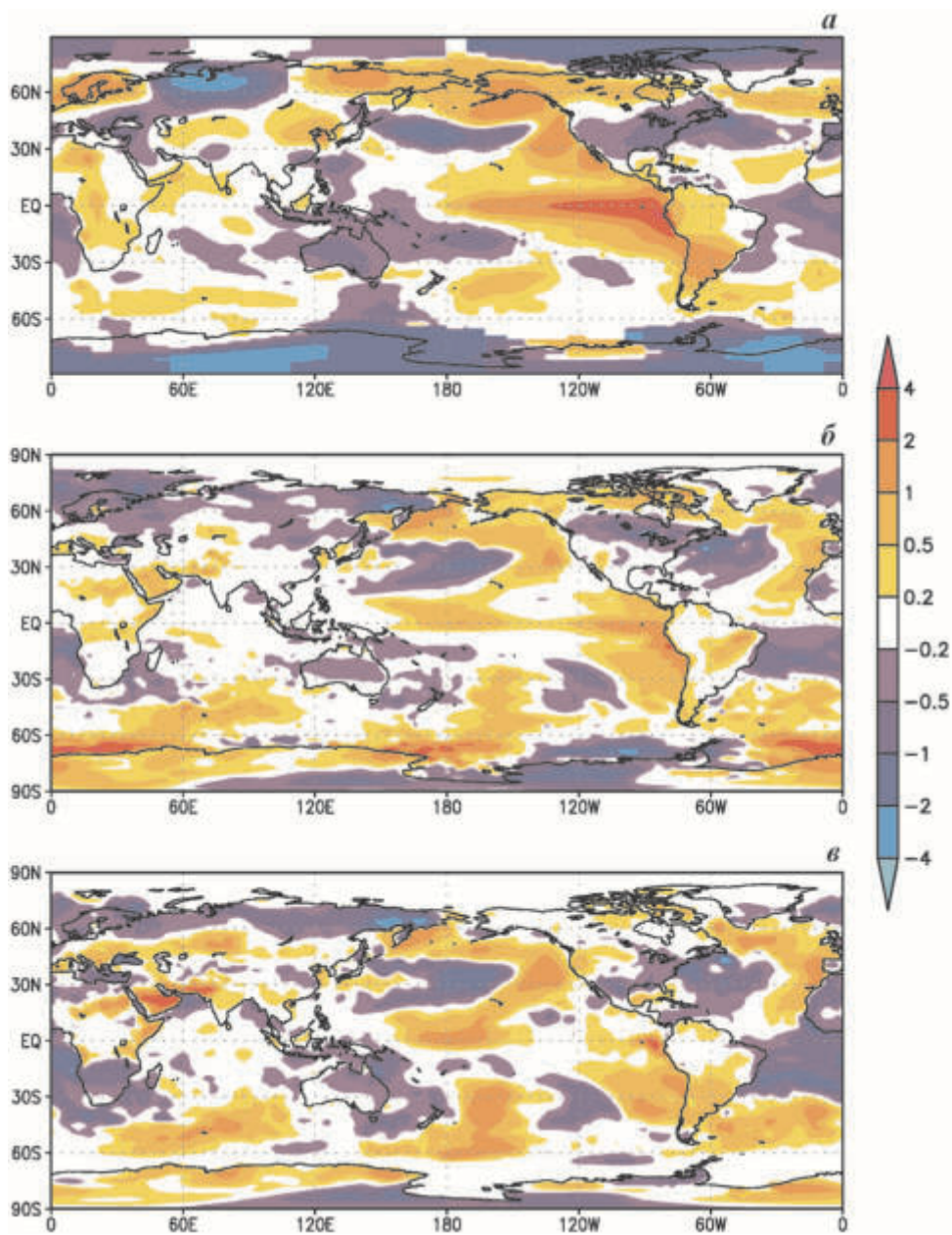
эксперименты были выполнены с моделью атмосферы ПЛАВ с простой моделью эволюции ТПО. ТПО задавалась как сумма климатического сезонного хода ТПО и ее аномалии на день начала прогноза, при этом амплитуда аномалии постепенно уменьшалась по мере интегрирования совместной модели.

Предварительные расчеты с помощью совместной модели показали, что ошибки среднесезонных аномалий метеорологических величин больше, чем в модели атмосферы с простой эволюцией температуры поверхности океана. Большая ошибка вызвана тем, что совместная модель для каждого из сезонов стартует не с согласованных между океаническим и атмосферным блоками состояний, а с начальных данных, полученных для каждого блока по отдельности. Возникающий в таких случаях эффект «спинапа» присущ всякой современной совместной модели, не использующей коррекцию потоков тепла, воды и импульса на поверхности океана. При длительном расчете климатические модели выходят на стационарное состояние, которое, однако, довольно заметно отличается от реального. Чтобы «убрать» смещение модельного климата по отношению к реальному, была предложена следующая методика для расчета сезонных аномалий.

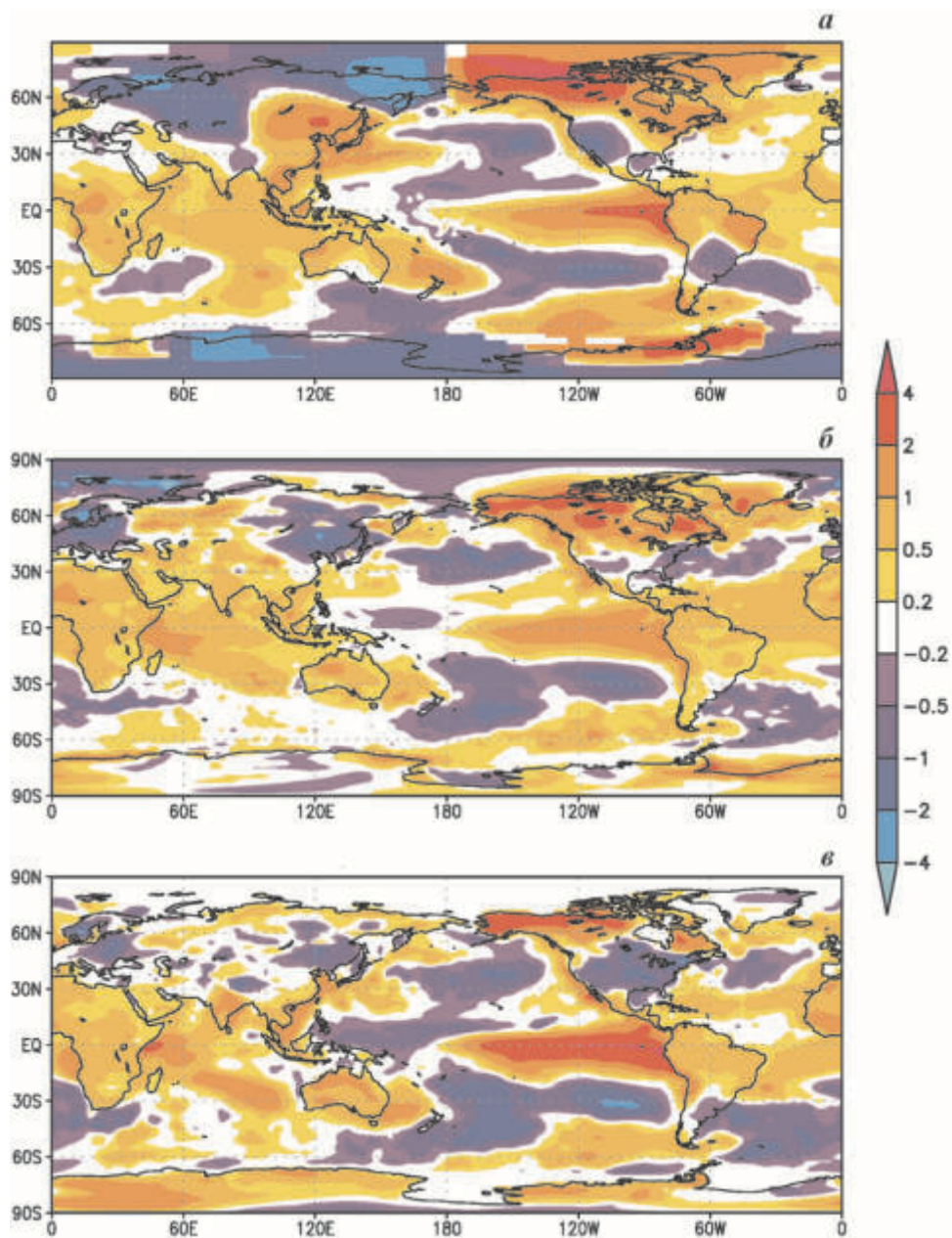
Сначала путем осреднения за все годы вычислялся модельный климатический квази-сезонный ход («климат каждого дня») для каждого из сезонов для всех прогнозируемых параметров совместной модели. Затем эти модельные климатические значения для каждого дня вычитались из прогнозируемых величин для получения прогностических аномалий нужных параметров. Очевидно, что с помощью этой методологии устраняется не только модельный тренд, но и сам сезонный ход. Однако именно среднесезонные аномалии являются предметом прогноза. Для получения достоверных прогностических значений метеорологического параметра нужно добавить наблюдаемые климатические среднесезонные значения этого параметра к вычисленным его аномалиям.

Были выполнены расчеты средней и среднеквадратической ошибок полей высоты поверхности 500 гПа (H500), давления на уровне моря, температуры на уровне 2м, осредненных за период со второго по четвертый месяц прогноза. Оценивались как полные среднесезонные поля, так и поля, полученные прибавлением модельной среднесезонной аномалии к среднесезонным фактическим полям, осредненным за период 1989–2010 гг.

Анализ среднеквадратических ошибок этих полей, осредненных за все сезоны, показывает, что ошибки «полных» полей в совместной модели несколько больше, чем для модели атмосферы с простой эволюцией ТПО, в основном за счет роста средних ошибок. Если эти ошибки убрать по описанной выше методике, то оказывается, что совместная модель имеет меньшие ошибки. Особенно заметно это уменьшение ошибок в тропиках. Последнее подтверждает тезис о том, что предсказуемость для сезонных масштабов в тропиках значительно выше, чем в средних широтах. Также оценивались ошибки температуры на поверхности 850 гПа. В экспериментах с совместной моделью они незначимо отличались от результатов экспериментов с моделью атмосферы с простой моделью эволюции ТПО. Также рассчитывалась корре-



**Рис. 1.** Средняя за лето 1997 г. аномалия приземной температуры.  
*a* – наблюдения в отклонениях от среднего за июнь, июль и август 1989–2010 гг. согласно данным NASA <http://data.giss.nasa.gov/gistemp/>; *б* – рассчитанная в отклонениях от среднего за 1989–2010 гг. в совместной модели; *в* – в модели ПЛАВ с простой эволюцией ТПО



**Рис. 2.** Средняя за весну 1998 г. аномалия приземной температуры.

*a* – наблюдения в отклонениях от среднего за июнь, июль и август 1989–2010 гг. согласно данным NASA <http://data.giss.nasa.gov/gistemp/>; *б* – рассчитанная в отклонениях от среднего за 1989–2010 гг. в совместной модели; *в* – в модели ПЛАВ с простой эволюцией ТПО

ляция аномалий вышеуказанных полей. Значимое отличие отмечено для поля давления на уровне моря в тропиках, где коэффициент корреляции аномалий увеличился с 0.309 до 0.43.

На рис. 1 показана средняя за июнь, июль и август 1997 г. наблюдаемая аномалия приповерхностной температуры относительно средней температуры за 1989–2010 гг. по данным NASA, а также аномалия приземной температуры за этот же период, полученная по результатам прогностического расчета совместной модели и модели атмосферы ПЛАВ с простой моделью эволюции ТПО. Поля ПТ, показанные на рис. 1, соответствуют периоду начала события ЭНЮК 1997/98 г. На этом рисунке видно, что пространственное распределение аномалий ПТ в совместной модели более соответствует реальному, чем в модели ПЛАВ с простой эволюцией ТПО. Особенно это заметно в области тропиков Тихого океана, где совместная модель лучше воспроизводит и пространственную конфигурацию, и более высокие значения аномалии ПТ. Следует обратить внимание на то, что аномалии ПТ в совместной модели имеют большее сходство с данными наблюдений не только над океаном, но и над сушей, что особенно ярко проявляется над территорией Северной Америки.

На рис. 2 показаны аномалии ПТ для весны 1998 г. – периода начала затухания ЭНЮК. В тропиках совместная модель также существенно лучше, чем модель атмосферы ПЛАВ с предписанной ТПО, воспроизводит наблюдаемые аномалии ПТ, но в отличие от лета 1997 г. (см. рис. 1), величины аномалий ПТ, весной 1998 г. меньше, что связано с затухающей фазой ЭНЮК. Так же, как и для лета 1997 г., аномалия ПТ в совместной модели имеет большее сходство с данными наблюдений не только над океаном, но и над сушей.

Обращает на себя внимание значительное ухудшение инерционного прогноза ТПО в районе Эль-Ниньо, связанное с тем, что в данном случае происходит прогноз с зимнего состояния – наиболее интенсивной фазы Эль-Ниньо. Мы не приводим карт аномалий ПТ для этой фазы, так как имеются только незначительные отличия для совместной модели и модели ПЛАВ с простой моделью эволюции ТПО для этого периода. Очевидно, что это связано с тем, что в этой квазипостоянной фазе инерционный прогноз ТПО дает неплохие результаты. Это говорит о том, что совместная модель дает существенно лучший прогноз состояния аномалии ТПО по сравнению простой моделью ее эволюции именно в периоды нестационарных фаз ЭНЮК. Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашения № 8344 и 8350 от 17.08.2012; 14.В37.21.0613) и РФФИ (гранты № 12-05-00810-а и 13-05-00868-а).

### *Литература*

1. Geleyn J.-F., Bazile E., Bougeault P. et al. Atmospheric parameterization schemes in Meteo-France's ARPEGE N.W.P. model // Procs. of ECMWF Seminar on Parameterization of subgrid-scale physical processes 5–9 September 1994. Reading, UK: ECMWF. 1995. P. 385–402.

2. Дианский Н.А., Багно А.В., Залесный В.Б. Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 4. С. 537–556.
3. Толстых М.А., Киктев Д.Б., Зарипов Р.Б. и др. Воспроизведение сезонной атмосферной циркуляции модифицированной полулагранжевой модели атмосферы // Изв. РАН. Физика. 2010. Т. 46, № 2. С. 149–160.
4. Noilhan J., Planton S. A simple parameterization of land surface processes for meteorological models // Mon. Wea. Rev. 1989. V. 117, № 3. P. 536–549.
5. Levitus S., Boyer T., Conckright M. et al. World Ocean Database 1998. Atlas NESDIS 1998. 18, NOAA.
6. Large W., Yeager S. Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models: the data sets and flux climatologies // NCAR Technical Note: NCAR/TN-460+STR. CGD Division of the National Center for Atmospheric Research. 2004.
7. 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.

## **Моделирование экстремальных орографических усилений ветра на черноморском побережье Кавказа (Новороссийская бора) по прогностической модели COSMO-Ru Гидрометцентра России**

*Д.В. Блинов, В.Л. Перов, Б.Е. Песков, Г.С. Ривин, И.А. Розинкина*

Гидрометцентр России, г. Москва

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Борой называют сильный и порывистый ветер, возникающий при переваживании воздушной массы через горный хребет и направленный вниз по горному склону, расположенному вблизи морского побережья. Зимой бора приносит сильное похолодание в прибрежные районы, расположенные вблизи относительно теплого моря. Поэтому прогноз возникновения и продолжительности боры является актуальной задачей по обеспечению безопасности деятельности человека на побережье и на морском шельфе. Бора и подобные ей ветры наблюдаются в разных районах земного шара: это бора в Новороссийске и прилегающих регионах черноморского побережья [3–6], сарма на Байкале, бора в Хорватии [9] и т.д. Кроме того, к ветрам этого типа можно отнести чинук у подножья Скалистых гор в штате Колорадо, США [10–11]. Все эти ветры возникают при наличии определенных условий, к которым относятся большие горизонтальные градиенты давления и температуры между антициклоном над выхожденным зимой континентом и циклоном над теплым морем, а также наличие невысоких горных хребтов, ориентированных по нормали к воздушным потокам.



Выделяют пять типов боры: стоковая, внутримассовая, муссонная, фронтальная и смешанная [6]. Рассматриваемый в данной работе случай относится к фронтальной боре. Этот тип боры возникает при прохождении или вскоре после прохождения холодного фронта через Новороссийск, который является благоприятным районом для развития боры. Наблюдения показывают, что фронтальная бора не локализуется только у Новороссийска, а охватывает все северо-восточное побережье от Анапы до Туапсе. Для фронтальной боры характерно не только наличие больших горизонтальных градиентов давления (направленных в сторону моря) и градиентов температуры, но и наличие сильной инверсии на высоте 0,7–1,5 км, отделяющей нижний слой холодного воздуха от более теплого наверху, причем разность температур между верхней и нижней границами инверсии может достигать 10–12°C.

Прогноз боры при помощи гидродинамических моделей прогноза погоды долгое время был затруднен из-за грубого (для этого явления) пространственно-временного разрешения доступных систем моделирования и вследствие этого сильно сглаженного локального рельефа в этих моделях. Только в последнее время появилась возможность использовать для прогноза боры мезомасштабную гидродинамическую модель прогноза погоды COSMO-Ru с горизонтальным разрешением 2,2 км, достаточным для описания локального рельефа [1–3]. Результаты прогноза по этой модели обсуждаются в данной работе.

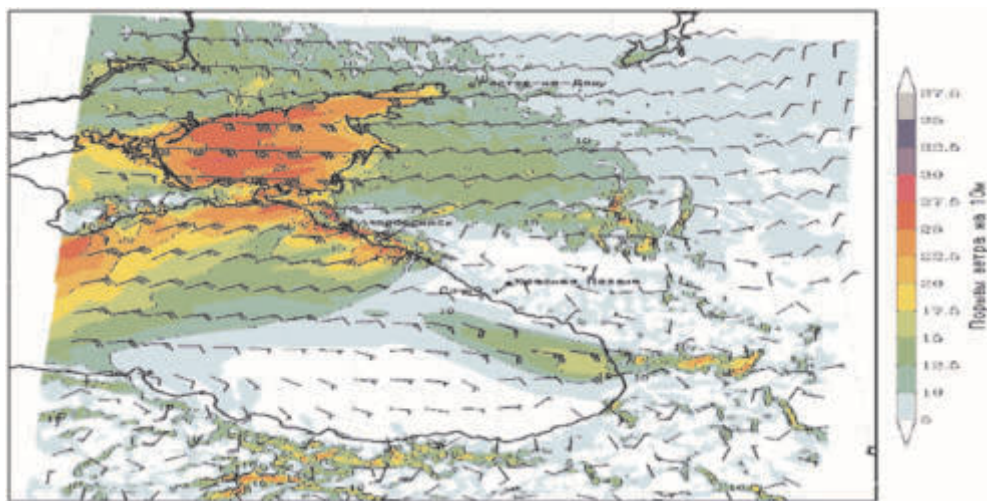
Кратко остановимся на физических механизмах, объясняющих появление боры. В научной литературе было предложено два таких механизма. Первый основан на аналогии с нелинейным гидравлическим потоком, описываемым уравнениями мелкой воды над препятствием [7]. Согласно этому механизму, в воздушном потоке, переваливающем через горный хребет, при определенном соотношении между его толщиной, скоростью, вертикальным градиентом температуры инверсии на верхней границе и высотой хребта, происходит переход от докритического режима течения (с небольшим уменьшением толщины потока и увеличением его скорости) к сверхкритическому (с сильным уменьшением толщины потока и увеличением его скорости). Сверхкритический режим и дает сильное увеличение скорости на подветренном склоне хребта. Далее вниз по потоку происходит обратный переход от сверхкритического режима к докритическому. Этот переход происходит в небольшой по горизонтали зоне, поэтому носит название скачка.

Второй механизм основан на явлении обрушения орографических волн [11–12]. Вертикально распространяющиеся волны становятся неустойчивыми и обрушиваются, приводя к появлению на некоторой высоте слоя сильного перемешивания над подветренным склоном. Этот слой действует как отражающий (критический слой) для волн, скорость которых возрастает во времени в слое между критическим слоем и подветренным склоном. Этот процесс приводит к появлению сильных поверхностных ветров. Следует отметить один важный для моделирования боры результат, а именно, механизм обрушения волн, который усиливает направленный вниз по склону ветер, и механизм, основанный на гидравлическом подходе, с переходом от докритического режима к сверхкритическому, дают похожие результаты [13].

## Результаты прогноза

Из более чем 10 случаев сильной боры с ноября 2011 г. по февраль 2013г. для прогноза по модели COSMO-Ru был выбран случай самой сильной (экстремальной) боры, случившейся с 6 по 9 февраля 2012 г. В этот период порывы ветра в Новороссийске достигали экстремально редкой и опасной силы (более 40 м/с), что наносило большой ущерб и приводило к жертвам. 6–9 февраля 2012 г. такой силы ветер отмечался как в Новороссийске, так и в 30–120 км юго-восточнее его (в Геленджике до 39 м/с, в Туапсе до 33 м/с). В 40 км северо-западнее Новороссийска (в Анапе) ветер был до 27 м/с. Анализ синоптической ситуации и предварительные результаты прогноза боры по модели прогноза погоды с горизонтальным разрешением 2.2 км (COSMO-Ru2) приведены в работе [3]. В ней показаны характерные черты синоптической ситуации – мощный холодный антициклон с давлением до 1060 гПа севернее и северо-восточнее Азовского моря и активный циклон с давлением до 980 гПа над тёплым Средиземным морем с увеличенными барическими градиентами и ветрами между ними. В период максимального их сближения в районе Новороссийска градиент давления и ветер достигли максимальной величины.

На рис. 1 представлен выполненный по начальным данным за 16 час. мск. 6 февраля 2012 г. прогноз на 10 час. скорости и направления ветра на высоте 10 м и порывов ветра на этой высоте. Видно резкое усиление северо-восточного ветра и порывов после переваливания воздуха через северо-западную часть Кавказского хребта. При этом усиление ветра наблюдается не только в районе Новороссийска, но на побережье от Анапы до Туапсе.



**Рис. 1.** Прогноз скорости и направления ветра (стрелки) и порывов ветра на высоте 10 м (2 час. 7 февраля 2012 г.)

## **Вертикальные профили метеоэлементов в натекающем на горный хребет потоке воздуха и после переваливания через него**

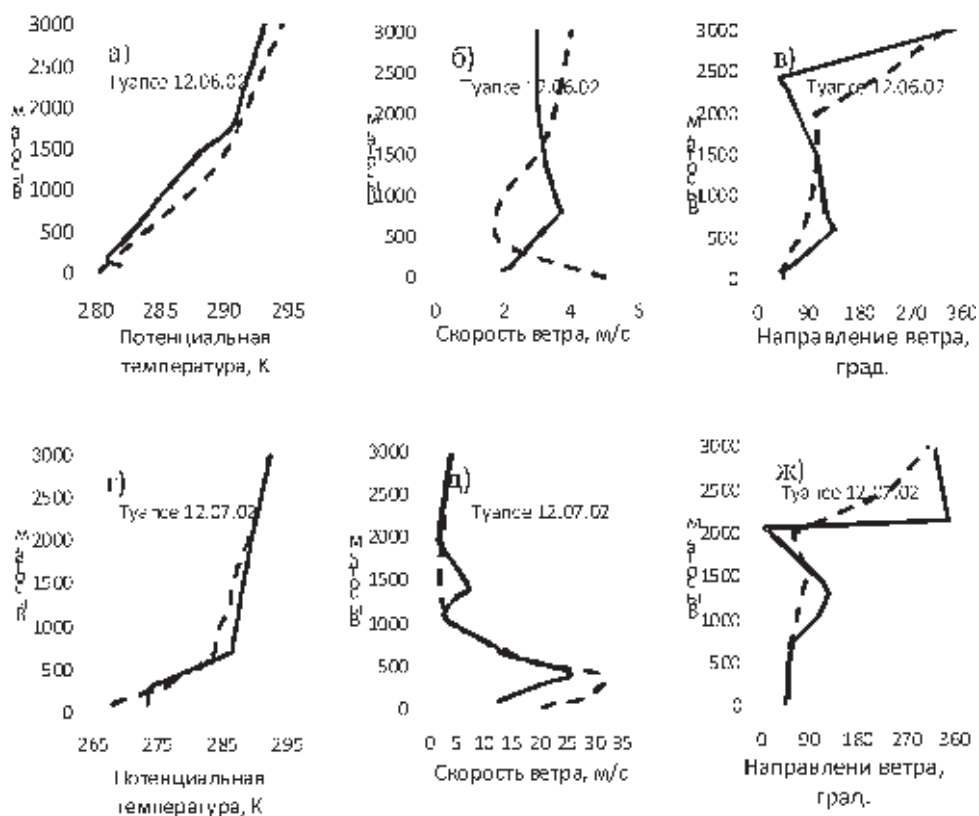
Анализ рассчитанных вертикальных профилей потенциальной температуры для случая 6–7 февраля 2012 г. показал, что в начальной стадии боры натекающий на горный хребет поток (Ростов на Дону) имеет двухслойную структуру, в которой верхний слой более теплого воздуха, начинающийся с высоты 1500 м, отделен от нижнего более холодного и перемешанного (высотой около 600 м) слоем сильной температурной инверсии ~20 К. Профиль ветра в начальный период боры показал наличие максимума скорости ~20 м/с на уровне около 500 м. Выше скорость ветра убывала с высотой и достигала 7 м/с в слое 1500–3000 м. Ветер менял направление с высотой, в нижних 400 м он был северо-восточным (поперек хребта), в слое 400–1000 м восточным, юго-восточным (вдоль хребта), выше, в слое 1000–3000 м, он становился сначала северо-восточным, а затем северным. Такое изменение направления ветра с высотой указывает на существование в натекающем потоке на высоте ~1000 м критического уровня, который существенно ослабляет распространение по вертикали гравитационных волн, генерируемых орографией. В период развитой боры (7 февраля) максимум скорости ветра сместился в слой 1000–3000 м и достиг 23 м/с. При этом ветер сохранял северо-восточное направление (поперек хребта) во всем нижнем 3000 м слое.

Заметим, что на вертикальном профиле потенциальной температуры, как и в начале боры, выделяется перемешанный слой холодного воздуха около земли (толщиной ~700 м), ограниченный сверху слоем сильной инверсии (~15 К/ 500 м). Таким образом, натекающий на горный хребет воздушный поток во все стадии боры представляет собой двухслойную структуру, где нижний слой холодного воздуха отделен от верхнего более теплого воздуха термически и динамически.

Прогностическая модель COSMO-Ru2 в целом характеризует термодинамическую структуру натекающего потока. Тем не менее наблюдалось модельное понижение высоты перемешанного слоя холодного воздуха и его температуры на 2К в нижней части пограничного слоя в начальной и развитой стадии боры и повышение на 2К в стадии затухания. Кроме того, в модели завышен максимум скорости ветра на 3–5 м/с в начальный и развитый периоды боры.

На рис. 2 показана термодинамическая структура воздушного потока, перевалившего через горный хребет (Туапсе) по данным зондирования и результатам прогностической модели для начального периода и периода развитой боры. На вертикальных профилях потенциальной температуры (рис. 2г) хорошо видно поступление слоя холодного воздуха с устойчивой стратификацией в район Туапсе днем 7 февраля, за 24 час стало холоднее на 9 К. Это холодный воздух с наветренной части перевалил через горный хребет. Толщина этого слоя ~400 м утром и увеличивается днем до 700 м. В это же время наблюдается усиление ветра на подветренной стороне хребта, связанное с вторжением холодного воздуха, достигшее днем 7 февраля скорости 25 м/с.

Таким образом, границы резкой инверсии на вертикальных профилях потенциальной температуры (400–700 м) соответствуют верхней границе боры в г. Туапсе. На рис. 2 (а, б, в) еще не видно переваливания холодного воздуха через хребет, т.е. боры еще отсутствует, на рис. 2 (г, д, ж) видна стадия развитой боры с резким усилением ветра до 25 м/с на высоте около 500 м. Отметим, что как и в наветренной части воздушного потока, в подветренной части также существует слой на высотах 400–1500 м, в котором происходит поворот направления ветра от северо-восточного (поперек хребта) к восточному и юго-восточному (вдоль хребта). Как отмечалось выше, этот критический слой играет важную роль в распространении орографических волн по вертикали. Таким образом, двухслойность воздушного потока по вертикали сохраняется и на подветренной стороне хребта. Отметим, что двухслойность потока является необходимым условием для применения баротропных и бароклинных моделей, основанных на уравнениях типа «мелкой воды», для изучения переваливания воздуха через горный хребет [7, 8].

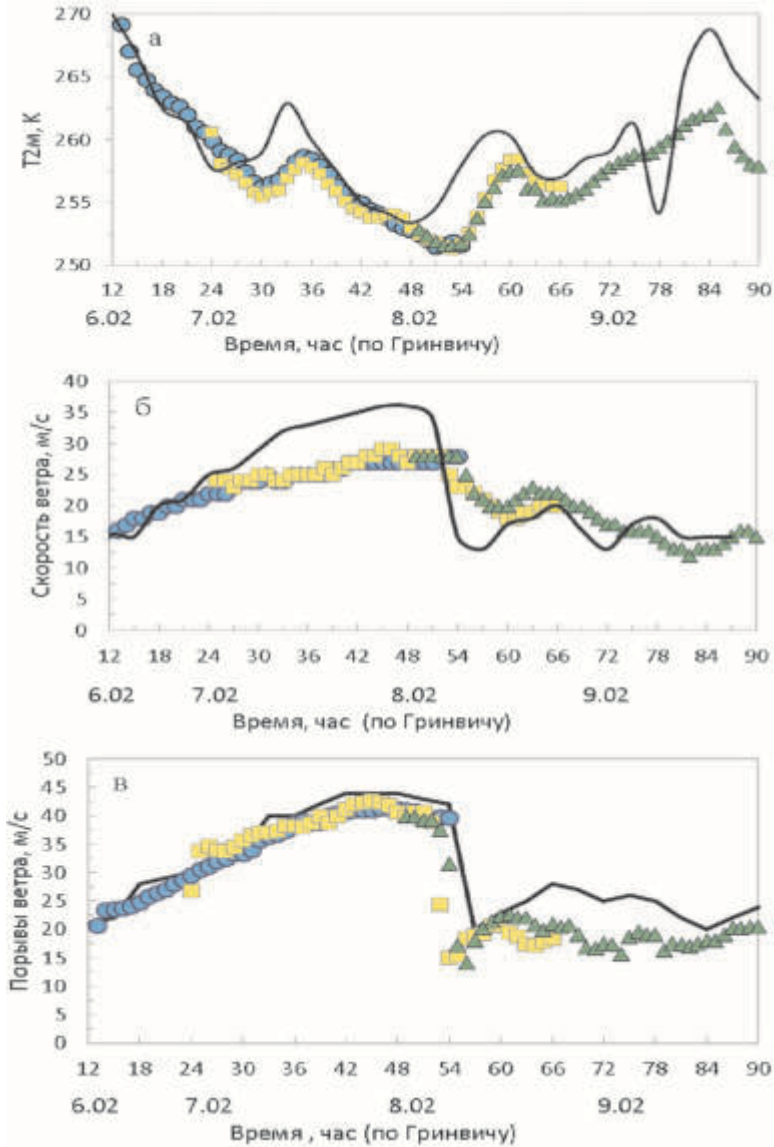


**Рис. 2.** Вертикальные профили потенциальной температуры (а, г), скорости ветра (б, д) и направления ветра (в, ж) в Туапсе в 12 час (по Гринвичу) 6 и 7 февраля 2012 г.

1 – полученные при зондировании атмосферы; 2 – рассчитанные по модели COSMO-Ru2

## Ветер и температура воздуха вблизи поверхности

Прогнозируемая температура на высоте 2 м, скорость и порывы ветра на высоте 10 м сравнивались с данными наблюдений на метеостанции Новороссийска (рис. 3). Видно, что модель хорошо прогнозирует начало боры, кото-



**Рис. 3.** Сравнение прогностических (цветные фигуры) и наблюдаемых (сплошные черные линии) значений потенциальной температуры на высоте 2 м (а), скорости ветра на высоте 10 м (б) и порывов ветра на высоте 10 м (в) для Новороссийска.

○ – прогноз от 12.06.02.2012, □ – прогноз от 00.07.02.2012, Δ – прогноз от 00.08.02.2012.

Все прогнозы на 42 часа

рое связано с увеличением барического градиента в нижней тропосфере и направленного поперек хребта. В результате этого холодный воздух начал поступать в Новороссийск через Мархотский перевал Кавказского хребта 6 февраля, и с 12 до 24 час температура воздуха в Новороссийске понизилась на 15К (рис. 3а). В это же время скорость ветра в Новороссийске увеличилась с 15 м/с до 25 м/с (рис. 3б), а порывы ветра выросли с 18 м/с до 30 м/с (рис. 3с). 7 февраля скорость ветра и порывы продолжали увеличиваться и к началу 8 февраля достигли 35 м/с и 44 м/с, соответственно.

Модель хорошо прогнозирует порывы ветра и несколько хуже скорости ветра. Кроме того, амплитуда суточного хода приземной температуры в модели ниже наблюдаемой на 3–4 К. Это указывает на слабые потоки явного тепла на поверхности и слабое турбулентное перемешивание поля температуры в нижнем слое атмосферы в модели, при наличии устойчивой стратификации. Кроме того, амплитуда суточного хода приземной температуры в модели ниже наблюдаемой на 3–4 К. Это указывает на слабые потоки явного тепла на поверхности и слабое турбулентное перемешивание поля температуры в нижнем слое атмосферы в модели, при наличии устойчивой стратификации. Сравнение времени появления сильных ветров и порывов ветра в разных пунктах черноморского побережья показывает, что в начале сильные ветры и порывы появляются на северо-западе, в Анапе, в 0–6 час 6 февраля. Затем, через 6–12 час, они появляются в Новороссийске, Геленджике, Джубге и Туапсе. Затухание сильных ветров и порывов в разных пунктах происходит также в разное время. Вначале это происходит в Анапе (21–24 час, 7 февраля), затем в Новороссийске (3–6 час, 8 февраля) и других пунктах. В Туапсе затухание происходит 8 февраля в интервале 21–24 час. Кроме того, амплитуда суточного хода приземной температуры в модели ниже наблюдаемой на 3–4 К.

Таким образом, прогноз экстремальной Новороссийской боры 6–8 февраля 2012 г. с помощью системы прогноза погоды COSMO-Ru показал, что модель правильно описывает основные характеристики этого явления и его развитие во времени. В частности, система COSMO-Ru2 правильно воспроизвела резкое усиление ветра над подветренным склоном в Новороссийске.

### *Литература*

1. Вильфанд Р.М., Ривин Г.С., Розинкина И.А. Мезомасштабный краткосрочный региональный прогноз погоды в Гидрометцентре России на примере COSMO-Ru // Метеорология и гидрология. 2010. № 1. С. 5–17.
2. Вильфанд Р.М., Ривин Г.С., Розинкина И.А. Система COSMO-Ru негидростатического мезомасштабного краткосрочного прогноза погоды Гидрометцентра России: первый этап реализации и развития // Метеорология и гидрология. 2010. № 8. С. 5–17.
3. Блинов Д.В., Перов В.Л., Песков Б.Е., Ривин Г.С. Экстремальная бора 7–8 февраля 2012 г. в районе г. Новороссийск и ее прогноз по модели COSMO-Ru // Вестник Московского университета. Сер. география. 2013. № 4. С. 36–43.

4. *Торопов П.А., Мысленков С.А., Самсонов Т.Е.* Численное моделирование новороссийской боры и связанного с ней ветрового волнения // Вестник Московского университета. Сер. география. 2013. № 2. С. 38–46.
5. *Семенов Е.К., Соколихина Н.Н., Соколихина Е.В.* Синоптические условия формирования и развития новороссийской боры // Метеорология и гидрология. 2013. № 10. С. 16–28.
6. *Бурман Э.А.* Местные ветры. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 341 с.
7. *Гутман Л.Н., Перов В.Л.* О нестационарных задачах мезометеорологии // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1970. № 1. С. 3–13.
8. *Перов В.Л., Аргучинцев В.К., Эпова Л.Е.* Бароклинная модель прогноза кататических ветров // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1974. № 9. С. 915–924.
9. *Belusic D., Pasaric M., Orlic M.* Quasi-periodic bora gusts related to the structure of the troposphere // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2004. V. 130. P. 1103–1121.
10. *Bower J.B., Durran D.R.* A study of wind profile data collected upstream during windstorms in Boulder, Colorado // Mon. Weath. Rev. 1986. V. 114. P. 1491–1500.
11. *Klemp J.B., Lilly D.K.* The dynamics of wave-induced downslope winds // J. Atmos. Sci. 1975. V. 32. P. 320–339.
12. *Clark T.L., Peltier W.R.* On the evolution and stability of finite amplitude mountain waves // J. Atmos. Sci. 1977. V. 34. P. 1715–1730.
13. *Pitts R.O., Lions T.J.* Airflow over a two-dimensional escarpment. II: Hydrostatic flow // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1990. V. 116. P. 363–378.

## **Условия возникновения смерчей и штормового ветра на европейской территории России и их прогнозирование на основе гидродинамико-статистических моделей прогноза**

***Э.В. Переходцева***

Гидрометцентр России, г. Москва

Возникновение смерчей и летнего штормового ветра со скоростью  $V > 24$  м/с непосредственно связано с активной конвекцией, развитием мощной кучево-дождевой облачности и со скоростью нисходящих потоков порядка 30–50 см/с. Эта облачность образуется там, где атмосфера у Земли стратифицирована неустойчиво, велика влажность воздуха в тропосфере, а на высоте воздух достаточно сухой. Для возникновения таких явлений в атмосфере должны сложиться определенные аэросиноптические и термодинамические условия, характеризуемые значениями целого ряда параметров (предикторов). Известно, что чаще всего смерчи и сильные шквалы возникают на быстро движущихся холодных фронтах или у точки окклюзии [12]. В синоптической практике прогноз таких явлений практически не осуществляется. Иногда с заблаговременностью 3 ч дежурным синоптиком дается штормовое

предупреждение об этих опасных явлениях; однако обычно им прогнозируются порывы ветра при грозе скоростью 15–18 м/с. Гидродинамические модели прогноза погоды (ГДМА) пока еще не дают успешных прогнозов штормового ветра со скоростью  $V \geq 25$  м/с (и тем более смерчей).

В настоящее время в ряде институтов и лабораторий в разных городах России исследуется на моделях поведение неоднородной несжимаемой жидкости в канале при малых возмущениях, изучается возникновение турбулентности, зон гидродинамической неустойчивости и вихреобразования в жидкости при определенных условиях. Однако полученные авторами интересные результаты пока не применимы к прогнозу описанных выше природных явлений в силу того, что в атмосфере существуют условия, отличные от условий, представленных в моделях с несжимаемой жидкостью.

### **Физико-статистическая модель прогноза шквалов и смерчей**

Первая достаточно успешная статистическая модель прогноза сильных шквалов, смерчей и штормового ветра и основанный на ней объективный физико-статистический метод прогноза этих явлений были разработаны на основе байесовского подхода [1] в 1985 году [5, 6]. В данной модели метеорологическая ситуация, способствующая возникновению указанных явлений, представляется как многомерный вектор  $\mathbf{X}(A) = (x_1(A), x_2(A), \dots, x_n(A))$ , где  $n$  – число потенциальных, физически обоснованных параметров атмосферы (предикторов) ( $n$  нас  $n=26$ ). Были составлены выборки векторов наличия явлений  $A$  – архив  $\{\mathbf{X}(A)\}$  (121 случай) и их отсутствия в основном в условиях неустойчиво стратифицированной атмосферы – архив  $\{\mathbf{X}(B)\}$  (181 случай). С целью уменьшения размерности пространства признаков  $n$  была проведена диагонализация средней матрицы корреляции  $\mathbf{R}_{cp}$  [5] и проведен отбор наиболее информативных предикторов – представителей диагональных блоков. В качестве критериев информативности использовались критерии – расстояние Махаланобиса и минимальная энтропия Вапника-Червоненкиса [1, 5]. Таким образом, для диагноза и прогноза явлений класса  $A$  был выбран вектор-предсказатель, состоящий из шести наиболее информативных слабо зависимых предикторов (их названия и обозначения представлены в табл.1). Прогноз шквалов, смерчей и штормового ветра осуществлялся по значениям линейной дискриминантной функции  $U(\mathbf{X})$ , зависящей от шести отобранных предикторов:

$$U(\mathbf{X}) = [\mathbf{X} - (\mathbf{M}(A) + \mathbf{M}(B))/2]' \mathbf{V}^{-1} [\mathbf{M}(A) - \mathbf{M}(B)] + \ln[P(A) C(B/A)/P(B) C(A/B)],$$

где  $\mathbf{M}(A)$  – вектор средних для выборки присутствия  $A$  ( $A$  – явление шквала),  $\mathbf{M}(B)$  – вектор средних для выборки  $B$  ( $B$  – отсутствие явления  $A$ ),  $\mathbf{V}$  – средняя матрица ковариации,  $P(A)$  и  $P(B)$  – соответственно, повторяемости явлений  $A$  и  $B$ ,  $C(B/A)$  – цена ошибки первого рода (“пропуска цели”),  $C(A/B)$  – цена ошибки второго рода (“ложной тревоги”).

Исходя из оценки наносимого при таких явлениях ущерба, обычно принимается, что цена “пропуска цели” значительно больше цены “ложной тревоги”, т.е.  $C(B/A) \gg C(A/B)$ .



Статистическое решающее правило прогноза шквалов и смерчей (и ветра со скоростью  $V > 19$  м/с) формировалось следующим образом [6]:

если  $U(\mathbf{X}) > 0,5$ , то при неустойчиво стратифицированной атмосфере прогнозируется возникновение явления А (шквала); если же  $U(\mathbf{X}) > 3$ , то велика вероятность возникновения смерчей и штормового ветра скоростью  $V > 24$  м/с;

если  $U(\mathbf{X}) < 0$ , то прогнозируется явление В (отсутствие сильного ветра  $V > 19$  м/с, шквалов и смерчей). При устойчивой стратификации сразу прогнозируется отсутствие шквалов  $V > 19$  м/с.

В табл. 1. приведены обозначения и прогностические значения отобранных шести предикторов и значения прогностической дискриминантной функции  $U(\mathbf{X})$  при прогнозировании смерчей, наблюдавшихся на ЕТР, включая и смерч в Краснозаводске [6].

Таблица 1

Прогноз смерчей, наблюдавшихся в 1984–1986 гг. и в 2009 г., на текущий день по значениям прогностической функции  $U(\mathbf{X})$

Пункт	Дата	$V_{700}$	$H_0$	$(T'-T)_{500}$	$dt/dn$	$T_{\max}$	$Td_{\max}$	$U(\mathbf{X})$
Иваново	9.06.1984	13	630	9	5	24	15,0	3,6
Пенза	21.08.1986	20	630	6	4	31	16,0	7,9
Рязань	26.08.1986	22	660	7	3	30	15,0	7,3
Москва	31.08.1986	18	615	2	3	31	13,5	7,9
Краснозаводск	03.06.2009	17	625	6	7	23	16,0	4,13

### Автоматизированный гидродинамико-статистический прогноз смерчей и сильных шквалов на основе выходных данных полусферной модели

С целью полной автоматизации прогноза вышеуказанных явлений на архивах данных объективного анализа и последующего прогноза по прогностическим данным первой оперативной полусферной модели Гидрометцентра СССР [2] была разработана аналогичным методом новая статистическая модель на основе концепции «совершенного прогноза» РР. Для прогноза сильного летнего ветра двух классов (для  $V > 19$  м/с) и (для  $V > 24$  м/с) были рассчитаны новые функции для прогноза ветра соответственно I и II классов  $F_1(\mathbf{X})$  и  $F_2(\mathbf{X})$ . В новой статистической модели прогноза смерчей и штормового ветра первоначально анализировались по данным объективного анализа значения 38-ми потенциальных параметров, которые непосредственно прогнозируются полусферной моделью. После отбора из 38 предикторов в новом информативном векторе-предсказателе остались 8 параметров, значения которых и использовались в качестве переменных  $x_i$ . В функциях  $F_1(\mathbf{X})$  и  $F_2(\mathbf{X})$  использовались прогностические значения предикторов: геопотенциала на уровне 1000 гПа, температуры и модуля градиента температуры у Земли, температуры точки росы у Земли, скорости ветра на уровне 750 гПа, сдвига ветра в средней тропосфере, а также индекса неустойчивости Вайтинга и зна-

чения температуры на уровне 300гПа. Для этих предикторов в узлах сетки прогноза были рассчитаны линейные статистические решающие правила прогноза явлений ветра первого  $F_1(x) = \sum a_i x_i + c_1$ ,  $i = 1, \dots, 8$  и второго  $F_2(X) = \sum b_i x_i + c_2$ ,  $i=1, \dots, 8$  классов. При прогнозе в узлах сетки  $150 \times 150$  км рассчитывались также зависящие от них вероятности прогноза  $P_1(X)$  и  $P_2(X)$  по формулам из [7, 8].

После проведения испытаний прогнозы шквалов и смерчей с  $V > 19$  м/с с заблаговременностью 12 и 24 были рекомендованы для внедрения в оперативную практику и дважды в день передавались в течение 15 лет в Управление по гидрометслужбе (УГМС) ЕТР. Результаты испытаний представлены в табл. 2 [3].

Таблица 2

Оценки успешности гидродинамико-статистического метода прогноза скорости ветра не менее 20 м/с по регионам европейской территории России

УГМС	Заблаговременность, ч	N	F	F <sub>я</sub>	F <sub>бя</sub>	П <sub>я</sub>	П <sub>бя</sub>	T
Северо-Западное	12	1110	92	25	99	76	92	0,69
	24	1007	89	21	99	80	89	0,69
Центрально-Черноземное	12	160	91	24	99	80	92	0,72
	24	158	91	22	99	80	91	0,71
Верхне-Волжское	12	955	90	22	98	55	91	0,46
	24	995	90	14	98	48	91	0,39
Северо-Кавказское (без горной террит.)	12	405	78	24	96	78	77	0,55
	24	400	78	21	97	79	77	0,56

*Примечание.* N – количество оцененных прогнозов; F – общая оправдываемость прогноза, %; F<sub>я</sub> – оправдываемость прогноза случаев с явлением, %; F<sub>бя</sub> – оправдываемость прогноза случаев без явления, %; П<sub>я</sub> – предупрежденность прогнозов с явлением, %; П<sub>бя</sub> – предупрежденность прогноза случаев без явления, %; T – критерий Пирси-Обухова,  $T=1-a-b$ , где a и b – ошибки, соответственно, первого и второго рода [3].

Разработанный гидродинамико-статистический метод прогноза максимальной скорости ветра  $V > 24$  м/с с заблаговременностью 12–24 ч также был успешно испытан в четырех УГМС в 1999–2000 гг., и был рекомендован в качестве вспомогательного метода и основного расчетного (в ВВУГМС) [11]. По достаточно высоким значениям вероятностей  $P(X)$  в узлах модельной сетки  $150 \times 150$  км выделялись области прогноза. При  $P(X) > P_{\text{пор.}} = 60\%$  (для заблаговременности 12–24 ч) на карте ЕТР выделялись области прогнозируемого штормового ветра, в том числе и возможных смерчей при  $P > 70\%$ . Эти прогнозы с заблаговременностью 12–24 ч также регулярно поступали в УГМС по электронной почте до 2006 г. включительно. Успешно были даны прогнозы штормового ветра с заблаговременностью 24ч на 20 июня 1998 года и 25 июля 2001 года, когда в г. Москве были отмечены сильные смерчи, а также на 2 июля 2002 года в г. Санкт-Петербурге (рис. 1), где  $P(X) > 80\%$ .

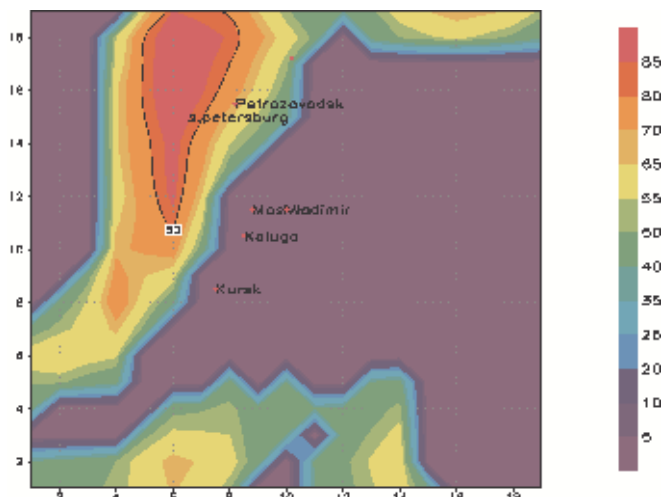
Расчет прогнозов был продлен до заблаговременности 36 ч. В статье [7] приводятся оценки прогноза очень сильных шквалов и ветра с заблаговре-

менностью 36 ч по трем УГМС – Северо-Западному, Верхне-Волжскому и Республики Татарстан. Во всех Управлениях оценки успешности получились достаточно высокими. Предупрежденность явлений  $P_{\text{я}} = 93\%$ ,  $86\%$ ,  $69\%$ , и критерий Пирси-Обухова  $T = 0,91$ ,  $0,75$ ,  $0,66$ . В Северо-Западном Управлении метод был принят как основной расчетный. В той же статье приводится карта расчета прогноза на 26 июня 2005 с заблаговременностью 36 ч. Область прогноза захватывает Тверскую область и г. Дубну, где был отмечен сильный смерч.

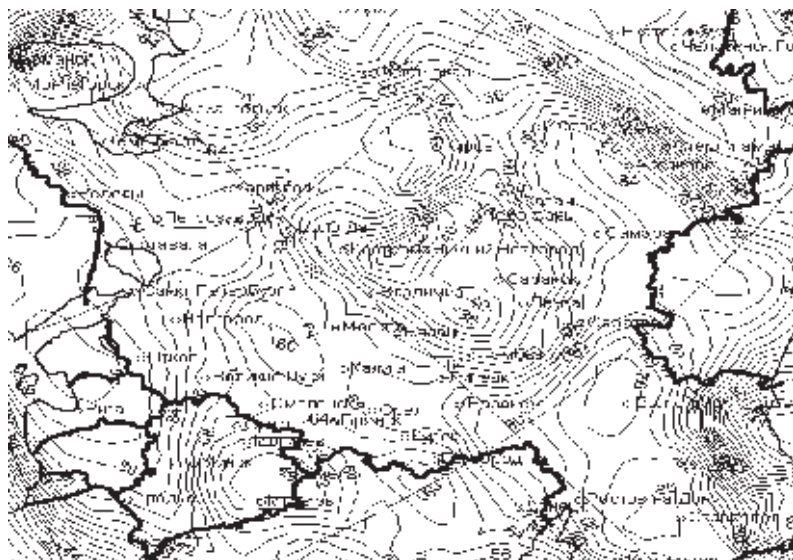
В УГМС Украины метод также регулярно использовался в оперативной практике до 2006 года. Результаты прогноза были выше, чем результаты по методам, изложенным в Руководстве по краткосрочным прогнозам погоды.

### **Модель гидродинамико-статистического прогноза штормового ветра и смерчей на базе выходных данных региональной модели Гидрометцентра России**

В течение 2007–2008 гг. проводилась адаптация данной статистической модели к выходной продукции новой региональной оперативной модели Гидрометцентра России, имеющей горизонтальное разрешение  $75 \times 75$  км [3]. Для Московской области в г. Краснозаводске вечером 3 июня 2009 года были рассчитаны прогнозы смерчей и штормового ветра скоростью  $V > 24$  м/с по региональной модели с заблаговременностью 48 ч и 24 ч по сроку 00 ч ВСВ [8, 9]. При этом на севере Московской области явно выделялась прогнозируемая область с высокими вероятностями  $P(X) = 85\% > P_{\text{пор}} = 60\%$  (в процентном соотношении). При таких высоких значениях  $P(X)$  в данном районе прогнозируется не только штормовой ветер, но с большой вероятностью возможность возникновения смерчей. Город Краснозаводск, где был отмечен до-



**Рис. 1.** Прогноз штормового ветра на 2 июля 2002 г.



**Рис. 2.** Прогноз штормового ветра на 4.08.2010 г. (г. Санкт-Петербург и часть Ленинградской области, где были отмечены сильные шквалы и смерчи, ограничены изолиниями  $P(X) = 80\text{--}84\%$ )

статочно сильный смерч (третьей категории по шкале Фуджиты [12]), находится именно в этой прогнозируемой области (см. [8, 9]).

В 2010 году в г. Санкт-Петербурге и в Ленинградской области 4 августа также были отмечены сильные шквалы и местами смерчи, нанесшие большой ущерб энергетике и хозяйственным постройкам (рис. 2).

### **Технология расчета и автоматизированная оценка прогнозов штормового ветра**

В 2010–2011 гг. в Гидрометцентре России проводилась автоматизированная оценка альтернативного гидродинамико-статистического метода прогноза сильных шквалов, смерчей и порывов ветра со скоростью  $V > 21$  м/с по областям диаметром 75 км. Для областей ЦФО в 2010 году, когда наблюдалось 25 случаев ветра  $V > 21$  м/с, предупреденность прогноза такого ветра составила  $\Pi_{\text{д}} = 88\%$ , а предупреденность ветра со скоростью 25 м/с составила  $\Pi_{\text{д}} = 100\%$ . В 2011 г. в ЦФО было два случая ветра скоростью  $V > 24$  м/с, они не были предупреждены, но за 36ч был дан прогноз штормового ветра на 9.07.11 г. – 10.07.11 г. в районе Казани и Самары. Синоптики УГМС Татарстана также давали штормовое предупреждение на 9 июля, на ночь и утро 10 июля, когда теплоход «Булгария» вышел в рейс и утонул. И накануне, и ночью, действительно, был отмечен ветер скоростью 22–23 м/с, метеорологическая обстановка была опасной для плавания судов.

По результатам автоматизированной оценки независимых испытаний, проведенной А.Н. Багровым, гидродинамико-статистический метод прогноза

сильных шквалов и смерчей по данным региональной модели был рекомендован ЦМКП Росгидромета для использования в синоптической практике Гидрометцентра России и Московского бюро погоды в качестве консультативного [10]. В 2012 г. продолжались оперативные расчеты данного метода прогноза по европейской территории России, которые выкладывались на FTP-сервер Гидрометцентра России. Была проведена новая автоматизированная оценка прогнозов по областям одноградусной сетки с целью сравнения с данными зарубежных и российских гидродинамических моделей (в том числе COSMO и WRF). Предупрежденность явления по ним существенно ниже 40 % ( $Pя < 40\%$ ), тогда как по гидродинамико-статистическому методу  $Pя$  составила 65 % при предупрежденности отсутствия явления 78 % (для моделей она составляет 99–98 %). Прогнозы с заблаговременностью 36ч (такой же успешности) также поступали в оперативном режиме, но в лаборатории испытаний их не успели оценить.

Для наглядности приведем примеры прогноза смерчей в 2013 году.

Первый сильный смерч был отмечен 31.05.2013 г. в г. Одессе, и не был предсказан украинскими синоптиками даже как штормовой ветер, но нами такой ветер был предупрежден за 24 ч. Также удачно был предупрежден смерч в пос. Миллерово Ростовской области. На рис. 3 эта область ограничена изолинией  $P = 72\%$ .

В районе г. Сочи и на акватории  $P(X) = 76\%$ , при этом возникновение в прибрежной зоне смерчей имеет большую вероятность. Смерч прошел по парку Ривьера, гидропост зафиксировал скорость ветра 28 м/с.

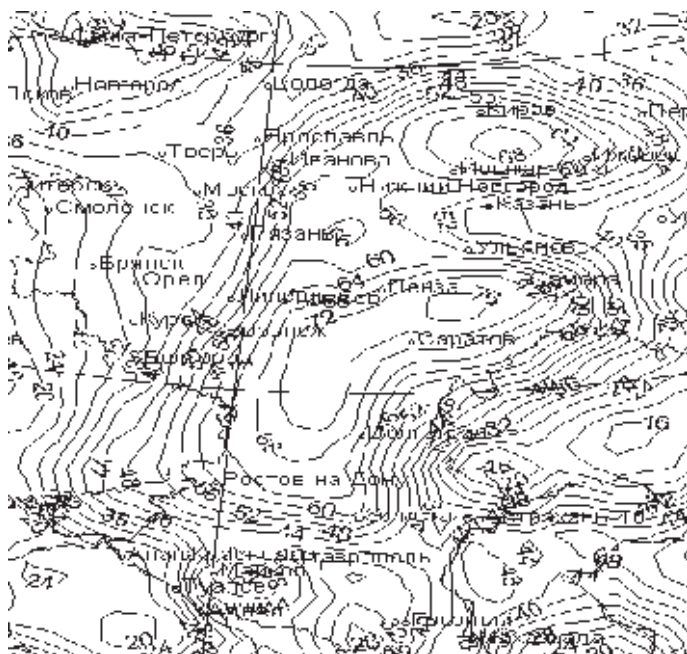
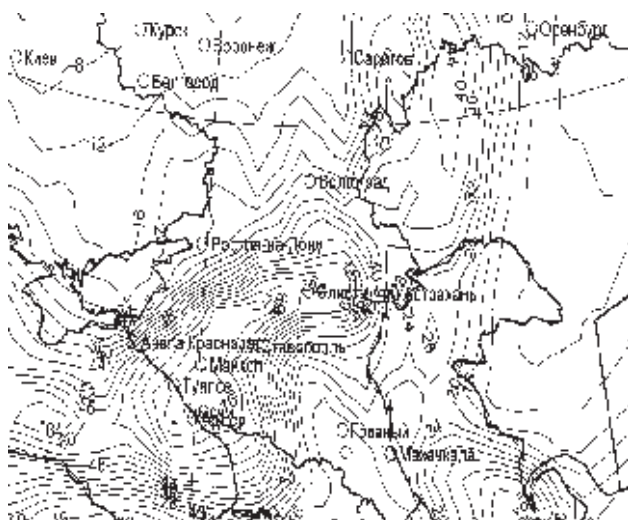


Рис. 3. Расчет прогноза ветра  $V > 24$  м/с на 25.06.2013 с заблаговременностью 24 ч



**Рис. 4.** Расчет прогноза опасного ветра и смерчей на вечер 25.09.13 с заблаговременностью 24 часа

### Заключение

Представленные гидродинамико-статистические модели прогноза штормового летнего ветра и смерчей на европейской территории России и основанные на них методы прогноза этих явлений показали успешные результаты прогноза и устойчивость статистических моделей к выходным параметрам разных гидродинамических моделей [8]. В настоящее время нами, к сожалению, не дается точный прогноз смерчей в каком-то пункте, но успешно предсказываются смерчеопасные метеорологические ситуации, в которых с большой вероятностью могут возникнуть и смерчи. Особенно это касается смерчей на побережье и на акватории Черного моря. В будущем здесь возможно и добавление к нашему прогнозу новых характеристик (например, разность температуры воздуха и воды, от которой также зависит возникновение смерчей над морем и выходом их на сушу).

С целью уменьшения «ложных тревог» при прогнозе по малым территориям возможно и применение комплексного прогноза, который составляется как  $P = \max(P1+P2+P3)$ . Поскольку слагаемые равны или 0, или 1 (т.к. прогнозы точные), то, исходя из ожидаемых потерь в прогнозируемой области, синоптик может давать прогноз сильных шквалов или даже смерчей только в случае  $P=3$  (чтобы уменьшить потери при «ложных тревогах») или, если в регионе прогноза слишком велики потери при «пропуске цели», давать прогноз штормового ветра и смерчей даже при  $P=1$ . Все составляющие метода комплексного прогноза полностью автоматизированы, на экран АРМ дежурного синоптика достаточно быстро выводятся карты с выделенными областями прогноза таких явлений по всем трем методам. Представленный комплексный метод прогноза сильных шквалов, смерчей и летнего штормового ветра может стать эффективной помощью синоптику в оперативной практике.

## Литература

1. *Андерсон Т.* Введение в многомерный статистический анализ. М.: Физматгиз, 1963. 500 с.
2. *Беркович Л.В., Ткачева Ю.В.* Развитие неадиабатической полушарной прогностической модели атмосферы // Тр. Гидрометцентра СССР. 1985. Вып. 277. С. 3–29.
3. *Веселова Г.К., Гайфутдинова Р.Г., Гостева И.П., Дурова Т.В.* Результаты испытания автоматизированного метода прогноза дневных максимальных скоростей ветра (не менее 20 м/с), связанных с активной конвекцией, заблаговременностью 12 и 24 ч // Информационный сборник № 23. 1995. С. 7–12.
4. *Лосев В.М.* Региональная гидродинамическая модель прогноза Гидрометцентра России // 80 лет Гидрометцентру России. М.: Триада ЛТД, 2010. С. 36–58.
5. *Переходцева Э.В.* Прогноз шквалов статистическими методами классификации на основании диагностических и прогностических синхронных связей // Труды Гидрометцентра СССР. 1985. Вып. 271. С. 37–60.
6. *Переходцева Э.В.* Объективный физико-статистический метод прогноза шквалов (20 м/с и более) на текущий день для Европейской территории. Методические указания. М.: Наука, 1992. 28 с.
7. *Переходцева Э.В., Золин Л.В.* Гидродинамико-статистическая модель и экспертная система прогноза смерчей на европейской территории России // Тр. Гидрометцентра России. 2008. Вып. 342. С. 45–54.
8. *Переходцева Э.В.* Анализ устойчивости гидродинамико-статистической модели прогноза шквалов и смерчей для территории России // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. 2009. Вып. 6. Т. 1. С. 155–162.
9. *Переходцева Э.В.* Прогноз сильных шквалов и смерчей в летний период 2009 года на основе статистических моделей // Тр. Гидрометцентра России. 2010. Вып. 344. С. 265–279.
10. *Переходцева Э.В.* Гидродинамико-статистический метод прогноза шквалов и очень сильного ветра в градации опасных явлений в летний период с заблаговременностью 12–36 ч по выходным данным региональной модели для Европейской территории России // Информационный сборник. 2013. Вып. 40. С. 170–181.
11. *Perekhodtseva E.V.* Hydrodynamic-statistical model of forecast to 36 h ahead of dangerous convective phenomena – squalls, tornadoes and rainfalls // Research activities in atmospheric and oceanic modeling. 2002. Rep. 32. Part 2. P. 221–223.
12. *Снитковский А.И.* Смерчи на территории СССР // Метеорология и гидрология. 1987. Т. 9. С. 12–25.

# Оценка различных методов расчета скорости порывов ветра

М.М. Смирнова<sup>1</sup>, К.Г. Рубинштейн<sup>1</sup>, Г.А. Курбатов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Гидрометцентр России, г. Москва

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Для многих прикладных задач важен прогноз не только скорости среднего ветра, но и скорости порывов ветра. При небольшой средней скорости ветра порывы могут достигать значительных величин. Порывы ветра как экстремальные проявления вариаций скорости ветра являются результатом перемешивания момента импульса посредством турбулентности в атмосферном пограничном слое. Порывы ветра являются статистической мерой атмосферной турбулентности.

Для прогноза порывов ветра существует достаточно большое количество различных методов. Все их разнообразие можно разделить на три группы:

1) использование фактора порыва – отношения скорости порыва к средней скорости ветра, который может зависеть от устойчивости атмосферы и/или неровности поверхности; в конкретных точках часто определяется эмпирически;

2) интерпретация порывов как результата переноса движения с более высоких уровней;

3) понимание порывов как среднего ветра плюс часть, связанная с турбулентной кинетической энергией (ТКЕ).

Методы, использующие ТКЕ, не применимы для прогноза порывов, связанных с сильными ливнями и шквалами, но хорошо «работают» при турбулентности механического происхождения.

## Методы прогноза порывов ветра

В работе используются пять наиболее часто встречающихся в литературе методов расчета порывов ветра:

*Использование фактора порывов.* Самым простым способом прогноза порывов ветра является использование фактора порывов – отношение величины порыва и среднего ветра:

$$wge = k \cdot U, \quad (1)$$

где  $wge$  – оценка порыва ветра,  $U$  – прогнозируемая средняя скорость ветра,  $k$  – фактор порыва.

Это отношение может быть определено эмпирически для данной точки. Однако такие измерения не всегда доступны и существуют обобщения по типу местности (ее шероховатости и т.п.). Например, для холмистой местности рекомендуется отношение 1.4 [6]

COSMO (-EU, -CLM) В модели COSMO внедрен расчет порывов ветра [3, 4] согласно

$$wge = U + \alpha\sigma = U + \alpha \cdot 2.4u_*; \quad \alpha = 3, \quad (2)$$



где  $\sigma$  – стандартное отклонение, выражение которого дается эмпирическим соотношением с приземной скоростью трения  $u_*$ . В некоторых вариантах данной методики рекомендуется брать среднюю скорость ветра на уровне 30 м.

*Метод ТКЕ как дисперсии.* ТКЕ по своему определению служит мерой изменчивости скорости ветра. Поэтому ее можно использовать в прогнозах для оценки изменчивости скорости ветра и расчета его порывов. Если рассматривать ТКЕ как дисперсию скорости ветра, то можно предложить следующую формулу для оценки порывов скорости ветра:

$$wge = U + 3\sigma = U + 3\sqrt{q}, \quad (3)$$

где  $q$  – ТКЕ.

Способ аналогичен предыдущему, только в качестве оценки дисперсии берется значение ТКЕ, т.е. стандартное отклонение – корень из ТКЕ. Такой способ оправдан, если в используемой модели пограничного слоя в модели ТКЕ выступает в роли прогностической переменной.

*Метод ТКЕ как максимального отклонения.* Если же принять, что в модели прогнозируется максимальное, а не среднее значение ТКЕ, то можно получить следующую оценку [1]:

$$wge = U + \sqrt{2q}. \quad (4)$$

*Метод Brasseur.* Согласно предположению Брасе [2], порывы скорости ветра – результат отклонения частиц воздуха с больших высот, имеющих достаточную для этого энергию

$$wge = \max[U(z_p)] \quad (5)$$

из высотных уровней  $z_p$ , удовлетворяющий соотношению (6):

$$\frac{1}{z_p} \int_0^{z_p} q(z) dz \geq \int_0^{z_p} g \frac{\Delta\theta_v(z)}{\Theta_v(z)} dz, \quad (6)$$

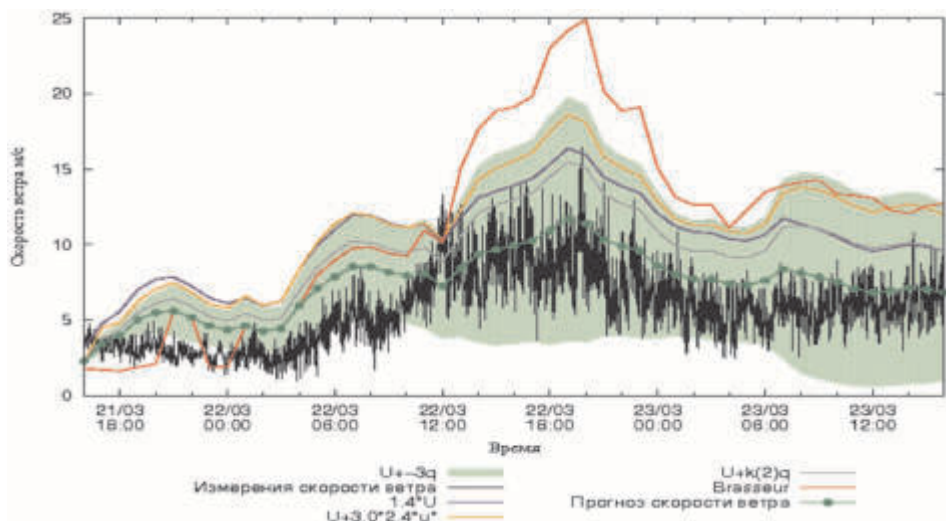
где  $\theta_v$  – виртуальная температура

## Модель прогноза и данные измерений

Прогноз осуществлялся с помощью модели WRF-ARW [5] для области европейской территории России с пространственным разрешением 20 км на двое суток. После расчета модели, используя прогностические переменные среднего ветра, ТКЕ, приземной скорости трения и виртуальной температуры, были проведены расчеты порывов ветра по описанным пяти методикам.

Для подробного анализа и сравнения методов расчета порывов ветра использовались данные ультразвуковых термоанемометров Metek USA-1, обеспечивающих измерение температуры и трёх компонент скорости ветра с частотой до 50 Гц, установленных на физическом факультете МГУ и на Звенигородской научной станции ИФА РАН. В качестве порыва принималось значение 99.5 перцентиля распределения скорости ветра за 10 мин.

На рис. 1 представлен пример прогноза скорости ветра и его порывов, рассчитанных приведенными пятью методами, и высокочастотные измерения скорости ветра. Видно, что измеряемая скорость ветра достаточно хорошо



**Рис. 1.** Измеряемая скорость ветра и прогноз изменчивости и порывов скорости ветра

укладывается в интервал  $U \pm 3\sqrt{q}$ , в среднем в 74 % всех измерений. Метод Brasseur дает завышенное значение порывов ветра.

#### *Сравнение характеристик турбулентности*

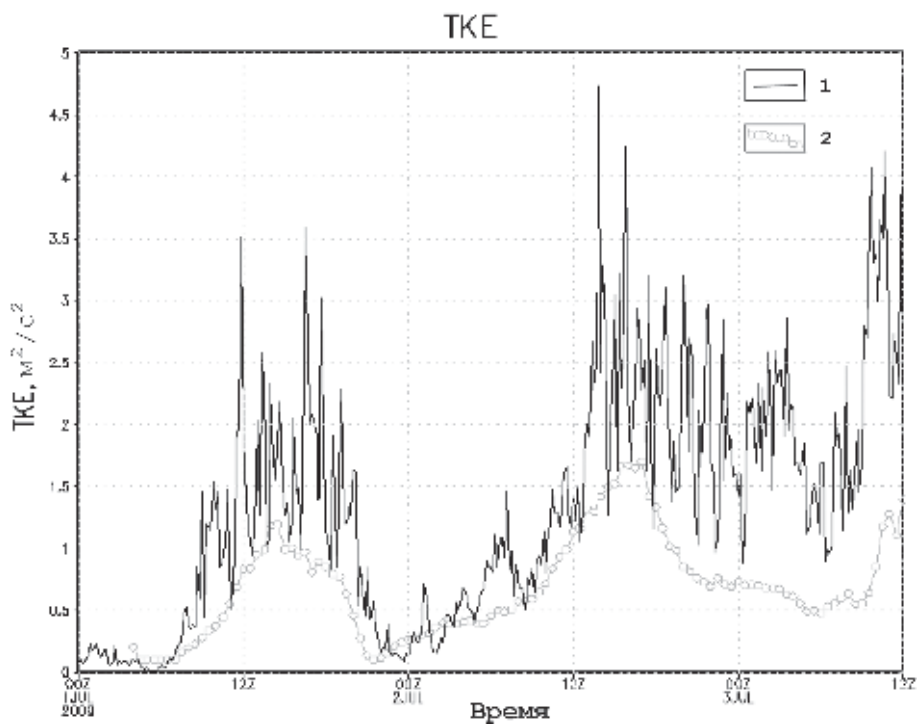
Сравнение турбулентных характеристик с данными измерений довольно редко из-за нераспространенности последних. А они являются ключевыми во многих способах прогноза порывов. Приведем результаты сравнения модельных значений ТКЕ и рассчитанных по высокочастотным данным наблюдений. На рис. 2 приведен пример временного хода прогнозируемой и измеряемой ТКЕ. Можно видеть, что модельное значение ТКЕ является хорошей оценкой измеряемой величины.

#### *Сравнение методов с наблюдениями*

В таблице 1 приведены оценки порывов ветра, рассчитанных пятью методами для трех центральных месяцев весеннего, летнего и осеннего сезонов (апрель, июль, август) 2011 г. Зимний сезон был исключен из-за сложности измерений с помощью приборов такого типа зимой. В этой же таблице приведены оценки средней скорости ветра, т.к они лежат в основе всех использованных методов прогноза порывов. Показана эффективность простого эмпирического способа использования фактора порывов. При этом использование турбулентной кинетической энергии дает лучшие или сравнимые результаты при незначительном усложнении расчетов.

#### *Прогноз значительных порывов*

Наибольший интерес представляет прогноз значительных скоростей порывов ветра как наиболее опасных явлений. Как относительно большие скорости ветра, так и порывы, случаются в Московской области относительно редко. Был проанализирован временной ряд измерений скорости ветра почти за 4 года (2008–2012 гг.) и отобраны случаи, когда наблюдались порывы ветра больше 12 м/с (только такие порывы фиксируются при наблюдениях на



**Рис. 2.** Турбулентная кинетическая энергия.

1 – рассчитанная по высокочастотным наблюдениям, 2 – в модели WRF-ARW

*Таблица 1*

Оценки порывов ветра

	Месяц	Скорость ветра, м/с	Скорость порывов ветра				
			1.4*u	u+3.0*2.4U*	Brasseur	u+3q	u+√2q
Абсолютная ошибка							
Систематическая ошибка	Апрель	0.82	0.86	2.20	1.02	2.88	0.91
	Июль	0.53	0.50	1.94	-0.06	2.72	0.77
	Октябрь	0.76	0.72	2.22	1.87	2.83	0.73
Абсолютная ошибка	Апрель	1.46	1.89	2.64	2.45	3.21	1.77
	Июль	1.31	1.74	2.46	2.13	3.15	1.68
	Октябрь	1.43	1.73	2.59	2.73	3.14	1.62
Относительная ошибка	Апрель	0.59	0.48	0.64	0.54	0.77	0.45
	Июль	0.55	0.47	0.65	0.51	0.82	0.46
	Октябрь	0.49	0.38	0.58	0.53	0.69	0.37
Коэффициент корреляции	Апрель	0.63	0.68	0.73	0.71	0.72	0.72
	Июль	0.57	0.59	0.65	0.60	0.64	0.65
	Октябрь	0.61	0.71	0.72	0.72	0.72	0.72

## Прогноз значительных порывов ветра

	Скорость ветра	Скорость порывов ветра				
		$1.4*U$	$U+3.0*2.4U*$	Brasseur	$U+3q$	$U+\sqrt{2}q$
Систематическая ошибка	0.38	-0.23	2.58	5.08	3.59	-0.55
Абсолютная ошибка	1.57	1.98	3.18	5.50	4.00	1.96
Относительная ошибка	0.17	0.14	0.23	0.40	0.29	0.13
Коэффициент корреляции	0.35	0.28	0.21	0.26	0.21	0.24

метеостанциях). Всего было зафиксировано 84 таких случая. Результаты оценок расчетов порывов для них приведены в таблице 2. Для данной выборки результаты аналогичны полученным для всех значений порывов.

### Заключение

Было проведено сравнение пяти использующихся на практике методов расчета скорости порывов ветра. Показана эффективность простого эмпирического способа использования фактора порывов. При этом использование турбулентной кинетической энергии дает лучшие или сравнимые результаты.

### Литература

1. Born K., Ludwig P., Pinto G. et al. Wind gust estimation for Mid-European winter storms: towards a probabilistic view // Tellus A 2012. V. 64. P. 17471, DOI: 10.3402/tellusa.v64i0.
2. Brasseur O. Development and Application of a Physical Approach to Estimating Wind Gusts // Mon. Wea. Rev. 2001. V. 129. P. 5–25.
3. Schulz J.-P. Revision of the turbulent gust diagnostics in the COSMO model. // COSMO Newslett. 2008. V. 8. P. 1722. Online at: [www.cosmo-model.org](http://www.cosmo-model.org)
4. Schulz J.-P., Heise E. A new scheme for diagnosing near-surface convective gusts // COSMO Newslett. 2003. V. 3. P. 221ö 225. Online at: [www.cosmo-model.org](http://www.cosmo-model.org)
5. Skamarock W.C., Klemp J.B., Dudhia J. et al. A Description of the Advanced Research WRF Version 3. NCAR/TN-475+STR. Boulder, CO, National Center for Atmospheric Research, 2008. 88 p.
6. Forecasters' Reference Book. U.K.: Met. Office, 1993. 191 p.

# Условия образования замерзающих осадков в европейской части России и катастрофический гололед в декабре 2010 г.

*Н.П. Шакина, И.А. Хоменко, А.Р. Иванова, Е.Н. Скриптунова*

Гидрометцентр России, г. Москва

В зимний и переходные сезоны года в атмосфере средних и полярных широт, а также в горных районах может накапливаться переохлажденная конденсированная или талая вода и удерживаться в переохлажденном состоянии достаточно длительное время. Переохлажденные капли, превысившие размер облачных элементов, под действием силы тяжести выпадают и, испытывая на своем пути различные фазовые превращения, достигают поверхности земли в виде твердых, жидких или смешанных осадков.

При наличии отрицательных температур у поверхности и на малых высотах наиболее опасным видом осадков являются переохлажденный дождь или морось, за которыми следуют смешанные осадки (дождь или изморозь со снегом). Эти виды осадков образуют ледовые отложения на незащищенных поверхностях.

Выпадение переохлажденных осадков, отложение изморози наблюдается всюду в умеренных и высоких широтах обоих полушарий Земли, а также в горных районах более низких широт, при наличии отрицательных температур. Описаны случаи таких явлений в Испании, Алжире, Южной Африке, Новой Зеландии, Латинской Америке.

В Западной и Центральной Европе, согласно [9], сообщения о замерзающих осадках содержатся в 0,5–1% всех телеграмм в коде SYNOP. Наиболее часто замерзающие осадки наблюдаются с декабря по февраль, преимущественно в районах с более континентальным климатом (Германия, Центральная Европа – Венгрия, Хорватия, Босния).

На территории России и бывшего СССР в целом распределение замерзающих осадков и мороси изучалось по данным о толщине отложений [1, 2–5, 10, 11]. Регулярные наблюдения за гололедными отложениями проводились в течение длительного периода (и проводятся в настоящее время) на метеорологических станциях, где установлены так называемые гололедные станки (провода сечением 5 мм, натянутые в двух взаимно перпендикулярных направлениях на высоте 2 м). Более детальные результаты для отдельных пунктов (московские аэродромы, Минеральные Воды, Одесса, Нижний Новгород) представлены в [2–5] на основе аэродромных наблюдений с высоким (30 мин) временным разрешением. В целом же по России и СНГ климатические характеристики замерзающих осадков, их географическое распределение, связь со стратификацией температуры и влажности, с характером облачности изучены недостаточно. По нашим данным, абсолютный максимум числа случаев замерзающих осадков имеет место в Минеральных Водах, за которыми следуют Саратов и Волгоград (более 1200 случаев за 10 лет) и Ростов-на-Дону

(1013 случаев). Меньше всего случаев зарегистрировано в Сочи (ни одного случая за 10 лет), Мурманске (51 случай замерзающего дождя и ни одного случая мороси), Махачкале (12 случаев), Салехарде (82), Ханты-Мансийске (88); менее 200 случаев отмечено в Майкопе, Анапе, Одессе, С.-Петербурге.

Максимум повторяемости замерзающих осадков в Минеральных Водах, как показано в [3], обусловлен особенностями географического положения и ветрового режима этого пункта. Гололед (обычно морось) наблюдается при типичных для холодного периода восточных ветрах, когда воздух от Каспийского моря поднимается по склону к Северному Кавказу, образуя низкую облачность.

Приведенные данные показывают, что замерзающие осадки – явление вообще редкое, что создает большие трудности их прогнозирования. Алгоритмы прогнозирования опираются на физические представления о процессах, формирующих переохлажденные осадки.

Начиная с работы [6], широко известен так называемый классический механизм образования переохлажденных (замерзающих) осадков [8, 13, 14]: если внутри облака лежит ограниченной толщины слой с положительной температурой, то снежинки, падающие из верхней, холодной части облака, тают при попадании в этот теплый слой и превращаются в капли, которые затем выпадают в нижележащий холодный слой и приобретают отрицательную температуру (т. е. становятся переохлажденными); падая затем на холодную подстилающую поверхность, они замерзают и образуют гололед. Этот процесс в англоязычной научной литературе иногда обозначается как “melting process”. Исследователи, анализировавшие температурную стратификацию в облаках в периоды выпадения замерзающих осадков, нередко обнаруживали такие теплые слои внутри облаков (слой инверсии температуры, имеющий вид «теплого носа» на кривой температурной стратификации), чаще всего в случаях замерзающего дождя, а не мороси [15]. Однако такая стратификация обнаруживается далеко не во всех случаях замерзающих осадков и даже не в их большинстве. Очень часто во всем облачном слое температура отрицательна.

По результатам исследования конкретных случаев позже был предложен альтернативный механизм: замерзающие осадки могут формироваться в результате столкновения и слияния облачных капель при слабо отрицательной температуре [7]. Этот механизм получил название «процесса переохлажденного теплого дождя» (supercooled warm rain process). В названии подчеркивается тот факт, что капли являются переохлажденными в течение всего времени их роста.

Можно считать установленным, что классический механизм ответственен лишь за определенную долю случаев замерзающих осадков. Именно этот механизм, однако, взят за основу разработчиками численных моделей, в которых прогнозируется в числе прочего и тип осадков. Аргументом в пользу такого выбора считается тот факт, что именно классический механизм реализуется в случаях наиболее интенсивных и опасных замерзающих дождей.

Памятный всем недавний эпизод сильнейшего гололеда, охватившего обширную территорию – от Прибалтики до Поволжья – был обусловлен выпадением замерзающего дождя из облачной системы южного циклона. Явление одновременно или почти одновременно наблюдалось в Московской, Смолен-

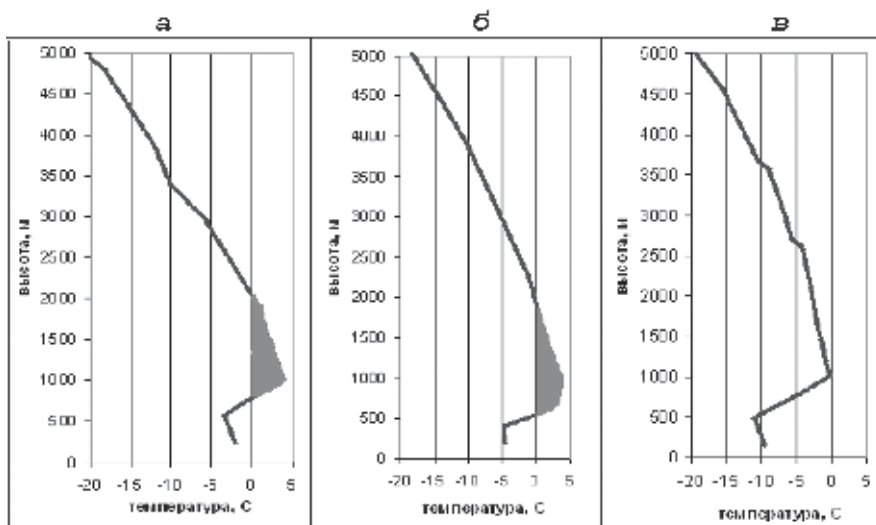
ской, Тверской, Нижегородской и частично Владимирской областях. Одновременно выпало до 33 мм осадков на площади 30 тыс. кв. км при температуре воздуха у земли от -1 до -8 °С.

Выпавшие осадки образовали гололедные отложения. Падение деревьев и зависание обледенелых ветвей на линии электропередач явились основными причинами массовых отключений электроэнергии.

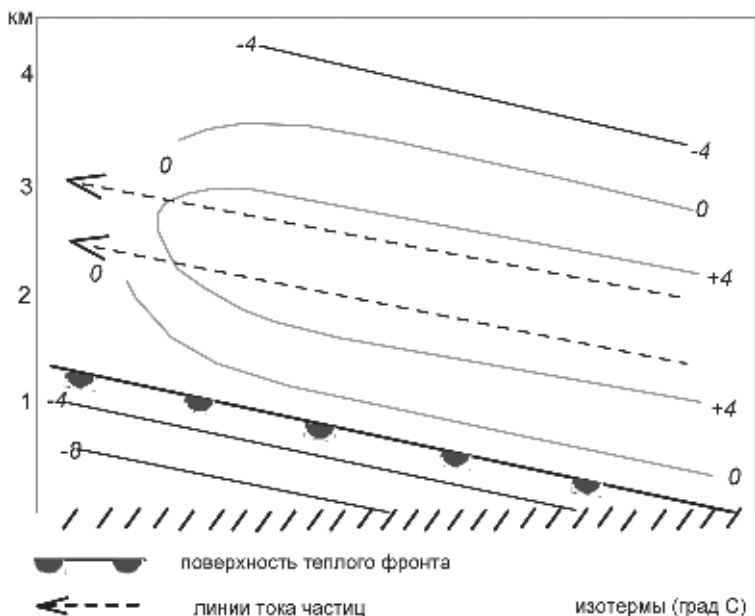
Данный эпизод позволяет выявить некоторые типичные черты процессов такого рода. На рис. 1 представлены кривые изменения с высотой температуры воздуха (по данным радиозондирования) в период выпадения замерзающих осадков: в 12 ВСВ 24 декабря в Смоленске, 25 декабря в 12 ВСВ в Москве (Долгопрудный), 26 декабря в 00 ВСВ в Нижнем Новгороде. На первых двух температурных профилях виден мощный слой положительных температур толщиной около полутора километров. В Нижнем Новгороде профиль температуры похож на предыдущие – имеется мощный инверсионный слой, но температура в нем не поднимается выше 0 °С. Инверсионный слой представляет собой поток более теплого воздуха (пришедшего с Атлантического океана), поднимающийся над нижележащим более холодным воздухом.

Пока этот теплый воздух в слое инверсии и над ним имеет положительную температуру, очевидно, наблюдается случай реализации классического механизма образования замерзающих осадков вследствие таяния снежинок, падающих сверху в теплый слой и затем охлаждающихся ниже 0 °С в нижележащем холодном слое, после чего они выпадают в виде переохлажденных капель и замерзают. Так выглядит механизм этого явления в Смоленске и в Москве.

В Нижнем Новгороде теплый слой существует, но он не является слоем таяния: температура в нем не поднимается выше 0 °С. Можно полагать, что



**Рис. 1.** Вертикальные профили температуры для случаев выпадения замерзающих осадков в декабре 2010 г. Выделен слой положительных температур. *а* – Смоленск, 24.12.2010 12 ВСВ; *б* – Москва, 25.12.2010 12 ВСВ; *в* – Н.Новгород, 26.12.2010 0 ВСВ



**Рис. 2.** Схема восхождения теплого воздуха над теплым фронтом в циклоне

замерзающие осадки здесь образуются по типу переохлажденного теплого дождя. Однако можно высказать некоторые соображения, связанные с сугубо трехмерным характером адвекции теплого воздуха над поверхностью теплого фронта.

На рис. 2 схематически показан поперечный к фронту вертикальный разрез атмосферы: под фронтальной поверхностью расположен холодный ( $T < 0^{\circ}\text{C}$ ) воздух, а над ней – восходящий поток теплого воздуха, заполненный облаками. Траектории воздушных частиц в потоке надфронтального теплого воздуха (теплой несущей полосы) показаны стрелками.

По мере подъема воздух охлаждается из-за расширения и трансформации, и облачные капли выносятся из «теплого носа» в воздух с отрицательной температурой. Здесь они переохлаждаются и выпадают в виде замерзающего дождя или замерзающей мороси.

В реальных условиях облачная система фронта и поле температуры включают мезомасштабные и микромасштабные особенности, и поэтому характер и интенсивность выпадающих осадков меняются со временем по мере прохождения фронта. Это хорошо видно на рис. 3, где представлен временной ход температуры и осадков в аэропорту Внуково: по мере повышения температуры (с прохождением теплого фронта) отмечается слабая замерзающая морось, слабый замерзающий дождь, затем туман с осаджением изморози, снова замерзающая морось, затем в течение пяти сроков слабый замерзающий дождь, один срок – ливневый снег, снова четыре срока – слабый замерзающий дождь, затем слабая (два срока), сильная (четыре срока) и снова слабая замерзающая морось. В целом в течение почти двух суток непрерывно



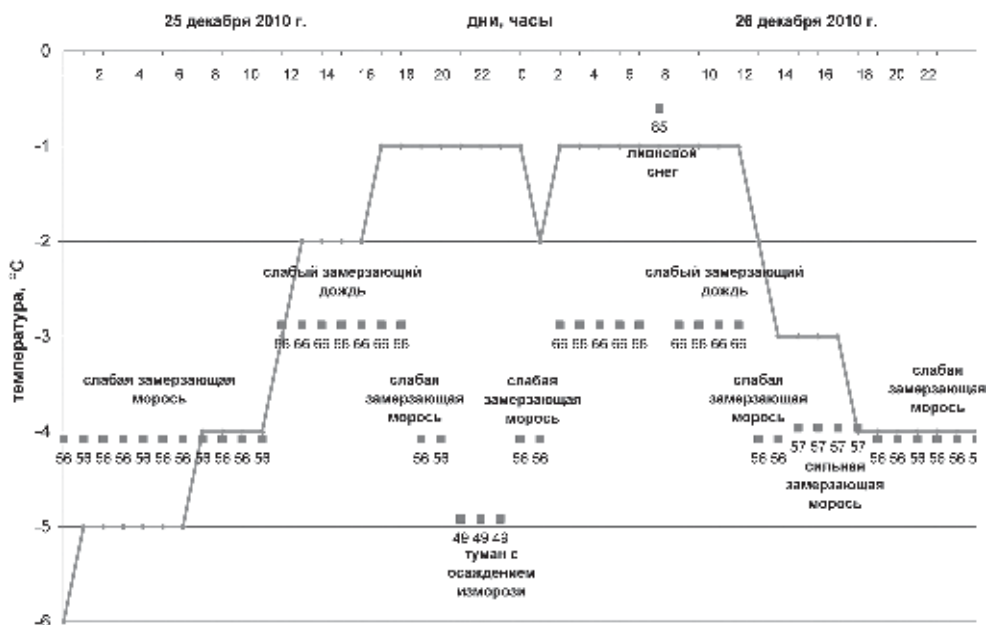
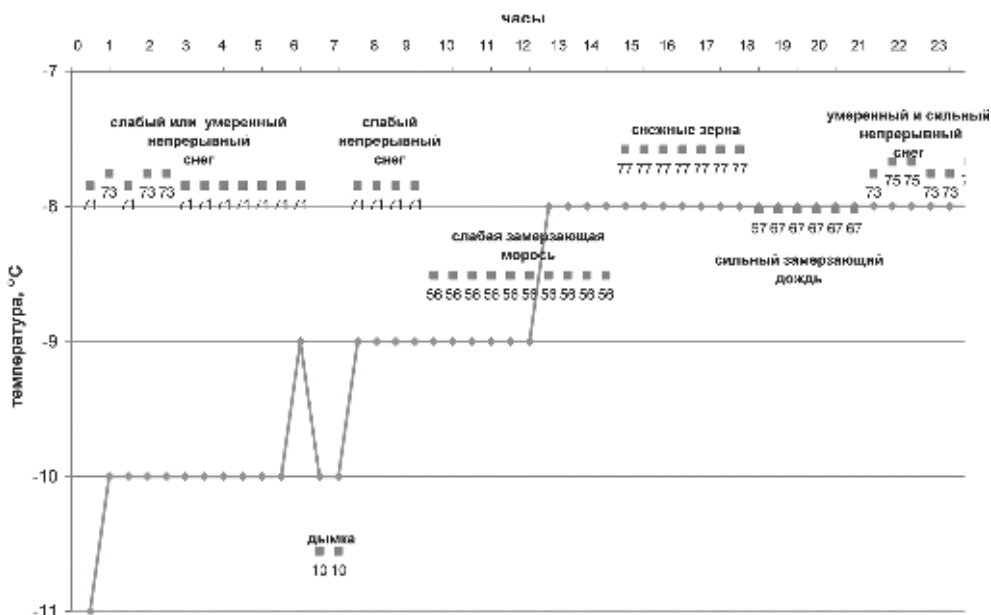


Рис. 3. Временной ход температуры у земной поверхности согласно коду METAR и типов осадков с указанием кода КН-01 явления по данным ежедневных наблюдений в Москве 25–26 декабря 2010 г.

наблюдались осадки, способные вызвать отложения льда, хотя их интенсивность и микрофизические характеристики менялись. Температура при этом росла в первую половину периода, затем оставалась почти постоянной в течение девятнадцати сроков (напомним, что в телеграммах METAR ее значения указывались с точностью до целых градусов); пункт в это время находился в теплом секторе циклона, после чего началось похолодание, связанное с прохождением холодного фронта.

На рис. 4 показана смена типов осадков в Нижнем Новгороде при более низких температурах у земной поверхности ( $-8^{\circ}\text{C}$  и ниже). Теплого сектора у земли не прослеживается, по-видимому, вследствие окклюдирования циклона. Можно полагать, что наблюдавшиеся с 9.30 до 14.00 ВСВ и с 18.00 до 20.30 ВСВ слабая заморающая морось и сильный заморающий дождь, соответственно, выпадали из вытесненного вверх теплого (но, как видно из данных радиозондирования за 12.00 ВСВ, имеющего отрицательную температуру) воздуха.

Данный чрезвычайно яркий и интересный эпизод заслуживает более подробного анализа, демонстрирует изменения интенсивности и типа осадков, вызывающих отложения льда, и возможность выпадения не только заморающей мороси, но и заморающего дождя как при наличии, так и в отсутствие слоев с положительной температурой над пунктом наблюдений.



**Рис. 4.** Временной ход температуры у земли согласно коду METAR и типов осадков с указанием кода явления КН-01 по данным ежечасных наблюдений в Нижнем Новгороде 26 декабря 2010 г.

### Литература

1. Воробьев В.И. Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 616 с.
2. Шакина Н.П., Скриптунова Е.Н., Иванова А.Р. Условия выпадения заморающих осадков в некоторых аэропортах России и СНГ. 1. Аэропорты московского аэроузла // Метеорология и гидрология. 2003. № 6. С. 40–58.
3. Шакина Н.П., Скриптунова Е.Н., Иванова А.Р. Условия выпадения заморающих осадков в некоторых аэропортах России СНГ. II. Аэропорт Минеральные Воды // Метеорология и гидрология. 2005. № 2. С. 27–41.
4. Шакина Н.П., Скриптунова Е.Н., Иванова А.Р. и др. Условия выпадения заморающих осадков в некоторых аэропортах России и СНГ. III. Аэропорт Одесса // Метеорология и гидрология. 2005. № 9. С. 5–18.
5. Шакина Н.П., Скриптунова Е.Н., Завьялова А.А. Условия выпадения осадков в некоторых аэропортах России и СНГ. IV. Аэропорт Нижний Новгород // Метеорология и гидрология. 2007. № 7. С. 25–39.
6. Bennetts W.J. The sleet storm in Northern New York, March 25–27 // Mon. Weather Rev. 1913. V. 41. P. 372–373.
7. Bochieri J.R. The objective use of upper level soundings to specify precipitation type // Mon. Weather Rev. 1980. V. 108. P. 596–603.
8. Brooks C.F. The nature of sleet and how it is formed // Mon. Weather Rev. 1920. V. 48. P. 69–73.
9. Carriere J.-M., Lainard C., Le Bot C., Robart F. A climatological study of surface freezing precipitation in Europe // Meteorol. Appl. 2000. V. 7. P. 1–10.
10. Chakina N.P. Winter storms in Russia // Storms. V. I. London: Routledge, 2000. P. 506–525.

11. *Khomenko I.A., Ivanova A.R., Chakina N.P. et al.* Freezing precipitation in Russia and the Ukraine // *Adv. Geosci.* 2007. V. 10. P. 25–29.
12. *Lackmann G.M., Keeter K., Lee L.G., Ekkom B.* Model representation of freezing and melting precipitation: implications for winter weather forecasting // *Weather Forecast.* 2002. V. 17. № 5. P. 1016–1033.
13. *Marwitz J., Politovich M., Bernstein B. et al.* Meteorological conditions associated with the ATR 72 aircraft accident near Rosenlawn, Indiana, on 31 October 1994 // *Bull. American Meteorol. Soc.* 1997. V. 78. P. 41–52.
14. *Meisinger C.L.* The precipitation of sleet and the formation of glaze in the eastern United States, January 20 to 25, 1920, with remarks on forecasting // *Mon. Weather Rev.* 1920. V. 48. P. 73–80.
15. *Rauber R.M., Ramamurthy M.K., Tokay A.* Synoptic and mesoscale structure of a severe freezing rain event: The St.–Valentine’s day ice storm // *Weather and Forecasting.* 1994. V. 9. P. 183–208.

## **Часть IV. Физика и состав атмосферы**

### **Малые газовые примеси в атмосфере Северной Евразии: пространственная и временная изменчивость**

*Н.Ф. Еланский*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Изменение состава атмосферы и климата Земли имеет ярко выраженные региональные особенности. В соответствии с докладами IPCC (2006, 2013) наиболее быстрое потепление за последние 100 лет отмечается в Северной Евразии и в Арктике. Изменение климатической системы сопровождается изменением газового и аэрозольного состава атмосферы и состояния наземных экосистем. К сожалению, бурное развитие глобальной системы мониторинга атмосферы в 1990-ые годы не затронуло Россию. Более того, в этот период резко ухудшилось состояние действующей метеорологической сети. Прекратили работу большинство фоновых станций, где велись наблюдения за концентрацией  $O_3$ ,  $NO_2$ ,  $SO_2$  и аэрозолей и других составляющих атмосферного воздуха.

В то же время, в ИФА им. А.М. Обухова РАН система измерения содержания в атмосфере газовых и аэрозольных примесей активно развивается. На Кисловодской высокогорной научной станции (КВНС) в дополнение к ведущимся здесь с 1979 г. наблюдениям озона и двуокиси азота начались регулярные измерения общего содержания в вертикальном столбе  $CO$  и  $CH_4$ , концентрации в приземном воздухе  $CO$  и  $NO_x$ , массовой концентрации аэрозолей и распределения частиц по размерам, а также некоторых метеорологических параметров. Эпизодически проводились экспедиционные комплексные исследования состава атмосферы. Для оценки воздействия загрязнений на состояние высокогорной фоновой атмосферы, приходящих с нижних уровней, в парковой зоне г. Кисловодска (870 м над уровнем моря) была организована вторая наблюдательная станция [1]. Получаемые на этой станции данные о содержании в окружающем воздухе  $O_3$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $CO$  и аэрозолей, солнечной радиации и метеорологических характеристик использовались также для оценки загрязнения воздушного бассейна г. Кисловодска.

В 1995 г. начались наблюдения состава атмосферы над Россией с передвижной железнодорожной лаборатории [2, 3]. Они получили название Transcontinental Observations Into the Chemistry of the Atmosphere (TROICA). Наблюдения проводились в сотрудничестве с Институтом химии Макса Планка (Германия) и НИФХИ им. Л.Я. Карпова. В отдельных экспериментах принимали участие специалисты NOAA (США), университета Хельсинки, Финского метеорологического института и других научных центров. В 2003 г. была построена новая специализированная передвижная лаборатория «Тройка».

Она состояла из двух вагонов, в одном из которых располагался автомобиль для отбора проб и измерений вдали от железной дороги.

Лаборатория была оснащена приборами для измерения концентраций в приземном воздухе  $O_3$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $SO_2$ ,  $NH_3$ , общего содержания углеводородов (ТНС), летучих органических соединений (около 20 компонентов),  $^{222}Rn$ , аэрозолей размером от 3 нм до 10 мкм (включая сажевый аэрозоль), вертикальных профилей  $O_3$  и  $NO_2$ , солнечной радиации, вертикального профиля температуры в слое 0–600 м и некоторых других параметров и атмосферных характеристик. Имелась система отбора проб воздуха и аэрозолей на химический, изотопный и морфологический анализ, телевизионные камеры, навигационные системы.

В каждой экспедиции использовались дополнительные уникальные приборы, принадлежащие нашим коллегам из других организаций. Всего с 1995 по 2010 гг. выполнено 15 экспериментов TROICA. Большая часть маршрутов проходила вдоль Транссиба. Несколько меридиональных разрезов и 3-х недельные стационарные наблюдения в различных климатических районах выполнены в 2000 и в 2010 гг. (TROICA-6, 14, 15). В октябре 2006 г. сделан 3-х кратный объезд по электрифицированной областной железной дороге протяженностью 550 км вокруг Московского мегаполиса и двукратное пересечение города через его центр (TROICA-10). В ходе эксперимента TROICA-5 были проведены измерения с корабля, прошедшего 2000 км от Новосибирска вниз по реке Оби [3].

В начале 2000-х годов в центре Сибири (п. Зотино) была построена 300-метровая вышка для наблюдения состава атмосферы на разных уровнях в пограничном слое атмосферы. Участие сотрудников ИФА им. А.М. Обухова РАН в Международном проекте ZOTTO заключается в проведении регулярных измерений приземной концентрации  $O_3$ ,  $NO$ ,  $NO_2$  и общего содержания в столбе  $NO_2$ ,  $CO$  и  $CH_4$ . Эти измерения ведутся с 2007 г. [4].

В феврале 2002 г. при содействии Географического факультета МГУ им М.В. Ломоносова начала наблюдения экологическая станция ИФА им. А.М. Обухова РАН, расположенная на территории Метеорологической обсерватории. Здесь ведутся непрерывные измерения приземной концентрации  $O_3$ ,  $NO_x$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $SO_2$ ,  $NH_3$ , интегрального содержания углеводородов, дистанционные измерения содержания в вертикальном столбе  $NO_2$ , формальдегида, а также, эпизодически, концентрации большого числа летучих органических соединений, турбулентных потоков озона, метеорологических и других атмосферных параметров [5]. На Звенигородской научной станции начались дополнительные измерения приземной концентрации  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $CO$ .

Для изучения влияния различных процессов на состав атмосферы и определения его региональных особенностей ежегодно проводились полевые эксперименты. Часть приборов размещалась на научных станциях других институтов, что расширяло географию исследований [6].

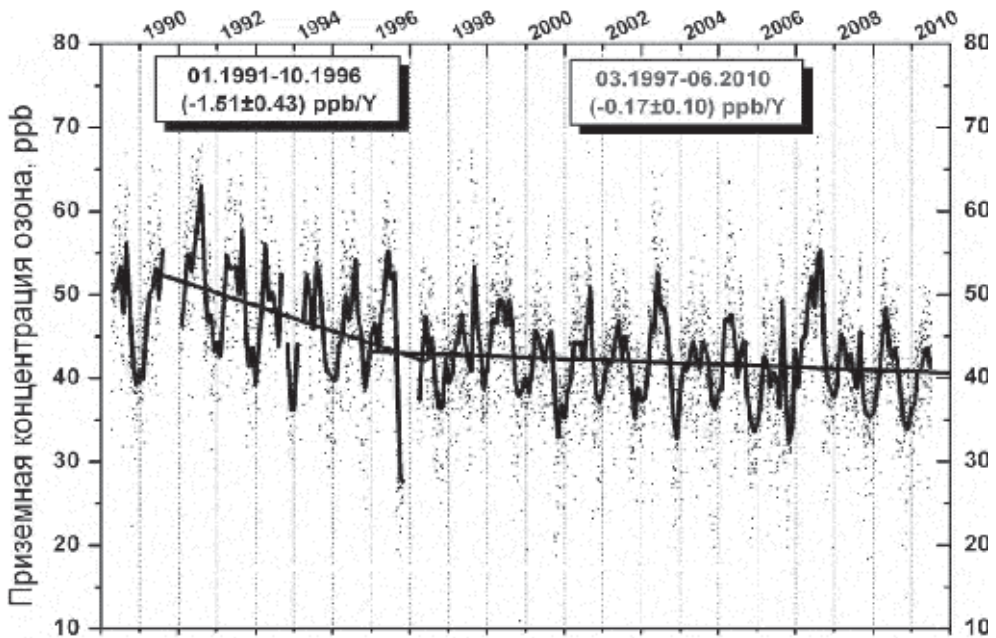
## Малые примеси в фоновых условиях

В течение 30 лет, с 1979 г. на КВНС проводились весьма трудоемкие измерения общего содержания в атмосфере двуокиси азота ( $\text{O}_3 \text{NO}_2$ ) по ослаблению прямого солнечного излучения [7] на наклонных трассах после восхода и перед заходом Солнца. Используемый метод позволяет восстанавливать  $\text{O}_3 \text{NO}_2$  во всем вертикальном столбе атмосферы, чем отличается от стандартных сетевых измерений (мировая сеть NDAAC) по рассеянной в зените солнечной радиации в сумерки, которые дают интегральное содержание  $\text{NO}_2$  только в толще стратосферы. Приведенный 30-летний ряд является уникальным как по представленным данным об  $\text{O}_3 \text{NO}_2$ , так и по продолжительности. Проанализированы характерные особенности временной изменчивости  $\text{O}_3 \text{NO}_2$ , связанные с суточными и сезонными изменениями состояния атмосферы, 11-летней солнечной активностью, извержениями вулканов, квазидвухлетними колебаниями тропической циркуляции и эффектом Эль Ниньо. Эти особенности заметно отличаются от тех, которые выявлены по сетевым наблюдениям стратосферной  $\text{NO}_2$ .

Уменьшение  $\text{O}_3 \text{NO}_2$  после извержения Пинатубо составило 22% как по утренним, так и вечерним наблюдениям, что заметно меньше, чем на станциях сети NDAAC, работающих по рассеянной солнечной радиации. Увеличение  $\text{O}_3 \text{NO}_2$  от минимума 11-летнего солнечного цикла к максимуму составляет 11% по утренним данным и 7% по вечерним. На сети NDAAC изменения стратосферной  $\text{NO}_2$  варьирует от 3 до 12.5%, что демонстрирует сильное влияние местных условий (влияние рассеяния света на аэрозолях) на такие наблюдения. Значимые изменения  $\text{O}_3 \text{NO}_2$  получены при смене западной фазы квазидвухлетних колебаний на восточную – около 6,5% для утренних значений. Впервые зафиксировано влияние Эль Ниньо на  $\text{O}_3 \text{NO}_2$ , при котором его изменение в течение одного цикла составляет примерно 8%.

Особое значение для характеристики состояния атмосферы имеют данные наблюдений на высокогорных станциях. На КВНС получен самый продолжительный в России (наблюдения начались в 1989 г.) ряд данных о приземной концентрации озона (ПКО). Наблюдавшееся с 1989 по 1996 гг. резкое снижение среднегодовых значений концентрации озона к 2006 г. замедлилось, а в последние годы ПКО практически не менялось (рис. 1). Линейный тренд ПКО с 1989 г. по 1996 г. равен  $-1.53 \pm 0.14$  ppb/год, а за весь период наблюдений 1989–2010 гг. равен  $-0.44 \pm 0.06$  ppb/год [6].

На высокогорных альпийских станциях в 1980-е годы и вплоть до 1996 г. наблюдался, наоборот, рост ПКО, который после 1996 г. замедлился, а после 2000г. ПКО оставалась стабильной. Антропогенный фактор наряду с изменением крупномасштабной атмосферной циркуляции является причиной трендов различного знака в этих двух регионах. Отсутствие тренда ПКО с 1996 г. демонстрируют данные наблюдений высокогорной станции Монды, расположенной на той же широте и примерно такой же высоте на границе с Монголией. При этом среднее за период 1996–2010 гг. значение ПКО примерно совпадает на обеих станциях – 44.0 ppb (Монды) и 42.0 ppb (КВНС). Малые

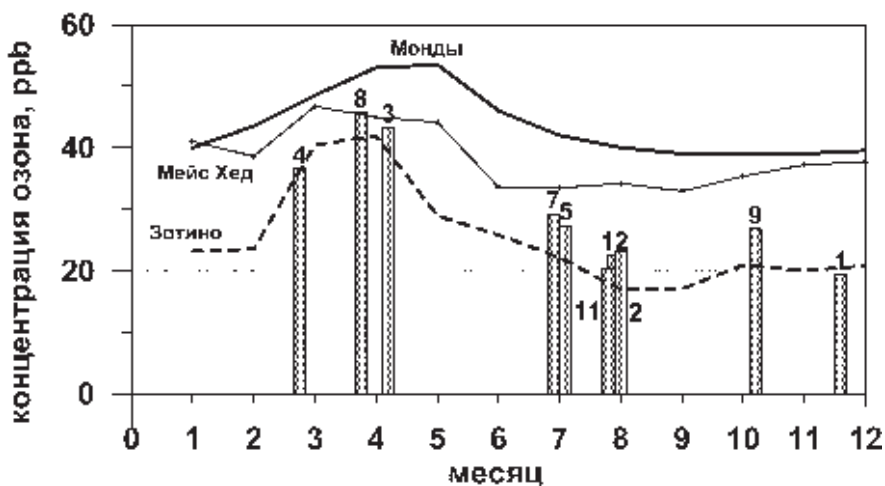


**Рис. 1.** Тренды среднесуточных и среднемесячных значений приземной концентрации озона на Кисловодской высокогорной научной станции за период наблюдений 1989–2010 гг. на высоте 2070 м над у.м.

изменения ПКО на зарубежных станциях в 2000-х свидетельствуют об установлении некоего равновесного состояния в свободной тропосфере Северного полушария.

Концентрации озона в фоновых условиях на равнине в Сибири резко отличаются от значений, полученных на высокогорных станциях (рис. 2). Средняя за год ПКО на станции Зотино равна 26.2 ppb, а средний уровень содержания озона для фоновых условий в экспериментах TROICA (коридор 48°–58° с.ш. между Москвой и Владивостоком) – около 27 ppb. На равнине намного больше амплитуда суточного хода и заметно больше сезонные изменения. Основной причиной является активное сухое осаждение озона на покрытую растительностью поверхность в условиях высокой устойчивости атмосферного пограничного слоя в ночное время и малоактивного в зоне бореальных лесов вертикального перемешивания днём. Для Сибири такие условия имеют высокую повторяемость во все сезоны. Поэтому средний уровень концентрации озона здесь ниже не только по сравнению с данными высокогорных станций, но и с фоновыми значениями, полученными на островных и прибрежных станциях (например, Мейс-Хед, Ирландия, см. рис. 2), где температурные инверсии относительно редки [8].

С помощью Лагранжевой дисперсионной модели FLEXPART была рассчитана потенциальная эмиссионная чувствительность для территории Сибири. Результаты расчетов подтвердили, что адвективные потоки примесей-предшественников озона не играют значительной роли в балансе этой примеси.



**Рис. 2.** Средняя концентрация озона по маршруту Москва-Владивосток для незагрязненных условий в разных экспедициях (цифрами обозначены номера экспедиций ТРОИКА) в сравнении со среднемесячными ее значениями на станциях Монды, Зотино, Мейс Хед (Ирландия)

Вместе с тем сибирский регион выделяется необычно большим вертикальным градиентом содержания озона. Это показывают наблюдения на вышке в Зотино и самолетные эксперименты YAK-AEROSIB [9]. В среднем концентрация озона во время полетов выше 3 км была равна 67 ppb, а в приземном слое – 18–27 ppb [9].

Контакт озона с покрытой лесом поверхностью при слабом перемешивании ведет к уменьшению его приземной концентрации. Наряду с сухим осаждением влияние на сток озона в Сибири оказывают летучие органические соединения. В целом стоки озона в Сибири преобладают над его фотохимическими источниками, связанными с адвективным переносом озона и его предшественников с южных и западных направлений (Китай, Европа и т.д.). Таким образом, Сибирь благодаря своим размерам может вносить заметный вклад в глобальный баланс озона.

В экспериментах ТРОИКА впервые получена детальная структура распределения над континентальной частью России около 20 летучих органических соединений (ЛОС), играющих наиболее важную роль в химии атмосферы. В частности, в зоне бореальных лесов (сибирская тайга) зарегистрированы высокие концентрации терпенов, а в зоне широколиственных лесов в Приморском крае (Хабаровск-Владивосток) – изопрена. Высокий уровень содержания биогенных ЛОС отмечен в районе Черноморского побережья Кавказа (Туапсе-Сочи). Эмиссия изопрена для лиственных лесов составляет  $12.6 \text{ мг/м}^2\cdot\text{ч}$ , а для хвойных –  $2.0 \text{ мг/м}^2\cdot\text{ч}$ .

Фоновое содержание многих примесей в атмосфере над Северной Евразией меняется с запада на восток континента. В коридоре  $48\text{--}58^\circ$  с.ш. (от Москвы до Владивостока) ПКО растет в восточном направлении во все сезоны

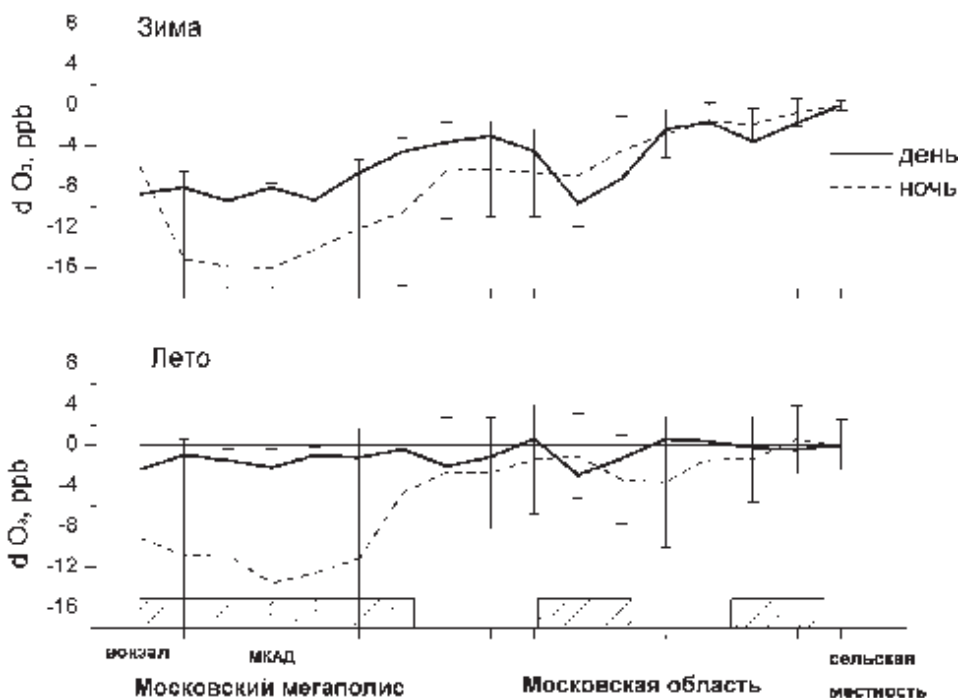


кроме зимнего. Средний градиент равен  $0.77 \pm 0.02$  ppb/ $10^{\circ}$  долготы. Растет также амплитуда суточного хода. Приземная концентрация NO и NO<sub>2</sub> в это же время падает в восточном направлении со скоростью  $-0.006 \pm 0.002$  ppb/ $10^{\circ}$  и  $0.06 \pm 0.01$  ppb/ $10^{\circ}$ , соответственно. Градиент содержания в воздухе CO не очень значительный, но также отрицателен в восточном направлении ( $-1.2 \pm 0.1$  ppb/ $10^{\circ}$ ). Этому есть несколько причин: уменьшение эмиссии NO<sub>x</sub> к востоку, более продолжительные и интенсивные приземные инверсии температуры в горной местности Восточной Сибири, более частые здесь лесные пожары, вынос загрязнений из стран юго-восточной Азии, высокая концентрация изопрена в Приморском крае, активная на востоке континента субтропическая высотная фронтальная зона с характерными для неё вторжениями стратосферного воздуха. Невысокие концентрации в Сибири предшественников озона – NO<sub>x</sub>, CO, ЛОС как биогенного, так и антропогенного происхождения, невысокий уровень УФ радиации не способствуют активному химическому образованию и разрушению озона в этом регионе.

Некоторый вклад в распределение O<sub>3</sub>, CO и ЛОС может вносить окисление метана. Сравнение данных наблюдений изотопного состава метана ( $\delta^{13}\text{C}$ ) с результатом численного моделирования, использующими значения эмиссий разного изотопного состава, показало, что недооцениваются источники CH<sub>4</sub>, расположенные в Западной Сибири. Инвентаризация источников CH<sub>4</sub> на территории России должна быть скорректирована в сторону увеличения эмиссий от “легких” (болота, жвачные животные, переработка мусора и т.д.) и снижения от “тяжелых” источников (добыча и переработка нефти, газа, угля, сжигание биомассы и т.д.).

## **Влияние городов на состав атмосферы**

Экстремальная ситуация лета 2010 г. продемонстрировала возможность резкого ухудшения качества городского воздуха в зависимости от погодных и климатических изменений. Это обстоятельство способствовало привлечению внимания к развитию системы мониторинга озона и его предшественников в крупных городах и промышленных центрах. В 2010 г. Московский мегаполис находился в зоне действия блокирующего антициклона с 18 июня по 18 августа [10]. Средняя за июль 2010 г. температура в Москве составила  $26.0^{\circ}$ . Жаркая погода привела к многочисленным лесным и торфяным пожарам, дым от которых в Москве начал ощущаться в третьей декаде июля. В период действия блокинга росли концентрации O<sub>3</sub>, NO<sub>x</sub>, CO, ЛОС, SO<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, аэрозоль. В июне-июле в отсутствие задымления скорость роста ПКО составила 0,6 ppb в сутки. Максимальных значений концентрации озона и других загрязняющих примесей достигли в смоговой ситуации 6-9 августа, когда на шлейфы ближних торфяных пожаров наложился шлейфы удаленных лесных пожаров. 7 августа среднечасовые концентрации примесей на станции Москва достигли максимальных значений за весь период 2002–2010 гг. наблюдений: O<sub>3</sub> – 134.2 ppb, NO – 175.9 ppb, NO<sub>2</sub> – 214.7 ppb, CO – 15.8 ppm, CO<sub>2</sub> – 548.4 ppm, CH<sub>4</sub> – 3.9 ppm, SO<sub>2</sub> – 15.2 ppb. Накоплению примесей в приземном



**Рис. 3.** Превышение концентрации озона в приземном воздухе на территории Московского Мегалополиса и его окрестностей относительно сельской местности. *a* – зима; *б* – лето

воздухе способствовала высокая устойчивость пограничного слоя, которая усиливалась при наличии плотной аэрозольной дымки.

Многочисленные пересечения городов при проведении трансконтинентальных измерений в экспериментах TROICA позволили выявить характерные особенности распределения озона и других примесей на территории городов, разделённых на 3 группы: крупные, средние, малые [13]. Общей тенденцией является положительный тренд концентрации озона в российских городах с 1995 г. по 2009 г. Этот тренд сопровождался почти двукратным увеличением концентрации оксидов азота. Их рост отмечается и в сельской местности, хотя и в меньшей степени. Очевидной причиной является увеличение эмиссий  $\text{NO}_x$  из-за оживления промышленного производства, резкого увеличения числа автомобилей в России с 18 млн в 1995 г. до 36 млн в 2008 г. и широкого использование новых веществ и материалов. Одним из следствий этих изменений является снижение разности между низким содержанием озона в городах и высоким – в окружающей сельской местности. Более того, в теплый сезон концентрация озона в малых городах (население менее 50000 человек) к 2005–2009 гг. стала уже превышать концентрацию вне городов.

Влияние качества воздуха на территории города на состояние атмосферы в регионе подробно изучено на примере Московского мегалополиса. В ходе трансконтинентальных исследований состояния атмосферы над Россией, про-

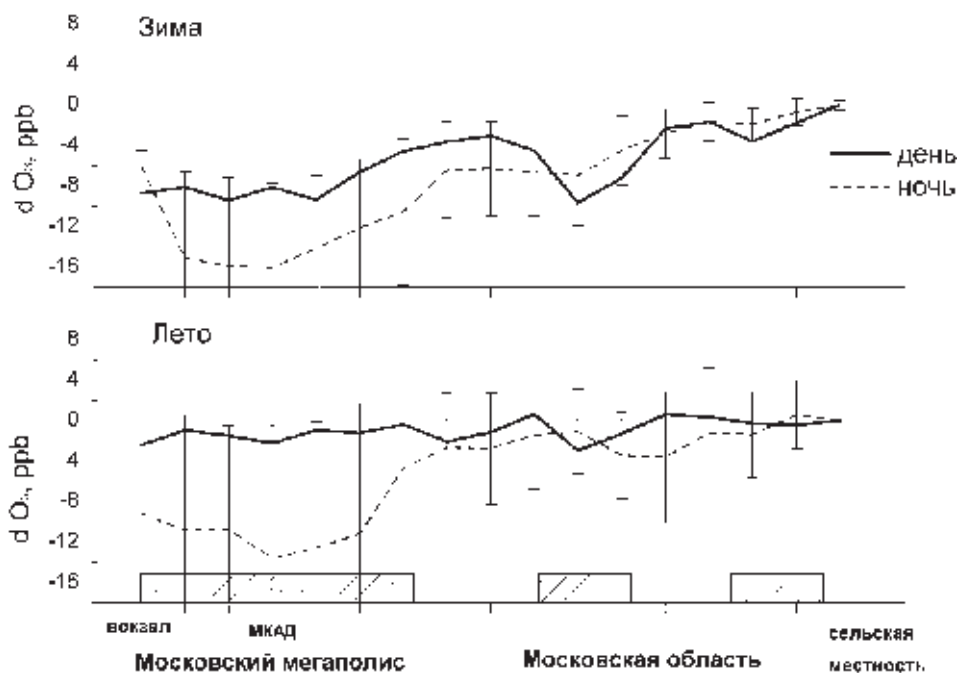


Рис. 4. Превышение концентрации оксида углерода в приземном воздухе на территории Московского мегаполиса и его окрестностей относительно сельской местности.

*a* – зима; *b* – лето

веденных в 1995–2010 гг. с использованием железнодорожной лаборатории ТРОЙКА, территория Московского мегаполиса и региона многократно пересекалась по разным направлениям и в разное время года [2, 3]. Кроме того, в 2010 г. Были проведены уникальные наблюдения состояния атмосферы вдоль периметра Московского мегаполиса (наблюдения вдоль областной окружной железной дороги). Обезды Москвы были выполнены 1–4 октября 2010 г. Всего сделано три объезда. Быстрое пересечение города и прилегающей территории с непрерывной регистрацией содержания в атмосфере газовых примесей, аэрозолей, радиационных и метеорологических параметров дает необходимую информацию о тонкой пространственной структуре городского острова тепла (ОТ), качестве воздуха на территории региона, натекающих на город и вытекающих потоках загрязнений.

Всего было рассмотрено 22 пересечения мегаполиса в теплый (май–октябрь) и холодный (декабрь–март) периоды года. Эти периоды (в таблице и на рис. 3–5 отмечены как "зима" и "лето") кроме специфических метеоусловий характеризуются также наличием или отсутствием зеленой растительности и отопительного сезона в г. Москве, что делает их информативными для обобщенных оценок антропогенного влияния на атмосферу в регионе. Количество "зимних" и "летних" дневных и ночных проездов примерно одинаково. Мегаполис включает примыкающие к МКАД города – Мытищи, Реутов, Химки и др., а также застроенные в последние десятилетия ближайшие окрестности.

стности. На расстоянии примерно 50–60 км и 70–80 км от центра Москвы вблизи кольцевой железной дороги располагаются два пояса городов с населением до 100–150 тыс. человек. Для оценки интенсивности ОТ и загрязнения атмосферы рассчитывалось превышение температуры и концентрации примесей в зоне антропогенного влияния относительно их уровня в удаленной сельской местности.

Средние значения превышений температуры и концентрации основных загрязняющих примесей атмосферного воздуха на территории г.Москвы в границах МКАД и Московского мегаполиса приведены в таблице. В таблице также приведены значения ОТ для крупных городов России с населением более 500 тыс. жителей.

*Таблица*

Средние превышения температуры воздуха и концентрации основных примесей в приземном слое атмосферы на территории г. Москвы (в пределах МКАД), Московского мегаполиса и крупных городов России относительно окружающей сельской местности

Температура, °С

Категория города	Зима		Лето	
	день	ночь	день	ночь
г. Москва	1.0 (0.7)	1.3 (0.9)	1.4 (1.3)	2.0 (1.4)
Московский мегаполис	0.7 (0.7)	1.0 (1.3)	1.2 (1.4)	1.7 (1.5)
Крупные города	0.34	0.86	0.51	1.94

Концентрация озона, ppb

Категория города	Зима		Лето	
	день	ночь	день	ночь
г. Москва	- 8.6 (5.0)	-14.2 (8.6)	- 1.9 (7.7)	- 10.9 (11.9)
Московский мегаполис	-7.8 (6.1)	- 13.2 (8.0)	- 4.4 (7.6)	- 10.4 (12.1)

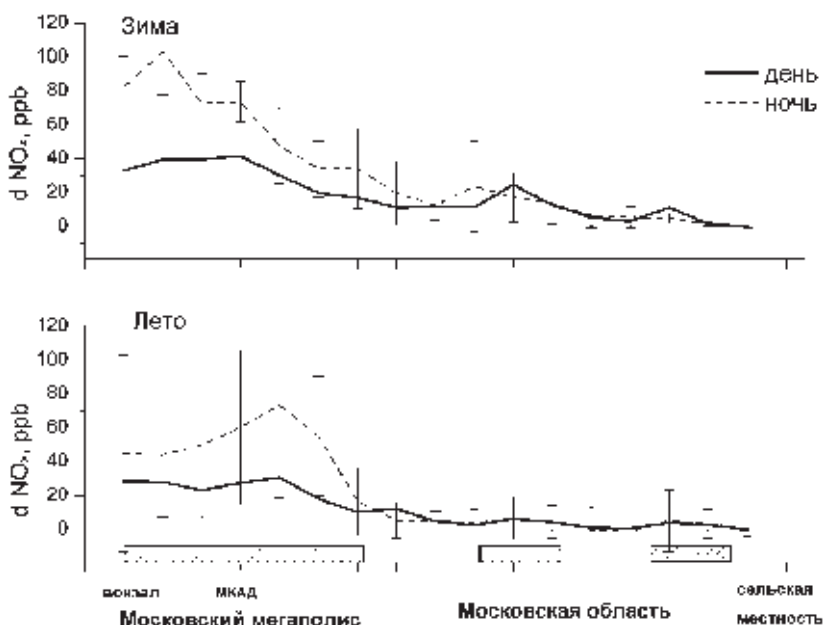
Концентрация NO<sub>x</sub>, ppb

Категория города	Зима		Лето	
	день	ночь	день	ночь
г. Москва	36.6 (33.8)	83.2 (23.2)	27.0 (24)	49.1 (48.5)
Московский мегаполис	30.3 (29.5)	60.3 (31.7)	22.9 (23)	49.2 (48.0)

Концентрация CO, ppb

Категория города	Зима		Лето	
	день	ночь	день	ночь
г. Москва	335 (247)	323 (189)	251 (279)	253 (195)
Московский мегаполис	266 (223)	231 (175)	247 (281)	246 (188)

*Примечание.* Изменения температуры в крупных городах взяты из [11]. Среднеквадратичные отклонения приведенных параметров даны в скобках



**Рис. 5.** Превышение концентрации оксидов азота  $\text{NO}_x$  в приземном воздухе на территории Московского мегаполиса и его окрестностей относительно сельской местности. *а* – зима; *б* – лето

Повышение температуры в Москве и на территории крупных городов летом в ночное время практически одинаково. Во всех остальных случаях ОТ в г. Москве и во всем мегаполисе существенно превосходит аналогичные показатели, полученные для крупных городов России, в особенности в дневное время, когда отклонения температуры в Москве в среднем в 2.5 раза больше.

Максимальное превышение температуры во все сезоны и время суток наблюдается в центральной части г. Москвы. С удалением от центра оно почти монотонно убывает. Влияние мегаполиса простирается на десятки километров, захватывая пояса областных городов, которые вносят возмущения, по величине соответствующее влиянию средних городов России [11]. Вариации температуры вдоль пути и от проезда к проезду велики. Наблюдения вертикального профиля температуры в экспедициях TROICA позволяют проследить вертикальную структуру ОТ до высоты 600 м. В среднем, влияние Москвы и других крупных городов зимой охватывает слой 0–200 м, а летом 0–350 м. При высокой неустойчивости пограничного слоя летом в дневное время это влияние может достигать высоты 400–500 м. Вдоль шлейфа повышение температуры уменьшается по высоте, а его максимум смещается с уровня земли на более высокие уровни.

Выявлены особенности распределения содержания в приземном воздухе Московского региона ключевых для оценки качества воздуха газов  $\text{O}_3$ , CO и  $\text{NO}_x$  (таблица, рис. 3–5). Наиболее характерной особенностью является пониженная концентрация озона в Москве и областных городах относительно

окружающей сельской местности из-за невысоких окислительных свойств атмосферы в нашем широтном поясе и малом времени нахождения воздушной массы в пределах городов (хорошая проветриваемость равнинных городов). Падение концентрации озона в городах наибольшее ночью, когда отсутствует его химическая генерация, а к сухому осаждению на поверхности добавляется химический сток в реакции с  $\text{NO}$ , концентрация которого высока (см. рис. 3). На территории Москвы, ограниченной МКАД, все указанные примеси распределены более или менее равномерно. Это связано с плотной застройкой территории города и высокой плотностью автодорожной сети. С удалением от МКАД концентрации  $\text{CO}$  и  $\text{NO}_x$  снижаются, а концентрация  $\text{O}_3$  повышается и достигает уровня, характерного для сельской местности в европейской части России на удалении не менее 120 км от центра города. Городская (для Москвы) добавка  $\text{CO}$  составляет примерно 330 ppb зимой и 250 ppb летом (см. таблица, рис. 4). Эти значения близки к тем, которые были получены в работе [12] из сравнения многолетних данных наблюдений общего содержания  $\text{CO}$  в вертикальном столбе атмосферы в центре Москвы и на Звенигородской научной станции.

Оксиды азота  $\text{NO}_x$  в городской атмосфере также значительно преобладают по сравнению с их содержанием в сельской местности (см. рис. 5). Из-за более короткого времени жизни их количество быстрее уменьшается при удалении от города, чем количество  $\text{CO}$ . Суммарная добавка  $\text{NO}$  и  $\text{NO}_2$  к фоновому содержанию резко меняется ото дня к ночи. Ночью зимой она максимальна: 83.9 ppb в среднем по г. Москве и 60.3 ppb по мегаполису. Летом городская добавка  $\text{NO}_x$  существенно снижается и ее максимальное значение днем и ночью составляет 49 ppb (см. табл.).

Полученные данные о содержании в городском воздухе примесей резко отличаются от тех, которые были использованы в работе [13] для расчетов индекса загрязнения атмосферы Московского мегаполиса. Из-за взятых из частного сообщения нереально высоких значений среднегодовых концентраций  $\text{NO}_2$  и  $\text{SO}_2$  Москва попала в группу из 6-ти самых загрязненных мегаполисов мира. Наши данные меняют положение Москвы среди других мегаполисов с 6-го на 14-ое, что говорит о высоком качестве воздуха Москвы относительно других мегаполисов. Влияние Московского мегаполиса на региональную атмосферу прослеживается в среднем до тех же 120–150 км, как и для температуры.

Важно отметить, что качество воздуха в Московском мегаполисе зависит не только от выбросов загрязняющих веществ местными городскими источниками. Как показали объезды мегаполиса [8], на его территорию с воздушными потоками попадает значительный объем загрязнений от различных антропогенных источников, расположенных выше по потоку вплоть до Центральной и Западной Европы. В частности, поступающие на территорию Московского мегаполиса ароматические углеводороды составляли в октябре 2010 г. одну четверть от общего их количества, покидающего мегаполис.

В заключение автор выражает благодарность участникам экспериментов TROICA, которые участвовали в подготовке и проведении наблюдений со-

става атмосферы с передвижной лаборатории. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 13-05-00461) и 4-ой Программы Президиума РАН.

### Литература

- Сеник И.А., Еланский, Н.Ф., Беликов И.Б. и др. Основные закономерности временной изменчивости приземного озона на двух разнесенных по высоте станциях (870 и 2070 м) в районе г. Кисловодска // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 4. № 1. С. 59–71.
- Elansky N.F. Observations of the atmospheric composition over Russia using a mobile laboratory: the TROICA experiments // International Global Atmospheric Chemistry. Newsletter. 2007. № 37. P. 31–36.
- Беликов И.Б., Березина Е.В., Бреннинкмейер К.А.М. и др. Состав атмосферы над Северной Евразией: эксперименты TROICA. МНТЦ: Изд-во «Агрспас», 2009. 81 с.
- Vasileva A.V., Moiseenko K.B., Mayer J.-C. et al. Assessment of the regional atmospheric impact of wildfire emissions based on CO observations at the ZOTTO tall tower station in central Siberia // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. DOI: 10.1029/2010JD014571
- Еланский Н.Ф., Локощенко М.А., Трифанова А.В. и др. О содержании малых газовых примесей в приземном слое атмосферы над Москвой // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. № 3 (в печати).
- Еланский Н.Ф. Исследования атмосферного озона в России в 2007–2010 гг. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 3. С. 314–333.
- Арабов А.Я., Боровский А.Н., Еланский Н.Ф. и др. Двуокись азота в атмосфере над Северным Кавказом: тридцать лет наблюдений // ДАН. 2012. Т. 446. № 3. С. 318–324.
- Панкратова Н.В., Еланский Н.Ф., Беликов И.Б. и др. Озон и окислы азота в приземном воздухе Северной Евразии по наблюдениям в экспериментах TROICA // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 3. С. 343–358.
- Белан Б.Д., Толмачев Г.Н., Фофанов А.В. Вертикальное распределение озона в тропосфере над югом Западной Сибири // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 9. С. 777–783.
- Еланский Н.Ф., Мохов И.И., Беликов И.Б. и др. Газовый состав атмосферного воздуха в г. Москве в экстремальных условиях лета 2010 г. // ДАН. 2011. Т. 437. № 1. С. 90–96.
- Еланский Н.Ф., Лаврова О.В., Мохов И.И., Ракин А.А. Структура острова тепла над городами России по наблюдениям с передвижной лаборатории // ДАН. 2012. Т. 443. № 3. С. 366–371.
- Ракитин В.С., Фокеева Е.В., Гречко Е.И. и др. Вариации общего содержания монооксида углерода над Московским мегаполисом // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 1. С. 64–72.
- Gurjar B.R., Butler T.M., Lawrence M.G., Lelieveld J. Evaluation of emissions and air quality in megacities // Atmos. Environ. 2008. V. 42. С. 1593–1606.

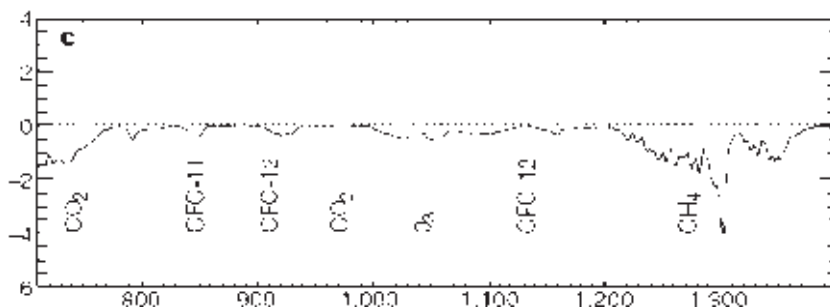
# Спутниковые методы исследования газового и аэрозольного состава атмосферы

Ю.М. Тимофеев

Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, г. Петродворец

Атмосфера Земли подвергается в последние полтора столетия все более усиливающемуся антропогенному воздействию [1]. В атмосфере и на поверхности Земли в последние десятилетия наблюдаются значительные изменения различных климатических параметров нашей планеты – рост приземной температуры в глобальном масштабе, падение температуры в стратосфере и мезосфере, повышение уровня Мирового океана, сокращение полярной северной шапки, уменьшение ледников, рост числа опасных погодных явлений, усиление гидрологического цикла и т.д. Эти изменения обусловлены нарушением радиационного баланса Земли. Общеизвестно, что основным климатическим фактором, оказывающим влияние на радиационный баланс атмосферы, является антропогенное изменение ее газового и аэрозольного состава. Поэтому мониторинг газового и аэрозольного состава атмосферы, равно как изучение обратных связей между различными ее параметрами, относятся к числу приоритетных задач современной физики атмосферы.

Конкретный пример изменений радиационного баланса приведен на рис. 1, где показана разность спектров уходящего теплового ИК излучения Земли, измеренных в 1970 г. и 1996 г. [2].



**Рис. 1.** Разность между спектрами уходящего теплового излучения, измеренными в 1996 и 1970 гг. [2]. По оси ординат – разности в интенсивности уходящего излучения в терминах яркостной температуры (К), по оси абсцисс – волновые числа (см<sup>-1</sup>)

Как видно из рисунка, уходящее тепловое излучение уменьшилось, особенно сильно в полосах поглощения и излучения углекислого газа и метана. Кроме того, одновременно происходят изменения в содержании малых газовых и аэрозольных составляющих атмосферы, которые оказывают существенное влияние на состояние озоносферы, в частности, приводят к истощению озонового слоя и, как следствие, изменению радиационных свойств атмосферы и УФ освещенности земной поверхности. Все эти изменения могут



иметь существенные отрицательные последствия экономического, экологического и социального характера.

Изменения газового состава и возможные климатические последствия этих изменений стимулировали создание и функционирование различных наблюдательных систем контроля за газовым составом атмосферы Земли. Изучение газового состава земной атмосферы различными, в том числе спутниковыми, методами проводится уже многие десятилетия. Достаточно длительное время функционируют наземные системы измерений содержания  $O_3$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$  и ряда других малых газовых составляющих (МГС) атмосферы, в том числе международные системы наблюдений NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change [3]) и TCCON (Total Carbon Column Observing Network [4]). Все большее внимание уделяется самолетным и аэростатным измерениям МГС. С помощью этих измерений получен большой объем важной информации о пространственно-временных вариациях содержания МГС, интенсивности их источников и стоков, обнаружены временные тренды и т.д. Существенный вклад в получение такой информации вносят спутниковые методы измерений.

### **Спутниковые методы исследования параметров атмосферы**

В настоящее время разработаны и используются (с разной степенью интенсивности) четыре пассивных и три активных спутниковых методов зондирования атмосферы при различной геометрии наблюдений (рис. 2, табл. 1). На рис. 2 для наглядности приведены схемы измерений, используемые в различных дистанционных методах. В табл. 1 указаны параметры атмосферы, измеряемые различными методами, приведены примеры используемой аппаратуры, а также некоторые особенности дистанционных методов.

*Пассивные дистанционные методы измерений включают:*

1. Методы прозрачности атмосферы (затменные методы). В рамках этих методов излучение от внешних источников (прежде всего от Солнца, а также отраженное от поверхности Луны солнечное излучение и излучение различных звезд) измеряется при восходах и заходах этих внешних источников за горизонт Земли. Метод прозрачности может использоваться в широкой спектральной области от УФ до радиодиапазона. Основные измерения с помощью этого метода осуществлялись в УФ, видимой, БИК и средней ИК областях спектра.

2. Методы собственного излучения атмосферы. С помощью этих методов измеряется тепловое и/или неравновесное (к ним можно отнести и свечения атмосферы) излучения, генерируемые самой атмосферой. В измерениях используются два типа спутниковой геометрии – наблюдения в надир или в близких к нему направлениях и наблюдения на горизонт планеты. Если не рассматривать методы, основанные на измерениях свечений атмосферы, то основные измерения осуществляются в средней ИК области спектра (4–20 мкм) и микроволновой (МКВ) области спектра. Использование этих методов возможно в любое время суток (как днем, так и ночью), что делает их наиболее

информативными для получения глобальной информации о состоянии атмосферы с высокой периодичностью измерений.

Таблица 1

Спутниковые методы измерений параметров атмосферы

Методы	Определяемые параметры	Примеры аппаратуры	Примечание
<b>Пассивные методы</b>			
Прозрачность атмосферы (ПРО)	Газовый состав, коэффициент аэрозольного ослабления, микроструктура аэрозоля и облаков, температура, колебательные температуры, характеристики турбулентности, гравитационных волн	SAM II, SAGE I, II, III, Озон-Мир, POAM II, III, ILAS I, II, HALOE, ATMOS, ACE, MAESTRO, SCIAMACHY, UVISI/MSX, GOMOS, ACE, SOFIE	Использование излучения Солнца, луны, звезд в широкой спектральной области. Касательные трассы, восходы и заходы источника излучения.
Собственное (тепловое) атмосферное излучение (АТИ)	Температура, газовый состав, аэрозоли, облака, микроструктура аэрозолей и облаков, колебательные температуры	LIMS, ISAMS, SSM/I, MAS, TOVS, MLS, CIRRIS 1A, CLAES, MIPAS, TES, HIRDLS, MSU, CRISTA, TMI, SEVIRI, SABER	Собственное равновесное и неравновесное излучение атмосферы в ИК и МКВ областях. Надирная и касательная геометрия.
Отраженное и рассеянное солнечное излучение (ОРСИ)	Газовый состав, характеристики аэрозолей и облаков	AVHRR, TOMS, SBUV, GOME, SCIAMACHY, OMI, MODIS, POLDER	Рассеянное излучение в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра. Надирная и касательная геометрия.
Рефракция (РЕФ)	Температура и плотность, содержание водяного пара, характеристики турбулентности, гравитационных волн, ионосферы.	ЭФО-1, ЭФО-2, UVISI/MSX, GOMOS	Измерения изображения Солнца, угла рефракции для излучения внешних источников. Касательная геометрия.
<b>Активные методы</b>			
Лидарное зондирование	Аэрозоли, облака, высота облачности, поле ветра	ALISSA, LITE, GLAS, ELISE	Надирная геометрия измерений
Рефракция	Температура, влажность в тропосфере, характеристики турбулентности, гравитационных волн, ионосферы.	Microlab-1, GPS системы	Касательная геометрия измерений
Радиолокация	Скорость ветра, облака и осадки	AMI, NSCAT, SeaWinds, ASCAT, PR (TRRM)	Надирная геометрия измерений.

3. Методы рассеянного солнечного излучения. В рамках этих методов также используются два типа геометрии спутниковых наблюдений – надирная и лимбовая. Спектральная область применимости этих методов простирается от УФ области до БИК диапазона. Время использования дневное, а также в области терминатора. Иногда эти методы называют методами рассеянного и отраженного (от поверхности, облаков) солнечного излучения, подчеркивая этим, что в измеряемых величинах присутствует компонента отраженного, например,

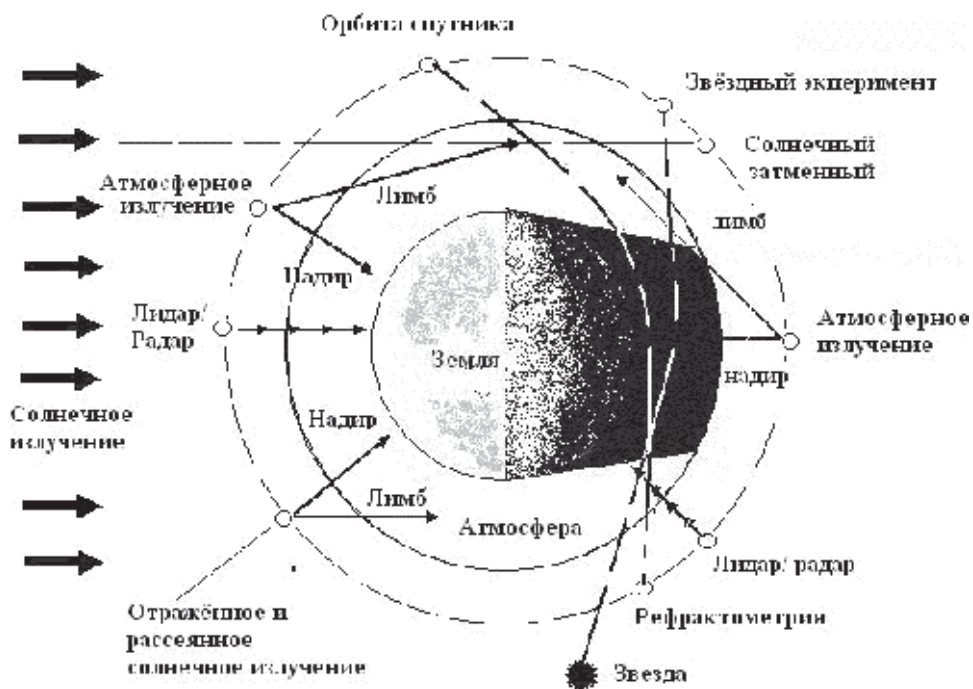


Рис. 2. Различные методы и схемы спутниковых измерений

от поверхности или облаков, солнечного излучения. Методы, использующие измерения свечений атмосферы, иногда также относят к этому типу дистанционных измерений, особенно когда идет речь о свечениях, непосредственно определяющихся солнечным излучением, например, при резонансном рассеянии.

4. Методы рефракции применяют касательную геометрию наблюдений и могут быть использованы в очень широкой спектральной области – от УФ до радиодиапазона. Как правило, они применяются в видимой области и при распространении радиоволн на касательных трассах. Явление рефракции электромагнитного (э.м.) излучения для получения информации о параметрах атмосферы наиболее интенсивно используется в настоящее время в активных методах зондирования.

*Активные методы зондирования атмосферы включают:*

1. Лидарное зондирование.
2. Методы рефракции.
3. Радиолокационные методы.

В настоящее время активные спутниковые методы используются для изучения состояния атмосферы не так интенсивно, как пассивные. Многие из них проходят стадию экспериментальной проверки и отработки. Однако перспективы их использования в будущем очень значительны. Лазерные методы зондирования уже показали свою высокую информативность при изучении характеристик облаков и аэрозолей. Методы рефракции при использовании

спутников типа GPS (Global Positioning System) также имеют очень хорошие перспективы при создании глобальной системы наблюдений параметров атмосферы. Их значение связано не только с возможностью высокоточных измерений вертикальных профилей температуры и влажности, но и определения характеристик неоднородностей показателя преломления, обусловленных турбулентностью атмосферы и различными волнами в атмосфере. Последнее относится также и к пассивным методам, использующим эффекты рефракции излучения в атмосфере. Радарные методы находят все большее применение при изучении осадков, а также облаков. Отметим несомненное преимущество большинства активных методов зондирования атмосферы по сравнению с пассивными методами – возможность получения различных параметров атмосферы с высоким вертикальным разрешением. Пассивные методы имеют фундаментальные ограничения по этому важному параметру дистанционных измерений, обусловленные самой физикой переноса (генерации) излучения в атмосферах планет.

Основной особенностью современных спутниковых исследований газового состава атмосферы является использование:

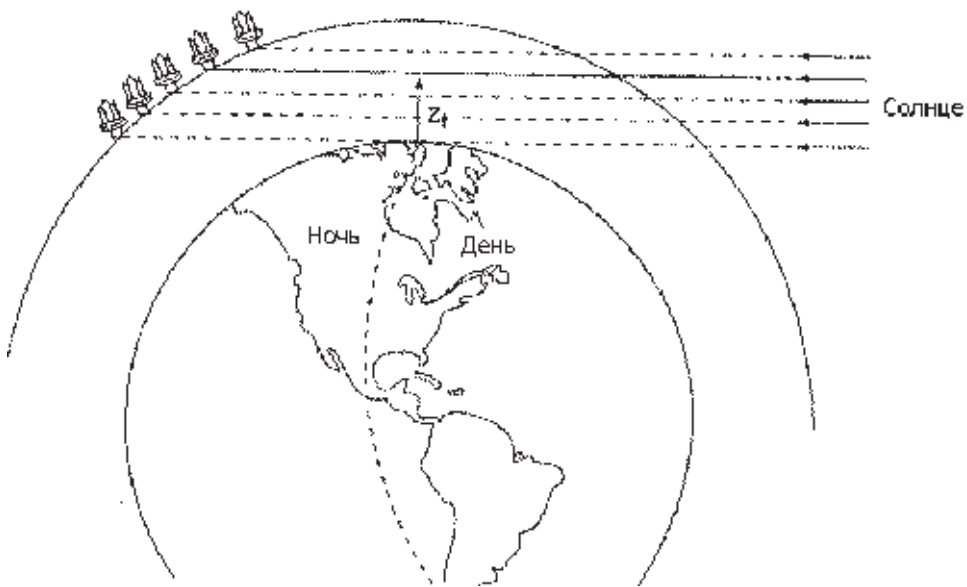
- различных пассивных дистанционных методов (затменные, собственное излучение, солнечное рассеянное излучение, рефракция);
- широкой спектральной области от УФ до радиоволн – полосы поглощения десятков МГС;
- различной геометрии измерений (надирная, лимбовая);
- полярных и геостационарных спутников;
- пространственного и спектрального сканирования (построение 4-х мерных полей);
- высокого спектрального разрешения и высокой точности (высокая информативность, большая высотная область);
- длительно функционирующей аппаратуры;
- валидации с помощью наземных, самолетных и др. измерений.

### **Затменные спутниковые эксперименты**

В последние десятилетия метод прозрачности (затменный метод) наиболее интенсивно использовался для исследований газового и аэрозольного состава атмосферы. Первые этапы развития спутниковых (и, в частности, затменных) методов описаны в обзоре автора [5]. Схема спутниковых измерений в затменных экспериментах при использовании излучения Солнца изображена на рис. 3 [6].

Как и все методы измерений, метод прозрачности имеет свои преимущества и недостатки. К преимуществам можно отнести следующее.

1. Высокая относительная и абсолютная точность измерений при использовании в качестве источника излучения Солнца. Отношение сигнал/шум в таких экспериментах достигает значения  $10^{-4}$ . Так, в экспериментах с аппаратурой SAGE III функции пропускания на касательных трассах определяются с погрешностями  $\sim 0.1$  %. Это преимущество реализуется только при исполь-



**Рис. 3.** Схема затменных спутниковых экспериментов с использованием излучения Солнца [6]

зовании в качестве источника излучения Солнца, но не солнечного излучения, отраженного от поверхности Луны, или излучения звезд. В этих случаях отношения сигнал/шум имеют значения 50–100.

2. Относительно простая физико-математическая модель переноса излучения. В основе ее лежит простой закон Бугера – экспоненциального ослабления интенсивности излучения на пути его распространения. При этом необходимо учитывать разные механизмы ослабления излучения различными компонентами атмосферы – релеевское и аэрозольное ослабления (рассеяние и поглощение), молекулярное поглощение, рефракцию излучения в неоднородной атмосфере. Для иллюстрации этой простоты можно упомянуть, что в основе другого дистанционного метода зондирования атмосферы – метода, использующего измерения отраженного и рассеянного солнечного излучения, лежит интегро-дифференциальное уравнение переноса излучения, решение которого не является тривиальной задачей в ряде случаев (многократное рассеяние, сферическая геометрия среды, учет поляризации и т.д.). Интересно отметить, что сложности и громоздкость соответствующих выражений при решении такого уравнения привели к разработке специальных упрощенных методов интерпретации дифференциального типа DOAS (The Differential Optical Absorption Spectroscopy) методики, в основе которых используется тот же простой закон Бугера.

3. Высокая информативность метода, обусловленная целым рядом причин, а именно:

- высокой точностью измерений;

– возможностью использования очень широкой спектральной области измерений э.м. излучения от УФ диапазона до МКВ области. Как следствие можно использовать многочисленные полосы поглощения (электронные, колебательно-вращательные, вращательные) многих атмосферных составляющих;

– широкий спектральный диапазон измерений приводит к значительным вариациям оптического параметра аэрозольного ослабления  $a = 2\pi r/\lambda$ , определяющим фактор ослабления  $Q$ , что позволяет получать дополнительную информацию в обратной задаче относительно микроструктуры атмосферного аэрозоля ( $r$  – радиус частиц,  $\lambda$  – длина волны);

– возможностью использования спектральных каналов измерений с различными значениями коэффициентов ослабления (поглощения) одного и того же ослабляющего атмосферного компонента, что дает возможность применять различные оптимальные коэффициенты ослабления на различных высотах в атмосфере; это обстоятельство в настоящее время используется во многих современных приборах в затменном методе зондирования (например, в приборах Озон-Мир, SAGE III, SCIAMACHY, ACE и т.д.).

4. Отсутствие необходимости проводить абсолютные измерения излучения, что существенно упрощает соответствующие спутниковые приборы. При этом сохраняется, конечно, требования гарантии стабильности функционирования прибора в период измерений.

5. Относительно высокое вертикальное разрешение измерений, что выполняется при использовании приборов с малой угловой апертурой. При этом, конечно, сохраняется требование к малости времени измерений (интегрирования сигнала). Так, прибор SAGE III, по данным его разработчиков, позволяет достичь вертикального разрешения 0.5 км, хотя реально его вертикальное разрешение (для восстанавливаемых профилей) зависит от используемой методики интерпретации.

6. При использовании в качестве источников излучения звезд имеются возможности по измерениям характеристик мерцаний (флуктуаций потока излучения, регистрируемого прибором) определять некоторые характеристики неоднородности показателя преломления, что позволяет восстанавливать параметры турбулентности, волновых движений, профиля температуры с высоким вертикальным разрешением и флуктуаций температуры в средней атмосфере [7, 8, 9].

К недостаткам метода прозрачности можно отнести следующее.

1. Значительное горизонтальное усреднение восстанавливаемых параметров атмосферы (приводятся, как правило, оценки в 200–300 км в зависимости от типа профиля компонента ослабления). Можно отметить, что эта особенность характерна практически для всех спутниковых методов, использующих касательную геометрию наблюдений (на горизонт планеты), и она обусловлена особенностями переноса и формирования излучения для этого типа геометрии измерений.

2. При использовании Солнца в качестве источника излучения метод позволяет получать ограниченное число измерений в сутки (порядка 26 измерений), что затрудняет (исключает) возможности получения глобальной ин-

формации в ограниченные периоды времени. Как правило, такие глобальные данные с помощью рассматриваемого метода (и Солнца) можно получать приблизительно за месяц. При использовании в качестве источников излучения Луны и звезд этот недостаток можно существенно минимизировать, особенно при использовании звезд. Так, в экспериментах с прибором GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) проводилось до 500–600 измерений в сутки.

3. Использование при интерпретации, как правило, модели сферически однородной атмосферы. Это также свойство почти всех спутниковых методов зондирования с касательной геометрией наблюдений. При наличии значительных горизонтальных градиентов в характеристиках атмосферы (например, в полярных вихрях) эффект горизонтальной неоднородности, не учитываемый в модели сферически однородной атмосферы, может приводить к дополнительным погрешностям измерений. Для минимизации этого недостатка разработан ряд подходов, основанных на использовании различных численных моделей атмосферы [10].

4. В момент захода или восхода Солнца наблюдаются эффекты нестационарности состояния того или иного атмосферного параметра (например, содержания  $\text{NO}_2$  в стратосфере, содержания озона в мезосфере), которые часто не принимаются во внимание, особенно в оперативных системах обработки данных. В настоящее время разработан ряд приближенных методик учета этого явления, основанных на использовании нестационарных численных моделей атмосферы. Отметим, что этот недостаток метода отсутствует при использовании в качестве источника солнечного излучения, отраженного от Луны, и излучения звезд.

5. При использовании излучения звезд в спутниковых затменных экспериментах имеются дополнительные особенности, а именно:

- рефракционное ослабление излучения;
- флуктуации потока излучения, регистрируемого прибором, за счет неоднородностей показателя преломления (мерцания);
- наличие свечений атмосферы и рассеянного солнечного излучения (в дневное время).

Первый эффект затрудняет зондирование нижней стратосферы и особенно тропосферы. Второй эффект приводит к появлению дополнительного «шума», снижающего точность измерений параметров атмосферы. Отметим, что этот «шум» мы рассматривали при анализе преимуществ затменного метода как источник информации о некоторых характеристиках неоднородности показателя преломления атмосферы. Для исключения «шума мерцаний» в задачах определения газового и аэрозольного состава атмосферы используются дополнительные измерения характеристик мерцаний излучения звезд, например, с помощью дополнительных быстрых фотометров [10].

При использовании излучения звезд измерения атмосферных параметров с относительно высокой точностью обычно удается проводить на ночной стороне планеты из-за заметного вклада в измеряемые потоки излучения рассеянного атмосферой солнечного излучения и свечений атмосферы. И в ночное

время свечения атмосферы могут вносить заметный вклад и требуют либо обобщения физико-математической модели эксперимента, либо исключения этого вклада.

В табл. 2 приведены примеры затменных спутниковых приборов и экспериментов. Отметим особо один из первых космических затменных экспериментов, проведенных учеными ИФА на орбитальной станции «Салют-7» [11, 12].

Таблица 2

Примеры затменных спутниковых экспериментов и аппаратуры в них

Прибор	Область спектра, каналы измерений	Измеряемые параметры	Время измерений, годы	Примечания
1	2	3	4	5
SAM II	1 мкм	Коэффициент аэрозольного ослабления (КАО)	1978–1994	Первые продолжительные исследования аэрозолей в высоких широтах
SAGE	385, 450, 600, 1000 нм	Профили O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , КАО на двух длинах волн	1979–1981	Первые глобальные исследования озоносферы
GRILLE-1	2–10 мкм	Профили H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub> , CO, NO, NO <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> O, CH <sub>4</sub>	1983	Спектры с разрешением ~ 0.1 см <sup>-1</sup>
GRILLE-2		Профили 10 МГС	1992, 10 дней	
SAGE II	385–1020 нм, 7 каналов	Профили O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, КАО, микроструктура аэрозоля	1984–2003	Уникальные по продолжительности исследования озоносферы
ATMOS	600–4700 см <sup>-1</sup>	Профили более 30 МГС, T(z), Tколеб	1985, 1992, 1993, 1994, ~ 10 дней	Измерения с разрешением Δν ~ 0.01 см <sup>-1</sup>
HALOE	8 каналов в области 2.45–10 мкм	Профили T, O <sub>3</sub> , HCl, HF, CH <sub>4</sub> , H <sub>2</sub> O, NO, NO <sub>2</sub> , КАО	1991–2005	Фильтровые и газокорреляционные измерения
ILAS	753–784 нм, 6.21–11.7 мкм	Температура, КАО	Ноябрь 1996–июнь 1997	1024 канала 44 канала
POAM II	9 каналов в 353–1059 нм	O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, КАО	1993–1996	
POAM III	9 каналов в 354–1018 нм	O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, КАО, температура	1998–2005	
UVISI/MSX	114–897 нм, сотни каналов	O <sub>2</sub> , O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , температура, характеристики неоднородности атмосферы	1996–2004	Измерения по звездам, сотни каналов
Озон-Мир	265–1130 нм, 180 каналов	Профили O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , КАО	1996–1997	Определение прицельной высоты в А-полосе кислорода
SAGE III	0.29–1.55 мкм, ~ 90 каналов	Профили O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, КАО, микроструктура аэрозоля	2002–2005	Сотни спектральных каналов



1	2	3	4	5
ILAS II	3.02–11.78 мкм	10 профилей МГС, КАО, микрофизика аэрозолей и полярных стратосферных облаков	2003–2004	66 каналов в ИК области спектра
GOMOS	250–952 нм, сотни каналов	O <sub>2</sub> , O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , температура, аэрозоль, характеристики неоднородности атмосферы	2002–2012	Измерения по звездам
SCIAMACHY	УФ, ВИД, БИК	O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , другие МГС, аэрозоль	2002–2012	Более 8 000 спектральных каналов
ACE интерферометр	750–4400 см <sup>-1</sup>	Профили более 38 атмосферных газов	2003–?	Спектральное разрешение 0.02 см <sup>-1</sup>
MAESTRO	285–1030 нм	Профили O <sub>3</sub> , NO <sub>2</sub> , КАО, микрофизика аэрозолей и облаков	2003– ?	Мультиканальный фотометр

Охарактеризуем далее наиболее интересные и информативные с нашей точки зрения спутниковые эксперименты по затменному зондированию атмосферы.

*Эксперименты с аппаратурой SAM II (Stratospheric Aerosol Measurement II)* [13] – первые длительные эксперименты по затменному зондированию из космоса (проводились с 29 октября 1978 г. по 18 декабря 1993 г.). Перед ними были осуществлены тестовые эксперименты с прибором SAM во время первого российско-американского совместного полета Аполло-Союз в июле 1975 г. С помощью прибора SAM II измерялось солнечное излучение в одном спектральном интервале вблизи 1 мкм (шириной 0.038 мкм). В дальнейшем этот канал (или близкий к нему) использовался практически во многих последующих космических экспериментах по затменному зондированию. Поэтому данные измерений коэффициента аэрозольного ослабления вблизи 1 мкм охватывают максимальный временной период с 1978 года до наших дней. Измерения солнечного излучения осуществлялись на прицельных высотах – от поверхности до 150 км. Пространственное разрешение по высоте этих измерений было около 0.5 км (как правило, в большинстве случаев при описании аппаратуры под пространственным разрешением подразумевается угловое разрешение прибора, пересчитанное в разрешение по вертикали а, иногда, и по горизонтали). Вертикальное разрешение восстановленных профилей атмосферных параметров с помощью тех или иных измерений зависит также от используемых первичной и вторичной их обработки и может заметно, в 1.5–2 раза отличаться от геометрического пространственного разрешения собственно измерений. При измерениях осуществлялось сканирование диска Солнца. Эти основные особенности измерений характерны также при использовании ряда последующих приборов – SAGE, SAGE II и III.

Из-за особенностей орбиты спутника Нимбус-7 измерения проводились при восходе Солнца в Южном полушарии (64–81° широты) и при его заходе в

Северном полушарии ( $65\text{--}82^\circ$ ). Таким образом, целью исследований было изучение стратосферного аэрозоля в полярных районах. Каждые сутки осуществлялось приблизительно 14 измерений при восходе Солнца и 14 измерений при его заходе. Последовательные измеренные профили отличались долготным сдвигом в  $26^\circ$ , но соответствовали примерно одинаковой широте. Широтный сдвиг измерений в течение недели составлял около  $2^\circ$  по широте. Полное широтное сканирование осуществлялось за 13 недель. Таких широтных сканирований было 4 в течение года. В течение недели осуществлялось примерно 98 измерений в каждом полярном районе. За полгода проводилось примерно 5000 измерений. Однако из-за изменения орбиты спутника районы измерений после 1987 года постоянно сдвигались по широте к экватору. Так, в 1992 году измерения осуществлялись в широтном поясе  $53.1\text{--}69.2^\circ$  ю.ш. В Арктике широта измерений с 1991 года постоянно смещалась от низких широт к полюсу ( $64\text{--}86.2^\circ$  с.ш.). Результаты научных исследований опубликованы в многочисленных статьях и отчетах [14].

*Эксперименты со спектрометром GRILLE* проводились кратковременно в 1983 и 1992 года на Шаттлах и, вероятно, являются первыми, в которых измерялись спектры ИК солнечного излучения в широкой области спектра ( $2\text{--}10$  мкм). Их ценность заключалась в возможности одновременно определять профили целого ряда МГС. В частности, в экспериментах 1992 года были измерены профили 10 газовых составляющих атмосферы. Эта особенность измерений особенно важна для фотохимии атмосферы, в частности, для проверки и усовершенствования современных численных моделей атмосферы [15, 16].

Значительную роль в комплексных исследованиях газового состава атмосферы сыграли *космические эксперименты с аппаратурой ATMOS*. Они проводились в 1985, 1992, 1993 и 1994 годах на различных Шаттлах и продолжались в течение недели–десяти дней. Прибор ATMOS (Atmospheric Trace Molecule Spectroscopy) представлял собой Фурье-спектрометр, позволявший измерять спектры прямого солнечного излучения с высоким спектральным разрешением ( $0.01\text{ см}^{-1}$ ) в широкой спектральной области ( $600\text{--}4800\text{ см}^{-1}$ ). Важной особенностью прибора являлось малое время измерений ( $\sim 1$  сек), что позволило реализовать достаточно высокое вертикальное разрешение в затменных экспериментах. Первый эксперимент начался 29 апреля 1985 года на борту Шаттла «Challenger». Последующие полеты были осуществлены в марте 1992, апреле 1993 и ноябре 1994 года. По научным результатам полета были опубликованы около 100 статей [14]. В период этих экспериментов были получены спектры солнечного излучения на верхней границе атмосферы с высоким спектральным разрешением (что имеет самостоятельную ценность) и большое число спектров поглощения земной атмосферы при заходе и восходе Солнца за горизонт планеты. Проведенные эксперименты позволили на основе решения соответствующих обратных задач определить вертикальные профили концентраций более 30 малых газовых составляющих, в том числе ряда их изотопов (см. рис. 4 [17]).

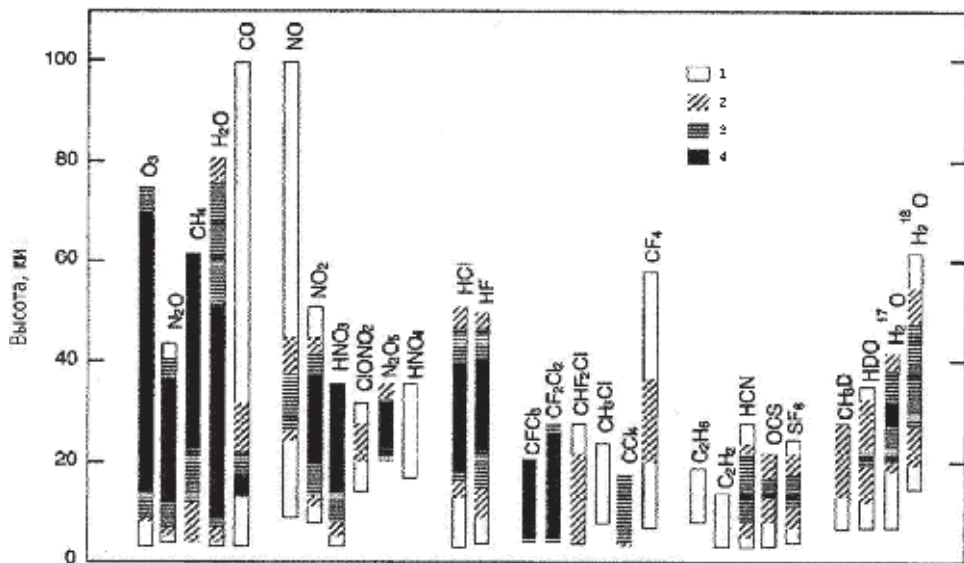


Рис. 4. Высотные диапазоны и погрешности измерений различных газовых составляющих атмосферы прибором ATMOS [17]. Погрешность, %: 1 – >20; 2 – 10–20; 3 – 5–10; 4 – <5 %

Измерения газового состава в различных экспериментах проводились в разных районах земного шара, что позволило получить важную информацию о широтных, долготных, а также некоторую информацию о сезонных вариациях ряда МГС. Кроме того, были оценены долговременные тренды ряда МГС с учетом того, что измерения с помощью ATMOS охватывали период ~ 10 лет.

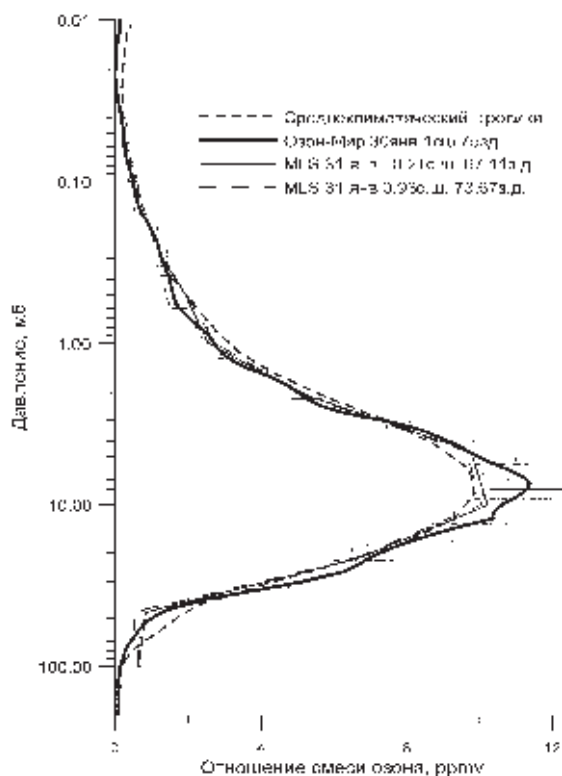
Первый многоспектральный затменный эксперимент в УФ, видимой и БИК областях спектра, был осуществлен с помощью аппаратуры «Озон-Мир» на научном модуле «Природа» станции «Мир» [18, 19] в 1996–1997 гг. Спектрометр «Озон-МИР» для космических измерений газового и аэрозольного состава атмосферы был спроектирован и разработан в Санкт-Петербургском государственном университете (НКБ «Интеграл» и НИИФ). Основные отличительные особенности спектрометра «Озон-МИР» по сравнению, например, с близкой по задачам аппаратурой SAGE-2 состояли в следующем:

а) с помощью спектрометра «Озон-МИР» можно проводить измерения солнечного излучения в УФ области спектра, где наблюдается сильное поглощение, обусловленное очень большими значениями коэффициентов поглощения озона;

б) российский прибор имеет более 180 спектральных каналов измерений в спектральной области 265–1130 нм по сравнению, например, прибором SAGE-2, где семь каналов;

в) спектрометр «Озон-МИР» имеет каналы измерений в полосах поглощения кислорода, центрированных при 690 и 760 нм.

Из этих спектральных особенностей прибора вытекают следующие основные следствия:



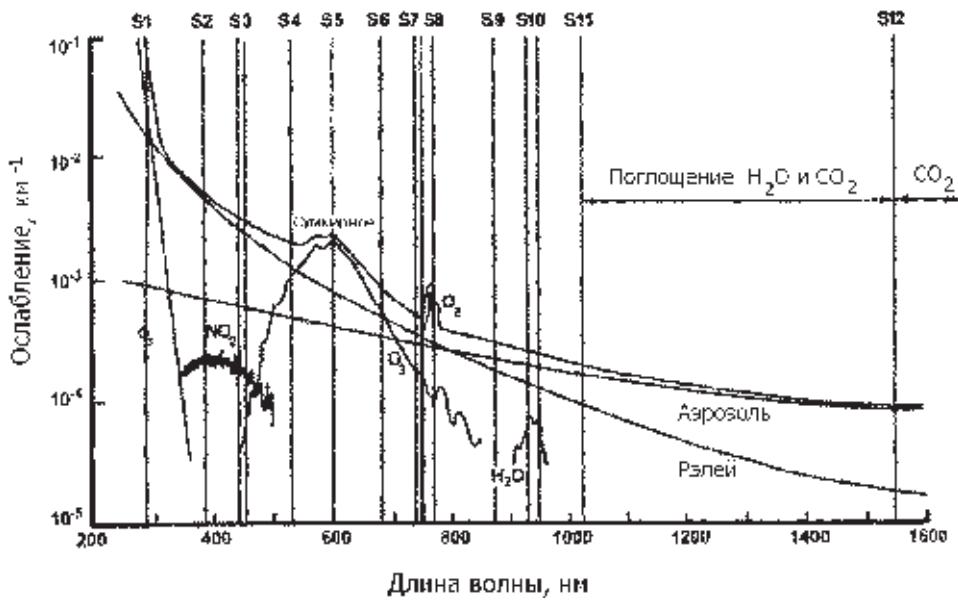
**Рис. 5.** Сопоставление профилей озона, составленных по данным измерений аппаратуры «Озон-Мир» и аппаратуры MLS. 30 и 31 января 1997 г. [19]

- прибор “Озон-МИР” позволяет получить информацию о содержании озона до высот 70–80 км;

- потенциальная точность восстановления профилей содержания озона прибором “Озон-МИР” существенно выше, чем спектрометром SAGE-2, т.к. для его восстановления при решении обратной задачи можно использовать до 50 спектральных каналов измерений в полосах поглощения Хартли-Хюггинса и Шаппюи; каждому каналу измерений соответствует свое значение коэффициента поглощения озона, оптимальное для разных высот в атмосфере и разных содержаний озона;

- наличие каналов измерений в полосах поглощения кислорода позволяет осуществлять независимую абсолютную высотную привязку измерений спектрометра “Озон-МИР”, что является очень важным для качественного решения обратной задачи (или позволяет определять плотность атмосферы).

Пример сопоставления вертикальных профилей содержания озона, построенных по данным прибора «Озон-Мир», и по независимым измерениям микроволнового спектрометра MLS (Microwave Limb Sounder) приведен на рис. 5 [19].



**Рис. 6.** Пример спектрального поведения коэффициентов ослабления различных компонент для спектральной области функционирования приборов SAGE III (прицельная высота 18 км) [6]

*Эксперименты с аппаратурой SAGE.* Первый прибор этой серии – SAGE I начал функционировать в 1979 году на ИСЗ АЕМ-2 (Applications Explorer Mission 2), запущенном 18 февраля 1979 года. Этот прибор работал до ноября 1981 г. Прибором SAGE I измерялось солнечное излучение в 4-х спектральных интервалах, центрированных при 1000, 600, 450 и 380 нм. Измерения позволяли определять в стратосфере вертикальные профили содержания озона (канал 600 нм), NO<sub>2</sub> (канал 450 нм) и коэффициент аэрозольного ослабления (КАО) при двух длинах волн.

Прибор SAGE II был запущен в октябре 1984 года на борту спутника ERBS (Earth Radiation Budget Satellite). Он имел дополнительно (по сравнению с SAGE I) три канала измерений: при 940 нм (определение содержания водяного пара), при 525 нм (аэрозольное ослабление) и дополнительный канал в полосе поглощения NO<sub>2</sub> для повышения точности определения содержания этого газа. Оба прибора позволяли зондировать атмосферу в широтном поясе от 80° с.ш. до 80° ю.ш. Отметим, что измерения с помощью прибора SAGE II уникальны по своей продолжительности. Они охватывают период с 1984 г. по 2003 г.

В мае 2002 г. начал оперативно функционировать новый прибор SAGE III на борту российского спутника «Метеор-3М». Прибор представляет собой дифракционный спектрофотометр, измеряющий интенсивность солнечного излучения в непрерывной спектральной области 290–1030 нм и дополнительно на длине волны 1550 нм для получения информации об аэрозоле. В непрерывной спектральной области выбраны 85 спектральных измерительных ка-

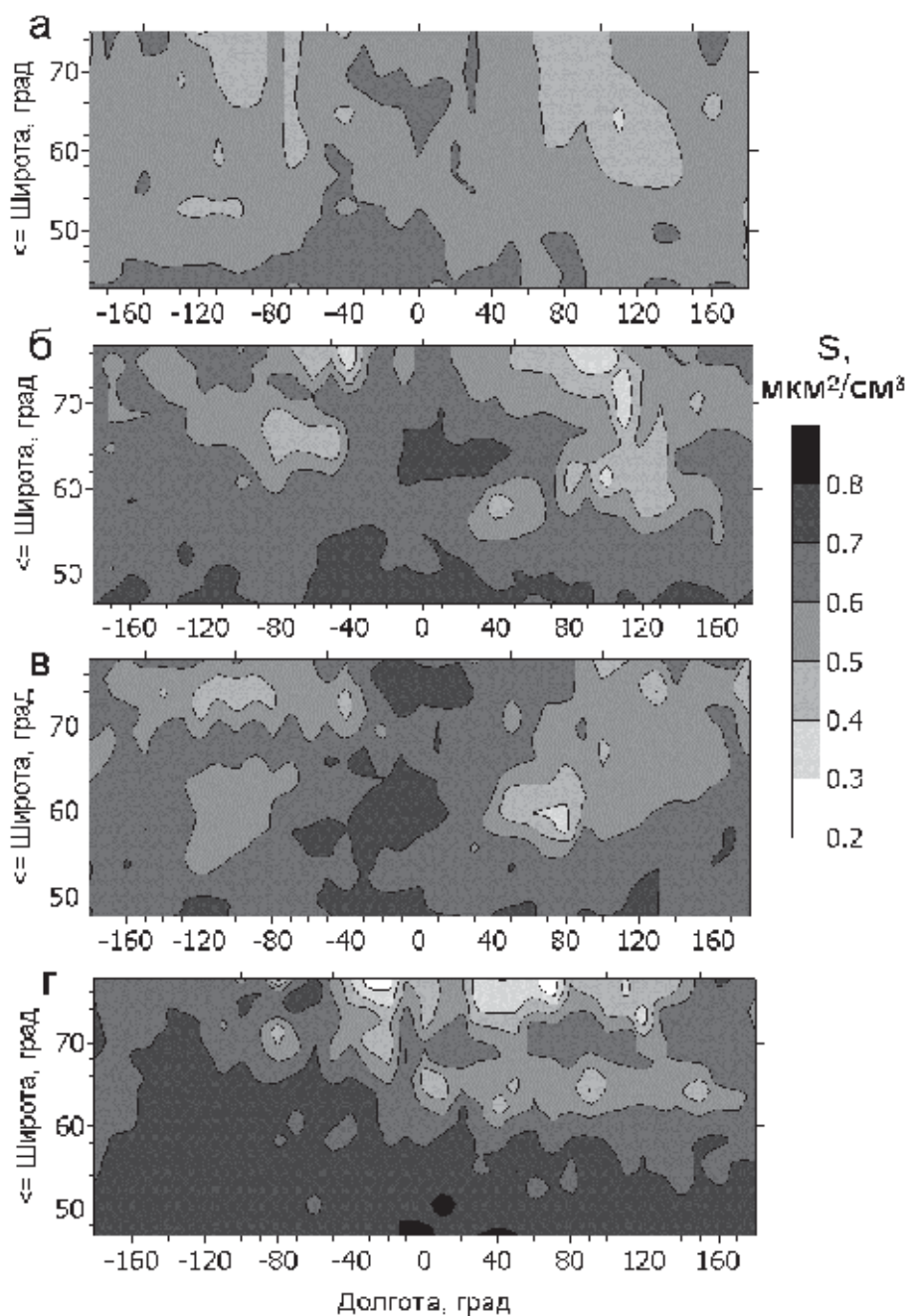
налов. Большая часть каналов сосредоточена в полосах поглощения газов, содержание которых измеряется прибором. Несколько каналов расположены вне полос поглощения газов для получения информации об аэрозольном ослаблении. Девять аэрозольных каналов расположены в основном вне полос поглощения газов (1550, 1020, 869, 756, 676, 602, 525, 453, 385 нм). На рис. 6 показан пример спектрального поведения коэффициентов ослабления различных компонент атмосферы для спектральной области функционирования приборов SAGE III [6].

Анализ измерений прибором SAGE III позволил получить не только большое количество данных о газовом составе атмосферы, но и об аэрозольной компоненте и полярных стратосферных облаках. На рис. 7 приведены примеры широтно-долготных распределений интегральных площадей  $S$  стратосферного аэрозоля в слое 20–25 км для четырех лет измерений прибора SAGE III [20]. Все приведенные данные относятся к периоду весна–начало лета в Северном полушарии и демонстрируют разную степень неоднородности пространственного распределения  $S$ .

В 2002 году поле интегральных площадей относительно однородно, и диапазон вариаций  $S$  составляет 0.4–0.7 мкм<sup>2</sup>/см<sup>3</sup>. В последующие годы поля  $S$  более неоднородны, и диапазоны изменчивости площадей для 2003–2005 гг. составляют 0.3–0.8 мкм<sup>2</sup>/см<sup>3</sup>. Для этих лет наблюдаются довольно значительные пространственные (широтные и долготные) градиенты площадей. Отметим существенное увеличение интегральных площадей и размеров рассматриваемой широтной зоны в 2005 году по сравнению с 2002 годом.

Высокую научную ценность имеют *эксперименты с аппаратурой HALOE* (Halogen Occultation Experiment). Длительные космические эксперименты с аппаратурой HALOE были проведены с 11 октября 1991 по 21 ноября 2005 г. на спутнике UARS (Upper Research Satellite). Широтное покрытие измерениями составляло – 80° ю.ш.–80° с.ш. в течение года и включало исследования районов Антарктики в весенние периоды. В течение суток осуществлялись 15 измерений профилей газов и КАО при восходе и 15 измерений при заходе Солнца за горизонт планеты примерно при постоянной долготе для обоих типов измерений. В экспериментах определялись вертикальные профили содержания O<sub>3</sub>, HCl, HF, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O, NO, NO<sub>2</sub> и коэффициента аэрозольного ослабления. Высотные диапазоны измерений составляли 10–60 км для HCl и HF, 15–75 км для CH<sub>4</sub>, 10–130 км для NO, 10–85 км для O<sub>3</sub>, 10–75 км для водяного пара и 10–55 км для NO<sub>2</sub>. Вертикальное разрешение измерений различных параметров атмосферы прибором HALOE составляло от 2–3 км до 6.5 км [21].

*Эксперименты с аппаратурой MSX/UVISI и GOMOS.* Метод прозрачности с использованием излучения звезд в УФ, видимой и БИК областях спектра, был реализован в космических экспериментах с аппаратурой MSX/UVISI и GOMOS. Спутник MSX (Midcourse Space Experiment) был запущен 24 апреля 1996 года в основном для выполнения военных и технологических задач. Видеоспектрометры (имаджеры) UVISI (Ultraviolet and Visible Imagers and Spectrographic Imagers) использовались также для определения вертикальных профилей содержаний O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO, OH, O<sub>3</sub> и температуры [22, 23].



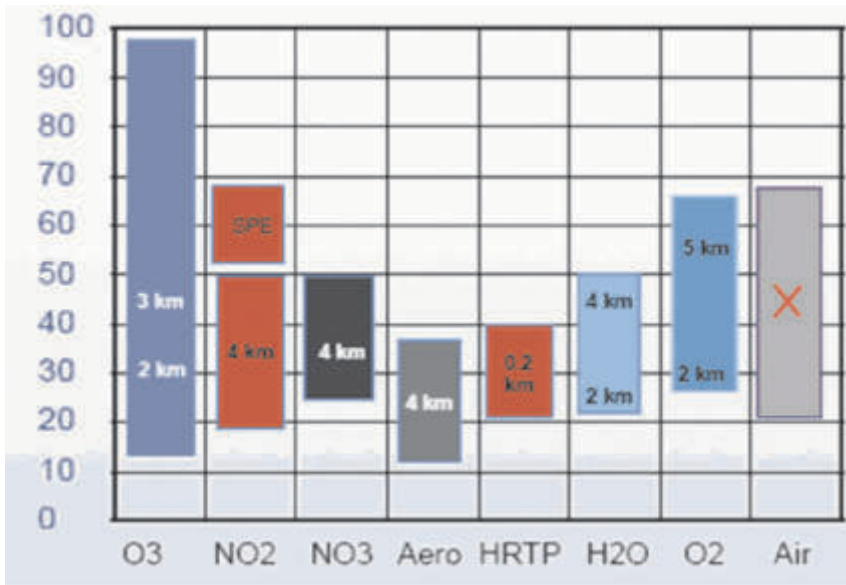
**Рис. 7.** Широтно-долготные поля интегральных площадей  $S$  для слоя 20–25 км и различных периодов измерений. *а* – 27.02.2002–30.06.2002; *б* – 02.03.2003–29.06.2003; *в* – 28.02.2004–30.06.2004; *г* – 27.02.2005–25.06.2005 [20]

Подобные же затменные эксперименты по звездам были начаты с помощью прибора GOMOS [24, 25] на спутнике Envisat (Environmental Satellite), запущенном 1 марта 2002 года. Спектрометр GOMOS измерял излучения звезд в 4-х областях спектра: спектрометры A1 и A2 покрывали УФ-ВИД диапазон – 248–690 нм с помощью 1416 приемников со спектральной шириной 0.31 нм и разрешением 0.8 нм. Спектрометр B1 использовался для измерений в области 755–774 нм с 420 приемниками (0.045 нм) и разрешением 0.13 нм, а спектрометр B2 – в области 926–954 нм с 500 приемниками (0.052 нм) и разрешением 0.13 нм. Измерения также осуществлялись с помощью двух фотометров (области чувствительности – 472–527 нм и 646–698 нм) с частотой 1 кГц для изучения мерцаний излучения звезд, проходящего через атмосферу, и их учета (исключения) при определении газового и аэрозольного состава атмосферы. Эти же измерения позволяли получать дополнительную информацию о неоднородностях показателя преломления атмосферы, характеристиках турбулентности и параметрах гравитационных волн. В этих экспериментах использовалось до 180 различных звезд, что позволило получать за сутки 150–200 измерений с глобальным покрытием, в том числе и в условиях полярной ночи. В общей сложности с начала измерений до 8 августа 2009 г. приборе GOMOS было проведено 668690 затменных измерений.

Отметим, что в связи с тем, что использовались излучения звезды, различные как по интенсивности, так и по спектральным характеристикам, отношение сигнал/шум в описываемых экспериментах сильно варьировалось (от 20 до ~ 400) в зависимости от спектральной области и прицельной высоты, что приводило и к сильным вариациям точностных характеристик восстанавливаемых параметров атмосферы. В работе [26] проведен анализ погрешностей восстановления в ночное время и показано, что можно восстанавливать профили содержания в стратосфере озона, двуокиси азота,  $\text{NO}_3$  со случайными погрешностями 0.5–4%, 10–20% и 20–40%, соответственно, а также аэрозольные коэффициенты ослабления с погрешностями 2–50%. Содержание озона в мезосфере (до высот 100 км) может быть определено с погрешностью 2–10%. При этом основным источником погрешностей являются погрешности исключения мерцаний, вызванных турбулентностью атмосферы и гравитационными волнами, погрешности моделирования оптических характеристик аэрозолей и неточностью задания коэффициентов поглощения исследуемых МГС и температурных профилей. Кроме перечисленных выше параметров атмосферы, измерения прибором GOMOS позволили получить информацию о содержании  $\text{OClO}$ , Na, о характеристиках полярных и перистых облаков. На рис. 8 представлены высотные диапазоны и вертикальное разрешение измерений ряда атмосферных параметров с помощью прибора GOMOS [26].

Как продолжение относительно кратковременных исследований с помощью интерферометра ATMOS можно рассматривать эксперименты с прибором ACE (Atmospheric Chemistry Experiment) на канадском спутнике SCISAT (Scientific Satellite), запущенном 12 августа 2003 года. На этом приборе измерялись спектры солнечного излучения в области от 2.2 до 13.3 мкм (750–4400  $\text{cm}^{-1}$ ) с разрешением 0.02  $\text{cm}^{-1}$ . Цель этих экспериментов состояла в получении





**Рис. 8.** Высотные диапазоны и вертикальное разрешение измерений ряда атмосферных параметров с помощью прибора GOMOS [26]. HRTP – определение вертикальных профилей температуры с высоким вертикальным разрешением

информации о вертикальных профилях содержания многих газовых составляющих, температуры, давления, оптических и микрофизических параметров аэрозолей и облаков. Прибор ACE-FTS (Fourier Transform Spectrometer) измерял вертикальные профили O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub>, NO, HNO<sub>3</sub>, HCl, HF, CO, CFC-11, CFC-12, N<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, ClONO<sub>2</sub>, COF<sub>2</sub>, CF<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>Cl, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, SF<sub>6</sub>, OCS, HCN, H<sub>2</sub>CO, CO<sub>2</sub>, HO<sub>2</sub>NO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, CCl<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, COCl<sub>2</sub>, HCOOH, CH<sub>3</sub>OH, O<sub>2</sub>, COClF, N<sub>2</sub>, HCFC-142b, HCFC-22, CFC-113, HCFC-141b, PAN, HFC-134a, CHF<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>CN, SO<sub>2</sub>, ClO, HCFC-22, CH<sub>3</sub>Cl, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, а также профили 21 изотопа этих газов [27].

Значительное количество данных о газовом составе было получено с помощью двух других спутниковых методов – методов собственного излучения атмосферы и отраженного и рассеянного солнечного излучения. Однако их рассмотрение выходит за рамки настоящего обзора.

## Заключение

Основное развитие и совершенствование спутниковых затменных методов исследования газового и аэрозольного состава атмосферы осуществлялось в следующих направлениях:

– увеличение спектральной области измерений и числа измерительных каналов – от 1 (прибор SAM II) до сотен (приборы SCIAMACHY, GOMOS, SAGE III и др.); возможность измерений в УФ, видимой, ближней ИК и ИК областях спектра позволила существенно увеличить число исследуемых газов и повысить информативность аэрозольных исследований;

- использование сканирования диска Солнца для повышения точности задания внеатмосферного излучения;
- проведение измерений в УФ области спектра для увеличения высотного диапазона измерений;
- использование нестационарных численных моделей атмосферы для учета временных вариаций газов в моменты восхода и захода Солнца;
- использование излучения звезд и отраженного солнечного излучения от Луны для увеличения числа измерений в сутки и пространства земного шара, охваченного наблюдениями.

Спутниковые методы исследования газового состава, прежде всего затменный метод, сыграли значительную роль в решении различных научных и прикладных задач физики атмосферы в последние десятилетия. С их помощью подробно исследованы пространственно-временные вариации содержания многих важных атмосферных газов, особенно в стратосфере, создана соответствующая система климатического их распределения, изучены долговременные вариации (тренды) многих газов. Данные, полученные в космических экспериментах, позволили получить много ценной информации в области атмосферной (стратосферной и тропосферной) химии, динамики атмосферы, исследования полярных районов, радиационных процессов в атмосфере и климата Земли.

Данное исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 12-05-00598\_a) и СПбГУ (в рамках проекта 11.37.28.2011).

### *Литература*

- IPCC Fifth Assessment Report – Climate Change 2013 // The Physical Science Basis  
<https://www.ipcc.ch/report/ar5/wgl/>
- Griggs J.A., Harries J.E.* Comparison of spectrally resolved outgoing longwave data between 1970 and present". Proc. SPIE. V. 5543. Infrared Spaceborne Remote Sensing XII, 164 (November 4, 2004); doi:10.1117/12.556803; <http://dx.doi.org/10.1117/12.556803>
- Интернет-ресурс международной сети NDACC. <http://www.ndsc.ncep.noaa.gov/>
- Интернет-ресурс международной сети TCCON. <http://www.tccon.caltech.edu/>
- Тимофеев Ю.М.* Спутниковые методы исследования газового состава атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 5. С. 451–472.
- Интернет-ресурс SAGE III Algorithm Theoretical Basis Document (ATBD), Transmission Level 1B Products <http://eosps0.gsfc.nasa.gov/sites/default/files/atbd/atbd-sage-transmission.pdf>
- Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В. и др.* Наблюдения турбулентности в атмосфере на высотах 20–70 км // Докл. РАН. 1997. Т. 357, № 5. С. 683–686.
- Gurvich A.S., Sofieva V.F., Dalaudier F.* Global distribution of  $C_T^2$  at altitudes 30–50 km from space-borne observations of stellar scintillation // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. L24813, doi:10.1029/2007GL031134.
- Kyrölä E., Tamminen J., Leppelmeier et al.* GOMOS on Envisat: An overview // Adv. Space Res. 2004. V. 33. P. 1020–1028.
- Kyrölä E., Tamminen J., Sofieva V. et al.* Retrieval of atmospheric parameters from GOMOS data // Atmos. Chem. Phys. 2010. V. 10. P. 11881–11903.

- Гречко Г.И., Гурвич Л.С., Еланский Н.Ф. и др. Фотографические наблюдения вертикального распределения озона в стратосфере с орбитальной станции Салют-7 // ДАН СССР. 1983. Т. 23, № 2. С. 306–309.
- Elansky N.F., Grechko G.M., Plotkin M.E. et al. The Ozone and Aerosol Fine Structure experiment: Observing the fine structure of ozone and aerosol distribution in the atmosphere from the Salyut 7 Orbiter: 3. Experimental results // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. № D10. P. 18661–18670.
- Chu W.P., Osborn M.T., McMaster L.R. SAM II Data Users' Guide (NASA RP-1200). Washington, D.C.: National Aeronautics and Space Administration, Scientific and Technical Information Division, 1988. 24 p.
- Интернет-ресурс Stratospheric Aerosol Measurement II (SAM II)  
[https://eosweb.larc.nasa.gov/GUIDE/campaign\\_documents/sam2\\_project.html#reference](https://eosweb.larc.nasa.gov/GUIDE/campaign_documents/sam2_project.html#reference)
- Girard A., Besson J., Brard D. et al. Global results of grille spectrometer experiment on board Spacelab 1 // Planet. Space Sci. 1988. V. 36. P. 291–300. DOI:10.1016/0032-0633(88)90136-5.
- De Maziere M., C. Muller, C. Lippens et al. Second flight of the Spacelab Grille Spectrometer during the ATLAS-1 mission // Geophys. Res. Letters. 1993. V. 20. № 6. P. 503–506.
- Интернет-ресурс ATMOS on ISS, Proposed Deployment of the Atmospheric Trace Molecule Spectroscopy Experiment on the International Space Station  
[http://remus.jpl.nasa.gov/atmos/iss/atmos\\_on\\_iss.pdf](http://remus.jpl.nasa.gov/atmos/iss/atmos_on_iss.pdf)
- Поберовский А.В., Поляков А.В., Тимофеев Ю.М. и др. Определение вертикальных профилей содержания озона методом затененного зондирования с ДОС "МИР". 1. Описание прибора и методики обработки данных. Примеры результатов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35. № 3. P. 312–321.
- Поляков А.В., Поберовский А.В., Тимофеев Ю.М. Определение вертикальных профилей содержания озона методом затененного зондирования с ДОС "МИР". 2. Валидация измерений вертикальных профилей содержания озона // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35. № 3. P. 322–328.
- Чайка А.М., Тимофеев Ю.М., Поляков А.В., Косцов В.С. Стратосферный аэрозоль по данным измерений аппаратуры SAGE III // Иссл. Земли из космоса. 2007. № 2. P. 10–18.
- Grooß J.-U., Russell III J.M. Technical note: A stratospheric climatology for O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, NO<sub>x</sub>, HCl and HF derived from HALOE measurements // Atmos. Chem. Phys. 2005. V. 5. № 10. P. 2797–2807.
- Carbary J.F., Darlington E.H., Harris T.J. et al. Ultraviolet and visible imaging and spectrographic imaging instrument // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 4201–4213.
- Paxton L.J., Meng C.-I., Anderson D.E., Romick G.J. MSX-A multiuse space experiment // Johns Hopkins APL Tech. Dig. 1996. V. 17. № 1. P. 19–34.
- Bertaux J.-L., Kyrölä E., Fussen D. et al. Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars: An Overview of GOMOS Measurements on ENVISAT // Atmos Chem. Phys. 2010. V. 10. P. 12091–12148.
- Bertaux J.L., Hauchecorne A., Dalaudier F. et al. First results on GOMOS/Envisat // Adv. Space Res. 2004. V. 33. № 7. P. 1029–1035.
- Tamminen J., Kyrölä E., Sofieva V.F. et al. GOMOS data characterization and error estimation // Atmos. Chem. Phys. 2010. V. 10. P. 9505–9519. doi:10.5194/acp-10-9505-2010
- Bernath P.F., McElroy C.T., Abrams M.C. et al. Atmospheric Chemistry Experiment (ACE): Mission overview // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L15S01. DOI: 10.1029/2005GL022386.

# Влияние биогенных эмиссий на формирование аэрозолей и облачности над морем

*А.Е. Алоян*

Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

В атмосфере над сушей основным источником образования паров серной кислоты – предшественника сульфатного аэрозоля – являются естественные и антропогенные выбросы диоксида серы. Для атмосферы над морями и океанами их источником является эмиссия диметилсульфида (ДМС) и др. Таким образом, наряду с выбрасываемыми мельчайшими частицами NaCl, ядрами конденсации, способствующими образованию облачности над морем, могут служить и формирующиеся в тропосфере сульфатные аэрозоли.

Большинство моделей влажной конвекции предсказывает возникновение облачности над морем на высотах 500–1200 м. В действительности же они могут формироваться и в средней тропосфере, т.е. на существенно больших высотах. Причина такого несоответствия заключается в том, что содержание атмосферных ядер конденсации, включающих NaCl, над водной поверхностью, начиная с высоты 500 м, экспоненциально убывает, затрудняя тем самым процесс образования облака. Это диктует необходимость разработки новых механизмов формирования ядер конденсации над морской поверхностью. Одним из них является эмиссия морями и океанами ДМС. Проникая в тропосферу, ДМС подвергается фотохимической трансформации в пары серной кислоты, накопление которой в тропосфере приводит к развитию процесса гомогенной бинарной нуклеации. В результате в атмосфере формируются первичные мельчайшие аэрозольные частицы, размер которых увеличивается со временем в процессах конденсационного роста и их коагуляции. Возникающие при этом более крупные частицы выступают в роли ядер конденсации и способствуют процессу образования облака.

## Постановка задачи

Для оценки возможности участия тропосферного сульфатного аэрозоля в формировании облачности над морем необходимо решать последовательно две задачи. Первая задача – формирование сульфатных аэрозольных частиц в тропосфере и стратосфере над морем при заданных значениях эмиссии ДМС. Попадая на высоты 3 км и выше, ДМС путем фотохимических реакций приводит к образованию паров серной кислоты. Далее появление серной кислоты в условиях уменьшающейся с высотой температуры активирует процессы бинарной нуклеации, что приводит к формированию мельчайших сульфатных частиц. Эти частицы со временем растут из-за кинетических процессов конденсации и коагуляции и в конечном итоге оказываются ядрами конденсации.

Для решения поставленной задачи была использована математическая модель глобального переноса многокомпонентных газовых примесей и аэрозо-

лей в атмосфере, с учётом фотохимической трансформации веществ и кинетических процессов формирования аэрозолей в тропосфере и стратосфере. Основные физико-химические и кинетические механизмы, ответственные за формирование сульфатных аэрозолей как ядер конденсации, изложены нами ранее в работах [1–3].

Вторая задача – моделирование влажной конвекции и формирование облачности над морем с использованием атмосферных ядер конденсации, включающих как NaCl (до высоты ~ 1.5 км), так и сульфатные частицы (начиная с высоты выше 3 км). Эта задача в отличие от предшествующей [3] решается на более мелкой сетке. Таким образом, рассматриваются две задачи, имеющие различные пространственно-временные масштабы в глобальном и региональном масштабах.

### Численная модель влажной конвекции и формирования облачности над морем

Рассмотрим трехмерную численную модель гидротермодинамики влажной конвекции и формирования облачности в тропосфере с учетом микрофизических процессов. Основные уравнения запишем в дивергентной (поточковой) форме. Представим термодинамические величины в виде суммы двух слагаемых:  $\varphi = \bar{\varphi}(z) + \varphi'(x, y, z, t)$ ,  $\varphi = \rho, \vartheta, q_v, P$ , где  $\rho$  – плотность,  $\vartheta$  – потенциальная температура,  $q_v$  – удельная влажность,  $P$  – давление.

Тогда уравнение движения для влажной конвекции можно представить в индексных обозначениях в следующем виде [5]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}u_i) + \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}u_j u_i) = -\frac{\partial P'}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{ijk}\bar{\rho}\Omega_j u_k + \delta_{i3}\bar{\rho}g\left(\frac{\vartheta'}{\vartheta} + \varepsilon q'_v - Q_w - \frac{P'}{kP}\right) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_{ijk}$  – абсолютно антисимметричный тензор,  $\delta$  – функция Кронекера,  $\Omega$  – угловая скорость вращения Земли,  $g$  – ускорение свободного падения,  $k=C_p/C_v$  – показатель адиабаты,  $\varepsilon = 0.608 = R_v/R_d$ , где  $R_v$  и  $R_d$  – газовые постоянные для сухого воздуха и водяного пара соответственно,  $Q_w$  – отношение смеси жидкой воды,  $\tau_{ij}$  – тензор вязких напряжений Рейнольдса. Симметричный тензор напряжений  $\tau_{ij}$  выражается через тензор деформации  $D_{ij}$  среднего движения:  $\tau_{ij} = \bar{\rho}K_M D_{ij}$ .

Уравнение неразрывности имеет вид:

$$\frac{\partial \bar{\rho}u_i}{\partial x_j} = 0. \quad (2)$$

Законы сохранения энергии и массы водяного пара задаются в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\vartheta) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j \vartheta) = \frac{L\vartheta}{c_p \bar{T}} \Phi + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( gK_H \frac{\partial \vartheta}{\partial x_j} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}q_v) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}u_j q_v) = -\Phi + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( gK_H \frac{\partial q_v}{\partial x_j} \right), \quad (4)$$

где  $\Phi$  – масса водяного пара, сконденсировавшегося в единичном объеме за единицу времени,  $T$  – абсолютная температура,  $L$  – удельная теплота конденсации. Отрицательные значения  $\Phi$  означают, что в данной точке в данный момент времени испарение преобладает над конденсацией.

### Уравнения микрофизики

Для учета микрофизических процессов в облачной системе используются две функции распределения:  $n_1(x_i, r_n, t)$  для облачных ядер конденсации и  $n_2(x_i, m, t)$  для облачных капель, так что  $n_1(x_i, r_n, t)dr_n$  дает в точке  $x_i$  в момент времени  $t$  концентрацию ядер конденсации радиусом от  $r_n$  до  $r_n+dr_n$ , а  $n_2(x_i, m, t)dm$  – концентрацию облачных капель массой от  $m$  до  $m+dm$ .

Уравнение для облачных ядер конденсации можно записать в виде:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j n_1) = - \left[ \frac{\partial n_1}{\partial t} \right]_{nucl} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_H \frac{\partial n_1}{\partial x_j} \right), \quad (5)$$

где слагаемое  $\left[ \frac{\partial n_1}{\partial t} \right]_{nucl}$  описывает уменьшение концентрации ядер конденсации

из-за их активации при достижении пересыщения критического значения.

Уравнение для функции распределения капель описывает адвективный и турбулентный перенос, а также локальное изменение их концентрации под действием седиментации, конденсации/испарения, распада и коагуляции:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}((u_j - w_g(m)\delta_{j3})n_2) = \left[ \frac{\partial n_2}{\partial t} \right]_{nucl} + \left[ \frac{\partial n_2}{\partial t} \right]_{cond} + \left[ \frac{\partial n_2}{\partial t} \right]_{coag} + \left[ \frac{\partial n_2}{\partial t} \right]_{decay} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_H \frac{\partial n_2}{\partial x_j} \right), \quad (6)$$

где  $w_g(m)$  – скорость падения капли массы  $T$ .

### Конденсация и коагуляция

Равновесное значение влажности для капель различных размеров определяется формулой Кёлера. Рост облачных ядер конденсации описывается следующим уравнением [4]:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D_v E_S F_V}{\rho_w R_v T} \frac{S - \frac{2\sigma}{\rho_w R_v T r} + \frac{2\rho_n M_w r_n^3}{\rho_w M_n r^3}}{\left( r + r^* \right) \left( 1 + \frac{D_v E_S L^2}{\kappa R_v^2 T^3} \right)}, \quad (7)$$

где  $r^* = \frac{D_v}{\alpha \sqrt{\frac{2\pi}{R_v T} \left( 1 + \frac{D_v E_S L^2}{\kappa R_v^2 T^3} \right)}}$ ,  $\alpha = 0.036$ ,  $D_v$  – коэффициент диффузии,  $E_S$  –

давление насыщения,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности воздуха,  $r^*$  учиты-

вает влияние газокинетических процессов на коэффициент диффузии для мелких капель,  $\alpha$  – коэффициент конденсации,  $F_V$  – коэффициент вентиляции.

Изменение спектра размеров облачных капель под действием коагуляции описывается уравнением Смолуховского.

### Область решения, начальные и граничные условия

Система уравнений (1)–(7) решается в области

$$D_t = D \times [0, T], D = \{(x, y, z) : x \in [-X, X], y \in [-Y, Y], z \in [0, H]\},$$

где  $H$  – верхняя граница области моделирования. Начальные и граничные условия задаются следующим образом:

$$u_i' = 0 \quad (i = \overline{1,3}), \quad v' = 0, \quad q_v' = 0 \quad \text{при} \quad t = 0;$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} = 0 \quad (i = \overline{1,3}), \quad \frac{\partial \rho \vartheta}{\partial x_j} = 0, \quad \frac{\partial \rho q_v}{\partial x_j} = 0 \quad \text{при} \quad x_j = \pm X_j \quad (j = 1,2);$$

$$u_i' = 0 \quad (i = \overline{1,3}), \quad v' = 0, \quad q_v' = 0 \quad \text{при} \quad z = H;$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial z} = a_u \rho u_i \quad (i = 1,2), \quad \frac{\partial \rho \vartheta}{\partial z} = a_\vartheta \rho (\vartheta - \vartheta_0), \quad \frac{\partial \rho q_v}{\partial z} = a_\vartheta \rho (q_v - q_{v0}) \quad \text{при} \quad z = h;$$

$$w = 0 \quad \text{при} \quad z = 0.$$

Здесь  $h$  – высота приземного слоя атмосферы,  $a_u$  и  $a_v$  – параметры, определяемые из модели приземного слоя,  $\vartheta_0$  и  $q_{v0}$  – значения потенциальной температуры и удельной влажности соответственно у поверхности Земли.

Для концентрации облачных капель принимается начальное условие  $n_2 = 0$  при  $t = 0$ . Также полагается, что  $n_2 = 0$  на верхней и боковых границах и  $\frac{\partial n_2}{\partial z} = 0$  при  $z = h$ . Для ядер конденсации в качестве начального значения и

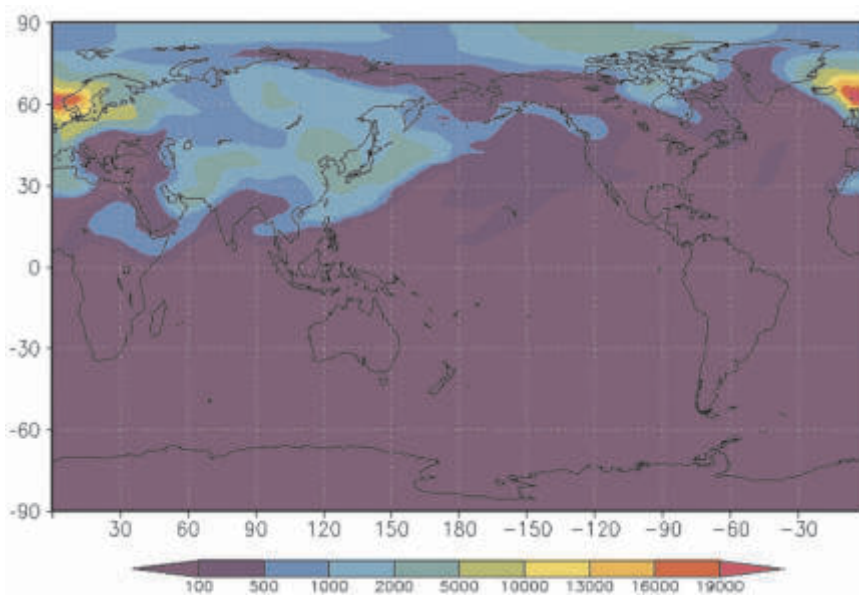
условия на боковых границах принимается вертикальный профиль концентрации облачных ядер  $n_l = n_o(z)$ , характерный для невозмущенной атмосферы.

### Результаты численных экспериментов

С использованием описанной выше модели были проведены численные эксперименты по воспроизведению процесса формирования сульфатных частиц в тропосфере и нижней стратосфере, обусловленного заданными значениями эмиссий с поверхности земного шара антропогенных ( $\text{SO}_2$ ,  $\text{NO}_x$ ,  $\text{CH}_4$ ) и биогенных ( $\text{H}_2\text{S}$  (сероводород),  $\text{COS}$  (карбонил сульфид),  $\text{CS}_2$  (дисульфид углерода), ДМС (диметилсульфид) компонентов. При этом значения эмиссий ДМС задавались на поверхности Тихого, Атлантического и Индийского океанов для зимнего и летнего периодов. Для этих периодов времени задавались и наземные источники эмиссии сероводорода, карбонилсульфида и дисульфида углерода. Расчеты проводились при следующих значениях входных параметров: число узлов сеточной области по долготе –  $144 \times 73$  с шагом  $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ , число уровней по вертикали – 20, координатные поверхности в метрах:

100, 750, 1500, 2200, 3000, 4200, 5600, 7200, 9200, 10400, 11800, 14000, 18000, 22000, 26000, 30000, 34000, 38000, 42000, 46000. Метеорологическая информация заимствовалась из базы данных Европейского центра по среднесрочным прогнозам (ECMWF) для расчетов в продолжении января и июля 2002 г. В цепочках химических реакций участвуют 52 газовых вещества, включающих азотно-сернистый и углеродный циклы, а также вещества биогенного происхождения. Используются 25 дискретных интервалов по размерам аэрозольных частиц от 3 нм до 1.2 мкм.

На рис. 1 представлены данные о полях счетной концентрации сформировавшихся в атмосфере через 30 дней сульфатных частицах ( $\text{м}^{-3}$ ) радиусом 100 нм в плоскости  $(x, y)$  на высоте  $z = 5600$  м. В тех областях, где над морем формируются сульфатные аэрозоли (в виде ядер конденсации), на более мелкой сетке решается задача влажной конвекции и формирования облачности.



**Рис. 1.** Поля счетной концентрации сформировавшихся в атмосфере через 30 дней сульфатных частицах ( $\text{м}^{-3}$ ) радиусом 100 нм в плоскости  $(x, y)$  на высоте  $z = 5600$  м

Проводились численные эксперименты по воспроизведению влажной конвекции и формирования облачности в атмосфере над морем. Расчеты проводились при следующих значениях входных параметров:  $X = 40$  км,  $Y = 40$  км,  $\Delta x = \Delta y = 1000$  м,  $\Delta z = 100$  м, если  $\kappa = 1,30$ ,  $\Delta z = 125$  м, если  $\kappa = 31,44$  и  $\Delta z = 150$  м, если  $\kappa = 45,51$ ,  $\Delta t = 90$  с,  $T_l = 298$  К, размер расчетной сетки –  $41 \times 41 \times 51$ . Подстилающая поверхность представляет собой зеркало моря. Предполагалось, что часть акватории моря размерами  $20 \text{ км} < X < 22 \text{ км}$  и  $20 \text{ км} < Y < 22 \text{ км}$  является нагретой. В начальный момент времени тепловые возмущения по высоте над этой зоной задаются в следующем виде:  $T_0(1)) =$



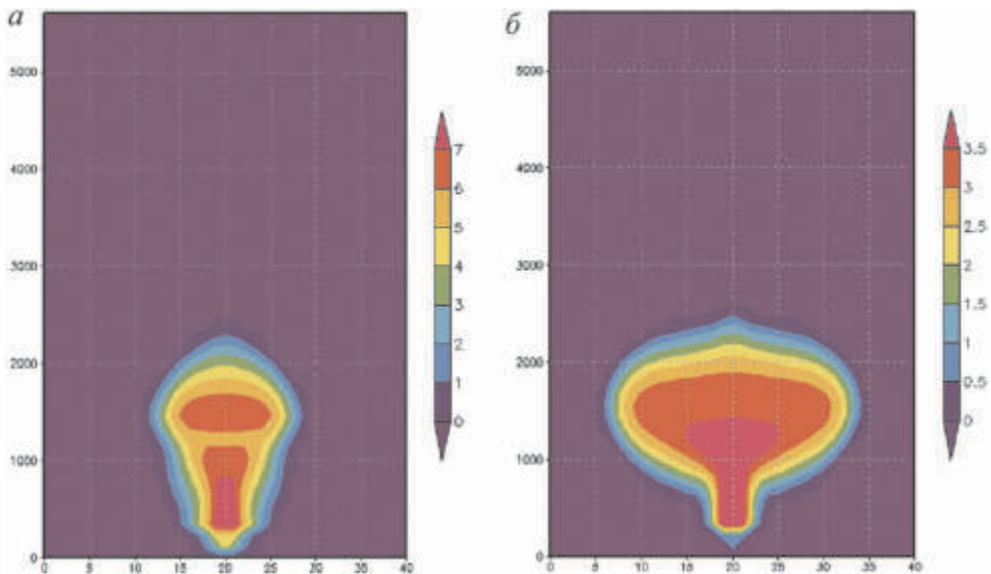
2°C, если  $z = 100$  м;  $T_0(2) = 1^\circ\text{C}$ , если  $z = 200$  м;  $T_0(3) = 0.5^\circ\text{C}$ , если  $z = 300$  м;  $T_0(4) = 0.25^\circ\text{C}$ , если  $z = 400$  м, где  $T_0(k)$ ,  $k = 1, 2, 3, 4$  – распределение фоновой температуры по вертикали.

Приведем результаты некоторых численных экспериментов, показывающие влияние сульфатных аэрозольных частиц (ядра конденсации) на формирование облачности в тропосфере над морем. Здесь и далее на всех рисунках счетная концентрация облачных капель дана в логарифмическом масштабе ( $\text{м}^{-3}$ ).

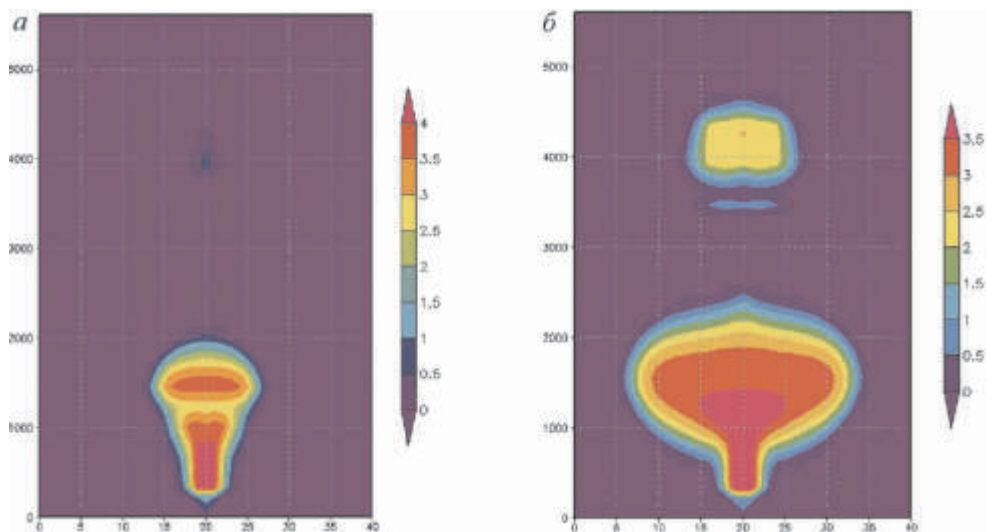
*Вариант 1.* В модели учитывается присутствие в атмосфере ядер конденсации включающих лишь NaCl.

На рис. 2 представлены изолинии счетной концентрации облачных частиц радиусом 2.09 мкм на плоскости  $(x, z)$  для моментов времени  $t = 120$  мин (а) и 180 мин (б). Видно, что в данном численном эксперименте спустя 240 минут облако достигает высот 2–2.7 км над морем, выше облака не формируются из-за отсутствия ядер конденсации. Формирование облачности выше 2 км в данном случае обусловлено конвекцией из-за задаваемых в начальный момент времени тепловых возмущений.

*Вариант 2.* В модели облачности учитываются ядра конденсации, состоящие как из NaCl, так и сульфатов. На рис. 3 приведены изолинии концентраций облачных капель радиусом 2.09 мкм для различных моментов времени  $t = 120$  мин (а) и 180 мин (б). Нетрудно видеть, что в этом случае формируются двухъярусные облака. Первый ярус расположен на высотах от 1.5 до 2.8 км, а второй – между высотами 3.2 км и 5 км. Таким образом, сульфатные аэрозольные частицы как ядра конденсации оказывают заметное влияние на формирование облачности в тропосфере над морем.



**Рис. 2.** Изолинии счетной концентрации облачных частиц радиусом 2.09 мкм на плоскости  $(x, z)$  для моментов времени  $t = 120$  мин (а) и 180 мин (б)



**Рис. 3.** Изолинии концентраций облачных капель радиусом 2.09 мкм для различных моментов времени  $t = 120$  мин (а) и 180 мин (б)

### Заключение

Построена совместная модель влажной конвекции и образования облачности и сульфатных аэрозолей в тропосфере над морской поверхностью с учетом эмиссий биогенных компонентов. Показано, что одним из источников образования ядер конденсации над морем является эмиссия диметилсульфида, который вследствие фотохимической трансформации над морем становится источником образования паров серной кислоты, приводящих к развитию процесса гомогенной бинарной нуклеации. В результате этого в атмосфере формируются первичные мельчайшие аэрозольные частицы, которые со временем растут в процессах конденсации и коагуляции. Эти частицы выступают затем в роли ядер конденсации, способствуя процессу образования облака на больших высотах над морской поверхностью. Анализ численных экспериментов, проведенных с учетом и без учета сульфатных частиц, показал, что сульфатные частицы оказывают существенное влияние на процессы формирования облачности в средней тропосфере. В их отсутствие формирование облачности в средней и верхней тропосфере над морем затруднено.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 12-05-00278 и 12-05-00236).

### Литература

1. Aloyan A.E. Mathematical modeling of the interaction of gas species and aerosols in atmospheric dispersive systems // Russ. J. Num. Analys. Math. Modell. 2000. V. 15. № 1–4. P. 211–224.
2. Алоян А.Е., Ермаков А.Н., Арутюнян В.О. Формирование сульфатных аэрозолей в тропосфере и нижней стратосфере. Исследование возможной стабилизации кли-

- мата с помощью новых технологий // Проблемы адаптации к изменению климата, М.: Росгидромет, 2012. С. 75–98.
3. *Алоян А.Е., Арутюнян В.О.* Моделирование динамики аэрозолей и формирования облачности при лесных пожарах // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2008. № 3. С. 1–15.
  4. *Pruppacher H.R., Klett, J.D.* Microphysics of Clouds and Precipitation. Dordrecht: Reidel, 1978. 714 p.
  5. *Алоян А.Е., Ермаков А.Н., Арутюнян В.О.* Моделирование конвективной облачности и ее влияние на газовый состав атмосферы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 6. С. 1–15.

## **Моделирование загрязнения атмосферного воздуха с использованием гидродинамико-химической модели атмосферы COSMO-Ru7-ART**

*Г.В. Суркова, А.А. Курсанов, А.В. Кислов, А.П. Ревокатова,  
Г.С. Ривин*

Гидрометцентр России, г. Москва,  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

COSMO-Ru7-ART – интегрированная расчетная система, включающая мезомасштабную негидростатическую модель атмосферы COSMO-Ru7 (Consortium for Small-scale MOdelling – Russia) с шагом сетки 7 км [1–5] и модель атмосферной химии ART (Aerosols and Reactive Trace gases) [6–8]. На каждом шаге по времени расчет метеорологических величин и химических преобразований выполняется совместно (рис. 1), что позволяет учитывать обратное влияние аэрозолей и газов на атмосферные процессы. Как и система прогноза погоды COSMO-Ru7, COSMO-Ru7-ART использует сферическую систему координат со сдвинутым полюсом и имеет то же пространственное разрешение.

В настоящее время COSMO-Ru7-ART используется в Гидрометцентре России на вычислительном комплексе SGI Altix 4700 для территории Центрального Федерального округа (ЦФО) с 40 уровнями по вертикали, шагами по пространству 7 км и времени 40 с [9, 10]. В экспериментальном режиме выполняется ежедневный расчет прогноза (на 48 ч. от 00 ч. ВCB) концентраций загрязняющих газообразных веществ и аэрозолей (рис. 2).

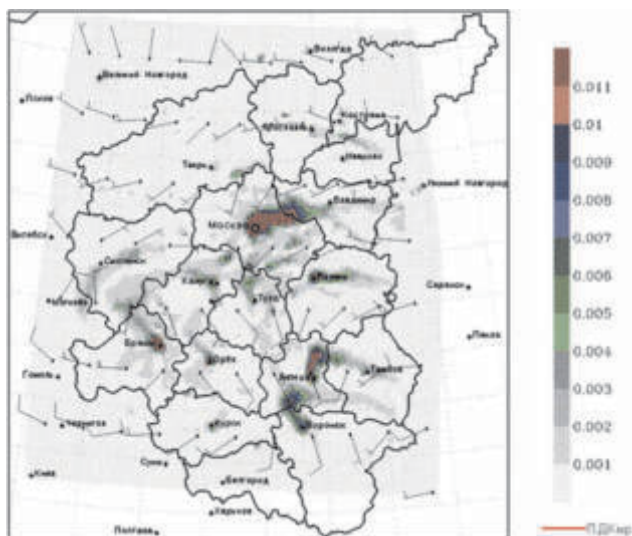
Специально для версии COSMO-Ru7-ART разработаны методики, позволяющие рассчитывать эмиссии для Московского мегаполиса по данным оперативных измерений концентраций загрязняющих веществ (на примере монооксида углерода) [9–13], а также в оперативном режиме рассчитывать выбросы загрязняющих веществ от лесных пожаров [14, 15]. Оценки реалистичности модельной продукции свидетельствуют о перспективности дальнейшего использования модели и ее усовершенствования [16].



Рис. 1. Структура COSMO-Ru7-ART

COSMO-Ru7-ART позволяет учитывать химические преобразования веществ в газовой фазе, фотодиссоциацию, коагуляцию, конденсацию, нуклеацию, осаждение, выведение и вымывание аэрозолей. Предусмотрен учет аэрозольной химии, взаимодействия аэрозолей с радиацией, эмиссии морской соли, минеральной пыли, пыльцы, биогенных выбросов гидрокарбонатов и гетерогенных реакций. Химические процессы в тропосфере представлены 172 реакциями. Среди неорганических соединений в явном виде рассматриваются 17 устойчивых соединений и 4 радикала. Органические соединения включают 26 устойчивых соединений и 16 радикалов.

В COSMO-Ru7-ART основой расчета пространственных и временных изменений концентраций малых газовых примесей служит уравнение диффузии. Его начальные условия – данные о выбросах газовых примесей. Расчет газофазных химических реакций производится в блоке RADMKA, который основан на модели RADM [17]. В модели ART рассчитываются концентрации оксидов азота, углерода и серы, азотной и серной кислоты, озона, пероксида водорода, альдегидов, кетонов, алканов, алкенов. Соединения  $N_2$ ,  $O_2$  и  $CH_4$  участвуют в химических реакциях, их концентрация считается постоянной. Для учета процессов фотодиссоциации в COSMO-ART используется модель фотолиза PAPA, позволяющая рассчитывать вертикальные профили частоты фотодиссоциации путем ввода коррекции стандартных профилей с учетом дополнительных факторов, рассчитываемых на каждом шаге модельного счета. Характеристики аэрозолей оцениваются с использованием модели MADE-Soot [18], учитываются их физическая и химическая трансформация, временная изменчивость распределения аэрозолей по размеру. В зависимости от раз-



**Рис. 2.** Пример прогноза на 36 ч концентрации  $\text{CO}$ ,  $\text{млн}^{-1}$ , в ЦФО по начальным данным за 24.08.2012 г. 00 ВСВ

мера и химического состава аэрозоли разделены на 6 групп. Для каждой группы аэрозолей решаются прогностические уравнения их концентрации и массовой плотности.

Распределение категорий землепользования основано на оценках проекта Global Land Cover 2000 Project [19, 20]. В качестве данных о выбросах веществ используются результаты проекта TNO [21, 22], горизонтальный шаг сетки примерно 8 км ( $0,125 \times 0,0625^\circ$ ), временное разрешение – 1 час. С учетом полноты природных и антропогенных источников, учитываемых в инвентаризации эмиссий TNO, а также подробности описания временной эволюции количества выбросов (в том числе суточного хода в рабочие/выходные дни и сезонного хода) – это одна из самых подробных баз данных по выбросам в Европе [23, 24].

### **Прогноз концентрации загрязняющих веществ в оперативном режиме [11–13, 16]**

Объем антропогенных выбросов не измеряется напрямую, инвентаризация эмиссий загрязняющих веществ проводится косвенными методами со значительным (иногда более года) запаздыванием по времени. Оценка эмиссий обычно базируется на косвенных данных, основанных на информации о плотности населения, развитии промышленности, наличии автодорог и других источников загрязнений. На этом принципе построены такие известные базы данных, как EMEP, EDGAR, TNO и EPER. Подобные эмиссии носят «климатологический» характер, то есть считается, что в каждый конкретный день и час эмиссии повторяют особенности, наблюдавшиеся в прошлые годы.

Такие данные можно использовать для изучения закономерностей загрязнения атмосферы в малозаселенной местности, но для краткосрочного прогноза концентрации веществ в мегаполисах, которые сами по себе являются крупнейшими источниками выбросов, средние многолетние данные инвентаризации выбросов требуют уточнения. Это является причиной постоянного поиска методов уточнения эмиссий, используемых при оперативном расчете прогноза загрязнения атмосферы. Особую актуальность разработка такого метода имеет для атмосферы крупных городов, особенно сильно подверженной влиянию антропогенных выбросов, изменчивость которых велика во времени и пространстве.

В [11–13] предложен метод расчета эмиссий загрязняющих веществ в реальном времени и доказана его применимость на примере угарного газа. Этот метод основан на использовании данных измерения концентраций загрязняющих веществ на станциях мониторинга. Основой предлагаемого алгоритма расчета стал известный подход, при котором мощность источника определяется по измеренным значениям на предыдущих шагах по времени. Притоки и расходы вещества, которые имеют концентрацию  $C$  (мг/м<sup>3</sup>), можно описать уравнением баланса массы:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial uC}{\partial x} + \frac{\partial vC}{\partial y} + \frac{\partial wC}{\partial z} = \chi \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \chi \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial C}{\partial z} + E, \quad (1)$$

где  $\chi$  и  $k$  – коэффициенты турбулентности по горизонтали и вертикали;  $E$  характеризует появление и потери вещества в результате химических реакций.

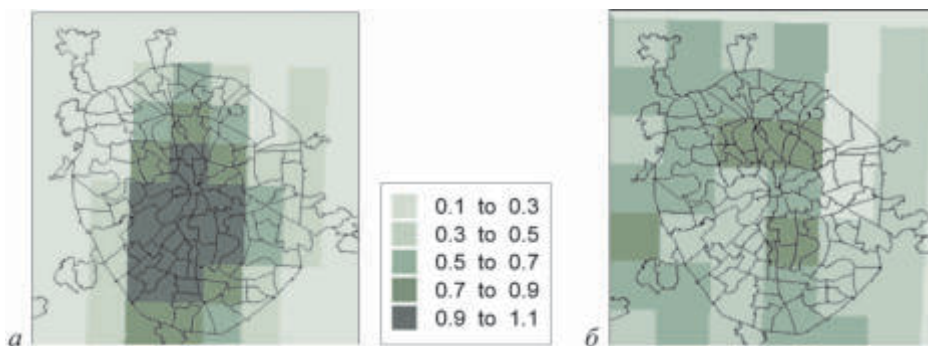
В задаче о загрязнении атмосферы эмиссия вещества осуществляется с поверхности, и потоки на верхней границе ячейки малы. Если скорость изменения концентрации из-за химических превращений гораздо меньше скорости изменения концентрации за счет метеорологических процессов, то последним слагаемым  $E$  можно пренебречь. Будем рассматривать данный случай, анализируя угарный газ (среднее время жизни в атмосфере 1–3 мес.) – маркер антропогенного загрязнения городской атмосферы. Для угарного газа CO эмиссия  $F$  может быть рассчитана по следующей формуле:

$$F = H \left( \frac{\partial \tilde{C}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{C}u}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{C}v}{\partial y} \right) - \chi \nabla^2 \tilde{C}. \quad (2)$$

Изменение концентрации CO во времени аппроксимировалось разностью концентраций  $\tilde{C}$  в последовательные моменты времени.

Практическая реализация данного подхода осуществлена путем использования результатов численных расчетов по мезомасштабной модели COSMO-Ru7-ART, получаемых на 40 вертикальных уровнях четыре раза в сутки в Гидрометцентре России и данных о концентрации CO на 21 станции на территории Москвы и Московской области, предоставляемых по измерениям на автоматизированной сети контроля загрязнения атмосферы Мосэкомониторинг.

Были проведены численные эксперименты с помощью модели COSMO-Ru7-ART с использованием эмиссий, рассчитанных на основании измеренных концентраций (рис. 3). Проведена верификация полученных данных пу-



**Рис. 3.** Прогноз концентрации CO (мг/м<sup>3</sup>) в Москве на 8 час. 11.08.2011 г. 00 ВСВ. *a* – по начальным данным, полученным с помощью эмиссий ТНО; *б* – рассчитанным с применением метода [11–13]. (На рисунке *б* хорошо видно влияние автомобильных выбросов на МКАД и третьем транспортном кольце)

тем их сравнения с данными измерений. Выявлено, что прогноз концентрации CO с использованием эмиссий, рассчитанных предложенным методом, в большинстве случаев показал лучшую пространственную и временную согласованность с данными наблюдений, чем прогноз с использованием данных средних многолетних инвентаризаций выбросов.

### **Выброс в атмосферу загрязняющих веществ при лесных пожарах [14–15]**

Для расчета выбросов в атмосферу в августе 2010 г. применена методика оценки загрязняющих веществ от очагов лесных пожаров. Методика основана на корректировке входных данных с использованием соответствующего типу растительности фактора эмиссии и учетом локализации очагов возгорания и сгоревшей биомассы. Модель COSMO-Ru7-ART позволяет рассчитать распространение шлейфа пожара с учетом физической и химической трансформации примесей в атмосфере. Достоинством этого метода является возможность оперативного его применения, так как дополнительная коррекция входных данных о локализации очагов горения и выборе типа растительности при проведении численных экспериментов не требует длительного времени и может быть произведена автоматически с использованием спутниковых данных. Проверка полученных результатов свидетельствует о перспективности использования данного метода.

Для расчета выбросов при горении биомассы используется информация о расходе горючего материала с учетом площади выгоревшей территории, количества горючего материала на единицу площади, его свойств и состояния. Реальное количество горючего материала, сгоревшего при пожаре, зависит от запаса и состояния топлива, его типа, климатических и метеорологических факторов, а также интенсивности пожара. Различные эмпирические модели разработаны для оценки расхода горючих материалов [25] и влияния пожаров на атмосферные процессы.

В наших расчетах количество сгоревшего материала определяется следующим образом:

$$T = S \cdot t. \quad (3)$$

Здесь  $T$  – общая масса выгоревших горючих материалов (т),  $S$  – площадь выгоревшей территории ( $\text{км}^2$ ),  $t$  – масса выгоревшего материала на единицу площади ( $\text{т/км}^2$ ), равная

$$t = \sum_i (M_i \cdot f_i), \quad (4)$$

где  $M_i$  – масса горючего материала типа  $i$  на единицу площади ( $\text{т/км}^2$ ),  $f_i$  – доля сгорания горючего материала типа  $i$ .

В итоге общая масса выброса  $E$  (кг) рассчитывается так:

$$E = T \cdot \varphi, \quad (5)$$

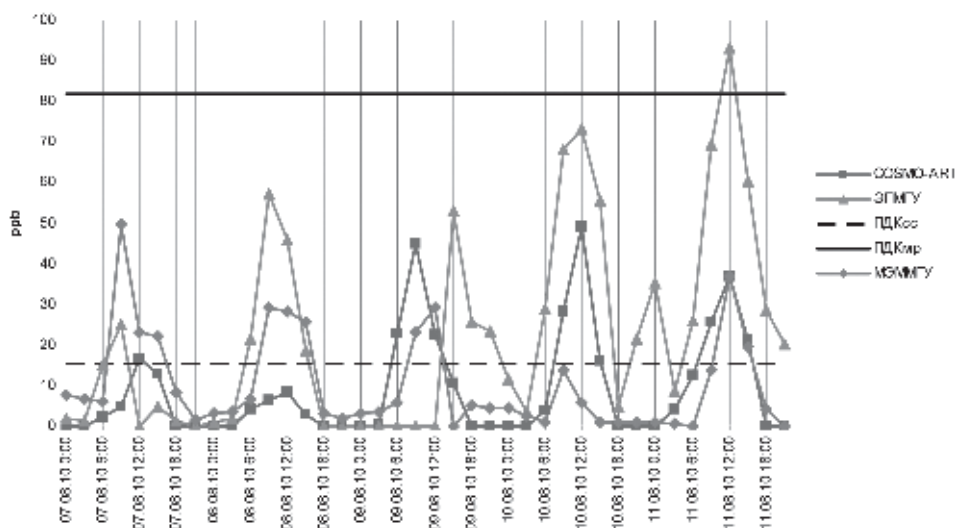
где  $\varphi$  – фактор эмиссии ( $\text{кг/т}$ ). Фактор эмиссии зависит от относительного преобладания горения или тления, которое определяется типом горючего материала и другими причинами. Обширный обзор существующих данных, необходимых для определения фактора эмиссии, представлен в работе [26]; мы воспользовались этим источником. Биомасса горящего типа растительности в районах пожара определялась для смешанного леса ( $30 \text{ кг/м}^2$ ), типичного в Подмосковье.

Часовые эмиссии  $\text{CO}$ ,  $\text{NO}$  и  $\text{SO}_2$  с площади модельной ячейки ( $7 \text{ км} \times 7 \text{ км} = 49 \text{ км}^2$ ) были рассчитаны, исходя из предположения о полном выгорании биомассы за 24 часа. Высокая модельная скорость сгорания биомассы по сравнению с реальными темпами процесса компенсируется двумя факторами. Во-первых, прогноз осуществлялся на двое суток отдельно для каждого из пяти дней 7–11 августа 2010 г. Анализ результатов проводился без рассмотрения первых суток с начальными условиями рассчитываемых концентраций. Во-вторых, площадь выгорания, заданная в модели, была меньше реально наблюдавшейся – для моделирования были выбраны лишь самые крупные очаги пожаров, сопоставимые по площади с размером модельной ячейки.

Для определения местоположения, площади распространения и продолжительности лесных пожаров была использована информация Министерства по чрезвычайным ситуациям (МЧС) [27] и выбраны три наиболее обширные территории, пострадавшие от лесных пожаров с 03.08.2010 по 10.08.2010. В узлах сетки, ближайших к эпицентрам пожаров, были заданы источники выброса  $\text{CO}$ ,  $\text{NO}$  и  $\text{SO}_2$ . Интенсивность выброса загрязняющих веществ оставалась одинаковой в течение всего модельного времени. Общая площадь предполагаемой выгоревшей территории составила  $147 \text{ км}^2$ .

Прогноз рассчитывался на 72 ч., начиная с 0:00 каждого дня периода 6–10 августа 2010 г. Было проведено пять серий расчетов. Полученные результаты моделирования были совмещены путем выборки вторых суток прогноза каждого из пяти экспериментов. На вторые сутки влияние начальных условий на результат моделирования ослабевает, осуществляется перенос выбросов от источников на значительные расстояния, что делает поля концентраций загрязняющих веществ приближенными к реальным. Сравнение данных наблюдений двух измерительных станций, расположенных на территории ме-





**Рис. 4.** Прогностические и наблюдаемые концентрации  $O_3$  за период 7–11 августа 2010 г.

По данным: 1 – COSMO-ART; 2 – ЭПМГУ (Экологический Павильон МГУ) – экологическая станция ИФА РАН и Географического факультета; 3 – МЭММГУ – станция "МГУ" ГПБУ «Мосэкомониторинг»; 4, 5 – ПДКсс и ПДКмр – предельно допустимая средняя суточная и максимально-разовая концентрация

теорологической обсерватории МГУ, и модельных результатов в ближайшем узле расчетной сетки показано на рис. 4.

## Заключение

Расчетный комплекс COSMO-Ru7-ART – современный инструмент прогноза «химической погоды» в ФБГУ «Гидрометцентр России». Для улучшения качества такого прогноза требуется дальнейшая работа по адаптации модели к территории расчета, уточнение эмиссий загрязняющих веществ антропогенного и природного происхождения. В 2014 г. планируется перевести расчеты на новую версию 5.0 модели COSMO-ART, а также произвести расчет распространения пыльцы цветущих растений.

## Литература

1. Вильфанд П.М., Ривин Г.С., Розинкина И.А. Мезомасштабный краткосрочный региональный прогноз погоды в Гидрометцентре России на примере COSMO-Ru // Метеорология и гидрология. 2010. № 1. С. 5–17.
2. Вильфанд П.М., Ривин Г.С., Розинкина И.А. Система COSMO-Ru негидростатического мезомасштабного краткосрочного прогноза погоды Гидрометцентра России: первый этап реализации и развития // Метеорология и гидрология. 2010. № 8. С. 5-17.

3. Сайт консорциума COSMO: <http://www.cosmo-model.org>
4. *Doms G., Schaettler U., Baldauf M.* Description of the Nonhydrostatic Regional COSMO-Model. Part I: Dynamics and Numerics. COSMO-Model 4.20. September 2011 // (<http://www.cosmo-model.org/content/model/documentation/core/cosmoDyncs-Numcs.pdf>). 147 p.
5. *Doms G., Foerstner J., Heise E. et al.* A Description of the Nonhydro-static Regional COSMO-Model. Part II: Physical Parameterization. COSMO-Model 4.20. September 2011 // (<http://www.cosmo-model.org/content/model/documentati-on/core/ cosmoPhysParamtr.pdf>). 154 p.
6. Описание химического блока ART: <http://www.imk-tro.kit.edu/download/LM-ART.pdf>
7. *Vogel B., Vogel H., Baumer D. et al.* The comprehensive model system COSMO-ART – Radiative impact of aerosol on the state of the atmosphere on the regional scale // Atmos. Chem. Phys. 2009. V. 9. P. 8661-8680.
8. *Vogel B., Vogel H., Baumner D. et al.* COS-MO-ART: Aerosols and reactive trace gases within the COSMO model // Integrated systems of meso-meteorological and chemical transport models / Eds. Baklanov A., Mahura, A., Sokhi R. Springer, 2011. P. 75–80.
9. *Ревокатова А.П., Суркова Г.В., Кирсанов А.А., Ривин Г.С.* Прогноз загрязнения атмосферы Московского региона с помощью модели COSMO-ART // Вестник Московского ун-та. Сер. 5 география. 2012. № 4. С. 25–33.
10. *Суркова Г.В., Ревокатова А.П., Кирсанов А.А. и др.* Краткосрочный прогноз концентрации загрязняющих веществ в атмосфере мегаполиса (на примере Москвы) в Гидрометцентре РФ с использованием химико-транспортной модели COSMO-Ru7-ART // Труды научно-практической конференции «Загрязнение атмосферы городов». СПб.: ГГО им. А.И. Воейкова, 2013. С. 70–72.
11. *Ревокатова А.П.* Метод расчета эмиссии угарного газа для прогноза загрязнения воздуха в Москве // Метеорология и гидрология. 2013. № 6. С. 43–55.
12. *Ревокатова А.П.* О методе оперативного расчета эмиссий загрязняющих веществ в атмосферу на примере Москвы и Московской области // Вестник Московского ун-та. Серия география. 2013. № I. С. 33–42.
13. *Ревокатова А.П., Суркова Г.В., Кирсанов А.А. и др.* Краткосрочный прогноз концентрации угарного газа в атмосфере Москвы // Тр. научно-практ. конф. «Загрязнение атмосферы городов». СПб.: ГГО им. А.И. Воейкова, 2013. С. 72–74.
14. *Кирсанов А.А., Ревокатова А.П., Ривин Г.С., Суркова Г.В.* Численное моделирование загрязнения атмосферного воздуха в период лесных пожаров на Европейской части России летом 2010 года с использованием химико-транспортной модели COSMO-Ru7-ART // Тр. научно-практ. конф. «Загрязнение атмосферы городов». СПб.: ГГО им. А.И. Воейкова, 2013. С. 74–75.
15. *Суркова Г.В., Блинов Д.В., Кирсанов А.А. и др.* Моделирование распространения шлейфов воздушных загрязнений от очагов лесных пожаров с использованием химико-транспортной модели COSMO-Ru7-ART // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27, № 1. С. 75-81.
16. *Кузнецова И.Н., Шалыгина И.Ю., Нахаев М.И. и др.* Опыт прогнозирования загрязнения приземного воздуха в Московском регионе на основе данных химических транспортных моделей: результаты тестирования, проблемы, перспективы // Тр. научно-практ. конф. «Загрязнение атмосферы городов». СПб.: ГГО им. А.И. Воейкова, 2013. С. 79–81.
17. *Stockwell W.R.* The second generation regional acid deposition model chemical mechanism for regional air quality modelling // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 16343–16367.

18. *Ackermann I., Hass H., Memmesheimer M. et al.* Modal aerosol dynamics model for Europe development and first applications // *Atmos. Environ.* 1998. V. 32. P. 2981–2999.
19. Global Land Cover 2000 database. European Com-mission, Joint Research Centre, 2003. <http://bioval.jrc.ec.europa.eu/pro-ducts/glc2000/glc2000.php>
20. *Bartholome E., Belward A.* GLC2000: a new approach to global land cover mapping from Earth observation data // *Int. J. Remote Sens.* 2005. V. 26. P. 1959–1977.
21. *Denier van der Gon H, Visschedijk A., van der Brugh H., Droge R.* A high resolution European emission data base for the year 2005, A contribution to UBA-Projekt PA-REST: Particle Reduction Strategies // TNO-report TNO-034-UT-2010-01895 RPTML. 2010.
22. *Kuenen J.* High resolution European emission inventory for the years 2003–2007 / Eds. J. Kuenen, H. Denier van der Gon, A. Visschedijk, H. van der Brugh // TNO-report TNO-060-UT-2011-00588. 2011.
23. *Pulles T.* Quality of emission data: Community right to know and national reporting // *Environmental Sciences.* 2008. V. 5. P. 151–160 doi: 10.1080/15693430802141357
24. *Pulles T., Heslinga D.* The Art of Emission Inventorying // TNO-report. 2010.
25. *Battye W.* Development of emissions inventory methods for wildland fire / Eds. Battye W., Battye R. // Final report. Contract 68-D-98-046. Research Triangle Park, NC: U.S. Environmental Protection Agency. 2002.
26. *Andreae M.O., Merlet P.* Emission of trace gases and aerosols from biomass burning // *Global Biogeochem. Cycles.* 2001. V. 15. P. 955–966.
27. Сайт Министерства по чрезвычайным ситуациям. URL: <http://www.mchs.gov.ru>

## **А.М. Обухов и развитие исследований аэрозольного загрязнения атмосферы на Кисловодской высокогорной научной станции ИФА и в регионе Кавказских Минеральных Вод**

***Г.И. Горчаков, А.С. Емиленко, А.А. Исаков, М.А. Свириденков, В.М. Копейкин***

Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, г. Москва

В 1970–80 годы курортные города Северного Кавказа – Пятигорск, Кисловодск, Ессентуки, Железноводск и Кисловодск стали чрезвычайно популярны среди жителей страны. За два десятилетия население этих городов удвоилось и достигло более 800 тысяч человек. Ежегодно к 1980 году там отдыхало и лечилось более одного миллиона человек. С ростом численности населения и отдыхающих увеличилась доля сопутствующих промышленно-хозяйственных объектов, резко возросли транспортные нагрузки.

В восьмидесятых годах XX века А.М. Обухов поставил перед сотрудниками Института задачу организовать исследования состава атмосферы экологической направленности, включая исследования атмосферного аэрозоля в

регионе Кавказских Минеральных Вод (КМВ) с опорой на Кисловодскую Высокогорную научную станцию (КВНС).

В 1983 г. была создана аппаратура для измерений концентрации субмикронного аэрозоля, и в 1984–92 гг. осуществлялся мониторинг массовой концентрации аэрозоля в г. Кисловодске, на КВНС и в регионе КМВ [1–3]. С помощью автомобильной лаборатории проводились маршрутные измерения концентрации субмикронного аэрозоля. В нескольких пунктах Кисловодска и в других городах КМВ был организован регулярный сбор проб с целью определения состава пыльцы растений в атмосферном воздухе [4, 5].

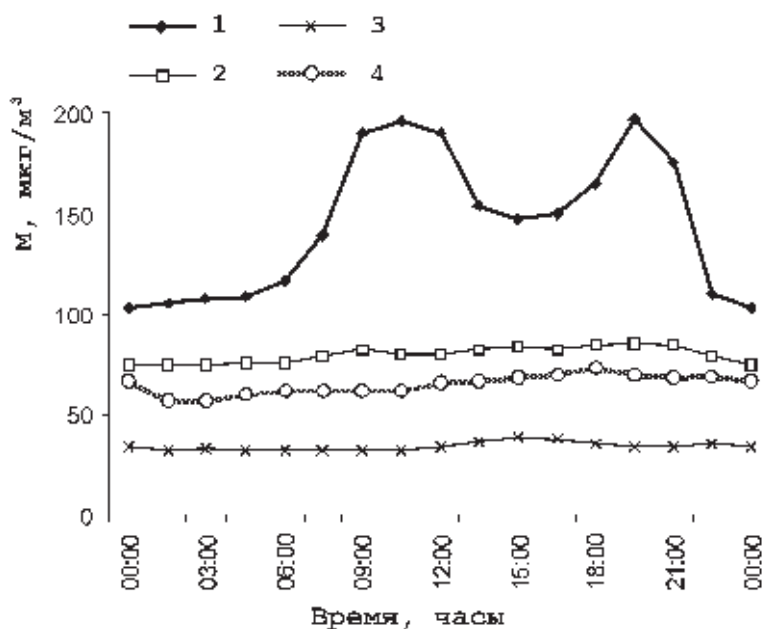
При проведении нескольких экспедиций в регионе КМВ измерялись спектральная прозрачность и индикатриса яркости неба в области солнечного ореола, микроструктура аэрозоля в приземном слое атмосферы, отбирались пробы и определялся элементный состав аэрозоля. Для обеспечения мониторинга был создан аппаратный комплекс, выполнены необходимые лабораторные испытания приборов и разработаны необходимые методики измерений [7]. Основные результаты исследования аэрозоля в восьмидесятые годы были доложены на организованной А.М. Обуховым Всесоюзной конференции “Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов” (10–13 апреля 1989 г.) и на последующих конференциях.

В данной работе представлены результаты исследования вариаций массовой концентрации субмикронного аэрозоля  $M$  ( $\text{мкг}/\text{м}^3$ ), включая закономерности внутрисуточной изменчивости, годовой ход и межгодовую изменчивость, а также некоторые особенности пространственного распределения субмикронного аэрозоля в регионе КМВ.

Основные особенности внутрисуточной изменчивости массовой концентрации субмикронного аэрозоля  $M$  отчетливо проявляются по среднему суточному ходу  $M$ . На рис. 1 показан по данным мониторинга в 1987 г. средний суточный ход в городе Кисловодске в зимний и летний сезоны в сопоставлении с данными синхронных измерений на КВНС. Данные рисунка и анализ других результатов измерений [1, 2] показывают, что в зимний сезон загрязнение воздушного бассейна г. Кисловодска определяется местными источниками, а летом процессами регионального масштаба. Более подробная информация содержится в табл. 1, где представлен средний суточный ход  $M$  в г. Кисловодске для всех 12 месяцев года, рассчитанный по данным мониторинга в 1985–1992 гг. Отчетливо выражены утренний (примерно 9 час) и вечерний (18–21 час) максимумы концентрации аэрозоля. Как следует из табл. 1, летом внутрисуточная изменчивость выражена сравнительно слабо.

Среднесуточные концентрации субмикронного аэрозоля  $M$  в г. Кисловодске менялись в довольно широких пределах примерно от 10 до  $100 \text{ мкг}/\text{м}^3$  (до  $150 \text{ мкг}/\text{м}^3$  в смоговых ситуациях). На рис. 2 показан пример годового хода среднесуточной концентрации субмикронного аэрозоля в г. Кисловодске, рассчитанный по данным мониторинга в 1987 году. Видно, что минимальный уровень аэрозольного загрязнения наблюдается в весенне-летний период.

Многолетние измерения позволили охарактеризовать межгодовую изменчивость концентрации аэрозоля в г. Кисловодске. На рис. 3 показан вре-



**Рис. 1.** Сопоставление осредненных за месячный цикл измерений концентраций суточных ходов субмикронных частиц аэрозоля в г. Кисловодске и на фоновой горной станции КВНС для февраля и июля 1987 года  
1, 2 – Кисловодск (1 – февраль, 2 – июль); 3, 4 – КВНС (3 – февраль, 4 – июль)

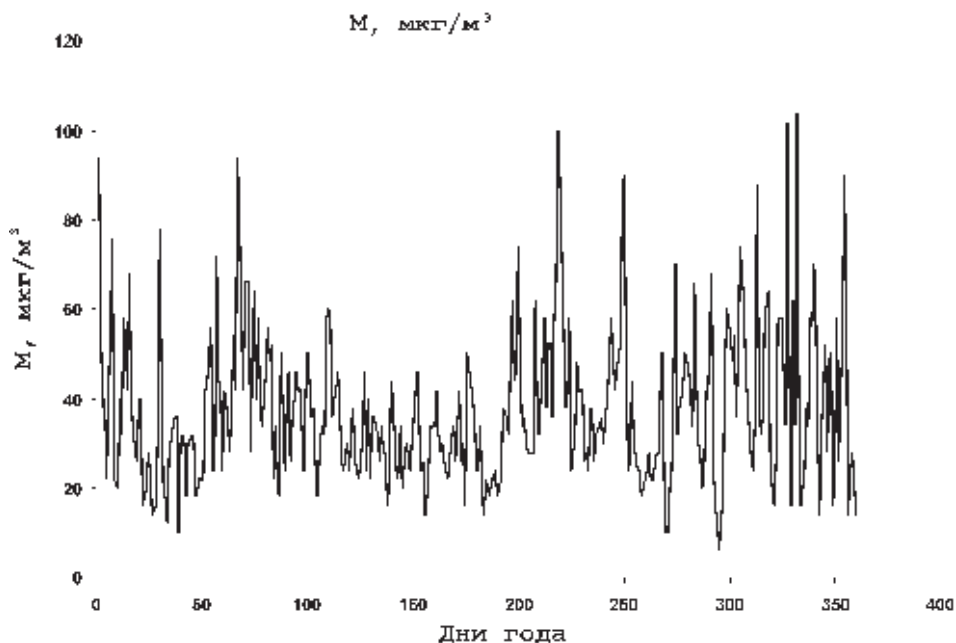
*Таблица 1*

Осредненный за 5 лет измерений средний суточный ход массовой концентрации субмикронного аэрозоля и его сезонная изменчивость

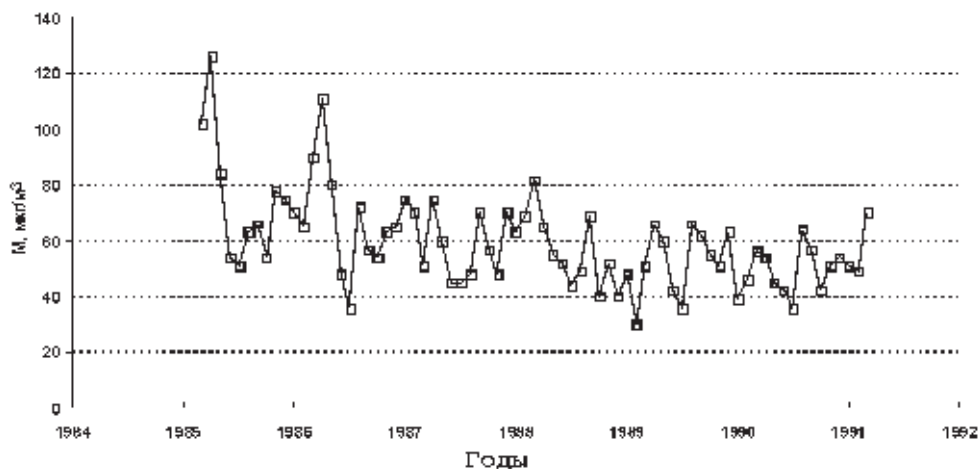
Время часы	Янв.	Февр.	Март	Апр.	Май	Июнь	Июль	Авг.	Сент.	Окт.	Нояб.	Дек.
3:00	30	30	46	36	28	22	30	36	32	28	28	24
6:00	30	30	46	36	28	26	34	40	30	28	22	24
9:00	44	50	58	44	34	30	38	46	40	34	42	42
12:00	36	40	48	36	28	28	36	46	36	32	38	40
15:00	36	36	48	36	30	32	36	44	34	38	38	44
18:00	46	58	56	38	32	30	36	46	40	50	50	44
21:00	40	50	60	44	32	30	36	44	40	44	42	34
24:00	34	36	54	40	30	24	30	38	34	34	32	28

менной ход среднемесячных концентраций субмикронного аэрозоля  $M$  в 1985–1991 гг. Здесь отчетливо выявляется отрицательный тренд (примерно –  $4 \text{ мкг/м}^3/\text{год}$  в 1986–1991 гг.) аэрозольного загрязнения воздушного бассейна г. Кисловодска субмикронным аэрозолем.

С целью оценки изменчивости массовой концентрации субмикронного аэрозоля были рассчитаны средние и наиболее вероятные значения  $M$ , а также вероятность превышения уровней  $75$ ,  $120$  и  $165 \text{ мкг/м}^3$  в 1986–1990 гг.



**Рис. 2.** Временная изменчивость среднесуточной концентрации субмикронного аэрозоля ( $\text{мкг/м}^3$ ) по данным измерений на СЭС Кисловодска в 1987 году



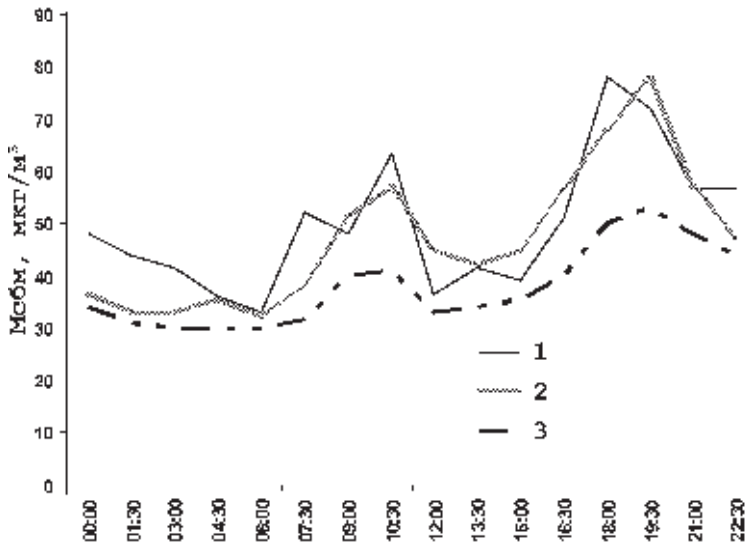
**Рис. 3.** Междугодовая изменчивость среднемесячных значений концентрации субмикронного аэрозоля по данным измерений на СЭС Кисловодска

(табл. 2). В частности, оказалось, что вероятность превышения его содержания в  $165 \text{ мкг/м}^3$  менее 1.5–2.0 %.

На рисунке 4 представлены результаты изучения пространственной изменчивости концентрации тонкодисперсного аэрозоля с помощью трех идентичных нефелометров в зимнее время. Измерения проводились круглосуточ-

Основные показатели состояния аэрозольного загрязнения атмосферы города  
Кисловодск в разные годы (1986–1990)

Год	Число измерений	Наиболее вероятное	Среднее, мкг/м <sup>3</sup>	Число случаев > 75 мкг/м <sup>3</sup>	Число случаев > 120 мкг/м <sup>3</sup>	Число случаев > 165 мкг/м <sup>3</sup>
1986	2691	39	56	26%	7,5%	1,5%
1987	4442	39	46	22%	6%	1,6%
1988	3834	38	43	20%	7,1%	2,1%
1989	3995	30	40	18%	4,2%	1,2%
1990	3249	35	40	16%	3,2%	0,5%



**Рис. 4.** Средний суточный ход концентрации субмикронного аэрозоля в феврале 1989 г. в трех пунктах города Кисловодска  
1 – СЭС; 2 – ул. Велинградская; 3 – гостиница «Кавказ»

но в течение всего февраля 1989 года. Один из нефелометров был расположен на втором этаже санитарно-эпидемиологической станции (СЭС) недалеко от вокзала г. Кисловодска, – в 800 м от первого недалеко от гостиницы “Кавказ” и третий на улице Велинградская на крыше этой гостиницы примерно на 100 метров выше двух первых. В отличие от летних измерений наблюдается ярко выраженное уменьшение концентрации аэрозоля с высотой.

Длительные синхронные измерения на КВНС ИФА РАН, расположенной в 20 км южнее Кисловодска на плато Шад Жат Маз, где был установлен второй идентичный нефелометр, и в Кисловодске позволили сопоставить фоновые значения содержания аэрозоля с городскими в летний и зимний сезоны (табл. 3).

Были выполнены исследования пространственного распределения субмикронного аэрозоля как в г. Кисловодске, так и в других городах КМВ. В зим-

Таблица 3

Сопоставление средних за месячный цикл измерений концентраций субмикронных частиц аэрозоля в Кисловодске и на КВНС по данным синхронных измерений в 1985–1989 годах

Год	1985	1985	1986	1986	1986	1987	1988	1988	1989
Месяц	VIII	X	II	VIII	IX	VII	II	VII	VII
М•мкг/м <sup>3</sup> Кисловодск	66	78	90	57	54	48	82	49	64
М•мкг/м <sup>3</sup> КВНС	51	25	20	39	36	33	15	29	34
Мкис/ Мквнс	1.3	3.1	4.5	1.5	1.5	1.5	5.5	1.7	1.9

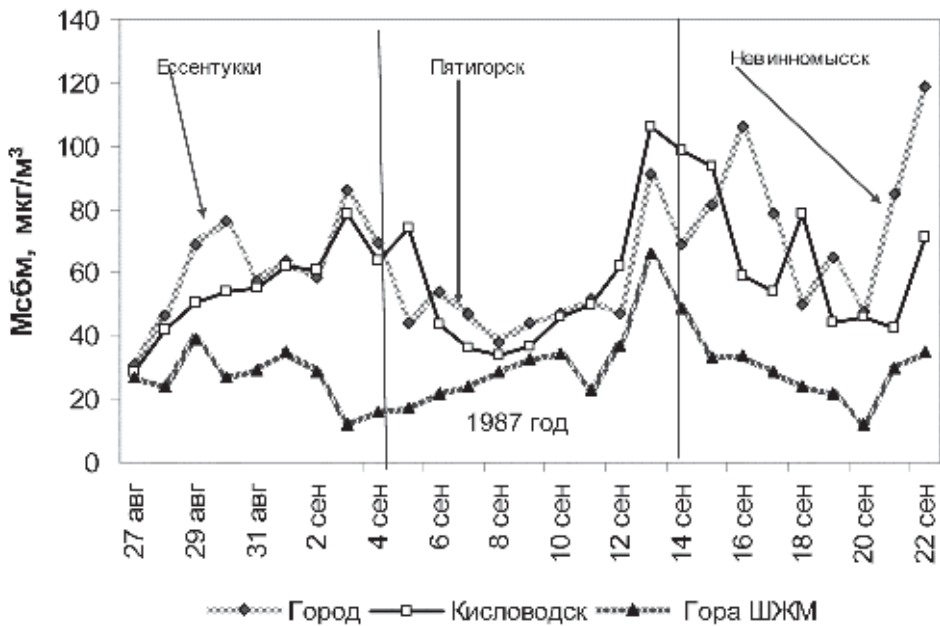


Рис. 5. Пример синхронных измерений содержания субмикронного аэрозоля в трех пунктах в районе Кавказских Минеральных Вод

ний сезон вариации массовой концентрации субмикронного аэрозоля в различных пунктах г. Кисловодска коррелировали друг с другом (рис. 4) за исключением смоговых ситуаций, когда существенна роль локальных источников и орографии. Выполненные в летне-осенний период 1987 г. измерения позволили выявить синхронность вариаций массовой концентрации субмикронного аэрозоля в городах Эссентуки, Пятигорск, Невинномысск (рис. 5), обусловленную синоптической изменчивостью (региональный режим загрязнения). В период с 12 по 15 сентября в Ставропольском крае интенсивно жгли отходы сельскохозяйственной продукции. На рисунке отчетливо видно, что и в Кисловодске и на горной обсерватории КВНС, в районе которых были



запрещены любые сжигания отходов, резко возросли концентрации субмикронного аэрозоля, подтверждая региональный характер загрязнения курорта в летнее время.

В заключение отметим, что в зимний сезон в г. Кисловодске оказалась существенной роль антропогенных источников загрязнения городской атмосферы, о чем свидетельствует и сравнительно высокий уровень [6] массовой концентрации сажевого аэрозоля ( $1-2 \text{ мкг/м}^3$ ). Результаты исследований аэрозольного загрязнения были учтены администрацией города при планировании в нем транспортных потоков.

Опыт мониторинга аэрозольного загрязнения в регионе КМВ был использован при проведении исследований антропогенного аэрозоля в Московском регионе и Китае.

### *Литература*

1. Горчаков Г.И. Исследование аэрозольного загрязнения атмосферного воздуха // Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 44–47.
2. Емиленко А.С. Исследование вариаций концентраций субмикронного аэрозоля в атмосфере города // Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 53–60.
3. Дьячков А.Ф., Емиленко А.С. Изучение пространственного распределения субмикронного аэрозоля нефелометрическим методом // Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 90–97.
4. Горчаков Г.И., Маслова И.В., Свириденков М.А. Исследование вариаций концентрации и состава пыльцы растений – аллергенов // Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 130–134.
5. Горчаков Г.И., Зонис Я.М., Афанасьева В.Н. и др. Некоторые показатели загрязнения пылью растений воздушного бассейна Кисловодского курорта // Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 189–193.
6. Копейкин В.М., Капустин В.Н., Дьячков А.Ф. Сажевый аэрозоль в воздушном бассейне Кисловодска // Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 47–52.
7. Горчаков Г.И., Емиленко А.С., Исаков А.А. и др. Аппаратура для контроля загрязнения атмосферы. Состояние и охрана воздушного бассейна курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 213–216.

# Вариации, тренды и характеристики общего содержания СО в атмосфере Пекина и Москвы

*Е.И. Гречко<sup>1</sup>, В.С. Ракитин<sup>1</sup>, Е.В. Фокеева<sup>1</sup>, А.В. Джола<sup>1</sup>,  
Ван Генчен<sup>2</sup>, А.С.Емиленко<sup>1</sup>, А.Н.Сафронов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Институт физики атмосферы Китайской академии наук, КНР, г. Пекин

Исследования содержания и концентрации угарного газа СО в земной атмосфере, особенно в крупных городах – мегаполисах, привлекают к себе все большее внимание как специалистов в области загрязнения атмосферы, так и политиков. СО как индикатор, а также как газ-загрязнитель, играет важную роль в атмосферных химических процессах. Изменение содержания СО приводит к нарушению равновесия в составе атмосферы, воздействуя, в частности, на содержание озона. Таким образом, изучение вариаций СО очень важно для изучения и понимания изменений климата и окружающей среды.

Измерения общего содержания СО в толще атмосферы проводятся специалистами Института физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской Академии наук (ИФА РАН) и Института физики атмосферы Китайской Академии наук (ИФА КАН) в Москве (с 1974 г.) и Пекине (с 1992 г.). В настоящей работе представлены результаты анализа полученных результатов для обоих городов в период 1992–2012 гг. Результаты этих измерений и их анализ интересны не только с точки зрения науки об окружающей среде или в экологическом плане, но также используются для валидации спутниковых измерений.

По причине быстрого экономического роста и быстрой урбанизации в последние 20 лет Пекин стал одним из важнейших городов – мегаполисов мира. Москва в эти 20 лет также стремительно развивалась, удвоив площадь городской застройки. Основным источником эмиссий СО в крупных городах является автотранспорт [1]. Стремительный рост автопарка (при примерно одинаковом – около 5 млн – количестве автомобилей на нынешний момент) свойственен как Москве, так и Пекину. Как в Москве, так и в Пекине большинство промышленных предприятий выведены из границ города, а городская энергетика переведена с угля на газ. Определение уровней загрязнения СО, вариаций и трендов содержания этого газа полезны для понимания как глобальных процессов, так и для анализа влияния антропогенных эмиссий на качество воздуха.

Дневные типичные и аномальные вариации содержания СО в Москве и Пекине проанализированы в нескольких работах [2–6, 10]. В них же изучено влияние направления и скорости ветра на атмосферное загрязнение, а также отмечены существенные различия в величине уровня загрязнения атмосферы обоих городов. Цель настоящей работы – установить схожие черты и различия атмосферного загрязнения Москвы и Пекина, а также выяснить причину этих различий.

## Методика и аппаратура

Измерения общего содержания окиси углерода CO в Москве и Пекине производились с помощью одинаковых спектроскопических комплексов среднего разрешения ( $0,2 \text{ см}^{-1}$ ) в инфракрасной спектральной области основной полосы поглощения CO ( $4,7 \text{ Мкм}$ ). Содержание примеси вычисляется по поглощению солнечного излучения молекулами примеси. Методика измерений подробно изложена в [7, 9], погрешность единичного измерения составляет 5–7% [4, 8].

### *Антропогенная часть содержания CO*

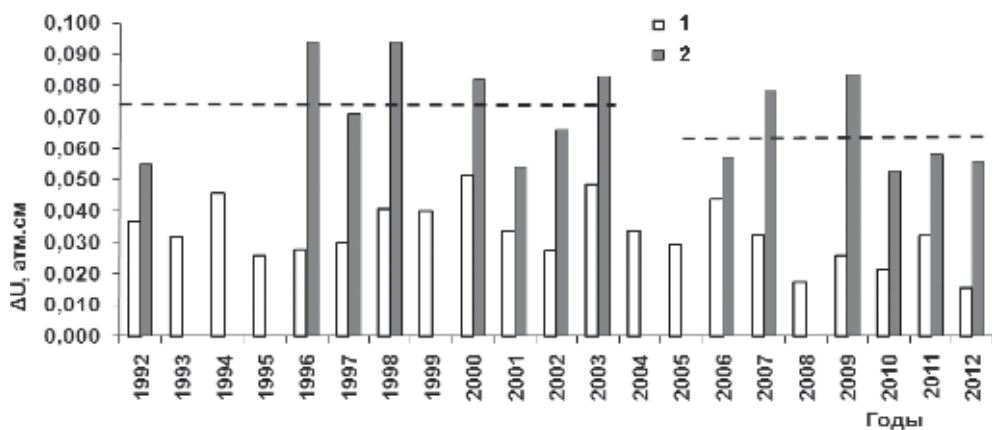
Под антропогенной частью содержания в данном случае подразумевается разность между городским и фоновым содержанием CO,  $\Delta U = U - U_b$ , где  $U$  – содержание, измеренное в городе,  $U_b$  – фоновое содержание. В Москве в качестве фоновых величин использовались данные синхронных измерений в Звенигороде (Звенигородская научная станция ИФА РАН, ЗНС, 53 км к западу от Москвы). В Пекине в качестве фоновых использовались минимальные значения содержания, полученные в соответствующий измерительный период, т.е. значения, полученные в наиболее чистые дни, как правило, при ветре из северных и западных горных районов.

## Основные результаты и обсуждение

Межгодовые вариации антропогенной часть содержания CO  $\Delta U$  для обоих городов, Москвы и Пекина, в период 1992–2012 гг. приведены на рис. 1. Из этого рисунка следует, что  $\Delta U$  в Москве существенно уменьшилась в период 2003–2012 гг., в целом по периоду 1992–2012 гг. отрицательный тренд составил около 1,4% в год. Уровень загрязнения CO атмосферы Москвы в 2–3 раза ниже, по сравнению с Пекином. В Пекине, в отличие от Москвы, выраженного и статистически значимого снижения  $\Delta U$  не наблюдалось. Можно лишь утверждать об относительном уменьшении антропогенного CO в Пекине в период 2006–2012 гг., по сравнению с 1992–2003 гг. Отношение числа условно «грязных» дней ( $\Delta U \geq 0,08 \text{ атм.см}$ ) к числу «чистых» ( $\Delta U \leq 0,03 \text{ атм.см}$ ), для Пекина составляет 1,05, для Москвы – 0,18, в целом для периода 1992–2012 гг.

### *Частота повторяемости антропогенной части содержания CO*

Для лучшего понимания отличий загрязнения воздушного бассейна Москвы и Пекина на рис. 2 приведено распределение повторяемости  $\Delta U$  для обоих мегаполисов (1992–2012 гг.). Следует отметить, что экстремальные уровни загрязнения ( $\Delta U \geq 0,11 \text{ атм. см}$ ), наблюдаемые в Пекине в среднем в 20% случаев, в Москве наблюдались в несколько раз реже, а в период 2008–2012 гг. – не наблюдались совсем, за исключением периода лесных пожаров 2010 г. Величины  $\Delta U \leq 0,05 \text{ атм. см}$  в Москве наблюдаются более, чем в 80% случаев, в то время, как в Пекине – менее, чем в 50% случаев. Второе отличие распреде-



**Рис. 1.** Сравнение величин антропогенной части содержания CO ( $\Delta U$ ) в атмосфере Москвы (1) и Пекина (2). Горизонтальными линиями показаны средние величины  $\Delta U$  в Пекине в период 1992–2003 и 2006–2012 гг.

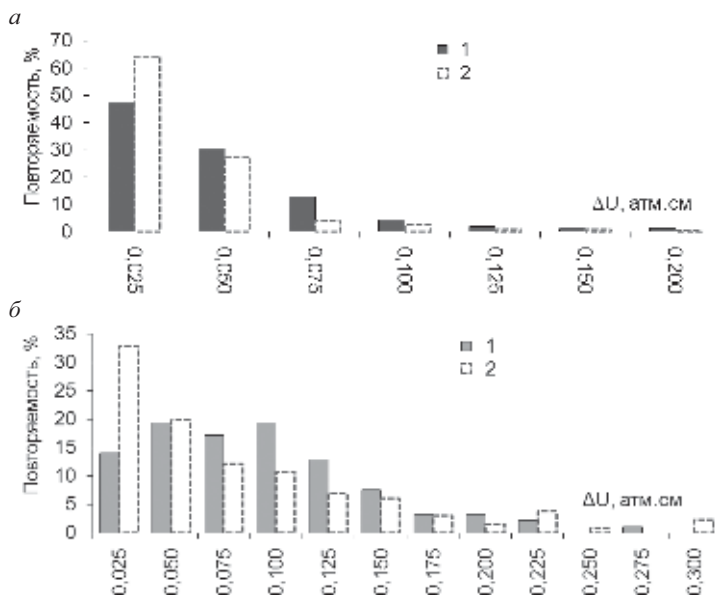


**Рис. 2.** Распределение величин антропогенной части содержания  $\Delta U$  в Москве (1) и Пекине (2) для осеннего периода 1992–2012 гг.

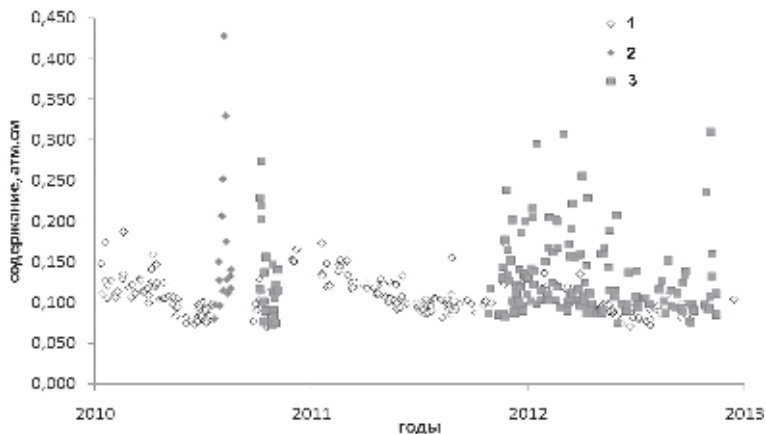
лений – бимодальность распределения  $\Delta U$  в Пекине, т.е. наличие второго максимума в интервале значений  $0,07 \leq \Delta U \leq 0,11$  атм. см. Этот второй максимум относится к случаям сильного атмосферного загрязнения Пекина.

#### *Антропогенная часть содержания CO в разные периоды*

Сравнение частотных распределений величин загрязнения позволяет лучше понять временные тенденции изменения состава атмосферы. На рис. 3 показано распределение  $\Delta U$  для обоих мегаполисов и его изменение в различные периоды. Как видно из рис. 3а, в Москве в период 2006–2012 гг. по сравнению с 1993–2005 гг. существенно увеличилось число ситуаций с небольшим и средним загрязнением при одновременном уменьшении высоких значений. Более того, экстремальные величины  $\Delta U \geq 0,11$  атм. см в период 2008–2012 гг. наблюдались в Москве только во время природных пожаров 2010 г.



**Рис. 3.** Изменение частоты повторяемости антропогенной части содержания CO<sub>2</sub>.  
*a* – в Москве; *б* – в Пекине (1 – 1952–2000 гг., 2 – 2001–2012 гг.)



**Рис. 4.** Среднедневные содержания CO в Москве и Пекине в 2010–2012 гг.  
 1 – в Москве, 2 – в Москве за счет пожаров, 3 – в Пекине

В Пекине (рис. 3б) столь явного изменения не прослеживается, но можно отметить, что произошло уменьшение повторяемости высоких величин  $0,075 \leq \Delta U \leq 0,175$  атм. см в период 2001–2012 гг., по сравнению с 1992–2000 гг.

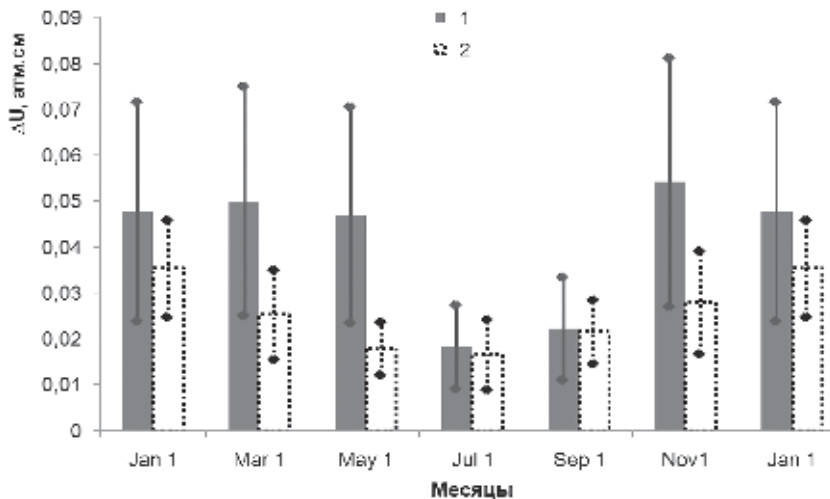
Для наглядного сравнения атмосферного загрязнения Москвы и Пекина на рис. 4 представлены результаты измерений содержания CO в обоих мегаполисах в период 2010–2012 гг. На нем хорошо видны высокие значения содержания CO в Москве, соответствующие периоду лесных пожаров. Эти значения более чем в 3 раза превышают обычные для летнего сезона величины. В

то же время, как видно на этом же рисунке, в Пекине подобные уровни загрязнения наблюдаются регулярно, причем интенсивные природные пожары в этом регионе не наблюдались. Экстремальное загрязнение в Пекине обусловлено антропогенной эмиссией CO.

### *Пример годовых вариаций антропогенной части CO*

Если вернуться к рис. 4, то следует отметить четыре основные особенности. Во-первых, более чем в 50% случаев содержания CO в обоих мегаполисах в течение всего календарного года примерно одинаковы. Во-вторых, минимальные содержания CO в Москве и Пекине наблюдаются примерно в одно и то же время, и эти значения в обоих мегаполисах практически одинаковы.

Отсюда можно сделать вывод, что фоновое содержание в обоих пунктах также примерно одинаково. В-третьих, экстремально высокие уровни загрязнения в Пекине наблюдаются в течение всего года, в то время как в Москве только в период природных пожаров. В-четвертых, максимум содержания в обоих городах приходится на зимние месяцы, а минимум на летние. На рис. 5 показано сезонное изменение содержания CO для обоих городов. Характер этих вариаций совпадает (максимум, как и на рис. 4, наблюдается в холодные месяцы, минимум – летом) и во многом определяется метеорологическими условиями и конвективным выносом загрязнений в летний период.



**Рис. 5.** Сезонные вариации антропогенной части содержания CO в Москве и Пекине, усредненные для периода 60 дней. 1 – Пекин, 2011–2012 гг., 2 – Москва, 2008–2012 гг.

### *Источники эмиссий*

В более ранних работах высокие концентрации CO в Пекине объяснялись не только спецификой орографии и метеорологии [2, 3, 5, 6], но и отличиями в составе и мощности источников эмиссий в Москве и Пекине. В то же время,

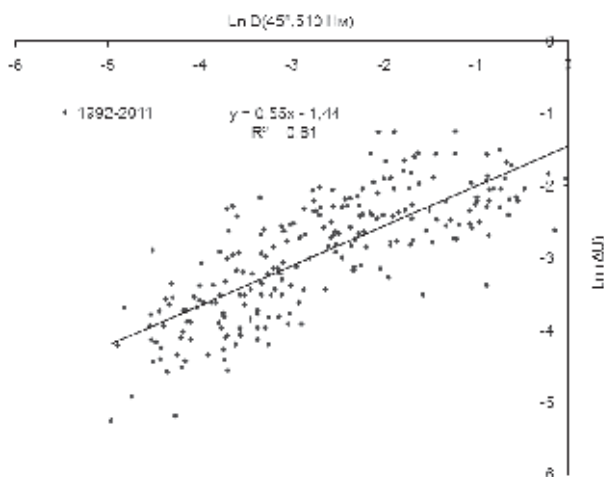
Таблица 1

Статистика траектории с высокой средней концентрацией субмикронного аэрозоля ( $M_{sbm} \geq 300 \mu\text{g}/\text{m}^3$ ), для траекторий приведенных на рисунке 7

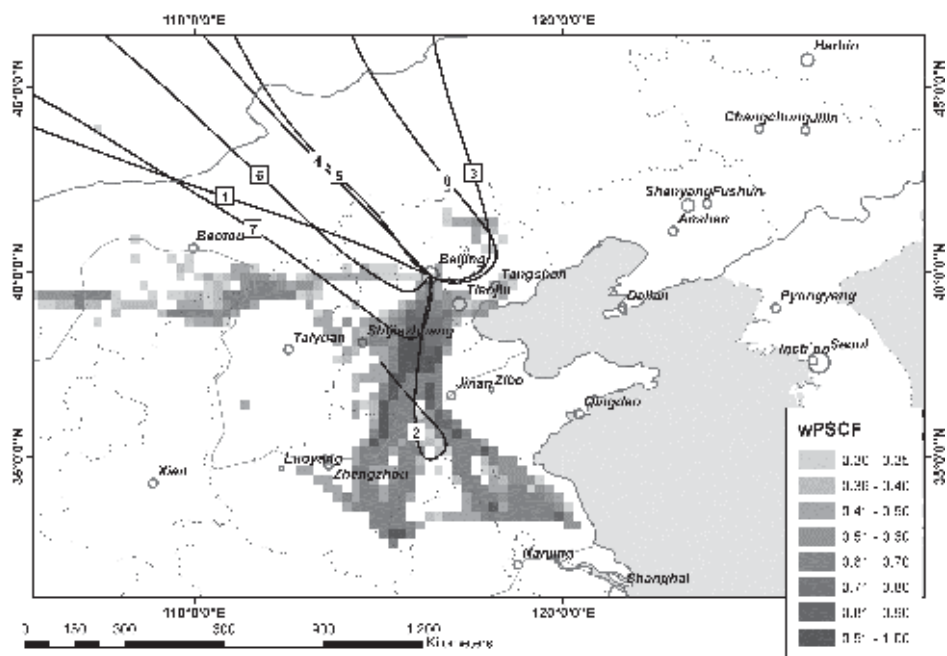
Общее число траекторий/ число траекторий $M \geq 300 \text{ мг}/\text{м}^3$	Средняя концен- трация
624/ <b>136</b>	482.04
127/ <b>120</b>	638.56
138/ <b>41</b>	392.67
506/ <b>5</b>	402.20
143/ <b>0</b>	0.00
273/ <b>32</b>	388.22
107/ <b>78</b>	451.03
71/ <b>1</b>	393.85
1989/ <b>413</b>	504.34

как отмечено выше, состав и мощность источников в обоих мегаполисах в настоящее время примерно одинаковы. Для лучшего понимания столь большой разницы в уровнях атмосферного загрязнения, а также для изучения локализации источников эмиссий был проведен кластерный траекторный анализ по методу PSCF (potential source contribution function), с привлечением траекторной модели HYSPLIT (Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory Model), а также данных о концентрации субмикронного аэрозоля.

Субмикронный аэрозоль был выбран как трассер для CO, поскольку в предыдущих исследованиях была установлена высокая корреляция между содержанием CO в толще атмосферы и приземной концентрации тонкодисперсной аэрозольной фракции в Пекине (рис. 6) [11]. Также были использованы метеорологические поля GDAS с пространственным разрешением  $1^\circ \times 1^\circ$  и временным – 3 часа. Результаты кластерного анализа представлены на рис. 7, на котором выделены вероятные источники эмиссий, а также в таблице 1, в которой представлена статистика траекторий со средней концентрацией  $M_{sbm} \geq 300 \text{ Мкг}/\text{м}^3$ . Методика траекторного кластерного анализа более подробно изложена в [12]. Из всех 413 случаев высокого аэрозольного загрязнения около 50 % приходится на долю кластеров 2 и 7 (соответствующих наиболее интенсивным эмиссиям, выделены в таблице жирным шрифтом). Полученные результаты показывают, что на формирование уровней загрязнения атмосферы Пекина значительное влияние оказывают эмиссии из окружающих город районов (юг, юго-запад, запад), а также объясняют наличие второй моды в частотном распределении  $\Delta U$  для Пекина (см. рис. 2).



**Рис. 6.** Связь приземной концентрации субмикронного аэрозоля и антропогенной части содержания CO в атмосфере Пекина. Коэффициент направленного рассеяния D прямо пропорционален концентрации,  $M_{\text{СМ}} = 1500 D$  (Мкг)



**Рис. 7.** Функция распределения вероятности нахождения источников эмиссий wPSCF, построенная по концентрациям субмикронного аэрозоля в Пекине, в правой нижней части рисунка приведены диапазоны изменения этой функции. Номера траекторий 8-и кластерного анализа для углового метода кластеризации приведены в первой колонке таблицы 1



## Литература

1. *Duncan B.N., Logan J.A., Bey I. et al.* Global budget of CO, 1988–1997: Source estimates and validation with a global model // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. D22301. doi:10.1029/2007JD008459.
2. *Wang G., Grechko E.I., Emilenko A.S. et al.* Results of simultaneous measurements of carbon monoxide in the atmosphere and submicron aerosol in the surface layer over Beijing // *Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics.* 2001. V. 37. Suppl. 1. P. S1-S9.
3. *Wu Hongyi, Wang Pucai, Wang Gengchen et al.* Variation of the Atmospheric CO Column Amount over Beijing Urban Area in the Fall // *Climatic and Environmental Res.* 2005. V. 10. P. 72–79.
4. *Ракитин В.С., Фокеева Е.В., Гречко Е.И. и др.* Вариации содержания окиси углерода в атмосфере Московского мегаполиса // *Изв. РАН. ФАО.* 2011. Т. 47, №1. С. 64–72.
5. *Wang Gengchen, Kong Qinxin, Wang Pucai et al.* Ground-based monitoring of CO and H<sub>2</sub>O total content in the atmosphere over Beijing, in *Optical Technologies for Atmospheric, Ocean, and Environmental Studies*, edited by Daren Lu, Gennadii G. Matvienko // *Proceedings of SPIE.* V. 5832. SPIE, Bellingham, WA, 2005. P. 316–319.
6. *Wang Pucai, Wang Gengchen, Kong Qinxin et al.* Measurement of carbon monoxide column content and other atmospheric trace gases from infrared spectra // *Acta Meteorologica Sinica.* 1998. V. 12. № 4. P. 429–434.
7. *Фокеева Е.В., Гречко Е.И., Дзюла А.В., Ракитин В.С.* Определение загрязнения атмосферы города Москвы окисью углерода спектроскопическим методом // *Изв. РАН. ФАО.* 2007. Т. 43. № 5. С. 664–670.
8. *Yurganov L., Rakitin V., Dzhola A. et al.* Satellite- and ground-based CO total column observations over 2010 Russian fires: accuracy of top-down estimates based on thermal IR satellite data // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. V. 11. P. 7925-7942. doi:10.5194/acp-11-7925-2011.
9. *Dianov-Klokov V.I., Yurganov L.N., Grechko E.I., Dzhola A.V.* Spectroscopic measurements of atmospheric carbon monoxide and methane. 1: Latitudinal distribution // *J. Atmosph. Chem.* 1989. V. 8. Iss. 2. P. 139–151. doi:10.1007/BF00053719.
10. *Wang Gengchen, Kong Qinxin, Liu Guangren et al.* Monitoring of total CO amount in the atmosphere using solar spectroscopy // *Proceedings of SPIE, Optical remote sensing of the atmosphere and clouds.* V. 3501. Beijing, China. 1998. P. 225–229.
11. *Голицын Г.С., Гречко Е.И., Генчен Ван и др.* Исследование загрязнения Москвы и Пекина окисью углерода и аэрозолем // *Изв. РАН. ФАО.* 2014 (в печати).
12. *Wang Y.Q., Zhang X.Y., Arimoto R.* The Contribution from Distant Dust Sources to the Atmospheric Particulate Matter Loadings at XiAn, China during Spring // *Science of the Total Environment.* 2006. V. 368. Iss. 2-3. P. 875-883. doi: 10.1016/j.scitotenv.2006.03.040.

## **Фундаментальные и прикладные исследования состава атмосферы на Кисловодской Высокогорной научной станции ИФА им. А.М.Обухова РАН (Северный Кавказ, Кавказские Минеральные Воды, Россия)**

*И.А. Сенник<sup>1</sup>, Н.Ф. Еланский<sup>1</sup>, М.С. Артамонова<sup>1</sup>, А.Я. Арабов<sup>1</sup>,  
А.Н. Боровский<sup>1</sup>, А.С. Елохов<sup>1</sup>, А.С. Емиленко<sup>1</sup>, Ю.В. Жуланов<sup>2</sup>,  
А.А. Исаков<sup>1</sup>, Н.П. Поволоцкая<sup>3</sup>, А.Н. Сафронов<sup>1</sup>, О.А. Тарасова<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, Кисловодск, г.Москва;

<sup>2</sup>Физико - химический Институт им. Л.Я.Карпова, г.Москва;

<sup>3</sup>ПГНИИ Курортологии ФМБА, г.Пятигорск

<sup>4</sup>Всемирная Метеорологическая Организация, Научный Отдел, г. Женева

В 70-ые годы прошлого столетия на высокогорной площадке Главной астрономической станции Главной (Пулковской) астрономической обсерватории (ГАС ГАО) (Северный Кавказ) были проведены первые фотометрические исследования ИФА. Прозрачная атмосфера, большое число малооблачных дней, горные ландшафты и благоприятный климат сыграли не последнюю роль в выборе места для расположения станции и вскоре на плато Шаджатмаз в экспедиционном режиме развернулись измерительные работы. Из-за фонового состояния атмосферы представилась возможность исследовать на этом естественном динамическом полигоне специфические природные явления для высокогорья и изучать роль динамических и химических процессов в формировании полей малых примесей, переносе энергии и вещества, а также разрабатывать испытывать измерительную аппаратуру и отрабатывать методики измерений. Под руководством А.М. Обухова, были развернуты исследования параметров ионосферы, содержания озона, NO<sub>2</sub>, CO, H<sub>2</sub>O, орографических возмущений. Круг научных интересов Александра Михайловича был очень широк. Он обратил внимание на хрупкость горных экосистем, и для их сохранения, начал исследования состояния воздушного бассейна всего региона Кавказских Минеральных Вод (КМВ) известного в стране климатологического и бальнеологического курорта. Актуальность этих работ подтвердило время.

На Кисловодской Высокогорной научной станции (КВНС) (43.7°с.ш., 42.7°в.д., 2070 м над у.м.) проведены длительные измерения параметров состава атмосферы; профиля, общего содержания в столбе и приземной концентрации озона [1,2], общего содержания в столбе и приземной концентрации малых газовых примесей (NO<sub>2</sub>, CO) [3] и водяного пара (H<sub>2</sub>O), а также интенсивность УФ излучения, счетная и массовая концентрация аэрозоля. Уникальные продолжительные ряды этих данных необходимы для проведения климатических и экологических исследований. Для контроля выносов загрязнений со стороны населенной равнины КМВ в г. Кисловодске с 1998 г проводятся регулярные измерения на Кисловодской городской станции (КГС) (43.9°с.ш. 42.7°в.д. 890 м над уровнем моря). Одновременный мониторинг параметров атмосферы позволяет отслеживать процессы местного и регионального уровня, изучать как дальний перенос примесей, так и влияние местных пожаров и антропогенных выбросов на экологическую ситуацию в

особо охраняемом курортно-рекреационном регионе. Результаты многолетнего изучения состояния воздушного бассейна курорта, проводимого сотрудниками ФГБУН ИФА им. А.М.Обухова РАН (ИФА им. А.М. Обухова РАН), объединенные с исследованиями, проводимыми ФГБУ «ПГНИИ Курортологии» ФМБА РФ (ПГНИИ Курортологии), по адаптации людей, прибывших на курорт, к условиям высокогорья, привели к созданию Системы медицинского прогноза погоды (СМПП). Прикладное значение СМПП заключается в повышении эффективности лечебных и оздоровительных мероприятий (смягчении метеопатических реакций) у прибывшего на курорты населения.

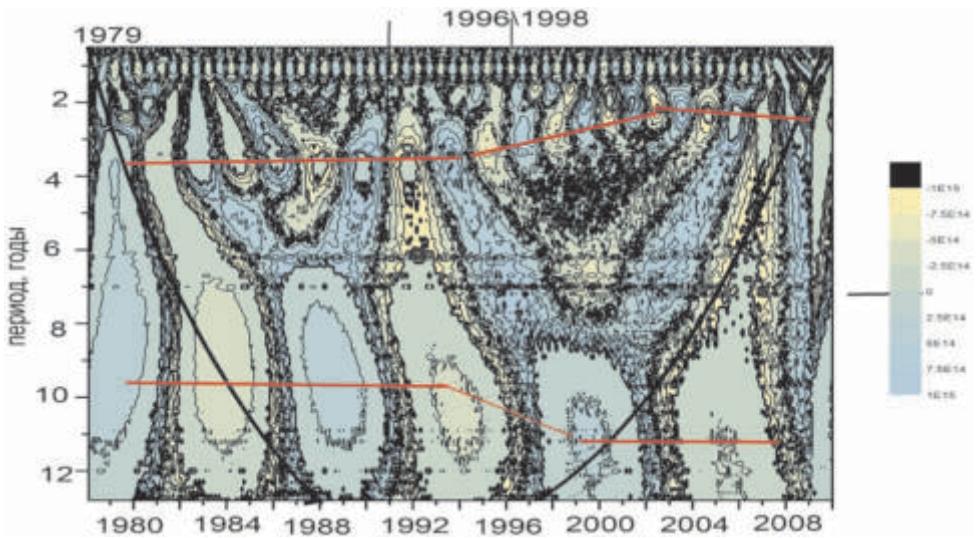
Лабораторией верхней атмосферы получены новые представления о свойствах процессов генерации ВГВ в нижней атмосфере и о пространственных масштабах возмущений температуры в подветренной области мезопаузы. После тщательной обработки результатов длительных наземных наблюдений на КВНС были обнаружены короткопериодические колебания общего содержания озона (СО) и его приземной концентрации (ПКО). Эти колебания были обусловлены волновыми процессами орографического и синоптического происхождения [4].

Озон, измеряемый в фоновых условиях станции, стало репером динамических процессов заноса загрязненного воздуха с нижних уровней тропосферы (при наличии локальной горно-долинной циркуляции), дальнего переноса воздушных масс.

Установлено, что на двух станциях наблюдений (КВНС и КГС) межгодовая, сезонная и внутрисуточная изменчивость средних значений и характер поведения малых газовых примесей в 85% независимы [2]. Средний суточный ход приземного озона на КВНС и на КГС отражает принципиальное отличие расположения двух пунктов наблюдения: на КВНС преобладают динамические процессы, характерные для условий свободной тропосферы, в городе – динамические и фотохимические процессы [5].

Сезонный ход ПКО на КВНС бимодальный (локальные максимумы весной (в марте–апреле, изредка в мае) и поздним летом (июль–август). Анализ фазовых особенностей (экстремумов) выявил вариации положения локальных максимумов сезонного цикла на временной оси относительно друг друга с периодами, характерными для квазидвухлетних осцилляций (QBO) [6]. Влияние крупномасштабной циркуляции атмосферы на изменчивость приземного озона подтверждено при сравнении рядов данных высокогорных станций КВНС и Jungfrauloch (JFJ) (Швейцария) методом локального спектрального анализа [7]. При сравнении результатов измерений был отмечен высокий уровень их проведения, станция была признана на международном уровне и сейчас имеет статус региональной станции ВМО. Получен уникальный многолетний ряд общего содержания  $\text{NO}_2$  [3], выявлены основные характеристики изменчивости: разница вечерних и утренних измерений, влияние вулканов, а также крупномасштабной циркуляции атмосферы.

На рис. 1 отчетливо видны квазипериодические структуры на масштабах, соответствующих 1 году. На больших масштабах происходит процесс смены частотного режима ряда общего содержания  $\text{NO}_2$  в атмосфере над Северным Кавказом: наблюдается т.н. дрейф частот (красные наклонные линии) от 3.5-летних периодов вариации к 2.5-летним и от 9.5-летних периодов к 11-летним.



**Рис. 1.** Картина коэффициентов Вейвлет-преобразования (Морлет) общего содержания  $\text{NO}_2$  по наблюдениям на КВНС. По оси ординат – масштаб вейвлета, пересчитанный в периоды (в годах)

Процесс, вызвавший перестройку режима и перераспределение энергии по спектру, проявился в период 1993–1994 гг. (неопределенность оценки времени и масштабов закономерна для метода локального спектрального анализа).

По данным измерений содержания озона (спутниковым и наземным) и данным зондирования атмосферы на разных высотах, в атмосфере средних широт отмечают особенности в поведении озона в периоды 1993/1994 и 1996/1998 гг. Эти периоды отмечают рядом исследователей как аномалии концентрации озона (в том числе изменения скорости его падения). На отдельных высотах аномалии прослеживаются отчетливо. Например, в стратосфере на уровне 50 ГПа дефицит озона составлял почти 20 %, при этом отмечалось начало выравнивания его содержания и даже рост. Спутниковые, наземные данные и данные зондирования согласуются с полученными на КВНС результатами измерений ОСО на сетевом спектрофотометре Brewer #43.

Аппроксимируем полиномом 5 степени данные измерений ОСО с 1981 по 2009 г.г. ОСО имеет особенность в поведении на участке 1993/1994 г.г. Скорость его убывания для периода 1981/1993 гг. –  $-(1.10 \pm 0.07)\%/Y$ , а для 1994/2009 гг., существенно меньше –  $-(0.35 \pm 0.04)\%/Y$ . После участка 2001/2002 скорость убывания ОСО опять немного увеличивается. На картине коэффициентов Вейвлет преобразования период 1993/1994 г. тоже является критическим.

Изучался специфический фактор формирования приземных полей примесей в горных районах: фён (Föhn) [8]. На КВНС в условиях действия фена регистрируются увеличения приземной концентрации озона на 15–25 ppb и уменьшение относительной влажности до 25–10 %. Фёновые явления наблюдаются при определенных синоптических ситуациях. Климатические изменения могут привести к изменению их повторяемости в районе измерений и

повлиять на тенденцию (тренд) межгодовой изменчивости содержания приземного озона. Оценено влияние фёна на концентрацию приземного озона. На исследованном участке среднемесячных рядов периода 1991–2006 гг. тренд повторяемости фёновых явлений и тренд концентрации озона имеют противоположенный знак. Фёны, вероятно, частично компенсировали отрицательный тренд приземного озона в районе КВНС в этот период. Выявлено, что фены оказывают существенное воздействие на поле озона в районе КВНС преимущественно в холодный период. Возможно, отрицательный тренд приземного озона наблюдается на КВНС особенно отчетливо именно в летние месяцы потому, что в холодный период года он компенсируется положительным трендом вклада фёновых явлений.

Таблица 1

Отклонения среднемесячных значений приземной концентрации озона от среднего годового хода по наблюдения на КВНС

Приземный озон на КВНС, период	Ночные (00-04 час локального времени) $B/2\sigma/R^2$	Дневные (11-15 час локального времени) $B/2\sigma/R^2$
1990-2009	$-0.411/\pm 0.08/31.8\%$ $t=-10.5$	$-0.376/\pm 0.08/26.7\%$ $t=-9.3$
1990-1999	$-0.677/\pm 0.22/17.8\%$ $t=-4.8$	$-0.746/\pm 0.28/21.2\%$ $t=-5.3$
2000-2009	$-0.009/\pm 0.09/0.01\%$ $t=-0.1$	$0.022/\pm 0.10/0.01\%$ $t=-0.1$

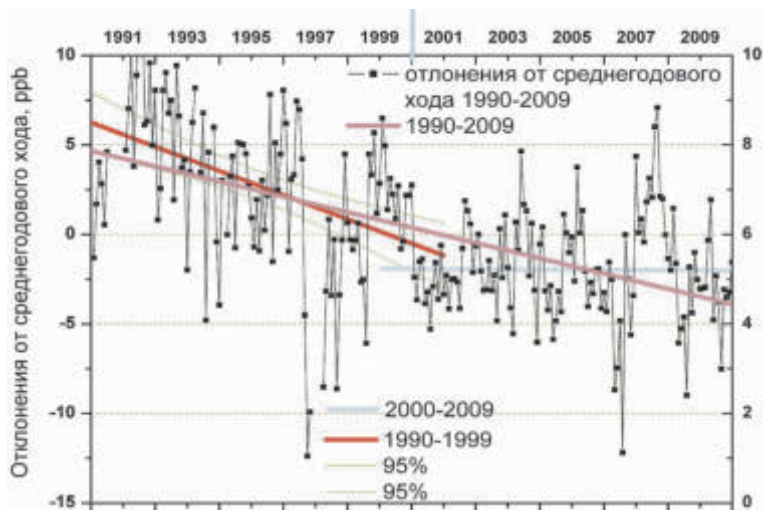
*Примечание.* Тренд посчитан для стандартных декад 1990-1999-2009 (для сопоставления по рекомендации ВМО).

В апреле 2011 г. данные приземного озона были представлены на Втором Международном конгрессе по тропосферному озону (Тулуза). На конгрессе обсуждались результаты измерений малых ключевых примесей тропосферы и проблемы сопоставления данных наземных и дистанционных наблюдений и зондов. Рассматривались причины разнообразия режимов поведения тропосферного озона в разных регионах мира. Из-за существенных различий данных их достоверность проверялась. Сопоставлялись тренды тропосферного озона на разных уровнях, рассчитанные по единой методике.

Сезонный тренд содержания приземного озона, рассчитанный по данным измерений на КВНС, отрицательный  $-0.41$  ( $2\sigma \pm 0.08$ ;  $R^2 = 31.8\%$ ,  $t = -10.5$ ) для двух стандартных декад 1990–2009 (рис. 2, ночные значения), однако для последней декады этого периода, он незначимый (т.к. ряд выравнивается). Выявлен период ряда с максимальным трендом: 01.1991–10.1996;  $-1.6 \pm 0.22$  ppb/г.

В районе КВНС в период 1981–1993 гг. тоже зарегистрирован максимальный по модулю отрицательный тренд ОСО:  $-3.55 \pm 0.5$  DU/г. ( $2\sigma$ ).

При координации организаторов конференции (ВМО, Метеорологический Институт Франции) в Тулузе в течение месяца после конгресса была проведена большая работа по выявлению закономерностей ОСО в разных регионах



**Рис. 2.** Тренд содержания приземного озона (ночное время) на КВНС (отклонения от среднего сезонного хода), посчитанный по рекомендации ВМО для декад 1990–1999–2009

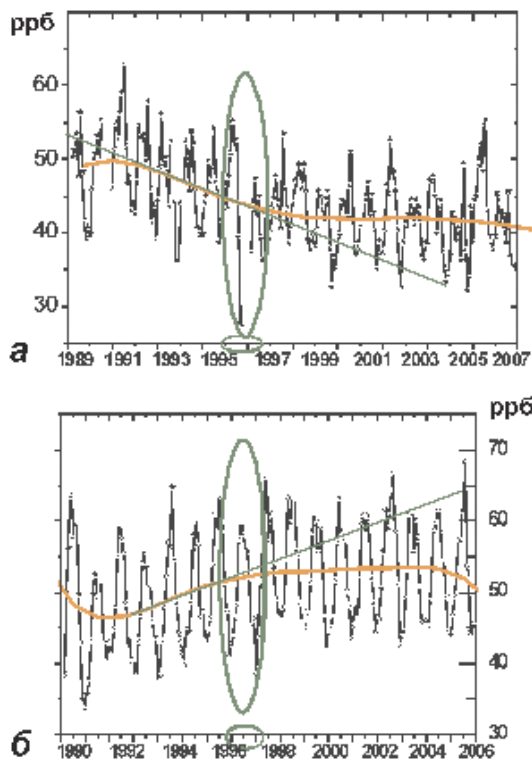
и особенностей регионов, которые, влияют на сезонный ход и межгодовую изменчивость ОСО. Результаты представлены в отчете ВМО [9].

При анализе данных, представленных Россией (станции Монды и КВНС, самолетные измерения ИОА им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск), выявлена согласованность межгодовой изменчивости озона. Общие закономерности динамики сезонного хода в зависимости от высоты (самолетные профили в районе Томска и измерения на Северном Кавказе (КГС и КВНС) на высотах 870 м и 2070 м над у.м.), подтверждают существование единого процесса в тропосфере в районе Томска и на высокогорье (Северный Кавказ, КВНС), несмотря на их удаленность.

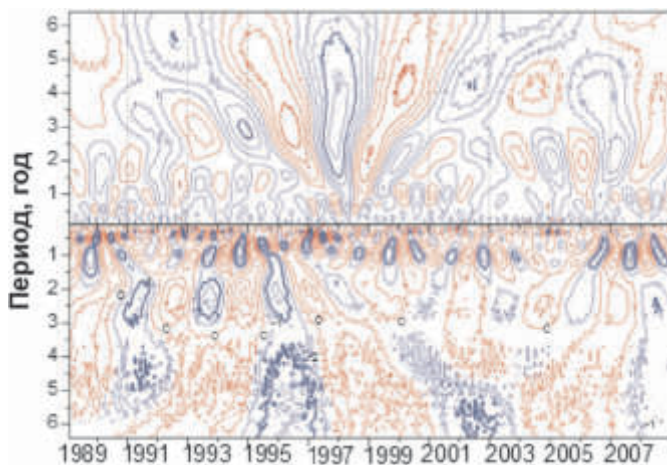
Проведен спектральный анализ, в том числе, локальный спектральный анализ изменчивости рядов  $\text{NO}_2$ , приземного озона [10] и ОСО, субмикронного аэрозоля, метеопараметров, индексов локальной горно-долинной и глобальной циркуляции. Выявлены общие моменты, особые точки рядов, в которых аномально ведет себя параметр (или меняется скорость его изменения, т.е. тренд). «Визуально» заметные точки связаны с изменением частотного режима вариаций параметра. Смены режимов связаны, видимо, с комбинированным влиянием различных динамических факторов (Эль Ниньо, NAO, QBO), что приводит к перестройке спектров, режимов ветра и состава атмосферы.

На рис. 3, 4 показана связь поведения озона на JFJ и КВНС с крупномасштабными циркуляционными процессами в 1996 г. и 1997/1998 гг. Корреляционный анализ свидетельствует о том, что на ряд озона на КВНС большее влияние оказывает NAO, на JFJ – SOI [6].

Измерявшийся на КВНС набор параметров атмосферы использовался для валидации фотохимических и транспортных численных моделей, а также при создании модели обтекания воздушными потоками горных препятствий. На КВНС в 2012–2013 гг. проводилась отработка методик валидации космиче-



**Рис. 3.** Среднемесячные значения приземной концентрации озона и сглаживающий полином (4 и 5 степени соответственно).  
*a* – на KVHC (04.1989–12.2008); *б* – JFJ (1990–2006)



**Рис. 4.** Картина коэффициентов локального спектрального анализа рядов индексов глобальной циркуляции NAO и SOI

ских спутников. Оборудование КВНС обеспечивало наземные подспутниковые измерения состава и оптических свойств атмосферы Земли.

Большое значение динамических процессов в формировании полей примесей на КВНС связано с умеренным загрязнением района и расположением над пограничным слоем. Основными, экономикаобразующими, отраслями региона Кавказские Минеральные Воды являются оздоровительный туризм и курортно-восстановительное лечение.

Однако климатические изменения последних лет сопровождаются аномальными явлениями, серьёзно ухудшающими экологическую обстановку. Климатические изменения последних лет проявляются в экстремальных метеорологических ситуациях, что приводит к изменению уровня загрязнённости воздуха, аномалиям УФ потока у поверхности земли, интенсивности влаго- и газообмена растений, изменениям динамического режима разного масштаба (например, нарушаются статистические закономерности трансграничного переноса загрязнений). Изучаются эффекты переноса минерального аэрозоля из пустынных районов Иранского нагорья и Калмыкии. Летом 2010 г. установившийся над регионом блокирующий антициклон (26.07–16.08) привел к продолжительному повышению температуры, смене направлений ветра, пожарам, распределение которых в Кавказском регионе анализировалось по спутниковым данным MODIS (спутники Terra и Aqua, продукт MCD45 (Burned Area) из 5 коллекции). Адвекция аэрозоля из пустынных районов существенно изменяет экологическую обстановку.

Для контроля и прогноза экстремальных ситуаций разрабатываются методики оценки степени воздействия неблагоприятных природных и антропогенных факторов на ландшафтные экосистемы, которые являются очень важным климатообразующим фактором с мощными лечебно-оздоровительными свойствами. Для обеспечения эффективности использования их лечебно-рекреационного потенциала в санаторно-курортном лечении используется и дорабатывается система медицинского прогноза погоды. СМПП была разработана и внедрена в курортную сеть ПГНИИ Курортологии совместно с ИФА им. А.М. Обухова РАН, Гидрометцентром России и Ставропольского края. ПГНИИ Курортологии проводит в регионе биоклиматический мониторинг с 1938 г.. В комплексе с биоклиматическими исследованиями изучается механизм действия стрессорных погодных, экологических и климато ландшафтных факторов на людей с распространенными социально значимыми заболеваниями в период их лечения на горных курортах КМВ.

Сотрудники ИФА им.А.М. Обухова РАН принимают участие в проведении мониторинга состава атмосферы и качества воздуха на курорте г. Кисловодска для обеспечения эффективности курортного лечения [11]. Для этих целей используются Интернет ресурсы: карты «погоды», аэрологические данные, спутниковые данные о распространении пожаров и распределении некоторых газовых примесей, расчёты обратных траекторий перемещения долгоживущих примесей от антропогенных и естественных источников, дисперсионные модели и пр. современные методы и фундаментальные подходы.



В условиях климатических изменений природные лечебные факторы климатических курортов (воздух, ландшафт, климат) могут стать опасными (например, нагрузки на терренкурах и дозы УФ во время сеансов гелиотерапии необходимо пересматривать, контролировать). С другой стороны, природные ресурсы становятся уязвимы и могут пострадать от пожаров, затоплений, лавин и урбанизации.

Исследуются различные стрессорные ситуации, снижающие рекреационный потенциал курортов: природные и антропогенные пожары, дальний перенос загрязнения, экстремальные погодные условия, аномальные природные явления, а также несанкционированные вырубки растений и застройки. В качестве индикаторов негативного воздействия климата и урбанизации территории приняты: видовой состав и состояние растительных сообществ, летучие фитоорганические метаболиты и их бактериостатичность, ионизация воздуха, биоклиматические особенности, аэрозольное загрязнение приземной атмосферы [12,13]

В последнее время уровень адаптационных резервов организма оценивается объективным методом нейродинамического и фрактального анализа вариабельности сердечного ритма с определением индекса вегетативного равновесия, индекса напряженности, показателей нейрогуморальной регуляции и психоэмоциональной регуляции, с использованием компьютерного аппаратно-программного комплекса «Лотос» (НПФ «Динамика», СПб), а также анализа неспецифических адаптивных реакций организма (НАРО) и др.

Методические пособия по безопасному использованию природных лечебных факторов – обязательный ежегодный продукт совместных исследований в регионе КМВ. Прикладное значение этих исследований заключается в повышении эффективности лечебных и оздоровительных мероприятий (смягчении метеопатических реакций), контроле природных ресурсов для обеспечения устойчивого развития экономики рекреационного природозависимого региона.

Работа в регионе КМВ проводится авторами статьи при поддержке Г.С. Голицына, И.И. Мохова, А.С. Гинзбурга, О.В. Постылякова при активном сотрудничестве с отделом курортной биоклиматологии ФГБУ ПГНИИК ФМБА России в рамках Программы Президиума РАН «Фундаментальные науки - медицине». Фундаментальные исследования проводились при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-05-64785-а, 06-05-65308-а, 07-05-00428-а), проектов TOR, INTAS.

#### *Литература*

1. *Elansky N.F., Senik I.A., Arabov A.Ya. et al.* Kislovodsk high-mountain station: results of long-term atmospheric monitoring and future prospects // Symposium on Atmospheric Chemistry and Physics at Mountain Sites. June 8–10, 2010 in Interlaken, Switzerland. Paul Scherrer Institut. 2010. P.187–188.

2. *Senik I.A., Elansky N.F., Belikov I.B. et al.* Main Patterns of the Temporal Variability of Surface Ozone in the Region of the Town of Kislovodsk at 870 and 2070 m above Sea Level // *Izv. Atmosph. and Ocean. Physics.* 2005. V. 41. Suppl. 1. P. 67–79.

3. Боровский А.Н., Еланский Н.Ф., Арабов А.Я. и др. Двуокись азота в атмосфере над Северным Кавказом: тридцать лет наблюдений // ДАН. Геофизика. 2012. Т. 446, № 3. С. 318–324.

4. Еланский Н.Ф., Сенюк И.А., Хргиан А.Х. Вариации общего содержания озона в области горных подветренных волн // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 9. С. 959–966.

5. Elansky N.F., Arabov A.Ya., Senik I.A. et al. The Features of Surface Ozone Variations in Remote, Rural and Urban Regions of Russia // TOR-2. Annual Report. 2000. P. 72–76.

6. Senik I.A., Elansky N.F., Pankratova N.V., Moeseenko K.B. North-Caucasian Surface O<sub>3</sub> Variations at Heights of 2070 and 870 m asl. // Proc. XX Quadrennial Ozone Symposium / Ed. Chr.S. Zerefos. 1-8 June 2004. Kos, Greece. 2004. V. 2. P. 911–912.

7. Tarasova O.A., Senik I.A., Sosonkin M.G. et al. Surface ozone at the Caucasian site Kislovodsk High Mountain Station and the Swiss Alpine site Jungfrauoch: data analysis and trends (1990–2006) // Atmos. Chem. Phys. 2009. V. 9. P. 4157–4175.

8. Demin V., Elansky N., Senik I. Free air foehn effects on ozone concentration in the Khibiny and Caucasus Mountains // Geophysical Research Abstracts. 2006. V. 8. P. 1607–7962.

9. Senik I., Elansky N. The peculiarities of inter-annual variability of surface ozone at Kislovodsk high mountain station (Northern Caucasus) // Report 199. Second tropospheric ozone workshop “Tropospheric ozone changes: observations, state of understanding and model performances”. 11-13 April 2011, Toulouse, France / Eds: M.G. Schultz, V. Thouret. 2011. Sep. P. 151-155. <http://mozaic.aero.obsmp.fr/web/features/workshop.html>.

10. Senik I.A. The result of spectral analysis application to the surface ozone variability at the North Caucasus // Geophysical Research Abstracts. 2007. V. 9. 11024, SRef-ID: 1607-7962/gra/EGU2007-A-11024

11. Artamonova M., Golitsyn G., Senik I. et al. The influence of regional urbanization and abnormal weather conditions on the processes of human climatic adaptation on mountain resorts // Geophysical Research Abstracts. 2012. V. 14. P. 6103-1.

12. Efimenko N., Babyakin A., Povolotskaia N. et al. Tipification of pathogenic weathers and atmospheric aerosol pollution for people with disadaptation at resort treatment in the Caucasian mountains // Geophysical Research Abstracts. 2012. V. 14. P. 1805.

13. Efimenko N., Chalaya E., Povolotskaia N. et al. Medical weather forecast as the risk management facilities of meteopathia with population // Geophysical Research Abstracts. 2013. V. 15. P. 6649.

# Аномалии содержания водяного пара в атмосфере над европейской территорией России в условиях блокирующего антициклона летом 2010 г.

С.А. Ситнов, И.И. Мохов

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г.Москва

Режим блокирующего антициклона [1], установившегося на европейской территории России (ЕТР) в июне–августе 2010 г., препятствовал западному переносу воздушных масс в тропосфере средних широт. Сложившиеся условия атмосферной циркуляции способствовали экстремальному повышению региональной температуры, изменению гидрологического режима и развитию массовых пожаров [2]. Несмотря на засуху, отмечавшуюся на юго-востоке региона, среднее содержание водяного пара (ВП) в атмосферном столбе над центром ЕТР в июле–августе 2010 г. на 6 мм превышало его среднее содержание за соответствующий период 2009 г. [3]. В московском регионе содержание ВП в период пожаров летом 2010 г. заметно превышало содержание ВП в период пожаров 2002 г. [4, 5]. Наличие положительной аномалии ВП над севером восточной Европы в июле 2010 г. было отмечено также в [6]. В настоящей работе на основе спутниковых и аэрологических наблюдений ВП, а также данных реанализа исследуется пространственно-временная изменчивость содержания ВП над ЕТР летом 2010 года.

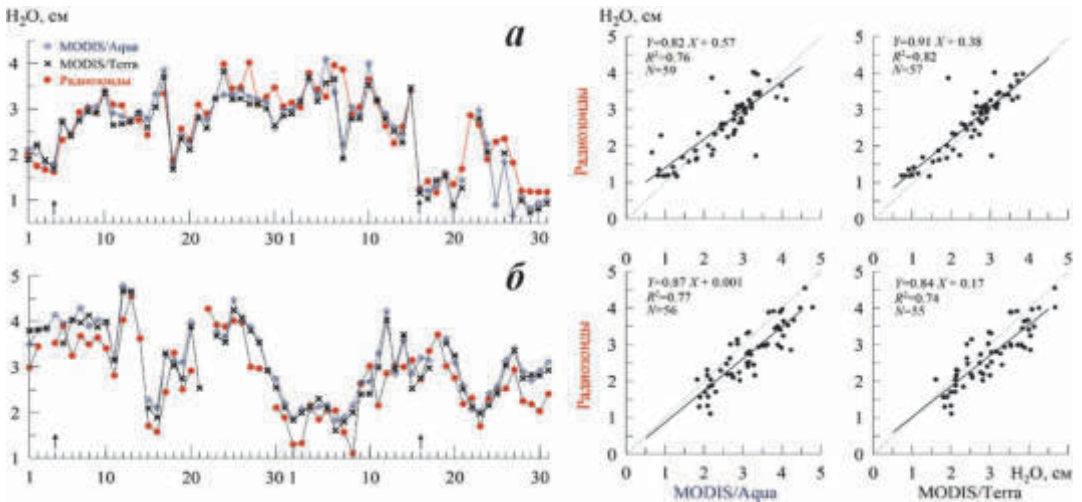


Рис. 1. Среднесуточные значения ОБ по данным спутниковых приборов MODIS в сопоставлении с интегральным содержанием водяного пара по данным радиозондирования на аэрологических станциях в июле–августе 2010 г.

а – Каргополь, б – Минеральные Воды

## База данных

Анализировались данные общего влагосодержания (ОВ) спутниковых приборов MODIS (Aqua/Terra), полученные в ближней ИК области при безоблачных условиях (<http://ladsweb.nascom.nasa.gov>). По сравнению с наблюдениями в средней ИК области данные наблюдений ОВ в ближней ИК области более чувствительны к содержанию ВП пограничного слоя атмосферы и характеризуются относительно малой погрешностью (5–10%). Также использовались данные аэрологических наблюдений (<http://weather.uwyo/upreair>) и NCEP/NCAR реанализа <http://www.esrl.noaa.gov/psd>).

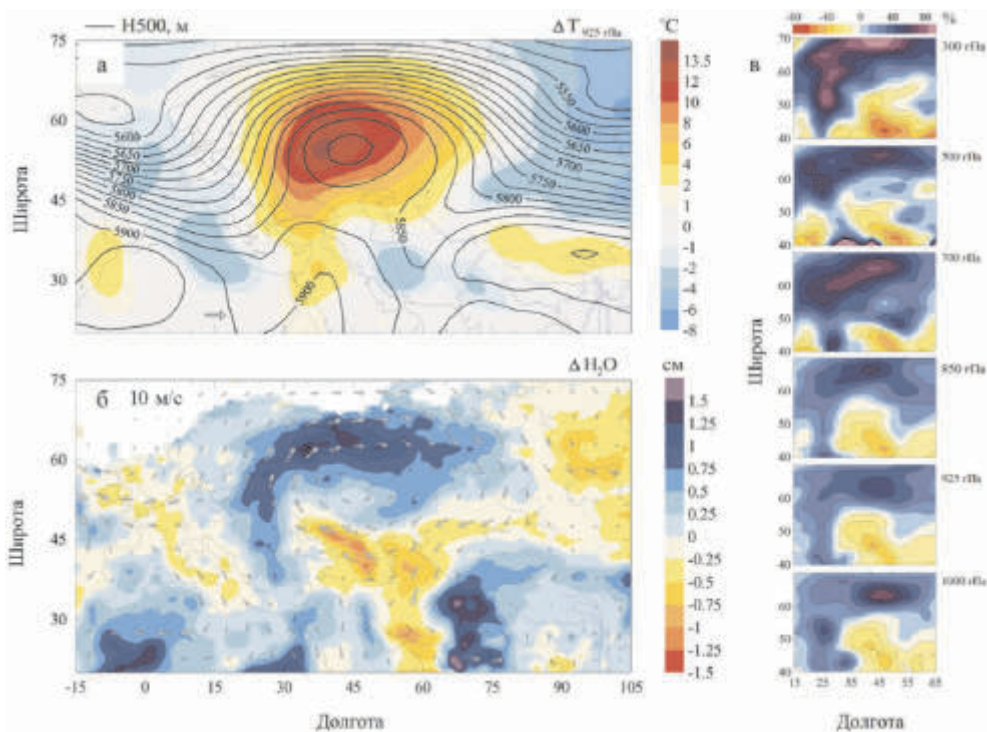
## Валидация спутниковых данных

Сравнительный анализ интегрального содержания ВП в области высот радиозондирования ( $W^*$ ) по данным аэрологических станций Каргополь (61.5° с.ш., 38.9° в.д.) и Минеральные Воды (44.2° с.ш., 43.1° в.д.) и ОВ ( $W$ ) по данным MODIS (для соответствующих пикселей) в июле–августе 2010 г. на рис. 1 свидетельствует о близости величин  $W^*$  и  $W$  и согласованности их изменений во времени (коэффициенты корреляции вариаций  $W^*$  и  $W$  около 0.9). Различия  $W^*$  и  $W$  частично связаны с различиями пространственного осреднения измеряемых величин спутниковыми приборами MODIS и радиозондами. Диаграммы рассеяния свидетельствуют о некотором занижении низких значений ОВ приборами MODIS по сравнению с радиозондами над Каргополем и о превышении (в целом) величин  $W$  и  $W^*$  над Минеральными Водами. Характерной особенностью временных рядов  $W$  (и  $W^*$ ) является наличие противофазных изменений ВП на севере и юге ЕТР. Средние величины ОВ над Каргополем и Минеральными Водами в целом за два летних месяца составили 2.5 и 3.1 см, тогда как в первой декаде августа 3.2 и 2.1 см, соответственно.

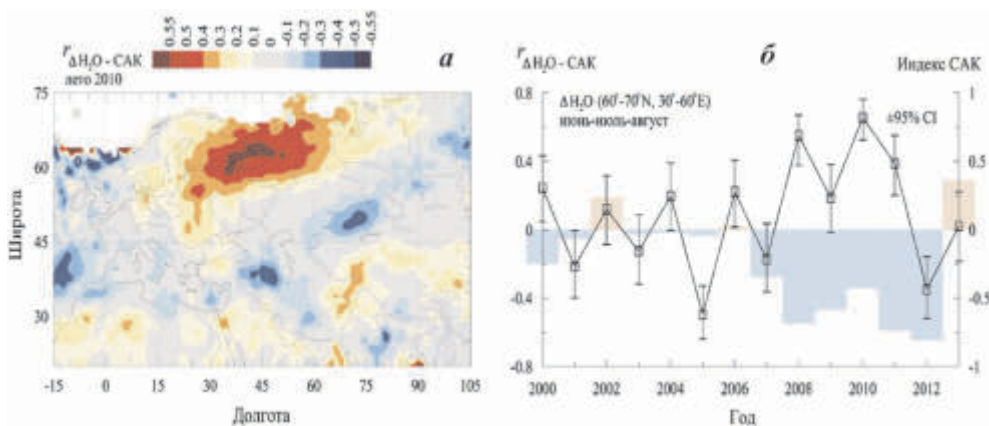
## Результаты и их обсуждение

Климатологическое распределение ОВ над ЕТР летом характеризуется зональностью, с убыванием содержания ВП с юга на север. Средний меридиональный градиент в 2000–2009 гг. по данным MODIS составлял примерно – 0.4 мм/100 км [7]. Распределение ОВ над ЕТР в период атмосферного блокирования радикально отличалось от многолетнего среднего распределения. Анализ ежедневных аномалий ОВ (отклонений локальных величин ОВ в 2010 г. от соответствующих локальных многолетних значений ОВ в 2000–2009 гг.) показал, что при усилении антициклонической циркуляции на севере ЕТР преобладали положительные аномалии ОВ, тогда как на юге – отрицательные, при этом в целом отмечалось увеличение регионального влагосодержания. При ослаблении антициклонической циркуляции отмечалось уменьшение регионального влагосодержания [8].

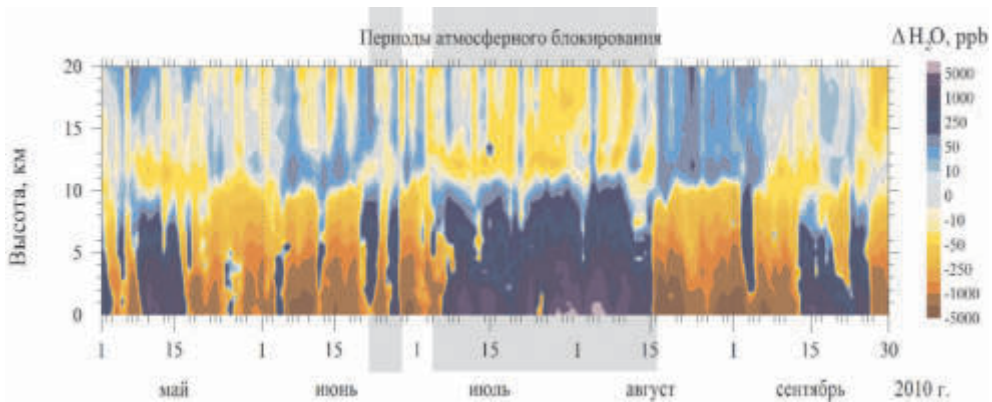
На рис. 2б представлены средние аномалии ОВ в первой декаде августа 2010 г. В целом над ЕТР в этот период преобладали положительные анома-



**Рис. 2.** Аномалии температуры на уровне 925 гПа (а), общего влагосодержания (б) и удельной влажности на разных уровнях в атмосфере (в) в период 1–10 августа 2010 г. Изолинии на рис. а – высоты изобарической поверхности 500 гПа, стрелки на рис. б – векторы результирующего ветра на уровне 850 гПа. Аномалии на рис. в представлены в % относительно среднерегионального значения удельной влажности на данном уровне



**Рис. 3.** Коэффициенты корреляции: а – локальных аномалий ОВ с индексом САК летом 2010 г.; б – в области 60–70° с.ш., 30–60° в.д. для каждого из летних периодов 2000–2013 гг.



**Рис. 4.** Изменения вертикальной структуры аномалий ВП по данным 8 аэрологических станций в области (60–70° с.ш., 30–60° в.д.)

лии ОВ. Экстремальные положительные аномалии отмечались на севере территории (+1.5 см), а отрицательные на юге (-1.6 см). Меридиональный градиент ОВ был противоположен среднему многолетнему градиенту и достигал величины 1 мм/100 км (40–45° в.д.). Распределение температуры в нижней тропосфере и геопотенциальных высот уровня 500 гПа (H500) в первой декаде августа (см. рис. 2а) отражает картину атмосферной циркуляции, типичную для омега-блокирования. Сравнение рис. 2а и 2б свидетельствует о тесной связи пространственного распределения ВП с региональной атмосферной циркуляцией, способствовавшей переносу теплого и влажного атлантического и средиземноморского воздуха на север Восточной Европы; одновременно в южную и юго-западную часть антициклона (АЦ) поступал теплый сухой среднеазиатский воздух. Усиление ветра на севере ЕТР и высокая температура усиливали испарение влаги с поверхности, изобилующей водными объектами, тогда как высокая температура позволяла удерживать большое количество ВП в атмосфере. Приток скрытого тепла в область блокирования должен способствовать энергетической подпитке и продлению существования блокирующего АЦ.

В [9] показано, что в первой декаде августа на западной и северной перифериях АЦ в толще тропосферы отмечались восходящие движения воздуха, благоприятствовавшие оттоку ВП из приземного слоя воздуха и его накоплению в тропосфере. Со стороны Средиземного моря при движении на север влажный воздух субтропической тропосферы через разрывы тропопаузы мог попадать в нижнюю стратосферу над средними и высокими широтами. Согласно данным NCEP/NCAR реанализа перенос ВП осуществлялся во всей тропосфере с максимальными относительными изменениями ВП в верхней тропосфере (см. рис. 2, в).

Анализ связи локальных вариаций ОВ с индексом Северо-атлантического колебания (САК) (рис. 3, а) выявляет область сильной положительной корреляции, примерно совпадающую с областью положительной аномалии ВП.

Это свидетельствует о связи ежедневных изменений ОВ на севере ЕТР летом 2010 г. с САК. На рис 3, б показана корреляция аномалий ОВ на севере ЕТР (область 60–70° с.ш., 30–60° в.д.) и индекса САК в летние периоды каждого из 2000–2013 годов. Результаты свидетельствуют о существенных межгодовых изменениях силы и знака связи. Максимальная положительная корреляция аномалий ОВ на севере ЕТР и САК в летние периоды 2000–2013 гг. (и их минимальный разброс) отмечалась именно в 2010 г.

Блокирующий антициклон на ЕТР летом 2010 г. проявлялся не только в тропосфере, но и в нижней стратосфере [9]. Вариации ВП, связанные с атмосферным блокированием, также отмечаются в широком диапазоне высот (см. рис. 2, в). На рис. 4 показаны аномалии ВП в мае–сентябре 2010 г. по данным 8 аэрологических станций (Санкт-Петербург, Каргополь, Петрозаводск, Кандакша, Сыктывкар, Нарьян-Мар, Ивдель, Шойна), расположенных в области (60–70° с.ш., 30–60° в.д.). На каждой из высот для каждого из дней аномалия ВП рассчитывалась как разность среднесуточного значения и значения скользящего 91-суточного среднего. Периоды атмосферного блокирования характеризуются аналогично [5]. Согласно рис. 4 с начала июля и до середины августа, т.е. в период блокирования, в тропосфере отмечалась положительная аномалия (избыток) ВП, тогда как в стратосфере – слабая отрицательная аномалия (дефицит) ВП. Изменение знака тропосферной и стратосферной аномалий в августе практически совпадает с окончанием атмосферного блокинга.

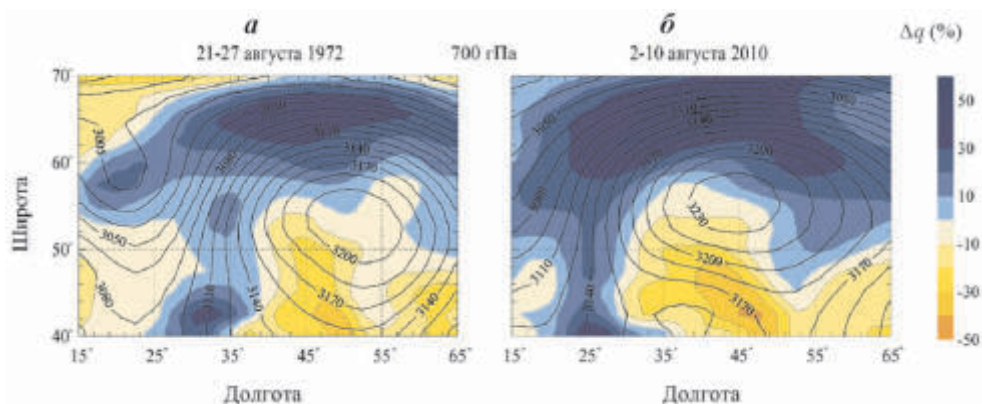
В таблице представлены аномалии отношения смеси ВП (ppb) по аэрологическим данным в приземном слое (0 км) и на высотах 3 и 8 км в периоды до (П1: 17–21 июня), во время (П2: 22 июня – 16 августа) и после (П3: 17–31 августа) эпизодов атмосферного блокирования летом 2010 г., а также их разности (в скобках приведены различия, нормированные на среднегодовое значение отношения смеси ВП на соответствующей высоте, в %);  $p$  – вероятности того, что медианы трех групп данных на фиксированной высоте (П1, П2, П3) взяты из одной генеральной совокупности, рассчитанной с привлечением теста Крускала-Уоллиса ( $p$  – value).

Таблица

Аномалии отношения смеси ВП

Высота, км	П1	П2	П3	П1 - П2	П3 - П2	$p$
8	-103	122	-193	225 (101)	-315 (-147)	$8 \cdot 10^{-9}$
3	-1045	840	-1540	1885 (65)	-2380 (-82)	$5 \cdot 10^{-9}$
0	-2092	1839	-3268	3931 (59)	-5107 (-76)	$7 \cdot 10^{-11}$

Данные таблицы свидетельствуют о статистической значимости различий содержаний ВП на севере ЕТР в рассматриваемые периоды. Результаты свидетельствуют также, что обусловленные явлением атмосферного блокирования максимальные относительные изменения ВП отмечались в верхней тропосфере.

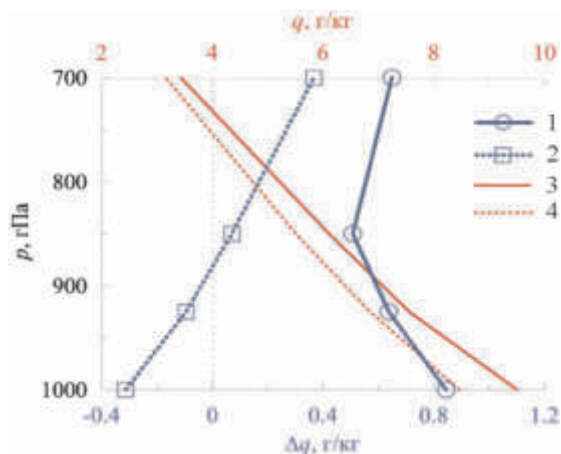


**Рис. 5.** Пространственное распределение аномалий удельной влажности  $\Delta q$  (%) на уровне 850 гПа и геопотенциальные высоты изобарической поверхности 700 гПа (изолинии) в периоды: а – 21–27 августа 1972 г., б – 2–10 августа 2010 г.

Метеорологические условия летом 1972 г., как и условия летом 2010 г., были связаны с формированием над ЕТР блокирующего антициклона [4, 8, 10]. На рис. 5а и б сравниваются пространственные распределения аномалий удельной влажности ( $\Delta q$ ) на уровне 850 гПа (~1.5 км) и геопотенциальных высот уровня 700 гПа по данным NCEP/NCAR реанализа в сходных циркуляционных условиях. По аналогии с 2010 г. для 1972 г. анализировались отклонения ( $\Delta q$  в %) локальных средних значений  $q$  в период 21–27 августа 1972 г. от соответствующих локальных средних значений  $q$  для предыдущего 10-летия (1962–1971 гг.). Сравнение рис. 5а и б свидетельствует о сходстве распределений ВП в периоды летнего блокирования 1972 г. и 2010 г. В отличие от многолетнего среднего распределения ОВ, убывающего с ростом широты, распределения ОВ над Центральной и Восточной Европой в эти периоды характеризовались в целом положительным меридиональным градиентом. На севере территории отмечался избыток ВП, на юге его дефицит, с региональными максимумами  $\Delta q$  на севере ЕТР и минимумами на юге.

Несмотря на общее сходство летних режимов 2010 г. и 1972 г., циркуляционные условия в атмосфере различались. В рассматриваемые временные периоды центр блокирующего антициклона в 2010 г. был смещен примерно на 450 км к северо-западу относительно соответствующего центра антициклона в 1972 г. (на уровне 700 гПа), а максимальные значения  $H_{700}$  на 37 гп. м превышали максимальные значения в 1972 г. Различия атмосферной динамики проявлялись в различиях влагосодержания атмосферы. В условиях более высокого и сильного антициклона 2010 г. в пограничном слое атмосферы отмечались большие абсолютные величины положительных аномалий влажности на севере ЕТР и отрицательных аномалий на юге. Это обуславливало большие меридиональные контрасты влагосодержания атмосферы. В приземном слое атмосферы в 2010 г. положительные аномалии содержания ВП на севере ЕТР достигали 69%, тогда как в 1972 г. они не превышали 32 %.





**Рис. 6.** Осредненные по территории 40–70°с.ш., 15–65°в.д. значения аномалий удельной влажности в периоды: 1 – 2–10 августа 2010 г., 2 – 21–27 августа 1972 г. (нижняя шкала) и значения удельной влажности в периоды: 3 – 2–10 августа 2000–2009 гг., 4 – 21–27 августа 1962–1971 гг. (верхняя шкала) (Данные NCEP/NCAR реанализа)

На рис. 6 приведены осредненные по территории (40–70°N, 15–65°E) величины аномалий удельной влажности на уровнях 1000, 925, 850 и 700 гПа. Проявляются принципиальные различия средних региональных величин влагосодержания в атмосфере в периоды летнего блокирования 1972 г. и 2010 г., в частности различия высотного распределения. В 2010 г. на всех анализированных атмосферных уровнях средние по региону значения  $\Delta q$  превышали значения  $\Delta q$  в 1972 г. Различия  $\Delta q$  между 2010 г. и 1972 г. достигали максимальных значений (1.2 г/кг) в приземном слое атмосферы и уменьшались с высотой (до 0.3 г/кг на уровне 700 гПа). В 2010 г. на всех рассматриваемых уровнях отмечались положительные аномалии  $\Delta q$ , тогда как в 1972 г. знак аномалий менялся с высотой – в нижнем слое атмосферы толщиной около 1 км отмечался дефицит влагосодержания, выше (как и в 2010 г.) его избыток.

### Заключение

Результаты наблюдений ВП спутниковыми приборами MODIS, аэрологические данные и данные NCEP/NCAR реанализа свидетельствуют об аномальном пространственном распределении ВП в атмосфере над ЕТР в период летнего блокирования 2010 г. Избыток ОВ на севере региона в первую декаду августа 2010 г. достигал +71 %, тогда как его дефицит на юге ЕТР составлял 45 %. Среднее ОВ над территорией 60–70° с.ш., 30–60° в.д. в этот период примерно втрое превышало влагосодержание в период, предшествующий атмосферному блокированию. Аномальное распределение ВП было связано с особенностями режимов испарения и адвективного переноса ВП системой ветров блокирующего антициклона. Усиление и ослабление антициклонической циркуляции сопровождалось соответственно усилением и ослаблением адвекции ВП на север ЕТР вдоль западной и северной периферии антициклона и приводило к увеличению и уменьшению среднего регионального влагосодержания. Действие механизмов, ответственных за особенности простран-

ственного распределения ВП в первую декаду августа 2010 г., распространялось на всю тропосферу. Установлено, что пространственное распределение ВП над ЕТР в периоды летнего блокирования 1972 и 2010 годов характеризовалось качественным сходством, однако в пограничном слое атмосферы среднее региональное влагосодержание в 2010 г. существенно превышало влагосодержание в 1972 г. Максимальные различия отмечались в приземном слое атмосферы и достигали 1.2 г/кг (13%). Полученные результаты свидетельствуют, что отмеченные аномалии являются характерной особенностью поля ОВ при блокировании, в частности, при летнем омега-блокировании на ЕТР.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-05-91057-НЦНИ\_а, 13-05-41432\_РГО\_а, 14-05-00639\_а), программ РАН и гранта президента РФ НШ-3894.2014.5.

### Литература

1. *Обухов А.М., Курганский М.В., Татарская М.С.* Динамические условия возникновения засух и других крупномасштабных погодных аномалий // Метеорология и гидрология. 1984. № 10. С. 5–13.
2. *Мохов И.И.* Особенности формирования летней жары 2010 г. на европейской территории России в контексте общих измерений климата и его аномалий // Изв. РАН. ФАО. 2011. Т. 47. № 6. С. 709–716.
3. *Ситнов С.А.* Анализ спутниковых наблюдений аэрозольных оптических характеристик и газовых примесей атмосферы над центральным районом Российской Федерации в период аномально высоких летних температур и массовых пожаров 2010 года // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. № 7. С. 572–581.
4. *Мохов И.И., Горчакова И.А.* Радиационный и температурный эффекты летних пожаров 2002 г. в московском регионе // ДАН. 2005. Т. 400. № 4. С. 528–531.
5. *Горчакова И.А., Мохов И.И.* Радиационный и температурный эффекты дымового аэрозоля в Московском регионе в период летних пожаров 2010 г. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 5. С. 558–565.
6. *Lupo A.R., Mokhov I.I., Akperov M.G. et al.* A dynamic analysis of the role of the planetary and synoptic-scale in the summer of 2010 blocking episodes over the European part of Russia // Adv. Meteorol. 2012. V. 2012. Article ID 584257. 11 p.
7. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Особенности распределения водяного пара в атмосфере над европейской территорией России летом 2010 года // ДАН. 2013. Т. 448. № 2. С. 206–212.
8. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Содержание водяного пара над европейской частью России в период летних пожаров летом 2010 года // Изв. РАН. ФАО. 2013. Т. 49. № 4. С. 414–429.
9. *Sitnov S.A., Mokhov I.I., Lupo A.R.* Evolution of water vapor plume over Eastern Europe during summer 2010 atmospheric blocking // Adv. Meteorol. 2014. V. 2014. Article ID 253953. 11 p.
10. [http://www.ifaran.ru/science/conferences/Obukhov2013/Program/Sitnov-Mokhov-\(14.05.2013\).pdf](http://www.ifaran.ru/science/conferences/Obukhov2013/Program/Sitnov-Mokhov-(14.05.2013).pdf)

# Исследование температурного режима атмосферы на высотах области мезопаузы в Европейском и Восточно-Сибирском регионах России

*И.В. Медведева<sup>1</sup>, В.И. Перминов<sup>2</sup>, А.И. Семенов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск

<sup>2</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Собственное свечение атмосферы Земли позволяет получать информацию о состоянии той среды, в которой оно возникает. Эмиссия гидроксила является одним из наиболее интенсивных излучений верхней атмосферы. Максимум излучения этой эмиссии находится на высотах 80–90 км, что соответствует области мезопаузы – переходного слоя между мезосферой и термосферой. На высотах мезопаузы наблюдаются наиболее низкие значения температуры атмосферы в течение всего года, а изменения ее температурного режима связаны как с воздействием солнечного УФ излучения, так и многих геофизических процессов, происходящих в нижних слоях атмосферы. Измерения спектральных характеристик излучения молекулы гидроксила в мезопаузе дают возможность получать сведения о различных фотохимических и динамических процессах, формирующих температурный режим в этой области атмосферы, во многом определяющий распределение температуры на высотах термосферы [1].

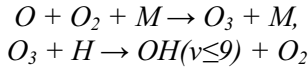
В настоящее время одним из основных и надежных методов измерения температуры мезопаузы является регистрация спектра излучения гидроксила [2]. Наземный спектрометрический метод измерения температуры мезопаузы по эмиссии гидроксила используется на протяжении многих лет на многочисленных геофизических станциях по всему миру [2–5]. Этот метод является основным в международной сети наблюдения за динамическим и температурным режимом области мезопаузы NDMC (Network for the Detection of Mesopause Change). На Звенигородской станции ИФА РАН (56°N, 37°E) и в Геофизической обсерватории ИСЗФ РАН (ГФО, п. Торы, 52°N, 103°E), входящих в эту международную сеть, проводятся регулярные измерения температуры верхней атмосферы с 1957 г. и с 2008 г., соответственно. Регистрация спектров в обеих обсерваториях осуществляется в ночное время суток с помощью однотипных светосильных дифракционных спектрографов. В качестве детекторов излучения используются приемники на ПЗС матрицах. Они позволяют регистрировать спектр излучения ночного неба в ближней ИК-области с высоким спектральным (~ 2–3 ангстрем) и временным (~2–5 мин) разрешением. Обработка данных проводится по единой методике.

В данной работе представлены результаты совместного исследования температурного режима атмосферы на высотах мезопаузы для двух среднеширотных регионов наблюдения, разнесенных по долготе на ~70°. Используются данные спектральных наблюдений гидроксильного излучения (полоса (6-2) 834.0 нм) на ст. Звенигород и Торы в 2008–2012 гг., количество анали-

зируемых ночей наблюдения составило 595 и 696, соответственно. Каждая из анализируемых ночей наблюдения содержит ряд отдельных 10-минутных измерений температуры.

### Методика определения температуры мезопаузы по данным наземных спектральных измерений

Температура в мезопаузе определяется с помощью спектра излучения молекул гидроксидов ОН [6, 7]. Атмосферные эмиссии гидроксидов (ОН) возникают в результате химических процессов нечетного кислорода [8]:



и образуют излучающий слой с максимумом его интенсивности на высоте ~87 км и толщиной ~9 км [9]. Спектр эмиссий гидроксидов представляет собой совокупность инфракрасных колебательно-вращательных полос. Для определения вращательной температуры используются первые линии Р-ветвей колебательно-вращательных полос ОН. Эти линии возникают при квантовых переходах с низких вращательных уровней ( $N \leq 5$ ) ( $J=N-1/2$  для  ${}^2\Pi_{1/2}$ ,  $J=N+1/2$  для  ${}^2\Pi_{3/2}$ ), населенности которых находятся в термодинамическом равновесии, и их распределение описывается функцией Больцмана.

Отсюда интенсивности  $I(v', J' \rightarrow v'', J'')$  (фотон·см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>) линий в колебательно-вращательной полосе можно представить как

$$I(v', J' \rightarrow v'', J'') = N_{v'} A \frac{2(2J+1)}{Q_v(T_{rot})} \exp\left[-\frac{hc}{k} \cdot \frac{F(J')}{T_r}\right],$$

где  $N_{v'}$  – населенность колебательного уровня  $v'$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света,  $k$  – константа Больцмана,  $Q_v(T_{rot})$  – сумма по вращательным состояниям колебательного уровня  $v'$ ,  $F(J')$  – энергия вращательного уровня  $J'$ ,  $A$  – вероятность колебательно-вращательного перехода ( $v', J' \rightarrow v'', J''$ ):

$$A = \frac{64\pi^4}{3h(2J'+1)\lambda^3(J', J'')} S(v', v'') \cdot i(J', J'') \cdot f_{v', v''}^2(J'),$$

где  $\lambda(J', J'')$  – длина волны колебательно-вращательной линии,  $S(J', J'')$  – сила колебательного перехода,  $i(J', J'')$  – фактор интенсивности для соответствующей линии и  $f_{v', v''}^2(J')$  – фактор колебательно-вращательного взаимодействия.

Предполагая слабую степень взаимодействия колебательного и вращательного движений, интенсивность линии можно представить как

$$I(v', J' \rightarrow v'', J'') = C \lambda^{-3}(J', J'') \cdot i(J', J'') \cdot \exp\left[-\frac{hc}{k} \cdot \frac{F(J')}{T_r}\right].$$

Таким образом, процедура определения вращательной температуры состоит в построении корреляционного соотношения

$$\ln\left[\frac{I(v', J' \rightarrow v'', J'') \cdot \lambda^3}{i(J', J'')}\right] = -\frac{hc}{k} \cdot \frac{F(J')}{T_r} + C = -1.4388 \cdot \frac{F(J')}{T_r} + C.$$

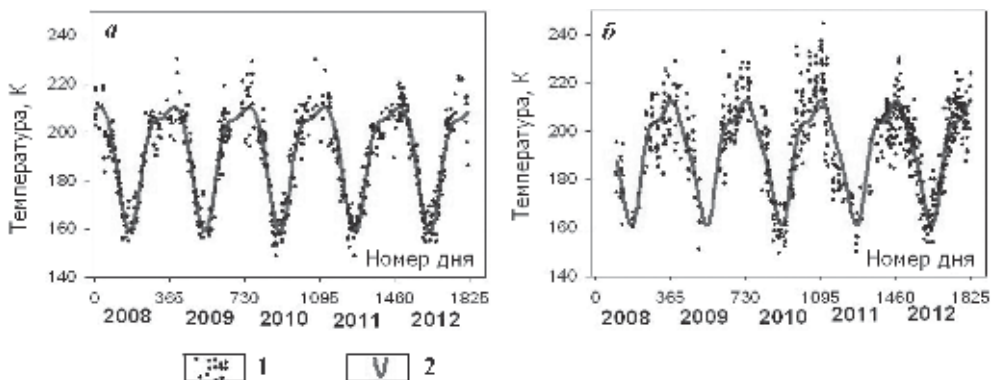
Данная методика позволяет с точностью  $\leq 2$  К определять вращательную температуру гидроксила, которая соответствует кинетической температуре атмосферы на высотах свечения ОН ( $\sim 87$  км).

Ниже представлены результаты исследований сезонных вариаций температуры мезопаузы, проявлений волновой активности и результаты валидации спутниковых измерений.

### Сезонные вариации температуры мезопаузы

Известно, что температура в области мезопаузы характеризуется большой изменчивостью и имеет хорошо выраженный сезонный ход с минимумом летом и максимумом зимой. Амплитуда сезонных вариаций достигает на отдельных станциях наблюдения 30 К [10]. Для исследования сезонных вариаций нами были использованы усредненные за ночь значения температуры мезопаузы. Совокупность всех данных для ст. Звенигород и Торы для периода 2008–2012 гг. представлена на рис. 1.

Статистически значимые характеристики первых трех сезонных гармоник (с периодами 12, 6 и 4 месяцев), полученные с помощью гармонического анализа этих данных, приведены в таблице 1. В характеристиках 2-й и 3-й гармоник (с периодами 6 и 4 месяца, соответственно) по данным наблюдений в рассматриваемых обсерваториях отмечается некоторое расхождение, которое, вероятно, обусловлено широтно-долготным эффектом.



**Рис. 1.** Средноночные значения температуры (1), а также средние сезонные вариации (2), полученные на основе гармонического анализа всей совокупности данных за 2008–2012 гг. для ст. Звенигород (а) и Торы (б). Начало отсчета – 01.01.2008 г.

### Проявления волновой активности в области мезопаузы

Известно, что межсуточная и ночная изменчивость температуры мезопаузы во многом обусловлена воздействием волн различного временного масштаба. Для выявления проявления активности волн был проведен статистический анализ межсуточной и ночной изменчивости температуры гидроксила и определены геофизически обусловленные характеристики температурных

изменений. В качестве параметров изменчивости температуры взяты ее стандартные отклонения в годовом и ночном ходе, с помощью которых можно анализировать активность планетарных волн, приливов и внутренних гравитационных волн [11, 12].

Таблица 1

Характеристики сезонных вариаций гидроксильной температуры по наблюдениям на ст. Звенигород и Торы

Обсерватория	Средняя температура, К	Годовая гармоника		Полугодовая гармоника		4-месячная гармоника	
		Амплитуда, К	Фаза максимума, день года	Амплитуда, К	Фаза первого максимума, день года	Амплитуда, К	Фаза первого максимума, день года
Звенигород	191.3±0.3	23.7±0.5	354.5±1.0	8.0±0.4	73.0±1.5	1.7±0.4	3.4±8.0
Торы	191.9±0.4	22.6±0.6	350.8±1.4	5.5±0.6	75.7±3.1	3.7±0.6	3.2±2.9

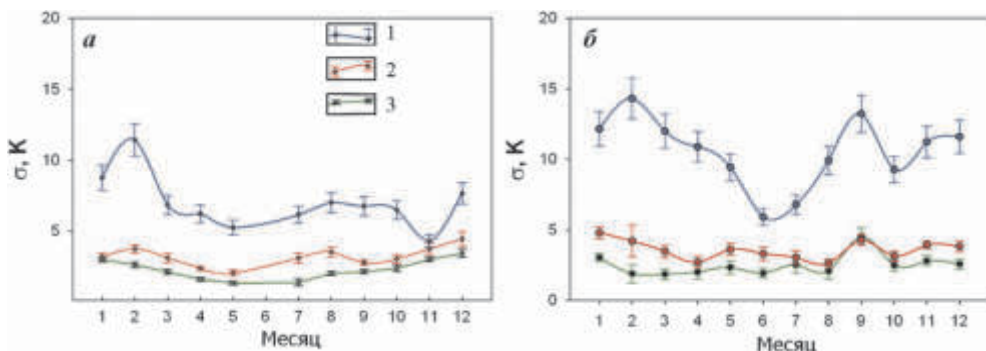


Рис. 2. Сезонные изменения стандартных отклонений температуры, вызванных планетарными волнами (1), приливами (2) и внутренними гравитационными волнами (3) по данным ст. Звенигород (а) и Торы (б)

Для анализа проявления активности планетарных волн в атмосфере были взяты среднемесячные отклонения температуры от ее годового хода, определяемого с помощью гармонического анализа. Временной ряд усредненных за ночь значений температуры аппроксимировался суммой трех гармоник (с периодами 12, 6 и 4 месяцев). После вычитания годового хода из ряда усредненных за ночь значений измеренной температуры анализировались ее остаточные отклонения. Полученные отклонения представляют собой вариации температуры, обусловленные, в основном, распространением в атмосфере планетарных волн.

Получены сезонные изменения среднемесячных температурных отклонений для двух регионов наблюдения (рис. 2, (1)), при этом показано, что сезонная изменчивость температуры мезопаузы вследствие активности планетарных волн по наблюдениям в Восточно-Сибирском регионе (рис. 2б) в 1.5–2 раза выше ее значений, полученных в Европейской части России (рис. 2а).

По данным ГФО ИСЗФ также наблюдаются более значительные сезонные вариации стандартных отклонений, обусловленные планетарными волнами, чем по Звенигородским данным. Выявленные отличия могут свидетельствовать о возможном влиянии на температурный режим мезопаузы долготного и орографического эффектов. Исследование сезонного хода межсуточных вариаций температуры области мезопаузы в регионе Восточной Сибири выявило наличие максимумов в январе-феврале, когда чаще всего происходит внезапное стратосферное потепление, которое вызывает возмущения термодинамического режима атмосферы в большом диапазоне высот [13], а также в сентябре, в период осенней перестройки циркуляции.

Температура мезопаузы может значительно меняться в течение ночи. Ночная изменчивость температуры обусловлена в основном приливами и внутренними гравитационными волнами (ВГВ). В качестве характеристики ночной изменчивости температуры гидроксила использовано ее стандартное отклонение от среденочной температуры. Квадрат данного стандартного отклонения (т.е. дисперсию ночной температуры) можно представить как сумму дисперсий

$$\sigma^2 = \sigma_{td}^2 + \sigma_{gw}^2 + \sigma_n^2,$$

где  $\sigma_{td}$ ,  $\sigma_{gw}$ ,  $\sigma_n$  – стандартные отклонения, обусловленные, соответственно, приливами, ВГВ и флуктуациями темного тока регистрирующей части спектрографа, величина которых определялась при закрытой входной щели прибора. В ночном температурном ряде методом наименьших квадратов определялись гармоники, соответствующие 24-, 12- и 8-часовой компонентам суточного прилива, после чего последовательно вычислялись величины  $\sigma_{td}$  и  $\sigma_{gw}$ . Статистический анализ ночного хода температуры мезопаузы позволил выявить сезонные вариации ее изменчивости, обусловленной приливами и внутренними гравитационными волнами (см. рис. 2). Обнаружено, что волновая активность имеет более значительные проявления и ярче выраженную сезонную зависимость по данным наблюдения на ст. Торы (см. рис. 2б) по сравнению с данными ст. Звенигород (см. рис. 2а). Этот факт может свидетельствовать о влиянии на температурный режим мезопаузы волновых процессов, обусловленных окружающим горным рельефом (орографический эффект) [Semenov et al., 2012] в месте расположения ГФО ИСЗФ СО РАН и повышенной сейсмической активностью данного региона.

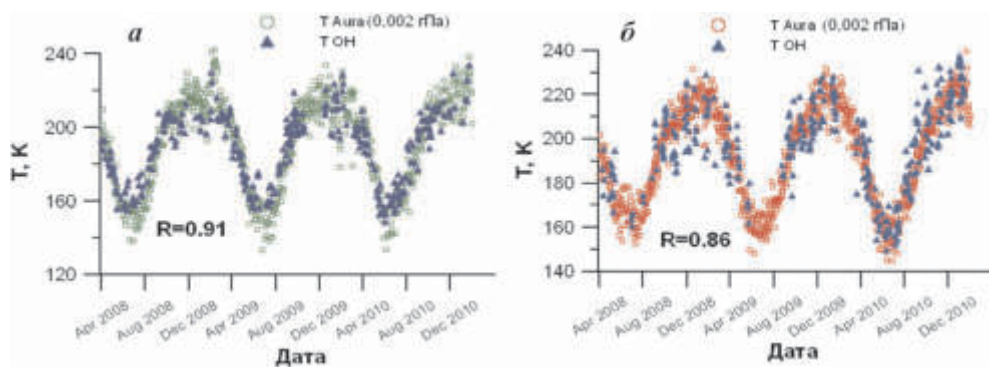
### **Сравнительный анализ данных наземных измерений температуры со спутниковыми данными MLS Aura, v3.3**

В настоящее время для контроля состояния температурного режима и состава средней и верхней атмосферы активно используется спутниковое зондирование, позволяющее получать картину их глобального пространственного распределения. Для восстановления необходимых данных из спутниковых измерений разрабатываются сложные программы. Однако результаты вычислений, проведенных с их помощью, нуждаются в контроле, основанном на независимых прямых наземных измерениях в пунктах, расположенных

вблизи подспутниковых точек моментов измерений. Поэтому сопоставление спутниковых данных измерений с данными близких к ним во времени и пространстве наземных наблюдений представляет важную задачу для оценки реальной точности спутниковых измерений.

Нами был проведен сравнительный анализ спутниковых температурных данных MLS Aura, v.3.3 на двух геопотенциальных уровнях – 0,005 гПа и 0,002 гПа, соответствующих высотам атмосферы ~84 км и ~88 км, с данными наземных измерений температуры мезопаузы по эмиссии гидроксила (высота максимума излучающего слоя ~87 км) на ст. Звенигород и Торы. Использованы данные спутниковых измерений вертикальных профилей температуры в стратосфере–мезосфере, полученные с помощью СВЧ зонда MLS Aura [<http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/Aura/overview/data-holdings/MLS/index.shtml>] во время ночных пролетов спутника над регионами наблюдения за период 2008–2011 гг.

С помощью гармонического анализа были получены средние значения температуры по наземным и спутниковым данным для исследуемых регионов. Обнаружено, что значения измеренных со спутника температур меньше температур, измеренных с земной поверхности в подспутниковых точках. Данные наземных измерений температуры лучше согласуются со спутниковыми данными на 0,002 гПа. Систематическое занижение спутниковых данных для этой высоты по сравнению с наземными составляет для ст. Звенигород ~9.4 К, для ст. Торы ~10.1 К, что хорошо согласуется с результатами, полученными на других станциях [5]. Учет вычисленных поправок к спутниковым данным приводит к хорошему совпадению с данными наземных измерений по эмиссии гидроксила (рис. 3).



**Рис. 3.** Сравнение наземных и спутниковых измерений температуры атмосферы с учетом рассчитанных поправок для ст. Звенигород (а) и Торы (б). R – коэффициент корреляции

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-05-00153а) и гранта № НШ-2942.2014.5 Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ.



## Литература

1. Семенов А.И. Температурный режим нижней термосферы по эмиссионным измерениям в течение последних десятилетий // Геомагнетизм и аэрномия. 1996. Т.36. № 5. С. 90–97.
2. Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006. 741 с.
3. Lowe R.P., Gilbert K.L., Turnbull D.N. High latitude summer observations of the hydroxyl airglow // Planet Space Sci. 1991. V. 39. № 2. P. 1263–1270.
4. Offermann D., Gerndt R., Lange G., Trinks H. Variations of mesopause temperatures in Europe // Adv. Space Res. 1983. V. 3. № 1. P. 21–23.
5. French W.J.R., F.J. Mulligan. Stability of temperatures from TIMED/SABER v1.07 (2002–2009) and Aura/MLS v2.2 (2004–2009) compared with OH(6-2) temperatures observed at Davis Station, Antarctica // Atmos. Chem. Phys. 2010. V. 10. P. 11439–11446, doi:10.5194/acp-10-11439-2010.
6. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. М.: Изд-во Иностран. литер., 1963. 778 с.
7. Перминов В.И., Семенов А.И., Шефов Н.Н. О вращательной температуре гидроксильной эмиссии // Геомагнетизм и аэрномия. 2007. Т. 47. № 6. С. 798–805.
8. Bates D.R., Nicolet M. The photochemistry of atmospheric water vapour // J. Geophys. Res. 1950. V. 55. P. 301–327.
9. Baker D.J., Stair A.T. Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow // Physica Scripta. 1988. №. 37. P. 611–622.
10. Espy P.J., Stegman J. Trends and variability of mesospheric temperature at high-latitudes // Physics and Chemistry of the Earth. 2002. V. 27. P. 543–553.
11. Bittner M., Offermann D., Graef H.-H. et al. An 18-year time series of OH rotational temperatures and middle atmosphere decadal variations // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2002. V. 64. P. 1147–1166.
12. Offermann D., Gusev O., Donner M., Forbes J.M., Hagan M., Mlynczak M.G., Oberheide J., Preusse P., Schmidt H., Russell III J.M. Relative intensities of middle atmosphere waves // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. D06110, doi: 10.1029/2008JD010662.
13. Medvedeva I.V., Semenov A.I., Chernigovskaya M.A., Perminov V.I. Studying Manifestations of 2008–2011 Sudden Stratospheric Warmings in East-Siberia and European Russia // Geophysica. 2012. V. 48. № 1–2. P. 91–103.
14. Semenov A.I., Shefov N.N., Medvedeva I.V. Orographic Disturbances in the Upper Atmosphere // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2012. V. 90–91. P. 124–131. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2012.05.009>.

## **Результаты мониторинга термодинамических характеристик тропосферы и водозапаса облаков комплексом «Микрорадком»**

*Е.Н. Кадыгров, Ю.В. Агапов, А.Г. Горелик, А.К. Князев, Е.А. Миллер, В.В. Некрасов, Т.А. Точилкина, А.В. Троицкий, А.Н. Шапошников*

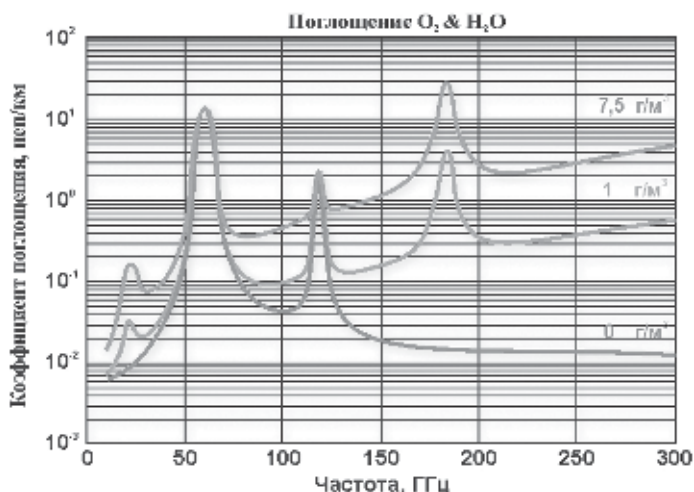
Центральная аэрологическая обсерватория, Московская обл., г. Долгопрудный

В 2012–2013 гг. в Центральной аэрологической обсерватории был разработан и введен в эксплуатацию новый наземный измерительный комплекс, получивший патентованное название «Микрорадком». Работа комплекса основана на использовании особенностей распространения радиоволн диапазона 20–60 ГГц. Он обеспечивает практически непрерывные измерения профилей температуры тропосферы (с детализацией по отдельному каналу профилей температуры атмосферного пограничного слоя), общего содержания водяного пара (влагозапаса атмосферы) и жидкокапельной воды в атмосфере (водозапаса облаков), измерение приземных метеопараметров, а также видеозапись облаков в зенитном направлении. Непрерывные измерения с помощью комплекса «Микрорадком» производятся на территории Центральной аэрологической обсерватории в непосредственной близости к аэрологической станции «Долгопрудный» с 1 марта 2012 года. Одновременно фиксируются приземные значения температуры, влажности, давления и ветра. Комплекс не имеет аналогов в РФ, по своим техническим характеристикам не уступает зарубежным аналогам (США, Германия), а по эксплуатационным характеристикам (надежность и удобство эксплуатации в очень широком диапазоне внешних температур) на данный момент не имеет равных в мире.

### **Методика измерений и основные характеристики «Микрорадком»**

Работа комплекса «Микрорадком» основана на приеме собственного теплового излучения атмосферы в диапазоне миллиметровых радиоволн (частоты от 20 до 60 ГГц или длины волн от 15 до 5 мм соответственно). Возможность определения метеопараметров атмосферы радиометрическим методом основана на спектральных особенностях принятого излучения и на взаимной связи характеристик этого излучения (радиояркостной температуры и коэффициента поглощения) с исследуемыми метеопараметрами [1–4]. Поскольку эти особенности связаны с поглощением радиоволн молекулами водяного пара (спектральная линия 22.235 ГГц) и молекулярного кислорода (спектральные линии вблизи 60 ГГц), то принимаемое собственное радиоизлучение атмосферы будет в существенной степени зависеть от концентрации упомянутых газов и их высотного распределения, а также от температурной стратификации атмосферы (рис. 1) [2, 4, 5].

При наличии в атмосфере гидрообразований (облачности, дождя) радиоизлучение атмосферы существенно зависит от фазового состава, количества



**Рис. 1.** Суммарное поглощение радиоволн в молекулярном кислороде и водяном паре (при различных концентрациях водяного пара)

жидкой воды и температуры этих образований [2, 3]. Это особенно важно в так называемом «окне прозрачности» (длина волны 8 мм или частота 87.5 ГГц), где вклад газовых компонентов водяного пара и молекулярного кислорода минимален (см. рис. 1) [2–5]. Вышеуказанные обстоятельства определили рабочие частоты комплекса «Микрорадком» и состав входящих в него технических устройств [5, 6]. Наиболее сложным является шестиканальный СВЧ радиометр с частотными каналами в диапазоне частот 53–57 ГГц, чувствительность каждого из которых не хуже 0.1 К при постоянной времени интегрирования 1 с, обеспечивающей измерение профилей температуры атмосферы до 10 км (при безоблачных условиях) и до 3–5 км при наличии облачности (в зависимости от водности облаков) [6]. При этом восстановление профилей температуры производится путем решения обратной задачи уравнения для измеренной радиояркой температуры [1–2, 4]:

$$T_{я}(\theta) = \frac{1}{\cos\theta} \int_0^H T(h) \gamma(h, T) \exp\left(-\frac{1}{\cos\theta} \int_0^h \gamma(h', T) dh'\right) dh = \int_0^H T(h) K(h, \theta) dh, \quad (1)$$

где  $H \approx 20$  км – верхняя граница, выше которой вкладом атмосферы в радиоизлучение можно пренебречь,  $K$  – ядро, линеаризуется путем подстановки экстраполированных значений температуры  $T^0(h)$  в ядро  $K(v, \theta, h, T)$ . Коэффициент поглощения состоит из трех частей и зависит от температуры, содержания водяного пара и водности облаков [1–5]:

$$\gamma_v(h) = \gamma_{O_2}(h) + \gamma_{H_2O}(h) + \gamma_w(h). \quad (2)$$

При восстановлении профилей температуры тропосферы используются значения радиоярких температур, полученные на каждом из шести изме-

рительных частотных каналов, а также измеренные значения общего содержания водяного пара и информация о водозапасе облаков и интенсивности жидких осадков [4, 5]. Темп выдачи данных о профилях температуры тропосферы не более 600 с, шаг по высоте 1 км и погрешность восстановления профилей температуры 0,5–2,0°С [6]. Восстановление профилей температуры производится методом статистической регуляризации с использованием матрицы аэрологических данных [2, 5].

Для измерения профилей температуры атмосферного пограничного слоя в комплексе «Микроградком» используется дополнительно сканирующий СВЧ радиометр с центральной частотой 56.6 ГГц и чувствительностью 0.05 К при постоянной времени интегрирования 1 с (диапазон высот 0–1,6 км с темпом выдачи данных не более 600 с, шаг по высоте 100 м и погрешность восстановления профилей температуры атмосферы не более 0.5°С) [6, 7]. Данные этого канала используются также при восстановлении профилей температуры тропосферы, что улучшает точность решения обратной задачи [5].

Измерение общего содержания водяного пара в столбе атмосферы (интегральное влагосодержание или водозапас атмосферы) с погрешностью не более 0,2 г/см<sup>2</sup> производится СВЧ радиометром с частотой 22.225 ГГц (длина волны 13.5 мм) [1–3, 5, 9–15]. Используется модуляционный СВЧ радиометр с приемником прямого усиления и трехкаскадным СВЧ усилителем на входе, обеспечивающим чувствительность 0.04 К при постоянной времени наблюдений 1 с [5].

Четвертый СВЧ радиометр комплекса с частотой 37.5 ГГц (длина волны 8 мм) обеспечивает измерение общего содержания жидкой воды в столбе атмосферы (интегральное водосодержание или водозапас атмосферы) с погрешностью не более 0,05 кг/м<sup>2</sup> (в интервале 0–2 кг/м<sup>2</sup>) [1–3, 5, 9–15]. Информация



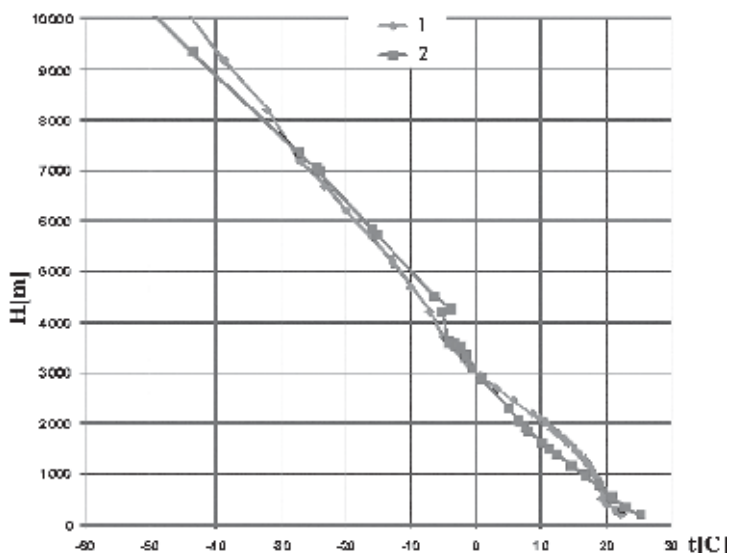
**Рис. 2.** Измерительный комплекс «Микроградком» в сборе

о синхронно измеренных в пространстве и времени данных о влагозапасе и водозапасе атмосферы используется при восстановлении профилей температуры тропосферы. В состав комплекса входит также автоматическая метеостанция, система видеонаблюдения за облачностью и навигатор GPS/GLONASS. Общий вид представлен на рис. 2. Внутри тонара (прицеп-фургон) имеется система климатконтроля, обеспечивающая температуру внутри тонара (где находятся три из четырех СВЧ радиометров)  $(20 \pm 2)$  °С при диапазоне значений внешней температуры от минус 50 до +50°С.

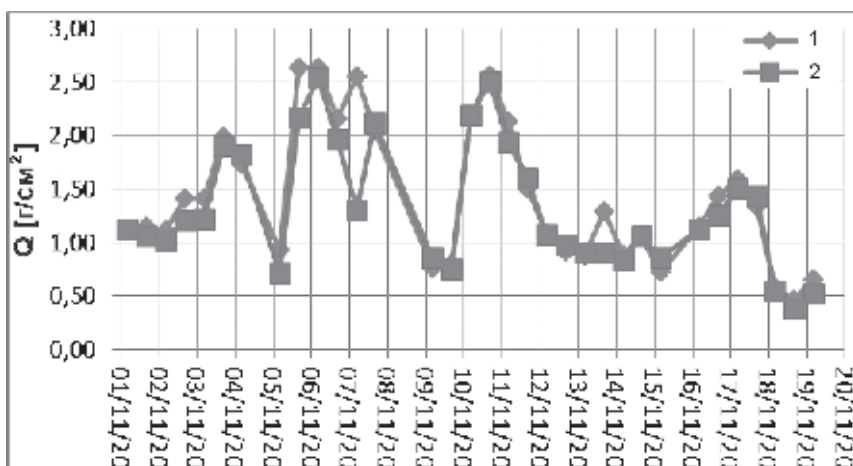
### Результаты измерений

Измерения с помощью комплекса «Микродадком» производятся практически непрерывно с марта 2012 г. по январь 2014 г. на территории Центральной аэрологической обсерватории (г. Долгопрудный Московской области). В непосредственной близости (100 м) находится аэрологическая станция «Долгопрудный», на которой дважды в сутки выпускают метеорологические радиозонды, что позволяет производить периодические сравнения данных дистанционных и контактных измерений. На рис. 3 для примера показан результат сравнений профилей температуры, полученных с помощью «Микродадком» и радиозонда.

Было проведено сравнение с более чем 100 выпусками радиозондов, среднеквадратические отклонения в данных профилей температуры составили не более 0.5°С для атмосферного пограничного слоя и 1.8°С для более высоких слоев тропосферы.



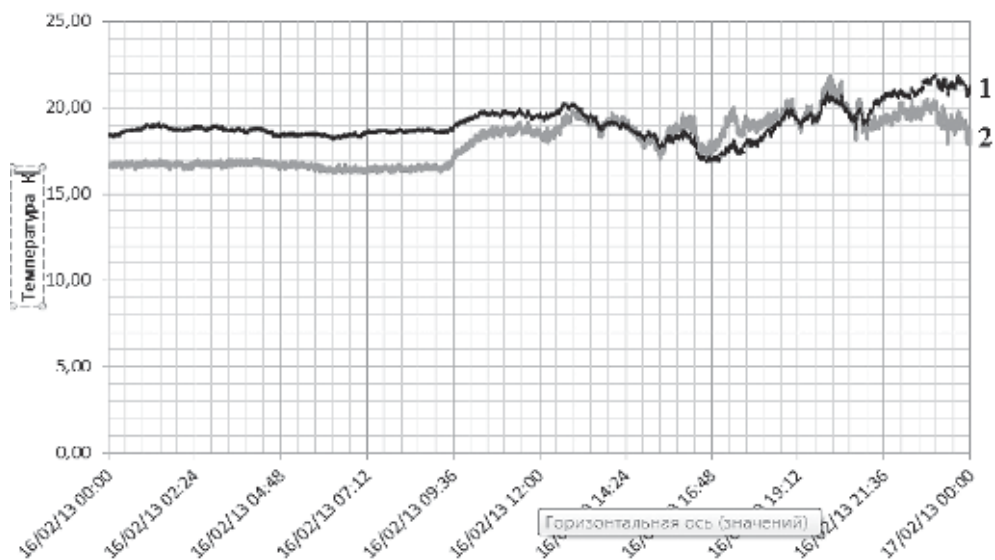
**Рис. 3.** Пример результатов сравнения данных (12.07.2013 г.)  
1 – Микродадком 12:00 UTC, 2 – Радиозонд 27612 12:00 UTC



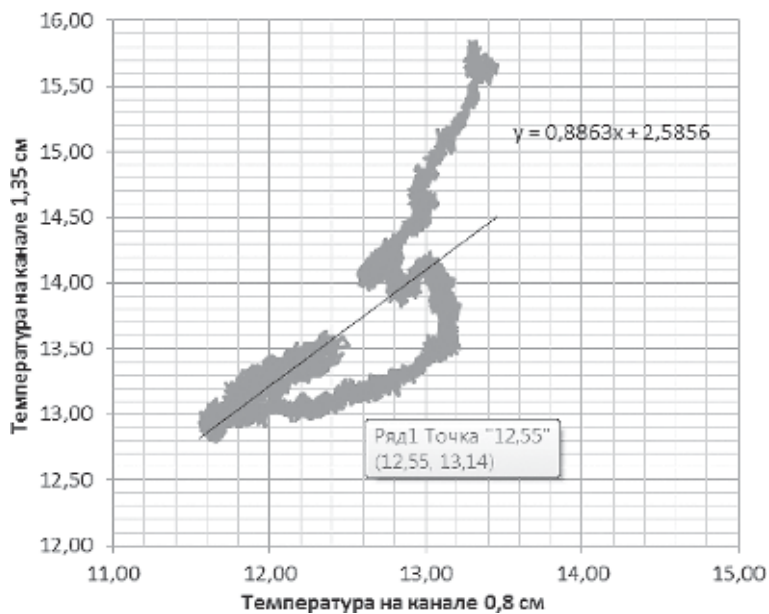
**Рис. 4.** Результаты сравнения общего содержания водяного пара в столбе атмосферы (Q). 1 – «Микрорадком»; 2 – радиозонд (аэрологическая станция «Долгопрудный»)

Регулярно проводится и сравнение данных о влагозапасе атмосферы, рассчитанных по непрерывным данным «Микрорадком» и дискретным данным радиозондов. Пример результатов такого сравнения приведен на рис. 4.

К сожалению, сравнивать данные о водозапасе атмосферы так просто не удастся, т.к. радиозонд таких измерений не производит, а метеорологические радиолокаторы дают слишком высокую их погрешность. Обычно водозапас облаков измеряется с помощью специальных датчиков на самолетах-метеолaborаториях. В 2013 г. появился новый самолет-метеолaborатория «Росгидромет» на базе Як-42Д, так что возможно удастся в будущем провести такие сравнения, но не ранее 2015 года. Ну а пока остается верить высокой стабильности и чувствительности комплекса «Микрорадком» и делать анализ водозаписа облаков, в том числе и полупрозрачных, на базе использования данных каналов 13.5 мм и 8 мм. На рис. 5 представлен пример записи радиояркостных температур этих каналов при появлении перистой облачности над точкой наблюдений. Такие данные позволяют наблюдать фазовые переходы влаги в облаках. Информацию о вариациях жидкокапельной и парообразной влаги можно наблюдать на графиках зависимостей уровня излучения на канале 1,35 см от уровня излучения на канале 0,8 см или аналогично зависимостей их радиояркостных температур. Представим на графиках взаимозависимостей изменение их радиояркостных температур в течение дня (рис. 6). Изменение угла наклона  $T_{я1} = f(T_{я2})$ , характеризует изменение процессов, происходящих в атмосфере и облачности и их микроструктуры. К числу таких факторов может принадлежать повышение в облаке водяного пара (кривая идет круче), образование крупных кристаллов, появление многоярусной облачности, для которой каждый ярус может иметь свой фазовый состав и строение либо появление в этом облаке ледяных кристаллов. Предположим, что существует некоторая стандартная кривая, которая описывает характер изменения взаимозависимости яркостных температур при определенном



**Рис. 5.** Изменение радиояростной температуры при переходе от ясного неба к перистой облачности. 1 – излучение на канале 1,35 см, 2 – на канале 0,8 см



**Рис. 6.** Зависимость радиояростной температуры на канале 1,35 см от радиояростной температуры на канале 0,8 см. Построено для значений за 24.12.2012 г.

значении интегрального влагосодержания. Для безоблачной атмосферы значение водозапаса можно принять равным нулю. Зависимость  $T_{я1,35} = f(T_{я0,8})$  круче стандарта свидетельствует о значительно большем вкладе водяного пара, содержащегося в облаке, либо о появлении в этом облаке ледяных кристаллов. Эффект может быть также вызван появлением крупных капель, вызывающих снижение уровня излучения на длине волны 0,8 см (рыхлое, «толстое» облако). Уменьшение угла наклона зависимости  $T_{я1,35} = f(T_{я0,8})$  (приближение его к горизонтальной оси) указывает на относительное снижение роли водяного пара и рост влияния жидкокапельной влаги при одновременном увеличении размера капель в облаке. Это становится возможным в относительно тонком облаке с очень высокой водностью.

## Заключение

Созданный в ФГБУ «ЦАО» новейший радиометрический комплекс «Микрорадам» с высокой чувствительностью и стабильностью создает уникальные возможности для мониторинга термодинамического состояния тропосферы, а также для исследования облачности на различных стадиях ее развития. Каналы диапазона 5 мм позволяют измерять профили температуры тропосферы вплоть до высоты 10 км, каналы 13.5 мм и 8 мм – оценивать фазовые переходы внутри облака (жидкой и парообразной влаги), что является важной информацией для оценок термодинамического состояния тропосферы и ее динамики. Высокая чувствительность, совмещенность в пространстве диаграмм направленности, непрерывность и синхронность во времени многоволновых измерений позволяют получать результаты измерений одновременно во времени и пространстве и кроме мониторинга термодинамического состояния изучать характеристики облачности, включая полупрозрачные облака и дымку.

## Литература

1. Башаринов А.Е., Гурвич А.С., Егоров С.Т. Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. 188 с.
2. Ulaby F.T., Moore R.K., Fung A.K. Microwave Remote Sensing, Active and Passive. V. 1. Microwave Remote Sensing. Fundamentals and Radiometry // Ed. Reading M.A. Addison: Wesley, 1981. 456 p.
3. Степаненко В.Д., Шукин Г.Г., Бобылёв Л.П., Матросов С.Ю. Радиотеплокация в метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 283 с.
4. Алешин В.И., Наумов А.П., Плечков В.М. и др. Определение высотного профиля температуры по наземным радиометрическим измерениям атмосферного излучения // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 2. С. 198.
5. Кадыгров Е.Н., Горелик А.Г., Миллер Е.А. и др. Результаты мониторинга термодинамического состояния тропосферы многоканальным микроволновым радиометрическим комплексом // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26, № 6. С. 459–465.



6. *Кадыгров Е.Н., Агапов Ю.В., Миллер Е.А. и др.* Радиометрический комплекс миллиметрового диапазона для мониторинга термодинамических характеристик тропосферы // Тр. 5-й Всерос. научн. конф. «Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред». Муром, 26–28 июня 2012 г. С. 353–357.
7. *Kadygrov E.N., Pick D.R.* The potential for temperature retrieval from an angular-scanning single-channel microwave radiometer and some comparisons with in situ observations // *Meteorological Applications*. 1998. V. 5. Iss. 4. P. 393–404.
8. *Westwater E.R., Han Y., Irisov V.G. et al.* Remote sensing of boundary layer temperature profiles by a scanning 5-mm microwave radio-meter and RASS: Comparison Experiments // *J. Atmosph. Ocean. Techn.* 1999. V. 16. P. 805–818.
9. *Жевакин С.А.* О радиотеплолокационном определении интегральной влажности атмосферы и интегральной водности, температуры и высоты капельной фазы облаков // *Изв. Вузов. Радиофизика*. 1978. Т. XXI. № 8. С. 1122–1131.
10. *Караваев Д.М., Щукин Г.Г.* Применения методов СВЧ радиометрии для диагностики содержания жидкокапельной влаги в облаках // *Труды НИЦДЗА. Прикладная метеорология*. 2004. Вып. 5 (553). С. 99–120.
11. *Горелик А.Г., Калашиников В.В., Райкова Л.С., Фролов Ю.А.* Радиотепловые измерения влажности атмосферы и интегральной водности облаков // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1973. №5. С. 928–936.
12. *Рассадовский В.А., Троицкий А.В.* Радиометрические исследования влагосодержания и жидкокапельной фракции облачной атмосферы // Тр. 5-го Всесоюзн. совещ. по радиометеорологии. М.: Гидрометеиздат, 1981. С. 173–176.
13. *Башаринов А.Е., Кутуза Б.Г.* Исследование радиоизлучения и поглощения облачной атмосферы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн // Тр. ГГО. Вып. 222. Л.: Гидрометеиздат, 1968. С. 100–110.
14. *Кадыгров Е.Н., Колдаев А.В., Хайкин М.Н.* Результаты измерения водозапаса облаков с помощью радиометров миллиметрового диапазона // *Изв. АН. Физика атмосферы и океана*. 1994. Т. 30. № 2. С. 230–232.
15. *Westwater E.R.* The accuracy of water vapor and cloud liquid determination by dual frequency ground-based radiometry // *Radio Science*. 1978. № 4. P. 667–685.

# Эпизоды загрязнения приземного воздуха, факторы их образования и разрушения

*И.Н. Кузнецова<sup>1</sup>, И.Ю. Шалыгина<sup>1</sup>, М.И. Нахаев<sup>1</sup>,  
А.М. Звягинцев<sup>2</sup>, Е.Г. Семутникова<sup>3</sup>, П.В. Захарова<sup>3</sup>, Е.А. Лезина<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Гидрометцентр России, г. Москва

<sup>2</sup>Центральная аэрологическая обсерватория, Московская обл., г. Долгопрудный

<sup>3</sup>Мосэкомониторинг, г. Москва

В полном диапазоне изменчивости уровня загрязнения воздушного бассейна эпизоды загрязнения с превышением нормативов качества воздуха в Московском мегаполисе фиксируются редко. Но именно эпизоды загрязнения являются объектом особого внимания. Имеются многочисленные доказательства связи высоких концентраций, например, приземного озона и взвешенных частиц (PM<sub>10</sub>), с целым рядом заболеваний, которые стали обоснованием для установления гигиенических нормативов содержания загрязняющих веществ, например [1–3].

Заблаговременное предсказание повышения загрязнения до критических уровней является одной из главных задач регулярного мониторинга качества воздуха. Для прогнозирования качества воздуха активно используются численные методы, в т.ч. химические транспортные модели (ХТМ), обеспечивающие с высоким временным и пространственным разрешением оперативные расчеты наиболее важных газовых и аэрозольных составляющих городской атмосферы [4–6]. Вместе с тем, широкое применение химических транспортных моделей пока ограничено рядом проблем, связанных с адекватностью задания антропогенных эмиссий, различающимися масштабами процессов в городской атмосфере и описываемых в моделях, а также с методами интерпретации численных расчетов, осуществляемых на модельной сетке.

Повышение степени достоверности модельных расчетов загрязнения воздуха обеспечивается многоплановой верификацией ХТМ; отдельное внимание при тестировании уделяется физическим причинам и факторам, обуславливающим образование «опасных» концентраций в эпизодах загрязнения.

В данной работе для анализа использованы данные наземных и высотных наблюдений концентраций основных загрязнителей, по которым определяют качество воздуха, на автоматизированной сети контроля загрязнения (АСКЗА) ГПБУ «Мосэкомониторинг» в период 2005–2013 гг., дистанционные измерения профиломеров МТП-5 в разнесенных пунктах Московского мегаполиса, данные стандартных метеорологических наблюдений и измерений метеовеличин на телебашне Останкино и на метеорологической мачте в г. Обнинске.

## Сезонность эпизодов загрязнения в Московском регионе

В зарубежных научных публикациях анализ эпизодов высокого загрязнения воздуха (air pollution episodes) занимает значительное место. Используя в

качестве диагностик различные признаки, проведена систематизация эпизодов наиболее значительного загрязнения воздуха в Московском регионе, где они формируются как в результате антропогенных выбросов, так и природных источников, как при локальных эмиссиях, так и при дальнем переносе. Анализ показал, что имеются сезонные отличия эпизодов загрязнения как следствие меняющейся химической активности атмосферы, а также условий термического и динамического перемешивания.

*В холодный сезон* эпизоды загрязнения формируются редко, характерная для наших широт интенсивная крупномасштабная циркуляция препятствует возникновению длительных «застойных» синоптических ситуаций. По нашим расчетам средняя скорость переноса в атмосферном пограничном слое (АПС) зимой в 1.5 раза больше, чем летом. С ноября по январь эпизоды загрязнения фиксируются крайне редко, в январе-марте в среднем наблюдается 1–2 эпизода. В холодный сезон эпизоды загрязнения сопровождаются в основном увеличением концентраций оксидов азота ( $\text{NO}_x$ ) и угарного газа ( $\text{CO}$ ).

Установлено, что в регионе переход к режиму загрязнения городского воздуха по типу теплого сезона тесно связан со сходом снежного покрова, и чаще всего в апреле резко увеличивается содержание взвешенных частиц  $\text{PM}_{10}$ . Именно на этот месяц в Москве приходится годовой максимум  $\text{PM}_{10}$  [7] и наибольшее число аэрозольных эпизодов.

*В летние месяцы* происходит не только значительное увеличение загрязняющих веществ в приземном воздухе, но и образование не содержавшихся в выбросах и более токсичных по сравнению с эмиссиями компонентов. Заметим, что эпизоды загрязнения с превышением гигиенических нормативов формируются аэрозольными частицами ( $\text{PM}_{10}$ ) чаще, чем продуктами вторичного загрязнения (озон и др.).

В летние месяцы в последние годы (2010–2013 гг.) содержание  $\text{CO}$  в приземном воздухе увеличивалось, превышая «фоновый» уровень в 1.5–2 раза, но случаи превышения ПДК<sub>м.р.</sub> ( $5 \text{ мг м}^{-3}$ ) имели место в основном на примыкающих территориях. По-видимому, ужесточение требований к качеству автомобильного топлива имеет явный положительный результат, обеспечивший приближение загрязнения  $\text{CO}$  к уровню в европейских столицах.

Озоновые эпизоды с концентрацией озона выше предельно допустимой ( $160 \text{ мкг м}^{-3}$ ), наблюдаемые не менее чем на двух АСКЗА ГПБУ «Мосэкомониторинг», формируются исключительно в период с мая по август и наблюдаются редко. По измерениям в г. Долгопрудном, начатым в ЦАО в 1991 г., первые такие эпизоды зарегистрированы в конце 1990-х гг. Необходимыми условиями появления являются температура не ниже  $27 \text{ }^\circ\text{C}$ , низкая относительная влажность воздуха (менее 50 %) и слабый перенос в АПС (скорость менее  $5 \text{ м с}^{-1}$ ). Самые сильные озоновые эпизоды зарегистрированы при распространении шлейфов загрязнений от лесных и торфяных пожаров в 2010 г., максимальная концентрация озона внутри МКАД повышалась до  $340 \text{ мкг м}^{-3}$ , в окрестностях Москвы до  $400 \text{ мкг м}^{-3}$  и больше. Нами были установлены ситуации с высокими концентрациями озона на удалении более 100 км от мегаполиса (г. Обнинск) при переносе воздушной массы северо-восточными вет-

рами, т.е. в шлейфе загрязнений Москвы, при этом на станциях АСКЗА приземный озон до высоких уровней не повышался.

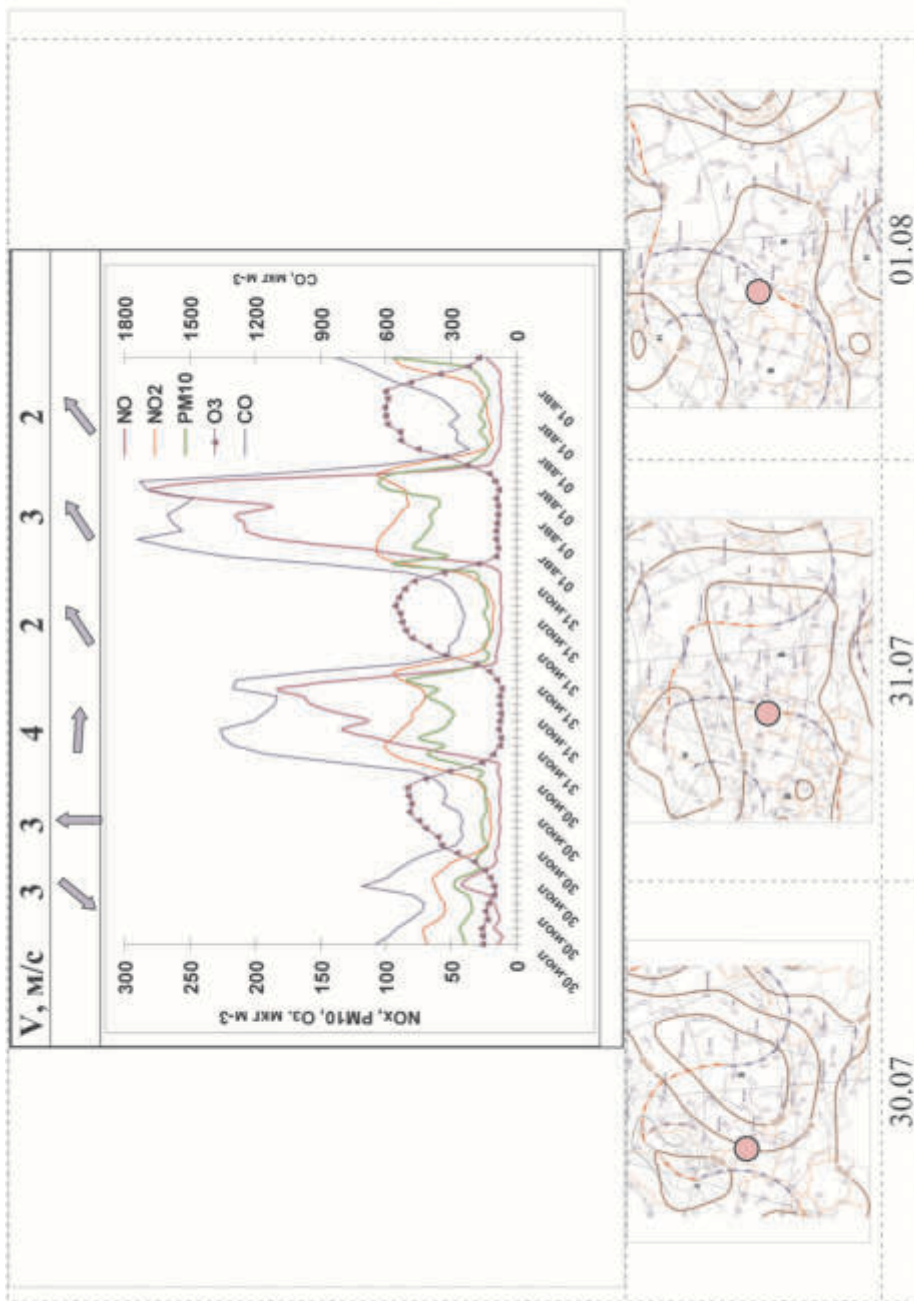
### **Влияние удаленных источников на загрязнение воздуха**

Большинство эпизодов загрязнения образуются под воздействием городских эмиссий. Но среди них имеет место небольшое число эпизодов, вызванных дальним переносом взвешенных частиц размером менее 10 мкм. В последнее время они обнаруживались в феврале 2012, 2013 гг., в апреле 2011, 2012 и 2013 гг., мае 2006 и 2012 гг., августе 2011 и 2012 гг. Перенос на большие расстояния газовых химически активных загрязнителей ограничен временем их жизни в атмосфере и процессами рассеивания. С применением синоптического и траекторного анализа удалось установить, что значительное увеличение  $PM_{10}$  вследствие дальнего переноса связано с поступлением воздушных масс из районов ветрового подъема почвенных частиц Поволжья и западного Казахстана в теплый секторе антициклона при наличии мезоструйного течения в нижней атмосфере [8].

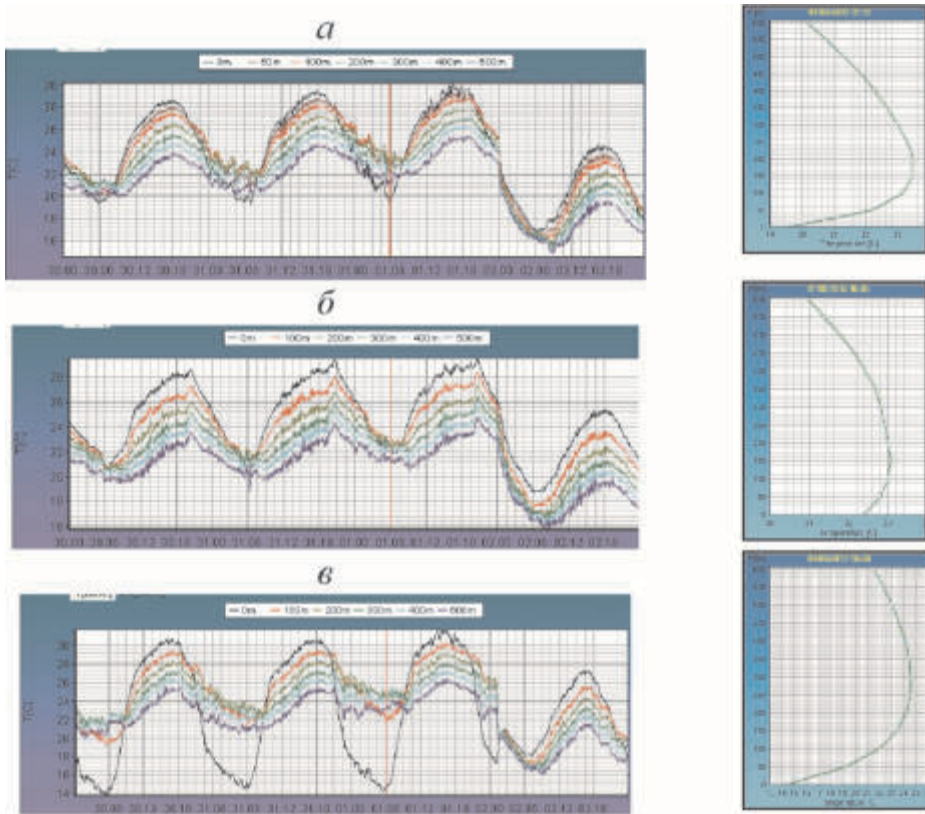
### **Особенности метеорологических условий, способствующих высокой степени загрязненности городского воздуха**

В любой сезон достижение максимального уровня загрязнения приземного воздуха на территории мегаполиса наблюдается при неблагоприятных для его очищения метеорологических условиях, так называемых «НМУ». Комплекс неблагоприятных условий в отсутствие осадков обеспечивается сочетанием слабого ветра в АПС (1–3 м/с) и термической устойчивости; в отсутствие одного из этих факторов не происходит значительного накопления загрязнений в приземном воздухе. Продемонстрируем это на примере типичного летнего эпизода (31.07–1.08.2012 г.). Как видно на рис. 1, синоптическая ситуация создавала предпосылки для повышения городского загрязнения. Пришедший в центр России антициклон 30.07 разрушился, и в следующие двое суток над регионом было малоградиентное барическое поле. Несмотря на «аморфность» поля давления, термически оно было неоднородным. Эпизод начался с резкого повышения концентраций большинства загрязнений при ослаблении скорости переноса при переходе к термической устойчивости вечером 30.07, достигнув 3–4 кратного превышения фонового уровня, высокое загрязнение сохранялось до прорыва АПС утром 31.07. Благодаря конвективному перемешиванию днем концентрации вредных веществ резко уменьшились. При сохранившихся НМУ загрязнение воздуха в ночь на 1 августа достигло еще более высокого уровня (см. рис. 1). Как и накануне, понижение концентраций загрязнений днем 1.08 произошло благодаря дневной конвекции, а намечившийся рост загрязнения вечером этого дня был прерван приближением холодного атмосферного фронта и усилением скорости переноса в АПС.

Важно отметить, что общему повышению уровня загрязнения способствовали благоприятные для образования температурной инверсии условия. Если



**Рис. 1.** Летний эпизод загрязнения 30 июля -2 августа 2012 г. Верхнее окно: изменения концентрации CO, NO<sub>2</sub>, NO, O<sub>3</sub> и PM<sub>10</sub>; внизу – синоптическая ситуация в начале и при максимальном развитии эпизода (Москва)



**Рис. 2.** Временной ход температуры в слое 0–500 м по измерениям МТП-5 30 июля – 2 августа 2012 г.; *а* – северный пригород Москвы (Долгопрудный); *б* – центр города (Красная Пресня); *в* – восточный пригород (Кожухово). Справа – синхронизированные профили температуры в 06 ч 1.08

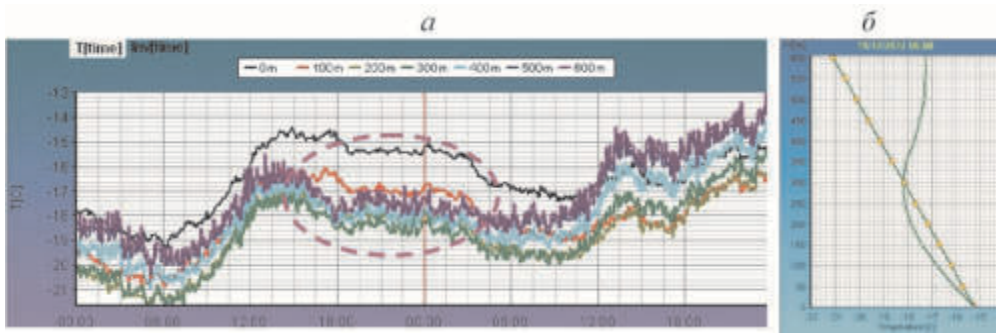
для описанной синоптической ситуации образование инверсии на окраинах мегаполиса характерно, то ее появление в центре мегаполиса – явление редкое [9]. На рис. 2 демонстрируется ход температуры в нижнем 500-метровом слое по измерениям МТП-5 в северном и восточном пригородах (соответственно г. Долгопрудный и район Кожухово) и в центре Москвы. Хорошо различимы наиболее выраженные ночью особенности динамики температурной стратификации, в частности, при максимальном развитии приземной инверсии ее величина в северном пригороде составила  $4^{\circ}\text{C}$ , в центре города – менее  $1^{\circ}\text{C}$ , на востоке, где верхняя граница инверсии была примерно на 100 м больше, чем в других районах, – около  $10^{\circ}\text{C}$  (правые окна). Часто наблюдаемая столь же значительная неоднородность поля температуры в нижних слоях воздуха в мегаполисе – одна из причин того, что при НМУ содержание загрязняющих веществ в приземном воздухе существенно увеличивается, но для многомиллионного города крайне редко превышают установленные для разовых измерений предельно допустимые концентрации.

## Метеорологические факторы, препятствующие накоплению загрязнений в городском воздухе

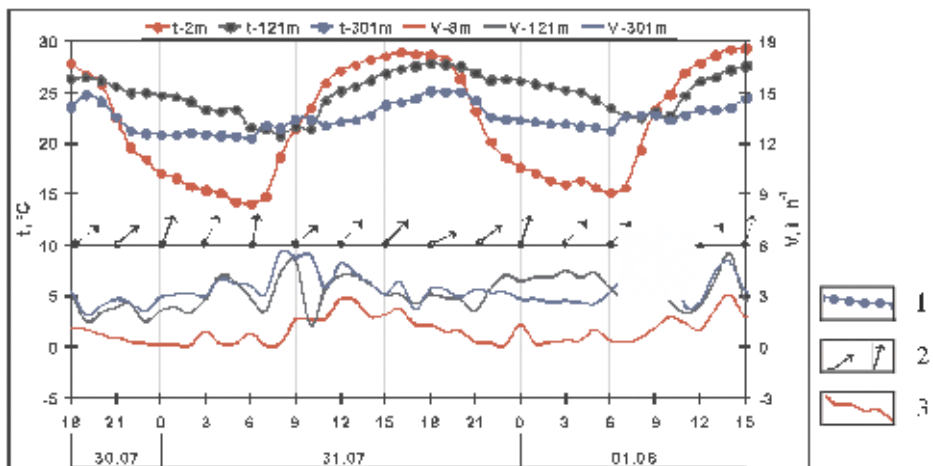
Мощным механизмом рассеивания примеси является дневная конвекция, в теплый сезон сокращающая (из-за продолжительного светового дня) период накопления примеси в приземном воздухе. В зимнее время образованию эпизодов загрязнения препятствует преобладающий интенсивный крупномасштабный перенос. Важно идентифицировать и другие метеорологические факторы, обеспечивающие очищение приземного воздуха от антропогенных загрязнений. К их числу относятся: а) обусловленная контрастами температуры городская циркуляция воздуха, б) характерная для центральной части города термическая неустойчивость, в) турбулентное перемешивание, генерируемое сдвиговой неустойчивостью в слое температурной инверсии.

Кратко обсудим эти важные с экологической точки зрения процессы. Как показано в ряде публикаций (например, [9]), термическая неоднородность приземного слоя в мегаполисе по данным разнесенных измерений профилей температуры приборами МТП-5 имеет климатические признаки. Средняя за год повторяемость вертикального градиента температуры (0–100 м)  $\gamma$  больше сухоадиабатического ( $\gamma_{ca}$ ) в центре Москвы составляет около 70 %, в пригороде – около 30 %. При этом летом повторяемость  $\gamma \geq \gamma_{ca}$  в центре мегаполиса меньше, чем зимой (60 %), в отопительный сезон приближается к 90 %; в при-городе сезонные различия небольшие (40–45%). Приземные инверсии температуры наблюдаются в ближнем пригороде с повторяемостью примерно 20 %, а в центре Москвы – около 1%. Отметим, что городской «остров» тепла (чаще он наблюдается летом, хотя максимальной интенсивности достигает зимой) является показателем значительной деформации поля температуры в АПС. Вызываемая контрастами температуры активизация внутригородского переноса служит механизмом переноса примесей из более теплой термически неустойчивой центральной части мегаполиса к окраинам из-за смещения в подветренную часть мегаполиса шлейфов загрязнения, способствуя повышению там загрязнения приземного воздуха.

К сугубо городским явлениям следует, по-видимому, отнести «зимнюю конвекцию», фиксируемую и Доплеровским локатором [10], и по измерениям МТП-5. Было замечено, что при усилении морозов тепловое воздействие большого города на процессы в АПС возрастает за счет прямых выбросов и «потерь» городского тепла, которые препятствуют образованию температурной инверсии и активизируют процессы перемешивания воздуха, тем самым препятствуют росту загрязнения приземного воздуха. Примером «зимней конвекции» в городском АПС могут служить приведенные на рис. 3 изменения температуры в нижнем 600-метровом слое в декабре 2012 г., а также профиль температуры около полуночи. Выделен период ночного конвективного перемешивания с 18 ч 18.12 до 10 ч 19.12 и видно, что градиент температуры увеличился до 1.6–1.7 °C/100 м, а верхняя граница слоя термического перемешивания ночью достигала 300 м.



**Рис. 3.** Температура в слое 0–600 м 18–19.12. 2012 г. по данным МТП-5 (а), профиль температуры в 0 ч 19.12 (б)



**Рис. 4.** Временной ход температуры (1) скорости и направления ветра (2) в слое 0–300 м по измерениям на высотной метеорологической мачте. Обнинск. 30 июля – 1 августа 2012 г.

1 – температура, 2 – направление ветра, 3 – скорость ветра

Еще одним фактором, способным оказать значительное влияние на изменение загрязнения приземного воздуха, является вызываемая сдвигами ветра турбулентность. На отдельных примерах было показано [8], что при адвекции загрязнений (шлейфы природных пожаров, дальний перенос аэрозоля) вертикальные сдвиги скорости ветра в ночном АПС вызывают повышение приземных концентраций; в обычных условиях происходит очищение приземного воздуха. Замечено, что утренний максимум загрязнений, обусловленный пиком городских эмиссий, при наличии ночью СТНУ значительно ослабевает или не проявляется. На рис. 4 по данным измерений на высотной метеорологической мачте (ВММ) в Обнинске показаны процесс перехода конвективного АПС к ночной термической устойчивости и эволюция стратификации ветра в инверсионном слое для периода НМУ в Москве 30.07–1.08.2012 (рис. 4).



Ключевыми событиями во внутрисуточной динамике метеорологических величин является конвективный прорыв и «схлопывание» АПС; но переход к ночному режиму, как видно на рис. 4, не всегда сопровождается изменением скорости ветра в слое инверсии. В рассматриваемом случае только ночью 1.08 через 2 часа после образования инверсии скорость на высоте 121 м примерно на  $2 \text{ м с}^{-1}$  оказалась больше, чем выше, на высоте 301 м (см. рис. 4). Предшествующей ночью при инверсии, как и 1.08, даже таких слабых изменений скорости ветра не было. Можно заметить, что в нижней части АПС короткие периоды разрушения инверсии температуры сопровождалась кратковременным усилением ветра до  $4\text{--}6 \text{ м с}^{-1}$  в слое 120–300 м (см. рис. 4). Эволюция температуры и ветра в АПС в условиях «атмосферного застоя» – малоизученные процессы, но имеют большую практическую значимость и для диагностики, и для прогноза метеорологических условий рассеивания и загрязнения воздуха.

### Заключение

Эпизоды загрязнения приземного воздуха с многократным превышением фоновых уровней или ПДК<sub>м.р.</sub> в Московском регионе чаще всего наблюдаются в теплый сезон и сопровождаются повышением концентраций взвешенных частиц, первичных и короткоживущих загрязняющих веществ. Для озоновых эпизодов характерны более высокие концентрации в подветренных окрестностях города. Формирование эпизодов загрязнения происходит в основном при неблагоприятных для рассеивания примеси метеорологических условиях за счет местных эмиссий. Дальний перенос может стать причиной эпизода загрязнения только РМ<sub>10</sub>.

К факторам, препятствующим образованию эпизодов загрязнения при НМУ, относятся: зимняя конвекция, обусловленная контрастами городской температуры циркуляция воздуха, генерируемая сдвигами ветра турбулентность в слое инверсии.

### Литература

1. Воздействие взвешенных частиц на здоровье. Рекомендации в отношении политики для стран Восточной Европы, Кавказа и Центральной Азии // Всемирная организация здравоохранения. Европейское региональное бюро. 2013. С. 14. ([www.euro.who.int](http://www.euro.who.int))
2. WHO 2005. Air Quality Guidelines: Global Update 2005. Particulate matter, ozone, nitrogen dioxide and sulfur dioxide // WHO. 2006. P. 484.
3. Гигиенические нормативы ГН 2.1.6.1338-03 "Предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе населенных мест".
4. Зарипов Р.Б., Коновалов И.Б., Глазкова А.А. Расчет концентраций загрязняющих веществ с использованием модели атмосферы WRF-ARW и химико-транспортной модели CHIMERE // Метеорология и гидрология. 2013. Вып. 12. С. 52–67.
5. Ревокатова А.П., Суркова Г.В., Курсанов А.А., Ривин Г.С. Прогноз загрязнения атмосферы Московского региона с помощью модели COSMO-ART // Вестник Московского ун-та. 2012. Серия география. № 4. С. 25–32.

6. Кузнецова И.Н., Коновалов И.Б., Глазкова А.А. и др. Наблюдаемая и рассчитанная изменчивость концентрации взвешенного вещества PM<sub>10</sub> в Москве и Зеленограде // Метеорология и гидрология. 2011. № 3. С. 48–60.
7. Gorchakov G., Semoutnikova E., Karpov A., Lezina E. Air Pollution in Moscow Megacity // Advanced Topics in Environmental Health and Air Pollution Case Studies. Intech. 2011. P. 211–236. (www.intechopen.com).
8. Кузнецова И.Н. Влияние метеорологических условий на содержание PM<sub>10</sub> и CO в летних эпизодах 2010 года // Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48, №5. С. 566–577.
9. Кузнецова И.Н., Кадыгров Е.Н., Миллер Е.А., Нахаев М.И. Характеристики температуры в нижнем 600-метровом слое по данным дистанционных измерений приборами МТП-5 // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25, № 10. С. 877–883.
10. Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D., Kulichkov S.N. et al. Convective self-purification of the urban air basin as sodar shows in frosty winter time // International Symposium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing, ISARS 2010". 28–30 June 2010. Paris, France.

## **Газовые примеси атмосферы в фоновых и городских условиях**

***А.И. Скороход, Н.Ф. Еланский, Н.В. Панкратова, К.Б. Моисеенко,  
Ю.А. Штабкин, И.П. Ситникова, А.А. Ремизов***

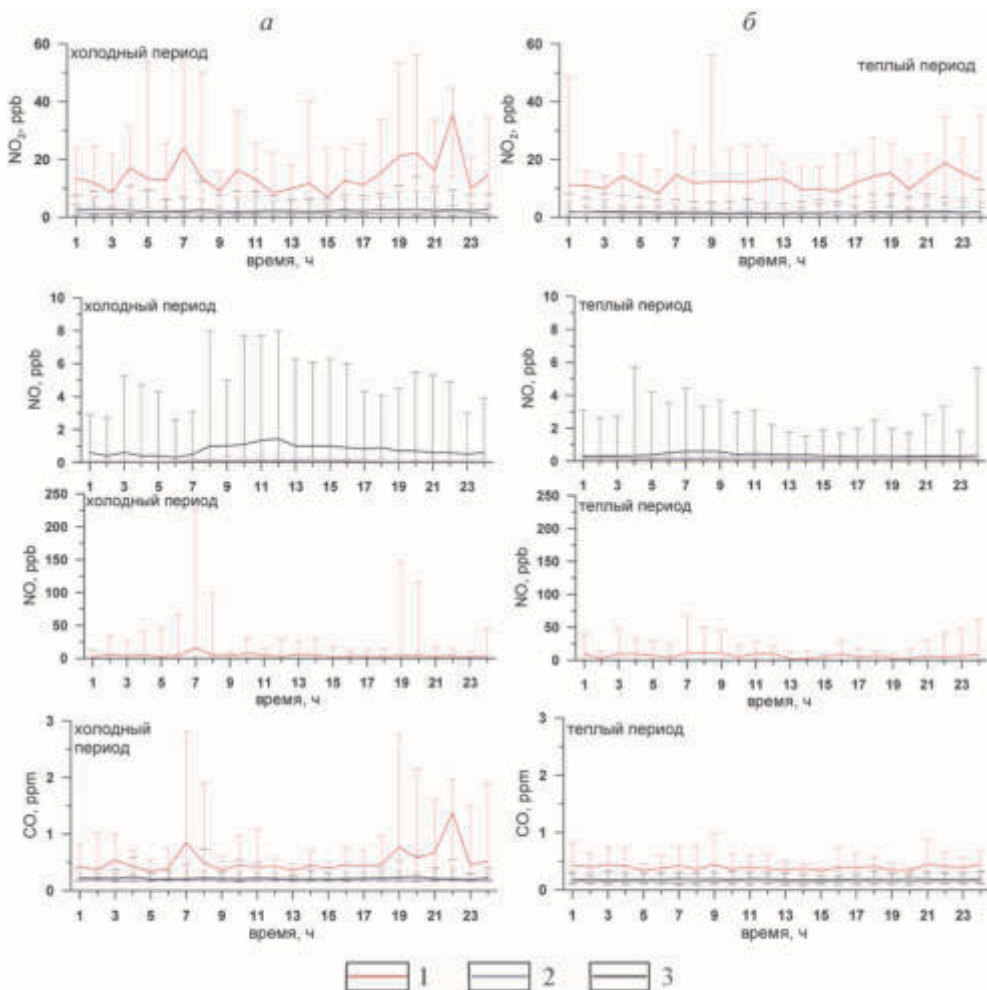
Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Атмосферная химия в условиях сильного загрязнения имеет ряд отличительных особенностей по сравнению с удаленными (незагрязненными) регионами. Под незагрязненными или фоновыми условиями подразумевается отсутствие явного воздействия антропогенной деятельности на состав приземного воздуха в данной местности в данный момент времени. Перманентно фоновых условий практически не существует, и в самых удаленных уголках планеты находят следы атмосферного загрязнения, принесенного от различных источников посредством динамических процессов.

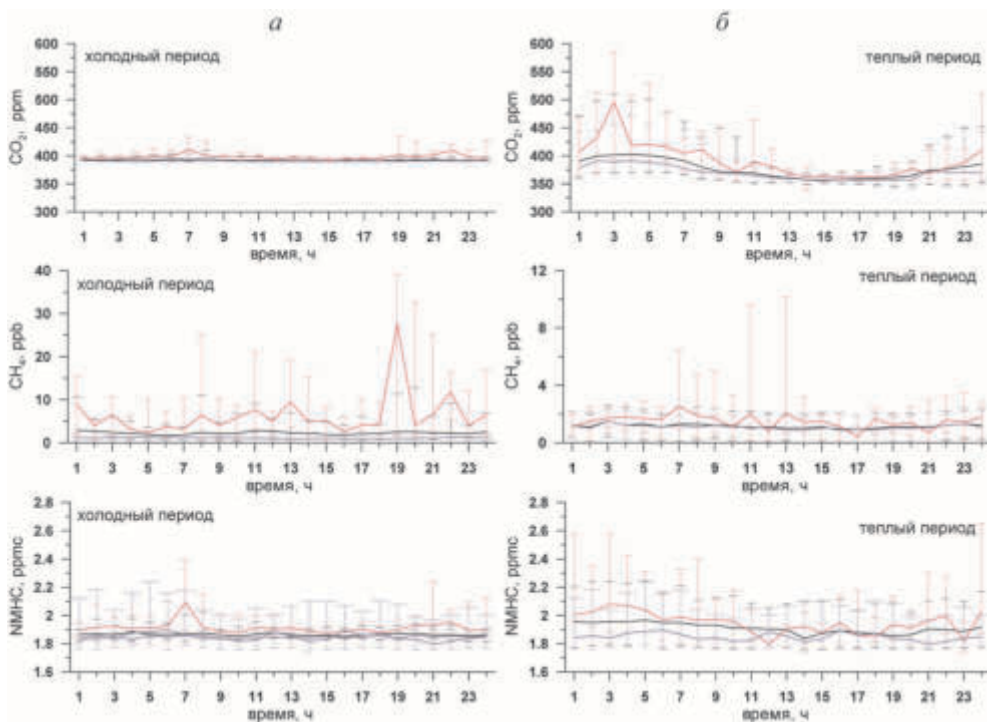
Тем не менее, на практике достаточно ясно видны места, находящиеся в устойчиво загрязненных условиях. Они находятся либо в непосредственной близости от источников загрязнения (город, промышленные предприятия, места добычи и транспортировки полезных ископаемых и т.д.), либо на пути регулярного распространения поллютантов (например, по направлению западного переноса).

В настоящей работе представлены результаты многолетних прямых измерений газового состава атмосферы (O<sub>3</sub>, NO<sub>x</sub>, SO<sub>2</sub>, CO, NH<sub>3</sub>, углеводородов, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>) в загрязненных и чистых (фоновых) условиях, проведенных сотрудниками ИФА на станциях в Москве, Кисловодске, Зотино (Центральная Сибирь), а также в ходе трансконтинентальных экспедиций TROICA.

По данным прямых измерений методом протонной масс-спектрометрии (PTR-MS), который впервые в России был освоен и применен для определения концентрации летучих органических соединений в приземном атмосферном воздухе, проведен анализ состояния атмосферного воздуха над территорией России. По данным мониторинга состава атмосферы в Московском мегаполисе и других городах России исследованы химические взаимодействия NO, NO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> и летучих органических соединений (ЛОС), играющих важнейшую роль в формировании атмосферного загрязнения города. Выявлены зависимости генерации O<sub>3</sub> от соотношений NO<sub>x</sub> и ЛОС, времени суток, сезона.



**Рис. 1.** Средний суточный ход NO<sub>2</sub>, NO и CO для холодного (а) и теплого (б) периодов, полученных в ходе экспериментов TROICA. 1 – в фоновых условиях, 2 – в загрязненных, 3 – с учетом всех данных. Вертикальные линии ограничивают 10 и 90 перцентили

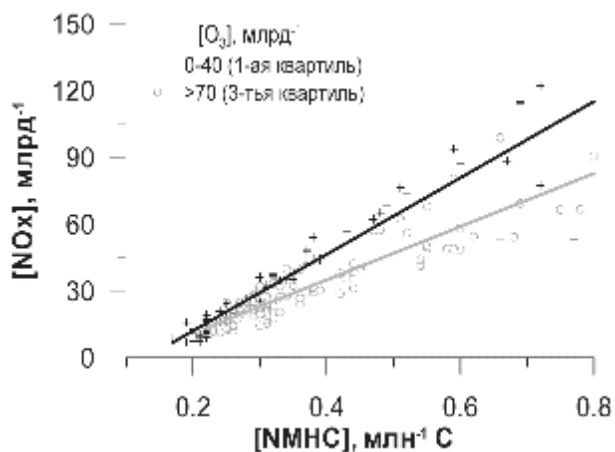


**Рис. 2.** Средний суточный ход  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$  и NMHC для холодного (а) и теплого (б) периодов в фоновых, загрязненных условиях и с учетом всех данных, полученных в ходе экспериментов TROICA. Вертикальные линии ограничивают 10 и 90 перцентили

В отсутствие явных антропогенных источников суточный ход  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{SO}_2$ , антропогенных ЛОС представляет собой практически плоскую линию. В городах распределение становится более сложным с отчетливо выраженными утренним и вечерним максимумами, соответствующими часам пик и (особенно утром) усиленные температурной инверсией (рис. 1).

Для примесей, имеющих как биогенное, так и антропогенное происхождение, к которым относятся парниковые газы  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$ , а также биогенных ЛОС (изопрен, монотерпены и др.), отчетливый суточный ход характерен, напротив, в фоновых условиях в вегетационный период, когда активны процессы растительного метаболизма, почвообразования и т.д. В холодное время он практически неразличим. В загрязненных условиях суточный ход нарушается воздействием антропогенных источников (особенно в случаях с  $\text{CO}_2$ ), однако общие его черты сохраняются (рис. 2).

Приземная концентрация озона определяется с одной стороны интенсивностью его фотохимической генерации в дневное время (летом этот процесс происходит наиболее сильно), с другой – скоростью разрушения при взаимодействии с другими компонентами атмосферного воздуха. Большое значение могут иметь и динамические факторы – стратосферно-тропосферный обмен и адвекция.



**Рис. 3.** Концентрация озона в зависимости от соотношения  $[\text{NO}_2]/[\text{NO}]$  в период аномальной жары летом 2010 г.

Существует два режима фотохимической генерации озона: чувствительный к концентрации  $\text{NO}_x$  и чувствительный к концентрации ЛОС (или насыщенный  $\text{NO}_x$ ). При низком содержании оксидов азота скорость генерации возрастает с ростом концентрации  $\text{NO}_x$ . При высокой концентрации  $\text{NO}_x$  концентрация озона будет понижаться при росте содержания  $\text{NO}_x$ . Как правило, вблизи промышленных объектов преобладают высокие концентрации  $\text{NO}_x$ , которые и определяют содержание озона в приземном воздухе. Анализ данных наблюдений показывает, что высоких значений (порядка 100 ppb) концентрация озона может достигать как в чистых, так и загрязненных условиях. Максимальных концентраций (150 ppb и выше) озон может достигать при фотохимической генерации с участием продуктов горения биомассы (природные пожары). В отдельных случаях в экстремальной генерации озона в относительно чистых условиях велика роль дальнего переноса летучей органики.

Рис. 3 демонстрирует зависимость концентрации озона от соотношения  $[\text{NO}_x]$  и  $[\text{NMHC}]$ . Ясно прослеживается два режима: низкая концентрация озона (от 0 до 40 ppb) отмечается при относительно высоком содержании оксидов азота, тогда как повышенная соответствует более низкой концентрации оксидов азота. По соотношению концентраций оксидов азота и неметановых углеводородов можно прогнозировать содержание приземного озона в городском воздухе.

По данным наблюдений в ходе экспериментов TROICA между Москвой и Владивостоком проведен совместный анализ изменчивости концентраций примесей, находящихся в близком к фотохимическому равновесию состоянии (оксиды азота и озон). По данным проведенного исследования, в незагрязненных условиях концентрации  $\text{NO}$  и  $\text{NO}_2$  убывают в восточном направлении. Наибольшие значения долготных градиентов отмечаются весной и осенью (для  $\text{NO}+\text{NO}_2$  около  $-5$  ppb и  $-10$  ppb на  $10^\circ$  в.д. соответственно). Летом градиент и для  $\text{NO}$ , и для  $\text{NO}_2$  значительно слабее (для  $\text{NO} + \text{NO}_2$  около  $-$

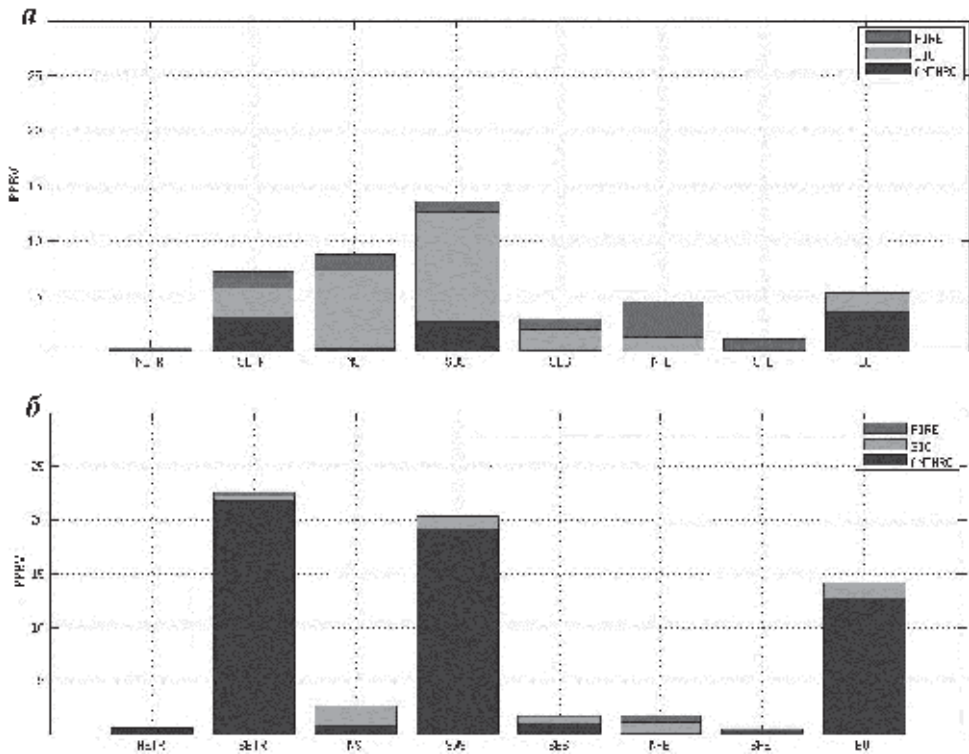
3 ppb на 10° в.д.), что может быть связано с горением биомассы и переносом загрязнений из Китая, Кореи и Японии в системе летнего Тихоокеанского муссона.

По данным измерений CO и NO<sub>2</sub> на фоновой станции в Зотино (Центральная Сибирь) и численного моделирования проанализирован вклад различных источников в наблюдаемые приземные концентрации газовых примесей. Высокое атмосферное время жизни CO обуславливает сильный нелокальный эффект источников его атмосферных эмиссий, прослеживаемый в планетарном масштабе [5]. Иными словами, приходящая в район станции воздушная масса в общем случае включает сигнал от всех климатически значимых источников монооксида углерода в Северном полушарии, как локальных, так и удаленных. Указанное обстоятельство отчетливо проявляется в результатах наблюдений в виде двух характерных особенностей: амплитуда и фаза сезонного хода CO обусловлены общепланетарными атмосферными процессами и сезонной динамикой атмосферной фотохимической системы во внетропических широтах, связанной с годовым ходом солнечной радиации, при этом амплитуда сезонного хода (~80–100 ppbv, основываясь на разности между максимальными значениями в холодный и теплый периоды) в целом преобладает над короткопериодными (синоптическими) вариациями, характерная величина которых P<sub>90</sub>–P<sub>10</sub> составляет ~20–50 ppbv.

Численные эксперименты с транспортно-химической моделью GeosChem показали, что относительный вклад природных и антропогенных источников в наблюдаемую на ZOTTO изменчивость приземного CO сильно зависит от сезона и географической локализации конкретного региона (рис. 4). В теплый период года наибольший вклад в суммарный сигнал даёт окисление биогенных летучих органических соединений в регионе, где расположена станция Западной Сибири (NS и SWS на рис. 4а). Вторыми по значимости являются антропогенные источники в Западной Сибири, ЕТР и Западной Европе – «наветренных» по отношению к станции регионов. Для всех представленных на рис. 4а регионов, кроме Западной Европы, значительным является вклад горения биомассы, связанный с природными пожарами на ЕТР и в Сибири. В холодный период года суммарный вклад в измеряемый сигнал практически полностью определяется антропогенными источниками, сосредоточенными в промышленных районах юга Сибири, а также в регионах ЕТР и Западной Европе (рис. 4б).

При помощи методики оценки качества воздуха, разработанной в ИФА [5], проведен анализ загрязнения российских городов по данным эксперимента TROICA и наблюдениям в Москве.

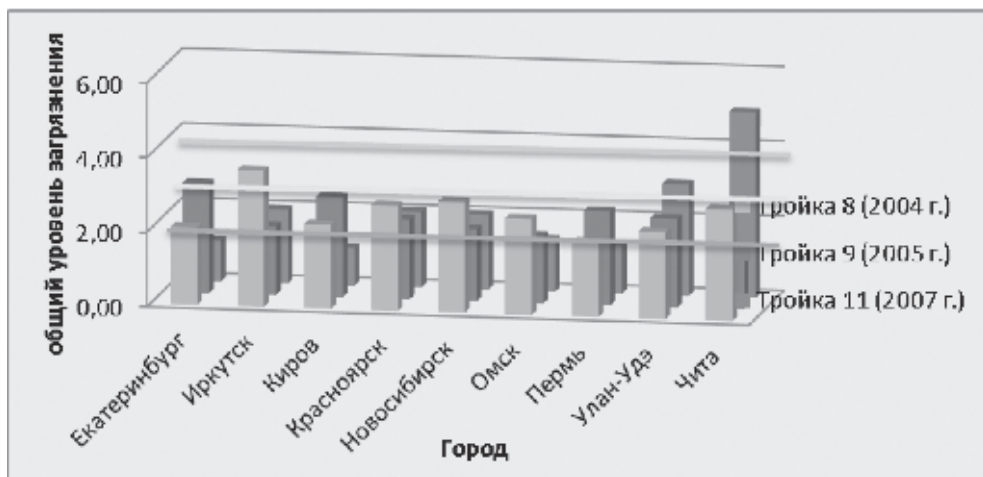
Несмотря на различное распределение локальных источников загрязнения, общий уровень загрязнения городов России, а именно Кирова, Читы, Улан-Удэ, Перми, Красноярска, Иркутска, Екатеринбурга, Омска, Новосибирска находится на умеренном уровне (рис. 5). Выявленные случаи повышенного загрязнения летом 2007 г. в Забайкалье (Чита, Улан-Удэ) связаны с влиянием бушевавших в регионе природных пожаров. Также в ряде городов (Иркутск, Красноярск, Новосибирск, Чита) повышенный уровень загрязнения наблю-



**Рис. 4.** Сводная диаграмма значений атмосферного отклика на эмиссии CO. Средние за 2007–2011 гг. значения за теплый (июнь–август) (А) и холодный (декабрь–февраль) период (Б). Районы: NETR – север ЕТР (60–75 N, 37–60 E), SETR – юг и средняя полоса ЕТР (41–60 N, 37–60 E), NS – север Сибири (60–75 N, 60–120 E), SWS – юг Западной Сибири (49–60 N, 60–90 E), SES – юг Восточной Сибири (49–60 N, 90–120 E), NFE – север Дальнего Востока (54–75 N, 120–180 E), SFE – юг Дальнего Востока (42–54 N, 120–150 E), EU – Западная Европа (35–75 N, 15–37 E)

дался в холодный период (ранняя весна 2004 г.). Это было вызвано выбросами от систем отопления и накоплением загрязняющих примесей в подинверсионном слое.

По данным многолетних наблюдений в Москве основной вклад в загрязнение атмосферы из исследованных примесей вносит диоксид азота, т.к. его источником являются выхлопные выбросы автомобилей. Высокие значения индекса загрязнения, обусловленные высокими концентрациями CO, O<sub>3</sub>, SO<sub>2</sub>, НМУВ (неметановые углеводороды), редки и как правило, связаны с чрезвычайными ситуациями: лесными пожарами для CO и O<sub>3</sub>, использованием резервных видов топлива при продолжительных морозах для SO<sub>2</sub>. Повышение содержания в атмосфере суммы неметановых соединений обычно обусловлено локальными, непродолжительными выбросами.



**Рис. 5.** Общий уровень загрязнения атмосферного воздуха в ряде городов России в 2004 (весна), 2005 (осень), 2007 (лето) годах, по данным эксперимента «Тройка»

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-05-00461, 13-05-10067, 13-05-41395, 14-05-93089, 14-05-31078, 14-05-31071), а также программ ОНЗ РАН №12 и Президиума РАН П4.

### Литература

1. Еланский Н.Ф., Беликов И.Б., Березина Е.В. и др. Состав атмосферы над Северной Евразией: эксперименты TROICA. МНТЦ. Изд-во «Агроспас», 2009. 81 с.
2. Elansky N.F., Belikov I.B., Lavrova O.V. et al. Train-Based Platform for Observations of the Atmosphere Composition (TROICA Project). Chapter 8 // Air Pollution-Monitoring, Modelling and Health. ISBN: 978-953-51-0424-7. DOI 10.5772/1801. P. 175–196.
3. Тимковский И.И., Еланский Н.Ф., Скороход А.И., Шумский Р.А. Исследование био-генных летучих органических соединений над территорией России по данным передвижной обсерватории ТРОЙКА // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 3. С. 347–356.
4. Панкратова Н.В., Еланский Н.Ф., Беликов И.Б. и др. Озон и окислы азота в приземном воздухе Северной Евразии по наблюдениям в экспериментах TROICA // ФАО. 2011. Т. 47. № 3. С. 343–358.
5. Vasileva A.V., Moiseenko K.B., Mayer J.-C. et al. Assessment of the regional atmospheric impact of wildfire emissions based on CO observations at the ZOTTO tall tower station in central Siberia // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. D07301. doi:10.1029/2010JD014571.
6. Stohl A., Eckhardt S., Forster C. et al. On the pathways and time-scales of intercontinental air pollution transport // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. 46–84, doi:10.1029/2001JD001396.
7. Skorokhod A., Elansky N., Pankratova N., Lavrova O. Urban pollution in Russia and its assessment // 8th International Conference on Air Quality. Science and Application. 19–23 March 2012, Athens, Greece. Short papers. AQC2012-SkorA00579. 2012. P. 729–732.



# Моделирование эмиссии метана на шельфе Восточной Арктики в результате его разгрузки из донных источников

*В.В. Малахова, Е.Н. Голубева*

Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск

Интерес к вопросу об эмиссии метана в Арктике в последние годы вызван климатическими изменениями, которые происходят в полярных широтах Северного полушария. Среди них отмечаются: статистически значимый положительный линейный тренд среднегодовой температуры воздуха за период 1936–2007 гг., потепление за тридцатилетний период на территории северной полярной области около  $1,47^{\circ}\text{C}$  [1], значительное повышение температуры поступающих в СЛО глубинных атлантических вод [2], деградация подводной мерзлоты и разрушение берегов арктических морей. Данные экспедиционных исследований, начиная с 2003 года, регистрируют масштабную эмиссию метана в атмосферу из мелководной части шельфа в Восточно-Сибирском море и море Лаптевых [3]. Анализ концентрации метана в придонном слое атмосферы и в шельфовых водах показал, что области аномально высоких значений метана в воздухе пространственно совмещены с участками аномально высоких концентраций метана в воде, особенно на шельфе моря Лаптевых. Предполагается, что очаги разгрузки метана могут быть связаны с деградацией подводных мерзлых пород и нарушением условий существования газовых гидратов на шельфе морей восточного сектора Арктики.

Существование субмаринной мерзлоты на Арктическом шельфе обусловлено глубоким промерзанием на субэкральных этапах развития шельфа в условиях палеоклимата [4, 5] и отрицательной температурой придонных слоев воды в современных условиях. Значимую роль в динамике субаквальной мерзлоты играет температура придонного слоя воды, определяющая глубину сезонного протаивания и положение мерзлой кровли. Термобарические условия существования аквальных газогидратов характерны для большей части дна Мирового океана с глубинами воды более 300–400 м. На мелководном арктическом шельфе с глубинами до 200 м зона стабильности газовых гидратов связана с наличием здесь субмаринной криолитозоны [4]. При этом огромное количество органического углерода может содержаться в зоне стабильности газогидратов (ЗСГ), залегающей в пределах и ниже кровли мерзлых пород. Находясь в стабильном состоянии, мерзлота играет роль надежной крышки, препятствуя выходу метана.

Разрушение подводной мерзлоты и последующая дестабилизация газовых гидратов Восточно-Сибирского шельфа (ВСШ) может привести к быстрому вовлечению огромных запасов метана в современный цикл углерода. Мерзлота Восточной Сибири рассматривается как глобальный пул метана, который в эпохи межледникового потепления становится его значимым источником. Совершенно очевидна необходимость изучения взаимосвязей между

субаквальной мерзлотой и термохалинным состоянием вод морей Арктического шельфа, чтобы иметь возможность прогнозировать динамику криолитозоны и оценивать масштаб эмиссии парниковых газов, высвобождающихся при ее разрушении.

В данной работе исследование описанной проблемы проводится на основе численного моделирования. В частности, рассматриваются некоторые сценарные расчеты, проведенные на основе комплекса моделей, который описывает взаимосвязь процессов, происходящих в атмосфере, ледовом покрове, океане, осадочном слое морского дна.

### **Методика исследования**

#### *Моделирование термохалинного состояния шельфовых вод*

Для проведения численного эксперимента используется совместная региональная модель гидротермодинамики океана ИВМиМГ СО РАН [6] и морского льда CICE-3.14 (The Los Alamos Sea Ice Model, <http://oceans11.lanl.gov/trac/CICE>). Расчетная область включает акваторию Северного Ледовитого океана и область Северной Атлантики с южной границей на 20° ю.ш. (далее модель СЛО-СА). Разрешение численной сетки для Северной Атлантики выбрано равным 1°. Севернее 65° используется репроективная сетка, максимальное разрешение которой достигается в приполярном районе и составляет 35 км. В среднем узлы численной сетки в области СЛО находятся на расстоянии около 50 км. Вертикальное разбиение составляют 38 горизонтальных уровня со сгущением у поверхности, где разрешение до 5 м. Минимальная глубина шельфовой зоны задана равной 20 метрам. Начальное распределение полей температуры и солёности соответствуют климатическим данным для зимнего сезона. В ходе численных экспериментов использовались характеристики нижней атмосферы, полученные из данных реанализа NCEP/NCAR (<http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/reanalysis/>). Данная модель активно используется для исследования климатической изменчивости СЛО [7] и участвует в международном проекте FAMOS/AOMIP [8].

В результате применения численной модели с использованием данных реанализа NCEP/NCAR была восстановлена система взаимодействия водных масс Северной Атлантики и СЛО с 1948 по 2011 г., включая циркуляцию вод в морях сибирского шельфа. По результатам расчета поступление аномально теплых атлантических водных масс в СЛО, начавшееся в конце 1980-х годов, привело к повышению придонной температуры на ВСШ до 2°C.

#### *Моделирование динамики субаквальной мерзлоты с учетом долгосрочных колебаний климата*

Считается, что подводная криолитозона Арктического шельфа сформировалась на суше в холодную эпоху во время понижения уровня моря, 18–20 тысяч лет назад (т.л.н.), а затем была им затоплена, примерно 6–8 т.л.н. [4]. Поэтому при моделировании подводной мерзлоты на арктическом шельфе

традиционно используется подход, при котором учитывается представление об изменении уровня океана и положения береговой линии [4, 5, 9].

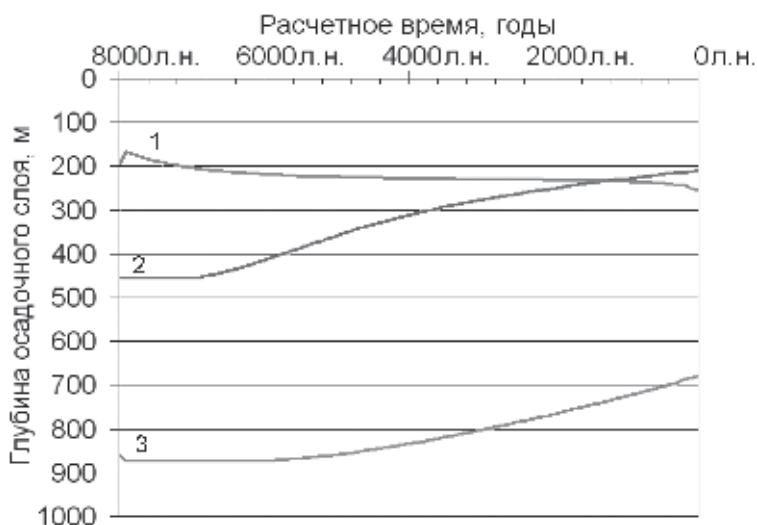
Для определения возможных источников метана было проведено математическое моделирование динамики толщи субаквальных мерзлых пород и зоны стабильности гидратов метана в осадочном слое ВСШ. Для расчетов теплового поля в осадочном слое и определения нижней границы криолитозоны на шельфе использовалась модель теплопереноса в грунте ИФА РАН [10]. В основе математической модели лежит формулировка задачи Стефана со смешанными краевыми условиями в одномерной постановке. На верхней границе задавалось изменение температуры воздуха или воды во времени в соответствии с рассматриваемым сценарием. На нижней границе задавался геотермический поток тепла.

На первом этапе были проведены расчеты от момента времени, предшествующего последней трансгрессии моря, 9 т.л.н., до 1948 г., в соответствии с [5]. В качестве начальных условий принималось образование мерзлых пород в азральных условиях во время регрессии моря 9 т.л.н. и решение уравнения теплопереноса согласно заданной средней температуры воздуха  $-13\text{ }^{\circ}\text{C}$  и геотермическому градиенту  $60\text{ мВт/м}^2$ . При затоплении шельфа (8 т.л.н.) температура атмосферы скачком менялась на температуру придонной воды, которая была принята  $-1,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  и оставалась постоянной до 1948 г.

Результаты численного моделирования показали возможность существования подводной мерзлоты на шельфе морей восточной Арктики, нижняя граница залегания которой изменялась от 460 до 210 м за весь период моделирования до 1948 г. (рис. 1). Далее придонная температура воды задавалась на основе региональной модели СЛО–СА до 2011 г. Увеличение температуры придонных вод за моделируемый период привело к незначительному (на 1–3 м) поднятию нижней кровли мерзлоты. При этом верхняя граница криолитозоны опустилась до 25 м в областях шельфа, где придонная температура воды стала положительной.

Анализ результатов моделирования показал, что состояние толщи мерзлых пород зависит от заданных физических характеристик грунта и геотермического потока тепла. Так, проведение численных расчетов с более высоким потоком тепла  $100\text{ мВт/м}^2$  приводит к появлению сквозных таликов в южной части моря Лаптевых в районе дельты реки Лены, аналогично результатам работы [9]. Именно в этой области по фактическим данным были зарегистрированы устойчивые аномалии растворенного метана [3].

С помощью модели теплопереноса в поддонном грунте, дополненной термобарическими условиями существования газогидратов метана [11], были рассчитаны границы возможной ЗСГ на шельфе. Верхняя граница зоны возможного распространения газогидратов метана на шельфе по данным численного эксперимента находится на 250–280 м ниже дна при глубине моря 20–60 м (рис. 1). При увеличении придонной температуры эта граница опускается, и в слое между ее первоначальным и текущим уровнем происходит возможное разложение гидратов с выделением газа. Газ, накопившийся между нижней границей мерзлоты и верхней границей зоны стабильности, может



**Рис. 1.** Изменение по времени от 8000 л.н. до состояния 1948 г. (0 л.н.) глубины слоя мерзлого грунта, верхней и нижней границ ЗСГ метана. 1 – нижняя граница мерзлого грунта, 2 – нижняя граница ЗСГ, 3 – верхняя граница ЗСГ

мигрировать вертикально вверх через разрывы в слое осадков, образуя дополнительные источники метана на дне.

### **Перенос растворенного метана океаническими течениями**

Одной из основных проблем остается недостаточная изученность распределения метана в шельфовых водах. Несмотря на определённый прогресс в вопросе изучения природы современного метаногенеза в водных объектах, остается много вопросов в количественном определении концентрации газов. Так, для Арктических морей не даны количественные оценки содержания метана в донных отложениях, его потоков в водную толщу, проведены единичные работы по определению закономерностей распределения метана в морях ВСШ. Для оценки масштабов эмиссии метана в атмосферу на шельфе морей восточной Арктики были проведены сценарные расчеты в предположении наличия диффузионного транспорта газа из донных отложений с 2002 по 2011 гг.

Представленная выше региональная численная модель океана и морского льда СЛО-СА, дополненная трассерным блоком, используется для исследования распространения растворенного метана в водах ВСШ. Распределение растворенного метана в морской воде рассматривается как решение адвективно-диффузионного уравнения для примеси с учетом окисления [12]. Учет окисления метана был реализован на основе подхода, предложенного в работе [13], где на основе анализа данных по окислению метана в морской воде получено эмпирическое соотношение для учета времени существования газа в растворенном виде в зависимости от его концентрации. Поток метана в ат-

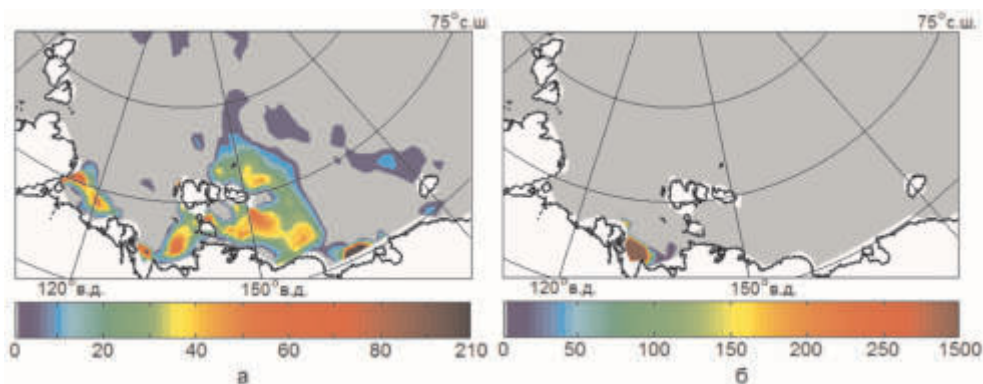
мосферу был рассчитан как функция разницы концентрации растворенного метана в поверхностном слое воды и равновесной с атмосферой концентрации метана, скорости ветра из данных реанализа NCEP/NCAR, числа Шмидта и сплоченности льда [14].

В первом сценарии С1 предполагалось увеличение газовой проницаемости многолетних мерзлых донных осадков, с учетом сезонного протаивания и опускания верхней границы мерзлых пород. Поступление растворенного метана из донных отложений задавалось в виде диффузионных потоков порядка 3 нмоль/м<sup>2</sup> в секунду, в соответствии с работой [13].

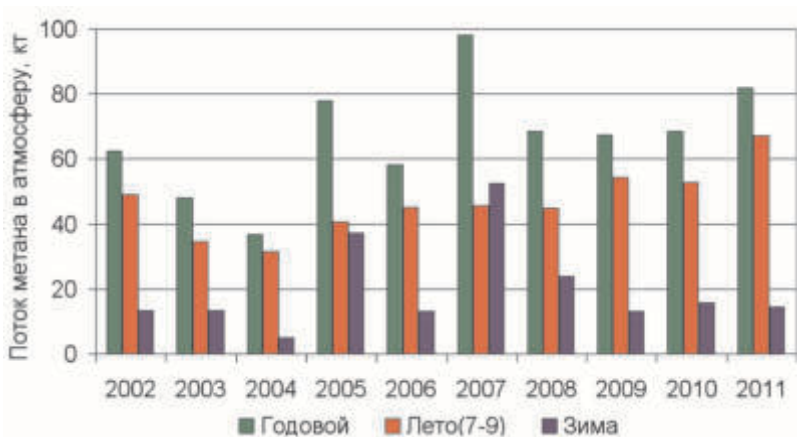
Устойчивое обнаружение аномально высоких концентраций растворенного метана в водном столбе в районе залива Буор-Хая свидетельствует о возможности формирования сквозного талика в соответствии с данными моделирования мерзлоты при заданном геотермический градиенте 100 мВт/м<sup>2</sup>. Вклад в эмиссию метана областей, где получены сквозные талики, был рассмотрен во втором эксперименте С2. В сценарии С2 были заданы экстремально высокие потоки из донных отложений порядка 1000 нмоль/м<sup>2</sup> в секунду. Величина потока взята из работы [15], где моделировался процесс разрушения поддонных газогидратных залежей в мелководных арктических областях на основе математической модели.

Перенос растворенного метана по акватории ВСШ производится в соответствии с системой течений бассейна и зависит от рассматриваемого периода. Рассчитанное поле течений имеет сложную структуру, избобилующую локальными круговоротами, особенно в западной части моря Лаптевых, характеризующейся значительными неоднородностями рельефа дна. Несмотря на равномерное задание диффузионных потоков метана по всей области мелководного шельфа, вынос в поверхностную часть водной колонки происходит только в районах, где в соответствии с динамикой водных масс формируется циркуляция, способствующая диффузионному и конвективному переносу метана по всей водной колонке. Поэтому районами скопления растворенного метана по результатам численного эксперимента С1 являются места впадения рек, пролив Дмитрия Лаптева, Новосибирские острова (рис. 2а), что соответствует данным измерений [3]. Полученные максимальные концентрации метана в поверхностном слое воды в эксперименте С1 для сентября 2007 года составили порядка 200 нмоль/л (рис. 2а). Результаты эксперимента С2 показали, что аномальные концентрации метана до 5000 нмоль/л сохраняются в придонном слое воды в области таликов. Вынос метана в поверхностную часть водной колонки составляет порядка 10–30 %, за счет его диффузионного переноса в сентябре 2007 года он составил порядка 1500 нмоль/л (см. рис. 2б).

Выполненные сценарные расчеты позволили оценить возможные диффузионные потоки метана в атмосферу. Получено, что диффузионный летний поток метана в атмосферу из фоновых областей составляет порядка 1–3 мг (СН<sub>4</sub>)/(м<sup>2</sup>сутки) (С1), а из областей таликов 11–50 мг (СН<sub>4</sub>)/(м<sup>2</sup>сутки) (С2) в зависимости от года. Расчетные потоки количественно согласуются с данными измерений [3]. Полученные суммарные оценки эмиссии метана в атмосферу от рассмотренных нами источников в зависимости от года составили



**Рис. 2.** Пространственное распределение растворенного метана в поверхностном слое воды (нмоль/л), полученное для сентября 2007 г.. *а* – в численном эксперименте С1; *б* – в С2



**Рис. 3.** Поток метана в атмосферу региона в килотоннах, полученный в численных экспериментах С1 и С2 для всего безледового периода с учетом летних (июль, август, сентябрь) и зимних месяцев

до 100 килотонн в год за период открытой воды. Максимальная эмиссия метана в атмосферу Арктического региона характерна для 2005 и 2007 годов. По результатам моделирования в эти годы значительно сократилась площадь льда, что могло способствовать повышенной эмиссии метана в атмосферу за счет увеличения его поступления в зимние месяцы (рис. 3).

### Заключение

Результаты численного эксперимента на основе модели СЛО-Северная Атлантика показали увеличение температуры вод ВСШ, а также потепление придонного слоя воды, начиная с середины 1980-х годов. Прежде всего это потепление может быть связано с изменениями в атмосфере Арктики. Со-

крашение ледового покрова приводит к более продолжительному летнему периоду открытой воды и увеличению солнечного нагрева водного столба. Кроме того, повышение придонной температуры шельфовых вод могло быть обусловлено поступлением аномально теплых атлантических водных масс в СЛО, начавшееся в конце 1980-х годов.

По результатам численных экспериментов рост температуры придонных вод приводит к оттаиванию донных мерзлых отложений. Однако динамика оттаивания мерзлоты более чувствительна к величине геотермического потока тепла, чем к изменениям температуры придонного слоя воды. Проведение численных расчетов с потоками тепла  $60\text{--}100\text{ мВт/м}^2$  показало возможность существования несквозных таликов глубиной до 25 м в областях шельфа с положительной придонной температурой воды. При заданном потоке тепла  $100\text{ мВт/м}^2$  получены сквозные талики в южной части моря Лаптевых в районе дельты реки Лены. Зона стабильности газогидратов на шельфе может составить 200–600 м. При этом верхняя граница зоны распространения гидратов находится на уровне 250–280 м ниже дна. Таким образом, эта зона будет изолирована слоем мерзлых отложений.

Численные эксперименты по поступлению растворенного метана в воды ВСШ из донных источников, обусловленных процессами таяния мерзлых пород, показали, что причиной скопления растворенного метана может быть как система течений данного региона, так и локализация источников именно в этой части шельфа. На основе сценарных расчетов получены оценки потока метана на шельфе морей восточной Арктики. Показано, что суммарная эмиссия метана из вод Восточно-Сибирского сектора Арктики может составить до 0,1 Тг ( $\text{CH}_4$ ) в год за период открытой воды, что на порядок меньше максимальной оценки для диффузионного потока, приведенной в [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке междисциплинарного ИП СО РАН №109.

### *Литература*

1. Обзор гидрометеорологических процессов в Северном Ледовитом океане. 2007 // СПб.: ААНИИ, 2008. 82 с.
2. Polyakov I.D. Observationally based assessment of polar amplification of global warming // Geophysical research letters. 2002. V. 29. №. 18. doi:10.1029/2001GL011111. P. 18–78.
3. Shakhova N.E. Extensive methane venting to the atmosphere from sediments of the East Siberian Arctic Shelf // Science. 2010. № 327. P. 1246–1250.
4. Romanovskii N. N. Offshore permafrost and gas hydrate stability zone on the shelf of East Siberian Seas // Geo Mar. Lett. 2005. V. 25. P. 167–182. doi:10.1007/s00367-004-0198-6.
5. Delisle G. Temporal variability of sub-sea permafrost and gas hydrate occurrences as function of climate change in the Laptev Sea, Siberia // Polarforschung. 2000. V. 68. P. 221–225.
6. Golubeva E.N. On improving the simulation of Atlantic Water circulation in the Arctic Ocean // J. Geoph. Res. 2007. V. 112. P. 504–505.

7. Кузин В.И. О некоторых результатах численного моделирования процессов в Северном Ледовитом океане // Изв. РАН. ФАО. 2012. Т. 48. № 1. С. 117–136.
8. Proshutinsky A. Recent advances in Arctic Ocean studies employing models from the Arctic Ocean Model Intercomparison Project // Oceanography. 2011. V. 24. P. 102–113, 10.5670/oceanog.2011.61
9. Nicolsky D.J. Modeling sub-sea permafrost in the East Siberian Arctic Shelf: The Laptev Sea region // J. Geophys. Res. 2012. V.117. doi:10.1029/2012JF002358.
10. Денисов С.Н. Оценка отклика субаквальных залежей метангидратов на возможные изменения климата в XXI веке // ДАН. 2011. Т. 441. № 5. С. 685–688.
11. Moridis G.J. Users manual: a numerical simulator for modeling the behavior of hydrates in geologic media / Eds. Moridis G.J., Kowalsky M.B., Pruess K. // HydrateRes-Sim. Department of Energy, Contract №. DE-AC03-76SF00098. Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, 2005.
12. Малахова В.В. Роль сибирских рек в увеличении концентрации растворенного метана в водах Восточно-Сибирского шельфа // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 06. С. 534–538.
13. Elliott S. Marine methane cycle simulations for the period of early global warming // J. Geophys. Res. 2011. V. 16. doi:10.1029/2010JG001300
14. Малахова В.В. О возможной эмиссии метана на шельфе морей Восточной Арктики // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 06. С. 452–458.
15. Reagan M.T. Dynamic response of oceanic hydrate deposits to ocean temperature change // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. doi:10.1029/2008JC004938.

## **Экспериментальные исследования турбулентных потоков озона и тепла в различных ландшафтных и сезонных условиях**

**И.Б. Беликов, Р.А. Шумский**

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Как известно, озон является одной из наиболее значимых климатически и химически активных малых газовых примесей атмосферы. Кроме непосредственного влияния на климат Земли, повышенные концентрации озона – одного из основных парниковых газов – в приземном слое атмосферы оказывают негативное влияние на биосферу.

Одним из существенных факторов, определяющих режим приземного озона, является его сухое осаждение на подстилающую поверхность [1]. Количество такого озона является одним из важных параметров, необходимых для существующих теоретических фотохимических моделей. Эти модели, в свою очередь, обеспечивают прогноз высоких концентраций озона и, следовательно, качества атмосферного воздуха [2].



Для определения сухого осаждения озона необходимо измерить значение турбулентного потока озона и его концентрацию, а также параметры турбулентности атмосферы в приземном слое.

Для измерений турбулентного потока озона, как следует из обзора научной литературы, разработано несколько методов, самыми распространенными из которых являются так называемые пульсационный и градиентный.

В пульсационном методе используется экспериментальная аппаратура, измеряющая быстропеременные (с частотами до десятков герц) флюктуации (пульсации) концентрации озона (или иной примеси), компонент вектора скорости ветра и температуры. Для подобных измерений, как правило, используются акустические анемометры и специализированные быстродействующие измерители концентраций примесей.

Градиентный метод, в отличие от пульсационного, не требует быстродействующего измерителя концентраций. Вместо пульсаций измеряется градиент концентрации озона в приземном слое. Формулы для определения турбулентного потока следуют из теории подобия Монина-Обухова. Необходимые для расчетов значения параметров турбулентности атмосферы в приземном слое – масштаб Монина-Обухова  $L$  и характеристическая скорость  $u^*$  – могут быть также определены с помощью измерения профиля температуры и скорости горизонтального ветра или с помощью акустического анемометра. В этой связи выделяют две разновидности градиентного метода.

В таблице сведены выполненные в последние годы основные работы по наблюдению турбулентных потоков озона пульсационным методом [3б 11]. Как следует из проведенного обзора, различными зарубежными научными организациями проводились отдельные наблюдения потоков в различных ландшафтных условиях – лесах, сельскохозяйственных и травяных полях и др. Для наблюдений пульсаций концентраций озона определенное распространение за рубежом получил разработанный в Германии в университете Карлсруэ прибор, известный под наименованием GFAS [4, 5].

Численные значения полученных различными авторами величин турбулентных потоков озона  $F$  и его сухого осаждения  $V_d$  также показаны в таблице. Как видно из анализа приведенных чисел, авторы различных работ получают сходные по порядку величин значения турбулентных потоков в диапазонах  $0,1-1,0$  мкг/(м<sup>2</sup>/сек) и сухого осаждения в диапазоне  $1-10 \cdot 10^{-3}$  м/сек. Следует однако отметить, что практически все имеющиеся литературные данные по потокам характеризуются существенным статистическим разбросом значений потоков.

В ИФА им. А.М. Обухова РАН первые работы по наблюдению турбулентного потока озона были проведены в 1995 г. [3]. Данная работа является их продолжением на новом уровне.

Для изучения турбулентного потока озона был выбран пульсационный метод и разработана специализированная конструкция малогабаритного быстродействующего хемилюминесцентного измерителя концентрации озона [12]. Все узлы этого прибора – реакционная камера с чувствительным элементом и фотоприемником, генератор озона для активации чувствительного

элемента и насос – размещены в отдельных корпусах весьма небольших поперечных размеров, разнесены по высоте на мачте на несколько метров и соединены между собой электрическим кабелем и трубопроводом.

Таблица

Основные работы по изучению турбулентных потоков озона пульсационным методом

Источник данных	Год	Место измерений	Применяемые приборы	$-F$ , (мкг/ $m^2$ сек)	$V_{ds}$ , м/сек
[3]	1995	степная зона, Россия	измеритель $O_3$ собств. констр., DASIBI 1008	0,8	–
[4]	1996	поле подсолнухов, Германия	GFAS, O341M	1,0	$3,4 \cdot 10^{-3}$
[5]	1996	Египет, оазис Дахла (пустыня Сахара)	GFAS, O341M	0,4	$1,5 \cdot 10^{-3}$
[6]	1998	различные ландшафты	GFAS/OS-G-2, DASIBI 1108	0,048–0,576	$5–10 \cdot 10^{-3}$
[8]	1998	с/х поле, Дания	GFAS, Scintrex LOZ-3	0,6	$5 \cdot 10^{-3}$
[10]	1999	поле соевых бобов, США	измеритель $O_3$ собств. конструкции	–	$1,5–7 \cdot 10^{-3}$
[9]	2000	травяное поле, Португалия	GFAS, Thermo 49C	0,15–0,50	$1–5 \cdot 10^{-3}$
[7]	2001	с/х поле и лес, США	измеритель $O_3$ собств. конструкции	–	$2–7 \cdot 10^{-3}$
[10]	2010	травяное поле, Шотландия	GFAS, Thermo 49C	0,088–0,305	$2–5 \cdot 10^{-3}$

Примечание. Прочерк – нет данных.

В конструкции измерителя предусмотрен управляющий микроконтроллер, обеспечивающий управление работой всех узлов измерителя.

Конструкция малогабаритного измерителя концентрации озона защищена Патентом РФ на полезную модель [13].

Разработанный измеритель имеет существенные преимущества перед зарубежным прибором GFAS и его разновидностями, главным образом, возможностью длительной (несколько месяцев) работы в режиме непрерывного мониторинга потока озона без необходимости технического обслуживания, а также возможностью цифровой синхронизации с данными акустического анемометра и иных приборов.

Для получения достоверных и статистически устойчивых значений турбулентных потоков необходимо подвергать экспериментальные данные специальной коррекции [4, 16]. Ряд экспериментальных значений концентрации озона, полученный быстродействующим измерителем, кроме полезного сигнала содержит паразитные шумы и флюктуации. Как показывает практика, они могут значительно исказить вычисляемые значения турбулентного пото-

ка. Для удаления этих флюктуаций исходный ряд подвергают частотной фильтрации, а также специальной процедуре удаления импульсных помех. Также необходима коррекция полученного значения турбулентного потока озона по значениям турбулентных потоков явного и скрытого тепла. Подобная коррекция получила название WPL, по начальным буквам фамилий авторов [14].

Для полевых наблюдений турбулентного потока озона был собран экспериментальный комплекс. В состав комплекса входили: метеорологическая мачта высотой 6 метров, собственно быстродействующий измеритель концентрации озона, акустический анемометр АЦАТ-3М производства НПО "Тайфун" (г. Обнинск, Россия) и стандартный газоанализатор озона. Использовались газоанализатор 3.02 П-А производства ООО "ОПТЭК" (г. С.-Петербург, Россия) и газоанализатор 1008-RS производства компании Dasibi (США). Управление комплексом осуществлялось с помощью персонального компьютера. Подробно экспериментальный комплекс описан в [15].

Структурная схема быстродействующего измерителя (датчика) озона представлена на рисунке 1. Как отмечалось выше, в состав измерителя входит реакционная камера с чувствительным элементом и фотоприемником, генератор озона для активации чувствительного элемента, а также микропроцессорный контроллер с соответствующими интерфейсными схемами.

Наличие в составе комплекса акустического анемометра обеспечивало также измерения параметров турбулентности атмосферы в приземном слое: потока явного тепла, масштаба Монина - Обухова и характеристической скорости.

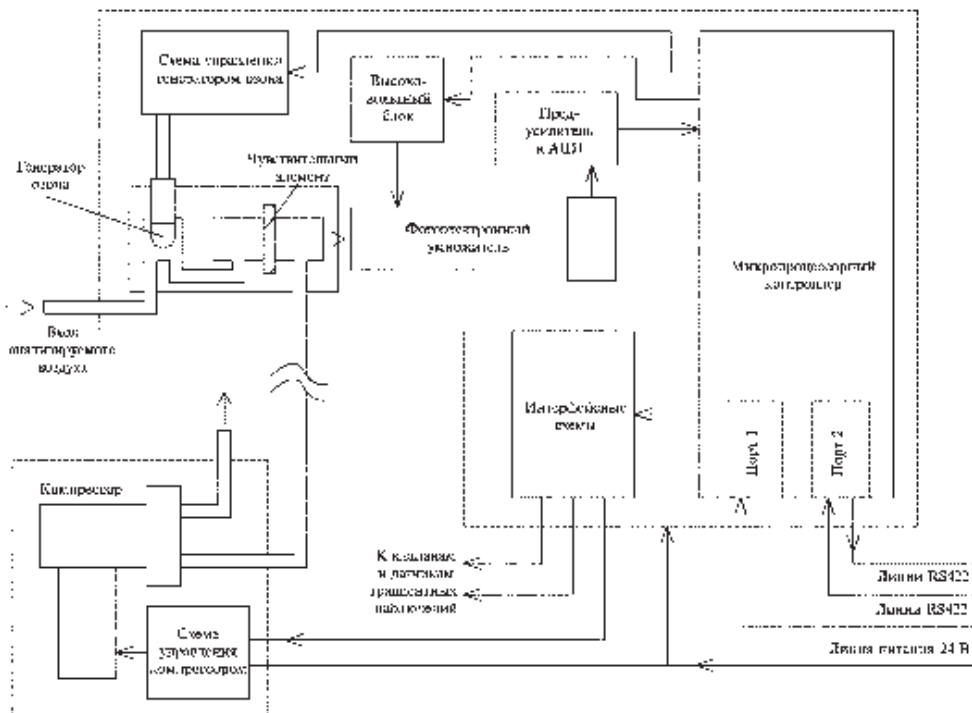
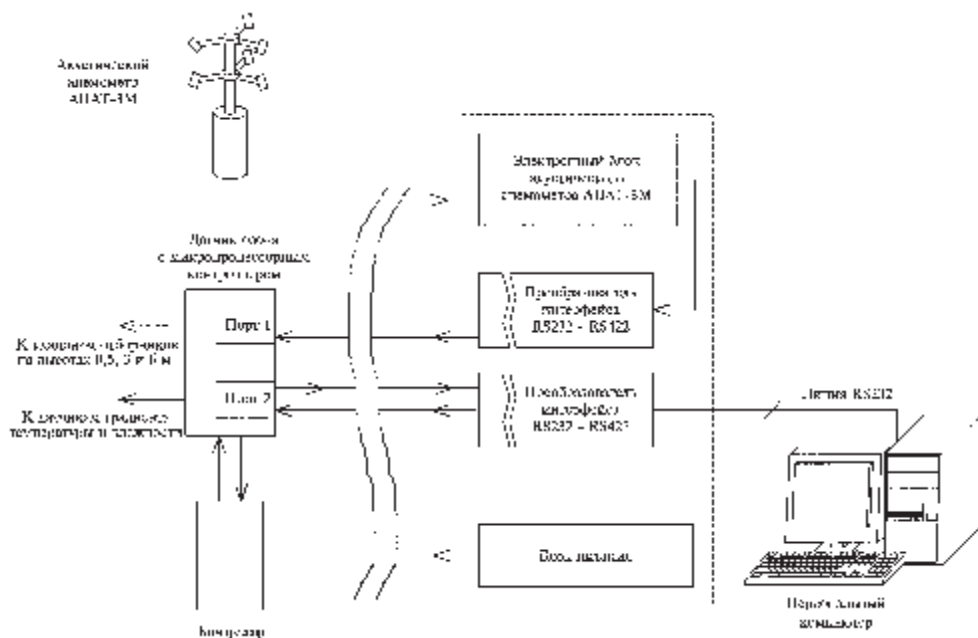


Рис. 1. Структурная схема быстродействующего датчика озона



**Рис. 2.** Схема цифровой синхронизации датчика озона с акустическим анемометром

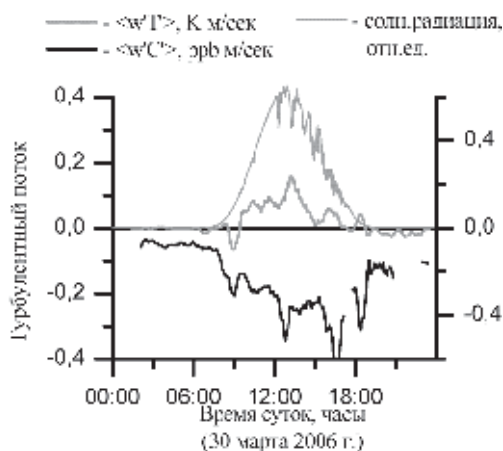
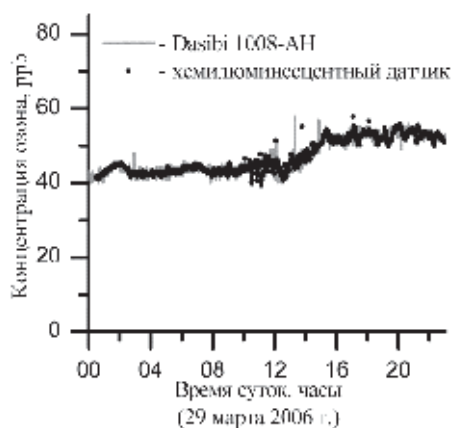
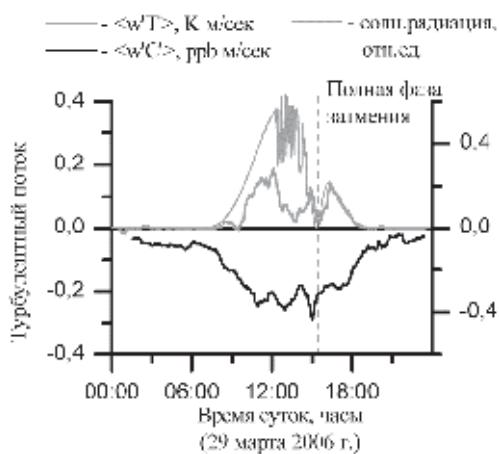
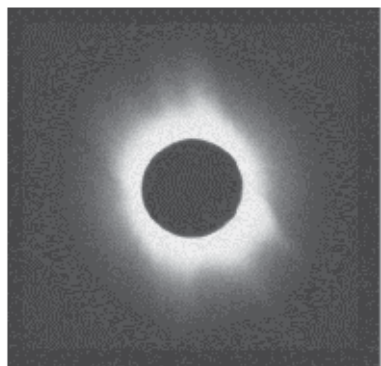
Схема цифровой синхронизации быстродействующего датчика озона и акустического анемометра представлена на рисунке 2. Как видно из рисунка, сигнал интерфейса акустического анемометра подается сначала на один из портов микропроцессорного контроллера. Последний дешифрует этот сигнал и синхронно добавляет к нему данные пульсаций озона и сопутствующую информацию. По линии связи RS422 этот сигнал со второго порта контроллера передается на персональный компьютер.

В состав микропроцессорного контроллера были введены специализированные интерфейсные схемы для управления средствами градиентных измерений.

С помощью описанного комплекса в 2006–2008 гг. были проведены наблюдения турбулентных потоков на различных научных станциях, в различные сезоны и в различных ландшафтных условиях.

На Кисловодской научной станции наблюдения проводились в марте 2006 г., в т.ч. во время полного солнечного затмения. Некоторые данные этих наблюдений представлены на рисунке 3. Анализ данных наблюдений показывает, в частности, что турбулентный поток озона в ночное время, при устойчивой стратификации приземного слоя атмосферы, характеризуется низкими значениями, возрастающими в дневное время, когда стратификация сменяется на неустойчивую.

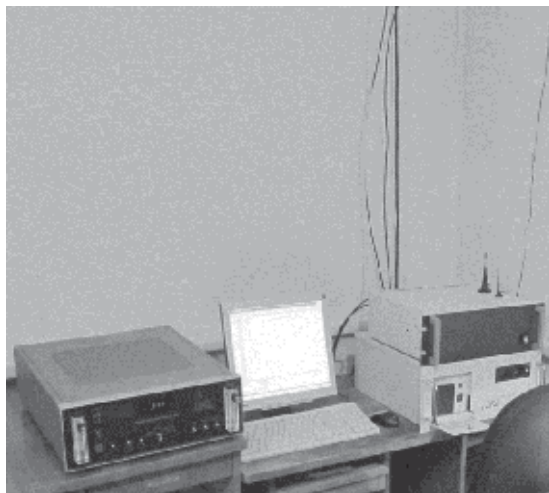
Наблюдения турбулентных потоков проводились также на Цимлянской научной станции в августе 2006 г. и на станции наблюдения состава атмосферы в МГУ в летний и осенне-зимний периоды 2007–2008 гг.



**Рис. 3.** Наблюдения турбулентных потоков озона и тепла на Кисловодской научной станции во время солнечного затмения

Полевой эксперимент по наблюдению турбулентных потоков тепла и озона одновременно пульсационным и градиентным методами в зимний период был проведен в декабре 2012 г. на участке сельскохозяйственных земель ООО "Шарапово" (Московская область). На метеорологическую мачту кроме акустического анемометра и быстродействующего хемилюминесцентного измерителя концентрации озона монтировались два узла электромагнитных клапанов. Клапаны и измеритель были соединены трубопроводами с отборниками воздуха, расположенными на высотах 0,5, 3 и 6 м, а также непосредственно в зоне измерений акустического анемометра. Описанная конструкция позволяла использовать один и тот же измеритель концентрации озона как для пульсационного, так и для градиентного методов наблюдений турбулентного потока озона. Период наблюдений составлял 30 мин. каждым методом поочередно. Также на высотах 0,5, 3 и 6 м на мачту монтировались прецизи-

онные датчики температуры и влажности воздуха. Все наблюдения были полностью автоматизированы. Внешний вид экспериментального оборудования представлен на фотографиях (рисунки 4–7).



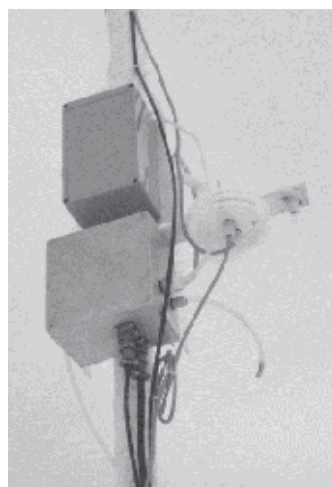
**Рис. 4.** Регистрирующий компьютер, электронный блок и газоанализатор Dasibi



**Рис. 5.** Акустический анемометр, датчик озона и блок электромагнитного клапана на высоте 6 м



**Рис. 6.** Мачта с экспериментальным оборудованием на пастбищном поле



**Рис. 7.** Блоки электромагнитных клапанов и компрессора на высоте 3 м на мачте

Измеренные в процессе эксперимента значения турбулентного потока озона и его сухого осаждения хорошо согласуются с литературными данными. В дальнейшем планируется развить конструкцию экспериментального

комплекса для повышения его надежности и удобства эксплуатации, а также распространить наблюдения на другие научные станции.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-05-00461, 13-05-10067, 14-05-31078, 14-05-31071), а также программ ОНЗ РАН №12 и Президиума РАН П4. Авторы благодарят Т.И. Кашкарову, В.В. Буданова и А.А. Ремизова за большую помощь в организации и проведении полевого эксперимента.

### Литература

1. *Wesely M.L.* A review of the current status of knowledge on dry deposition // *Atmospheric Environment*. 2000. V. 34. P. 2261–2282.
2. *Tuovinen J.-P.* Testing and improving the EMEP ozone deposition module // *Atmospheric Environment*. 2004. V. 38. P. 2373–2385.
3. *Еланский Н.Ф.* Турбулентный поток озона над степью // *Известия АН. Физика атмосферы и океана*. 1995. Т. 31. № 1. С. 109–114.
4. *Gusten H.* On-line measurements of ozone surface fluxes: Part I. Methodology and instrumentation // *Atmospheric Environment*. 1996. V. 30. № 6. P. 897–909.
5. *Gusten H.* On-line measurements of ozone surface fluxes: Part II. Surface-level ozone fluxes onto the Sahara desert // *Atmospheric Environment*. 1996. V. 30. № 6. P. 911–918.
6. *Cieslik S.* Energy and ozone fluxes in the atmospheric surface layer observed in Southern Germany highlands // *Atmospheric Environment*. 1998. V. 32. № 7. P. 1273–1281.
7. *Finkelstein P.L.* Deposition velocities of SO<sub>2</sub> and O<sub>3</sub> over agricultural and forest ecosystems // *Water, Air and Soil Pollution: Focus*. 2001. V. 1. P. 49–57.
8. *Pilegaard K.* Fluxes of ozone and nitrogen dioxide measured by Eddy correlation over a harvested wheat field // *Atmospheric Environment*. 1998. V. 32. № 7. P. 1167–1177.
9. *Pio C.A.* Seasonal variability of ozone dry deposition under southern European climate conditions, in Portugal // *Atmospheric Environment*. 2000. V. 34. P. 195–205.
10. *Pleim J.E.* A technique for estimating dry deposition velocities based on similarity with latent heat flux // *Atmospheric Environment*. 1999. V. 33. P. 2257–2268.
11. *Muller J.B.A.* Sources of uncertainty in eddy covariance ozone flux measurements made by dry chemiluminescence fast response analysers // *Atmospheric Measurement Techniques*. 2010. V. 3. P. 163–176.
12. *Беликов И.Б.* Аппаратура и методика наблюдений турбулентных потоков озона // Тезисы докладов Всероссийской конф. "Развитие системы мониторинга состава атмосферы", 16-18 октября 2007 г., Москва. С. 128.
13. *Беликов И.Б., Скороход А.И., Шумский Р.А.* Патент РФ на полезную модель № 113007 "Малогабаритный измеритель концентрации озона". Учреждение Российской академии наук Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН.
14. *Webb E.K.* Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer // *Quart. J. R. Met. Soc.* 1980. V. 106. P. 85–100.
15. *Беликов И.Б.* Наблюдения турбулентных потоков озона в различных ландшафтных и сезонных условиях. Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические эффекты // Тр. XVI междунар. школы-конф. молодых ученых. М., 2012. С. 225–228.
16. *McMillen R.T.* An Eddy correlation technique with extended applicability to non-simply terrain // *Boundary-Layer Meteorology*. 1988. V. 43. P. 231–245.

# Часть V. Взаимодействие атмосферы и океана

## Мезомасштабные процессы в атмосфере Черноморского региона

*В.В. Ефимов*

Морской гидрофизический институт НАН Украины, г. Севастополь

Известно, что в атмосферном пограничном слое (АПС) Черноморского региона с его сложной орографией, неоднородностями подстилающей поверхности, тепловыми контрастами суша-море развивается широкий спектр мезомасштабных процессов. К ним относятся бризовая циркуляция, различного рода горные ветры в прибрежных районах моря, такие как бора, мезомасштабные вихри и некоторые другие. В то же время их пространственно-временная структура на пространственных масштабах 0.310 км и временных масштабах часы-сутки до настоящего времени изучена плохо. Синоптические карты имеют для этого недостаточное разрешение, и почти единственным источником информации могли служить данные дистанционных измерений приводного ветра, таких как QuikSCAT. Однако хотя их пространственное разрешение (~10 км) достаточно высокое для исследования мезомасштабных неоднородностей поля скорости ветра, но непосредственно вблизи берега данные о приводном ветре искажены, а их временное разрешение, зависящее от повторяемости зондирований в данном регионе моря, не позволяет изучать временную изменчивость мезомасштабных структур.

Численное моделирование с использованием современных моделей региональной атмосферной циркуляции позволяет рассчитывать основные атмосферные характеристики с высоким пространственным (до 100 м) и временным разрешением. Нами использована модель WRF (ARF-WRF версии 3.1) [1], адаптированная к региону Черного моря с учетом особенностей орографии с высоким пространственным разрешением и мелкомасштабными особенностями очертаний береговой черты и свойств почвы. Модель достаточно хорошо известна, поэтому не будем останавливаться на схемах параметризации физических процессов, которые выбирались в зависимости от вида воспроизводимых атмосферных процессов. Как правило, использовалась конфигурация модели WRF с четырьмя вложенными доменами с шагом сетки по горизонтали 9, 3, 1, 0.333 км и 49 неравномерно расположенными уровнями по вертикали. Для некоторых задач, например изучения конвекции в АПС при вторжении холодного воздуха в атмосферу Черноморского региона, разрешение во внутреннем домене составляло 100–200 м и выбиралось LES (Large Scale Simulation) моделирование. Входными являлись данные оперативного анализа FNL (Global Final Analyses) с разрешением  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . Использова-



лась база данных рельефа SRTM с дискретностью около 90 м, в которой для некоторых точек на крутых склонах Крымских гор возникали значительные перепады высот. Поэтому для устойчивости численной схемы применялась процедура сглаживания в окрестности таких точек.

### Квазидвумерные вихри

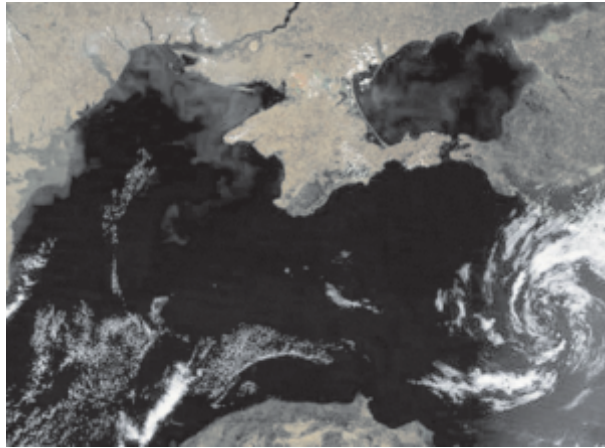
Синоптические циклоны, которые возникают в Северной Атлантике и перемещаются в западном направлении через Европу или Средиземное море на Черное море, их статистические характеристики, такие как повторяемость, интенсивность, размеры, сезонный цикл, достаточно хорошо изучены. В то же время мезомасштабные циклоны над Черным морем изучены существенно меньше.

На рис. 1 показан спутниковый снимок облачности, на котором хорошо виден мезомасштабный циклонический вихрь, который существовал в течение 2-х суток, удаляясь от Кавказского берега в западном направлении. Такие вихри достаточно регулярно возникают в летне-осенний период года, хорошо выражены в поле приводного ветра по данным регионального прогноза погоды, хотя на спутниковых снимках облачности проявляются гораздо реже.

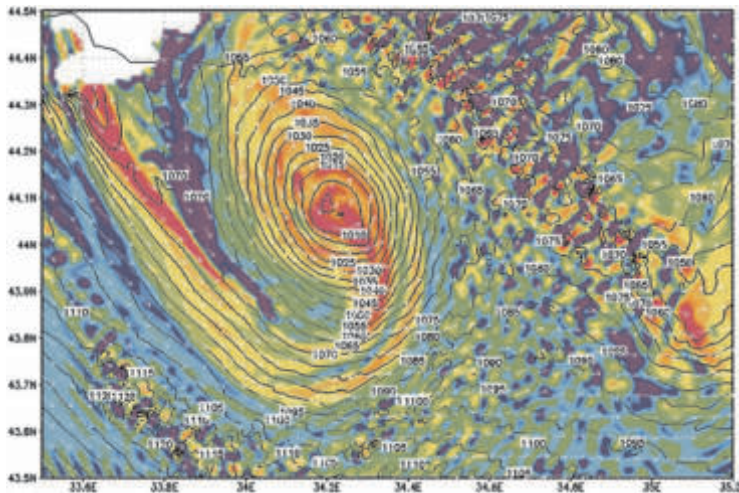
Для их выделения был выполнен реанализ атмосферной циркуляции в Черноморском регионе с разрешением 25 км. В результате было установлено, что за период с 1958 по 1996 гг. над открытой частью Черного моря (прибрежная область была исключена из рассмотрения) возникло около более 150 хорошо выраженных мезомасштабных циклонов. Наиболее часто такие вихри возникают в прибрежных областях над морем вблизи Кавказских гор, а также вблизи южной части Крымского п-ова. По месту своего зарождения эти вихри можно назвать кавказскими и крымскими соответственно.

Обычно вихри возникают в области северо-западного края Кавказских гор (район г. Туапсе). После зарождения кавказские вихри переносятся фоновым потоком от побережья в открытую часть моря (как правило это происходит ночью, когда развивается береговой бриз, дующий с суши на море) и перемещаются на юго-запад. Время жизни кавказского вихря не превышает 1 сут, горизонтальный размер ~150–200 км, вертикальный ~ 2–2.5 км, скорость ветра составляет ~5–10 м•с<sup>-1</sup>. Необходимым условием возникновения кавказских вихрей является северо-западное направление ветра в прибрежной области над морем и северо-восточное над сушей. Крымские вихри имеют несколько меньшие масштабы [2].

Численное моделирование позволяет воспроизвести все этапы возникновения и развития таких вихрей и изучить их пространственно-временную структуру. По своим масштабам и динамике такие мезомасштабные вихри относятся к квазидвумерным быстро затухающим структурам. Поля скорости и давления на стадии затухания вихря в процессе его адвективного переноса показана рис. 2. Как видно, их форма близка к осесимметричной, азимутальная скорость возрастает от центра, достигая величин 4–6 м/с, и далее затухает; перепад давления между минимальным значением в центре и на перифе-

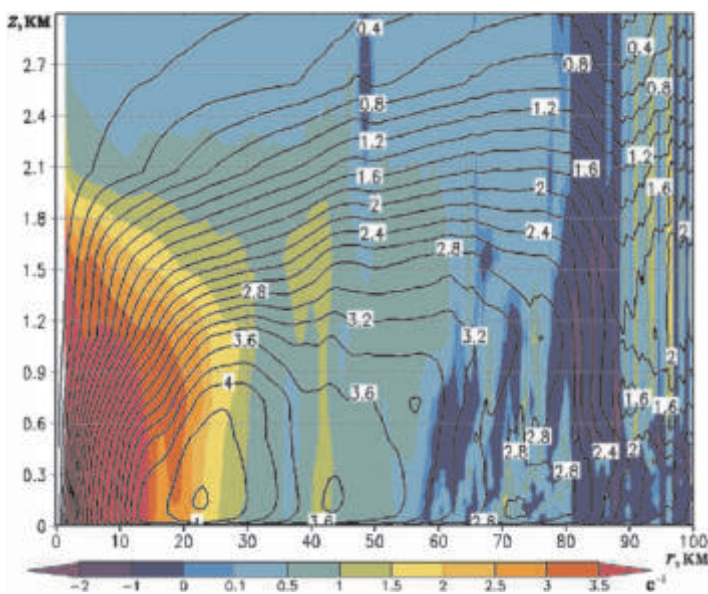


**Рис. 1.** Спутниковый снимок облачности. 4.08.2007. Спутник TERRA, по: <http://rapidfire.sci.gsfc.nasa.gov/imagery/subsets/>



**Рис. 2.** Давление на уровне моря, скорость ветра на высоте 10 м и вертикальная скорость на высоте 100 м

рии вихря составляет 0,4–0,5 гПа. Отметим, что особенностью вихря является также повышение температуры в центральной области, составляющее 0.1–0.2 °К. На рис. 3 показана вертикальная структура изолированного затухающего крымского вихря – дан широтный разрез, проходящий через центр вихря. Показаны величины азимутальной скорости, возмущений давления и потенциальной температуры. Видно характерное понижение давления и повышение потенциальной температуры в центре. Отличительная особенность поля скорости – это вертикальный характер изолиний азимутальной скорости в самом вихре, что наряду с малым отношением высоты вихря (~1 км) к его го-



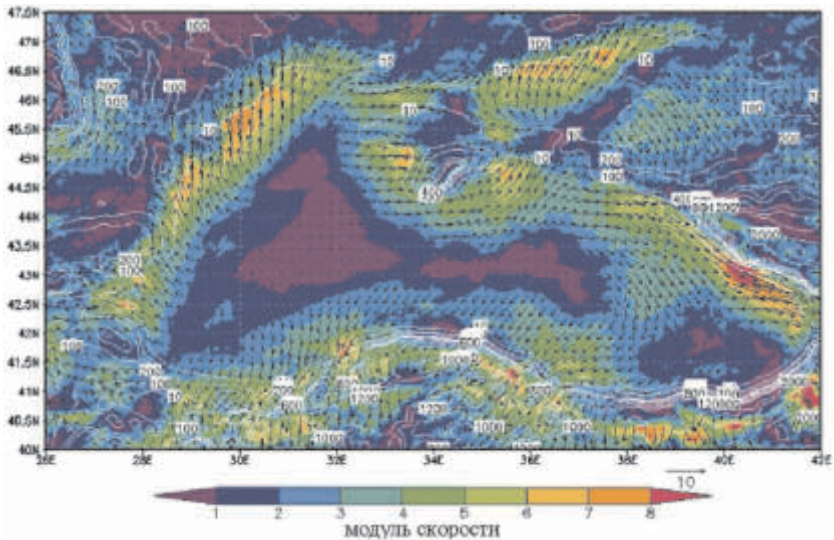
**Рис. 3.** Вертикальная структура завихренности и орбитальной скорости осесимметричного вихря

горизонтальному масштабу (~100 км) свидетельствует в пользу предположения о квазидвумерности движения. На это указывают также оценки энергии вторичной циркуляции, которые оказались на два порядка меньшими энергии первичного орбитального движения. Преобладающий вклад в затухание мезомасштабных вихрей вносит диссипация в приводном пограничном слое трения.

### Бризовая циркуляция

Особенностью Черноморского региона в весенне-летний период является бризовая циркуляция, связанная с суточным циклом тепловых контрастов между морем и сушей. Причем в отличие от обычных достаточно хорошо изученных морских (дневных) и сухопутных (ночных) бризов, развивающихся в прибрежных областях с прямолинейной береговой чертой, бризы, например над Крымом, развиваются в сухопутной области, со всех сторон окруженной морем, и при наличии Крымских гор, существенно влияющих на структуру бризовой циркуляции в области южного берега Крыма (ЮБК). Точно так же важно влияние высоких прибрежных Кавказских и Понтийских гор в других районах моря.

Типичная структура поля приповерхностного ветра морского бриза в летний период года показана на рис. 4. Показана скорость бриза, рассчитанная как разность скорости бриза днем – на момент его максимального развития (~ 12 ч ВСУ) и в предутренний час (~ 4 ч), предшествующий началу бриза. При этом использовались данные расчета атмосферной циркуляции, выполненные за период 15 июня – 15 июля 2011 г., т.е. поле относительной скорости на рис. 4 является результатом осреднения за 30-суточный интервал. Указанная процедура позволяет выделить вклад бризовой циркуляции, скорости

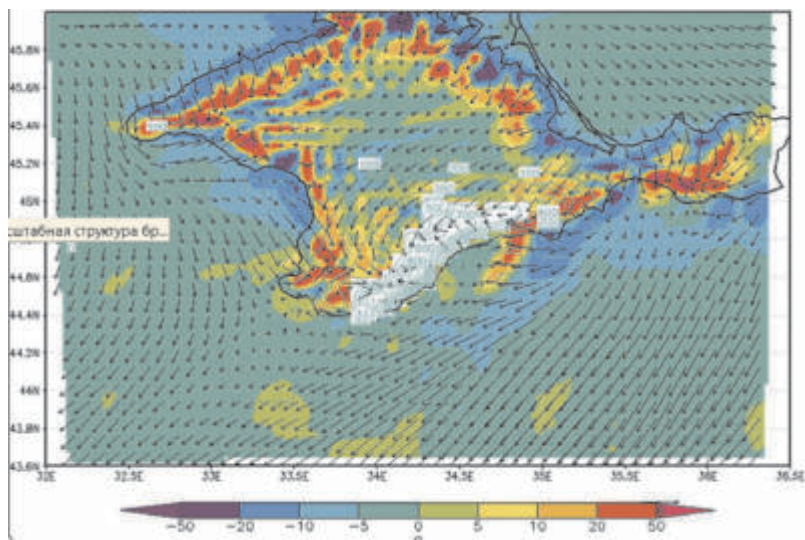


**Рис. 4.** Скорости ветра морского бриза на высоте 10 м

которого  $\sim 5$  м/с, на фоне текущего синоптического ветра (в предположении об их аддитивности).

Бриз представляет собой гравитационное течение холодного морского воздуха, распространяющегося на сушу после ее дневного прогрева. В передней части этого течения формируется приподнятая «голова» бриза с восходящим потоком воздуха. Это гравитационное течение над сушей занимает нижнюю часть конвективно неустойчивого пограничного слоя, выше его формируется возвратная ячейка бризовой циркуляции, менее локализованная по высоте. Граница раздела между прямой и обратной ячейками может быть неустойчивой и возникают колебания типа Кельвина – Гельмгольца. Морской бриз распространяется на сушу на расстояние 50–100 км и к концу светового дня гравитационное течение затухает. При этом сформировавшаяся «голова» бриза может продолжать распространяться далее на сушу в виде внутреннего бора (отдельной внутренней волны) на расстояния до 200–300 км.

Сравнительно небольшие размеры Крыма и его окружение со всех сторон морем создают характерную особенность структуры бризовой циркуляции над полуостровом. Гравитационные течения морского воздуха, зарождающиеся на разных границах море-суша, утром в начале дневного прогрева АПС над сушей распространяются навстречу друг другу и в середине дня встречаются, образуя в центре полуострова область интенсивной конвективной облачности. Более того, в некоторых случаях передние фронты гравитационных течений в виде внутренних боров после встречи продолжают распространяться и далее, доходя до противоположных берегов полуострова. Конечно, в таком «чистом» виде распространение встречных гравитационных течений над Крымом наблюдается не всегда. Основным условием для этого является слабая внешняя фоновая синоптическая циркуляция: скорости ветра вне планетарного пограничного слоя должны быть невелики (составлять несколько м/с). На рис. 5 показан пример расчета вертикальной скорости в АПС



**Рис. 5.** Скорости ветра на высоте 10 м и вертикальные скорости в АПС для бриза, развивающегося над Крымом (10 ч летнего времени)

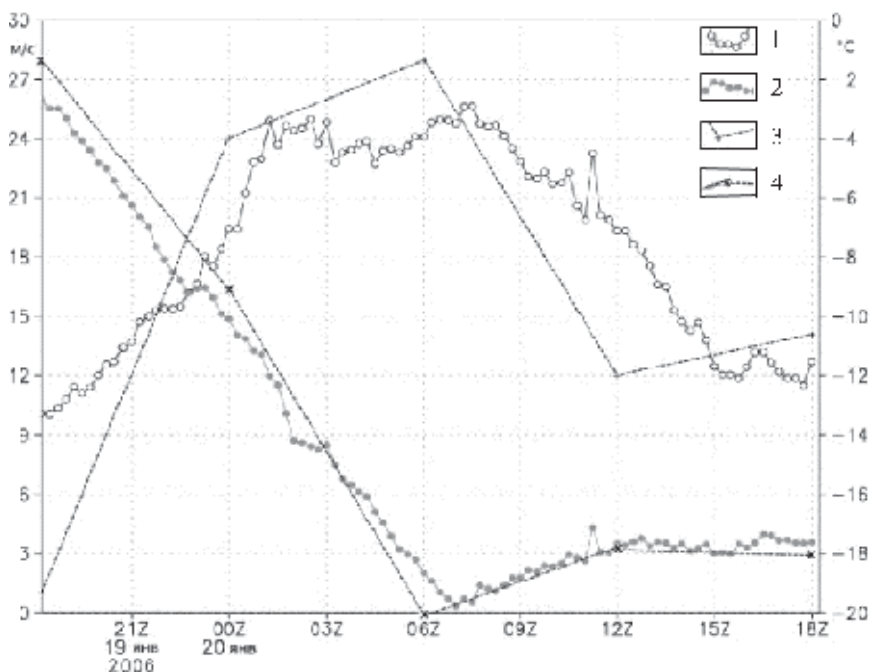
для одного из таких случаев. Видны фронты бризовых течений, распространяющихся от берега по мере дневного прогрева суши.

Таким образом, развитие бризового гравитационного течения является характерной особенностью весенне-летней циркуляции. Окружающие Черное море горы существенно усложняют простую картину бриза. По-существу, возникает сложная суперпозиция бризовых и горно-долинных ветров в зоне сопряжения суша-море.

### **Прибрежные горные и горно-долинные ветры**

*Бора.* Характерной особенностью погоды региона в осенне-зимний период является бора. Черноморская бора – сильный холодный и порывистый ветер, дующий в сторону моря на подветренных склонах южного берега Крыма и на участке побережья от Анапы до Туапсе со скоростями 20–30 м/с, а иногда и до 40–50 м/с. Ялтинская бора повторяется в среднем 7–8 дней, а Новороссийская – до 46 дней. Как правило, она сопровождается понижением температуры на 10–15°, что наряду с сильным ветром может вызывать обрывы линий электропередач, затопление судов и другие разрушения.

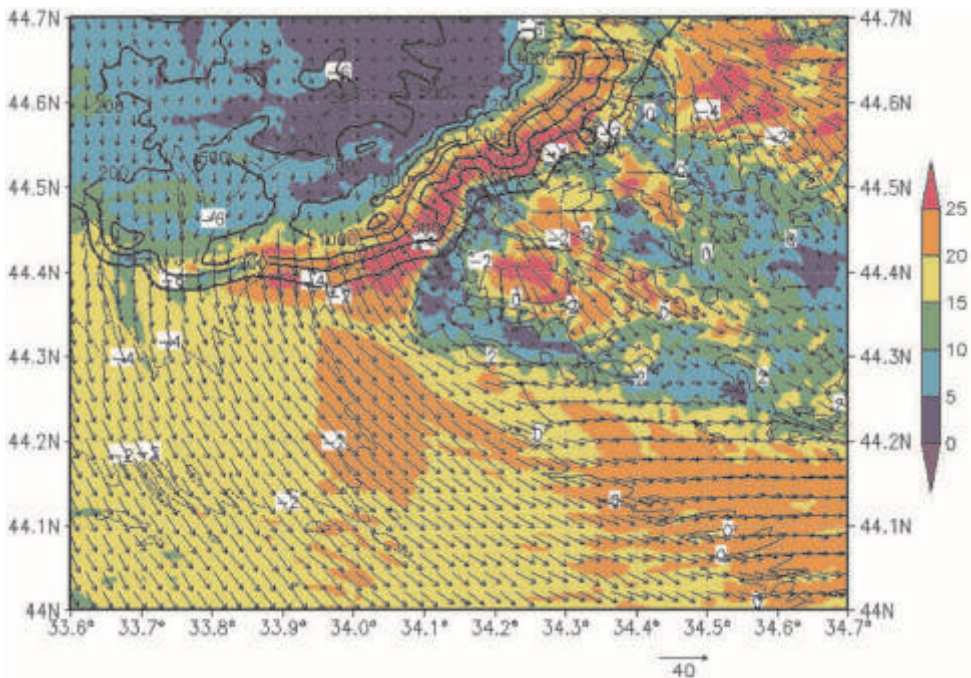
На начальном этапе бора представляет собой приповерхностную струю холодного гравитационного течения на подветренном склоне горы. Дальнейшее развитие боры связано с усилением потока в нижней части атмосферы и его блокированием на наветренном склоне. При этом возникновение сильного струйного течения на подветренном склоне гор сопровождается обрушением внутренних волн и генерацией турбулентности в зоне обрушения. Значительное и резкое понижение температуры во время развития сильной боры также является характерным ее признаком в зимний период. Численные расчеты показали сильную пространственно-временную изменчивость поля ветра в боре [3].



**Рис. 6.** Рассчитанные скорости приземного ветра на высоте 10 м (1) и температуры (2) и измеренные на ГМС Ай-Петри скорости (3) и температуры (4)

В качестве типичного примера рассмотрим развитие сильной Черноморской боры в холодное время года в районе южного берега Крыма 19–20 января 2006 г. [4]. На рис. 6 показаны рассчитанные величины приземной температуры и модуля скорости ветра у подошвы горы в точке близ расположения ГМС Ай-Петри ( $34^{\circ}05'$  в.д.  $44^{\circ}26'$  с.ш.), а также измеренные на указанной метеостанции. Видно почти монотонное понижение приземной температуры, которое составило за период развития боры около  $19^{\circ}$  и увеличение скорости ветра до 27–28 м/сек. Данные измерений скорости ветра и температуры на ГМС в силу своей эпизодичности не позволяют провести более детальное сравнение с численными расчетами, хотя общая тенденция и сами величины монотонного понижения температуры и изменения скорости ветра достаточно близки.

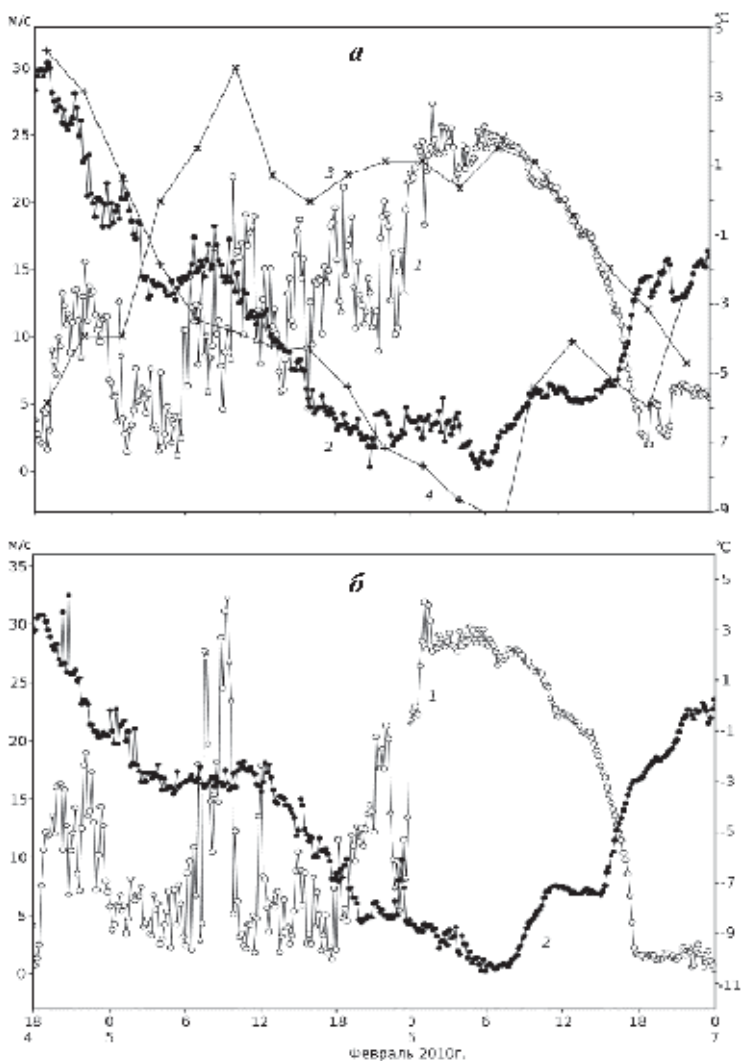
На рис. 7 приведена пространственная структура поля скорости ветра на высоте 10 м и приземной потенциальной температуры в районе ЮБК в период максимального развития боры, когда скорости приземного ветра превышали 30 м/с. Отличительной особенностью поля скорости является четкая локализация максимальных скоростей ветра на подветренном склоне гор, причем в прибрежной зоне моря скорости ветра не превышали 5 м/с. Лишь в области юго-западного края расчетной области, где высота гор понижалась, и северо-восточного, в области пониженного перевала между горами, скорость ветра над морем достигали больших величин. Характерен значительный перепад температуры между наветренным и подветренным склоном гор.



**Рис. 7.** Поля скорости, ветра и температуры на высоте 10 м на период максимального развития Ялтинской боры (03 ч 20 января)

Наиболее интенсивно развивается Новороссийская бора [5]. Для нее отмечались скорости приповерхностного ветра до 40–50 м/с, а кроме того характерной особенностью является сильная порывистость, т.е. изменчивость на 15–20 м/с на малых временных масштабах порядка десятка минут. На рис. 8 *a, б* воспроизведено развитие боры во времени – изменение приземной скорости ветра в точке, расположенной в Цемесской бухте, и в точке, находящейся под подошвой горного хребта. Видно, что изменение скорости ветра в этих двух точках, расстояние между которыми составляет около 5 км, значительно различается: так, например, скорость в этих точках на первой стадии развития боры сопровождалось интенсивными пульсациями, которые отсутствовали на второй заключительной стадии.

Различие термодинамических полей для двух периодов наглядно видно на рис. 9, где представлена вертикальная структура полей меридионального компонента скорости и потенциальной температуры  $\theta$  вдоль меридионального сечения, проходящего через горный хребет для первого "порывистого" режима боры и второго. Бора на первой стадии представляет собой струйное течение над подветренным склоном, восходящее от поверхности земли у подошвы горы и распространяющееся над морем в виде меандрирующей по высоте струи. В целом поле скорости и температуры соответствует процессу генерации линейных гравитационных внутренних волн, возникающих при обтекании потоком воздуха горного хребта и распространяющихся вниз по потоку. На второй стадии вдоль всего подветренного склона сформировалось

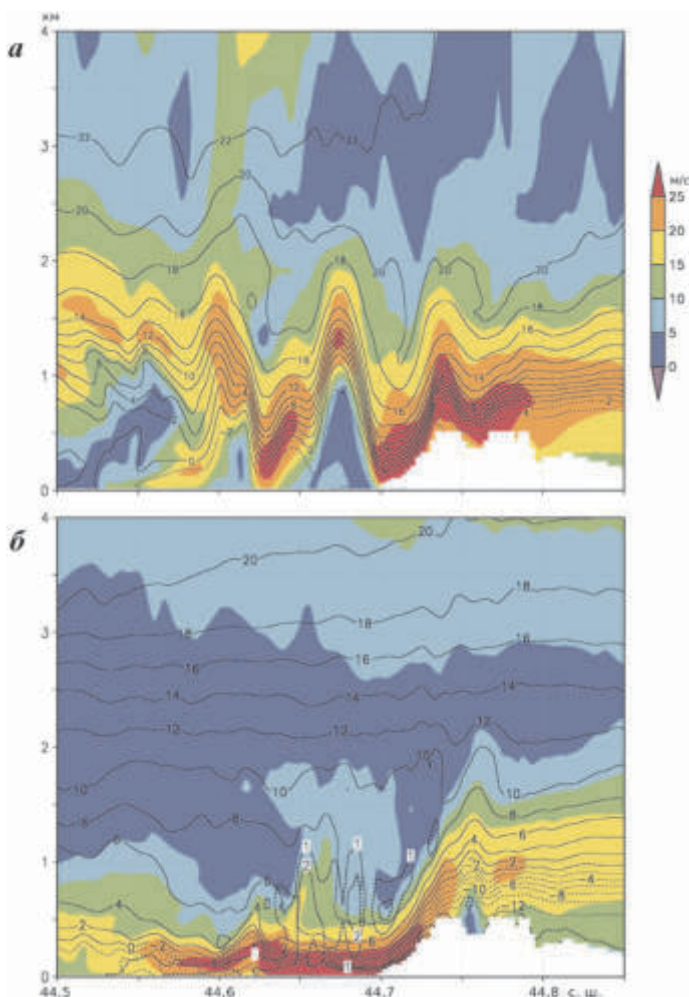


**Рис. 8.** Скорость приземного ветра и температуры на акватории бухты и подошве горного хребта. *а* – рассчитанные значения: 1 – скорость ветра, 2 – температура; *б* – измеренные на ГМС: 1 – скорость ветра, 2 – температура

интенсивное струйное течение со скоростью до 35 м/с, причем сама струя вышла за пределы склона и распространилась над морем на расстоянии 10–15 км. Структура боры стала иметь традиционный вид интенсивной приповерхностной струи холодного воздуха, стекающего с гор на море.

Поля скорости и температуры, приведенные на рис. 9, являются типичными для различных режимов обтекания горы набегающим потоком воздуха. Оценки числа Фруда показывают, что первый период соответствует закритическому, а второй докритическому режиму обтекания потоком воздуха окружающих гор [6, 7].

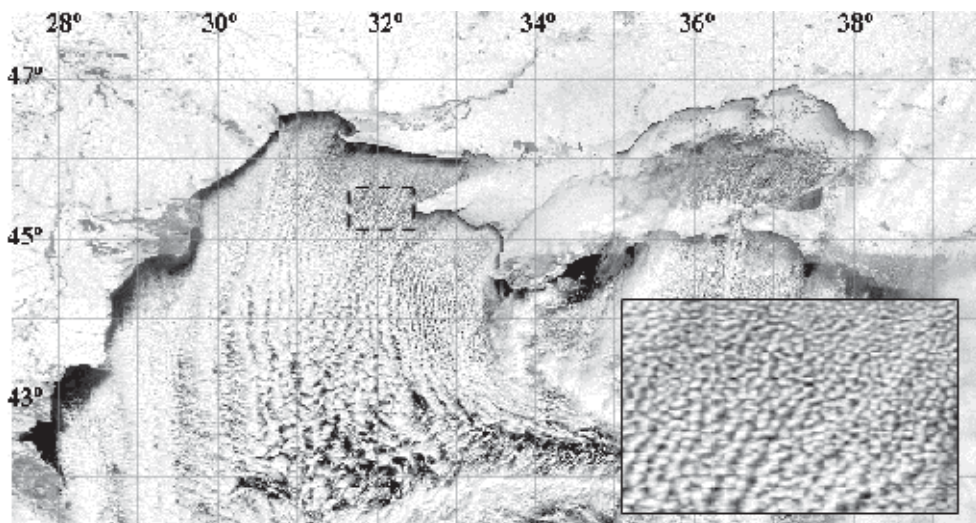




**Рис. 9.** Вертикальная структура полей скорости и потенциальной температуры (изолинии) на разрезе по  $37.85^\circ$  в.д.  
*a* – на 12 ч 5 февраля; *б* – на 6 ч 6 февраля

### Конвекция при вторжении холодного воздуха

Обычно случаи вторжения через северную границу моря холодного воздуха в атмосферу над Черным морем сопровождаются повышением скорости приземного ветра до 10–20 м/с и значительным понижением температуры воздуха до  $-10\dots -15^\circ\text{C}$ . В результате в холодном АПС над относительно теплым морем развивается интенсивная конвекция и облачность в нижних слоях атмосферы, хорошо проявляющаяся на космических снимках, на которых отчетливо выражены облачные структуры в виде ячеек, протяженных валиков или неупорядоченной облачности [8]. В то же время само явление мелкой конвекции, развивающейся в сильно неустойчивом конвективном планетарном пограничном слое, остается предметом изучения.

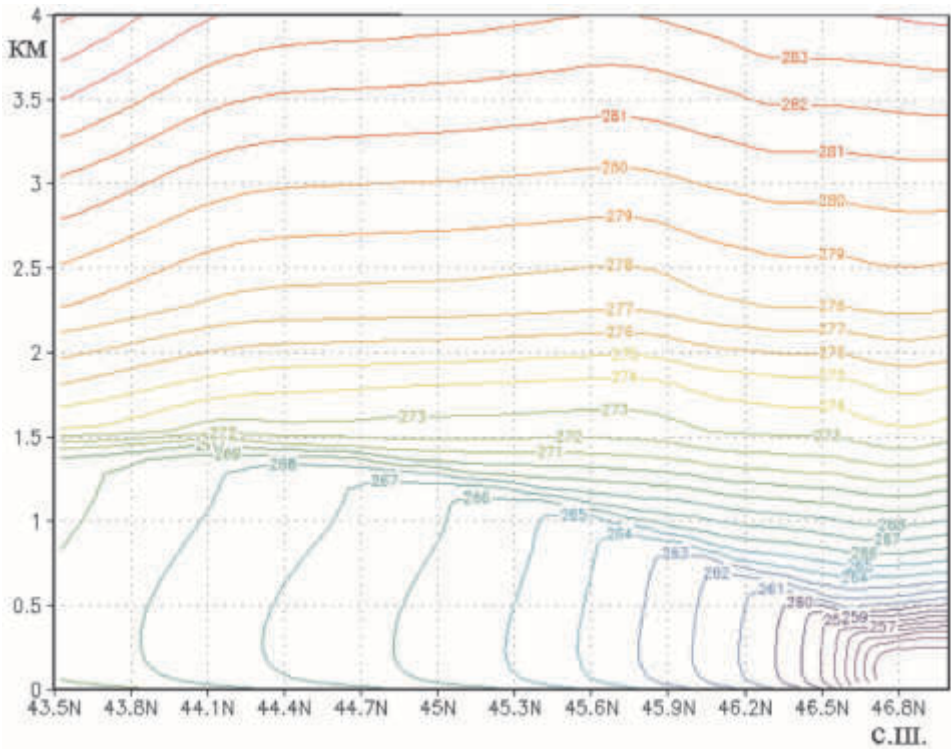


**Рис. 10.** Снимок облачности 25.01.2010. Спутник TERRA, по <http://rapidfire.sci.gsfc.nasa.gov/imagery/subsets/>

На рис. 10 показан спутниковый снимок облачности для такого случая: температура воздуха над северным побережьем моря опустилась до  $-12\dots -15^{\circ}\text{C}$ , температура поверхности моря составляла около  $+9^{\circ}\text{C}$ , дул северный ветер со скоростью  $10\text{--}12\text{ м/с}$ . В результате над морем в пограничном слое атмосферы развилась конвекция, хорошо выраженная на снимке. На увеличенной части рис. 10 хорошо видна структура облачности в виде мелкомасштабных неупорядоченных ячеек, увеличивающихся по мере удаления от северной границы моря. В западной и южной частях рисунка ячеистая структура облачности приобретает анизотропный вид, вытягиваясь вдоль направления ветра. В то же время эти линейные структуры по-прежнему сохраняют ячеистый вид, т.е. их нельзя строго отнести к валиковой конвекции. Как видно, поле облачности и соответствующее ему поле скорости ветра в северной части моря имели достаточно простой квазидвумерный вид, что облегчает моделирование и интерпретацию результатов в зависимости лишь от одной горизонтальной координаты – расстояния от берега.

Вертикальная структура поля потенциальной температуры в зависимости от расстояния от берега показана на вертикальном разрезе вдоль  $31.4^{\circ}$  в.д. (рис. 11). Видно монотонное повышение температуры и увеличение высоты конвективного АПС, причем наиболее быстро эти величины изменяются вблизи берега, на  $46.57^{\circ}$  с.ш. Моделирование позволило рассчитать все основные интегральные характеристики конвективного АПС, а также особенности его вертикальной структуры, такие как развитие слоя вовлечения на верхней границе АПС.

Численное вихреразрешающее LES моделирование точно воспроизводит мелкомасштабную структуру конвекции. На рис. 12 показано поле вертикальной скорости на уровне  $z = 100\text{ м}$ . Как видно, в горизонтальной плоско-

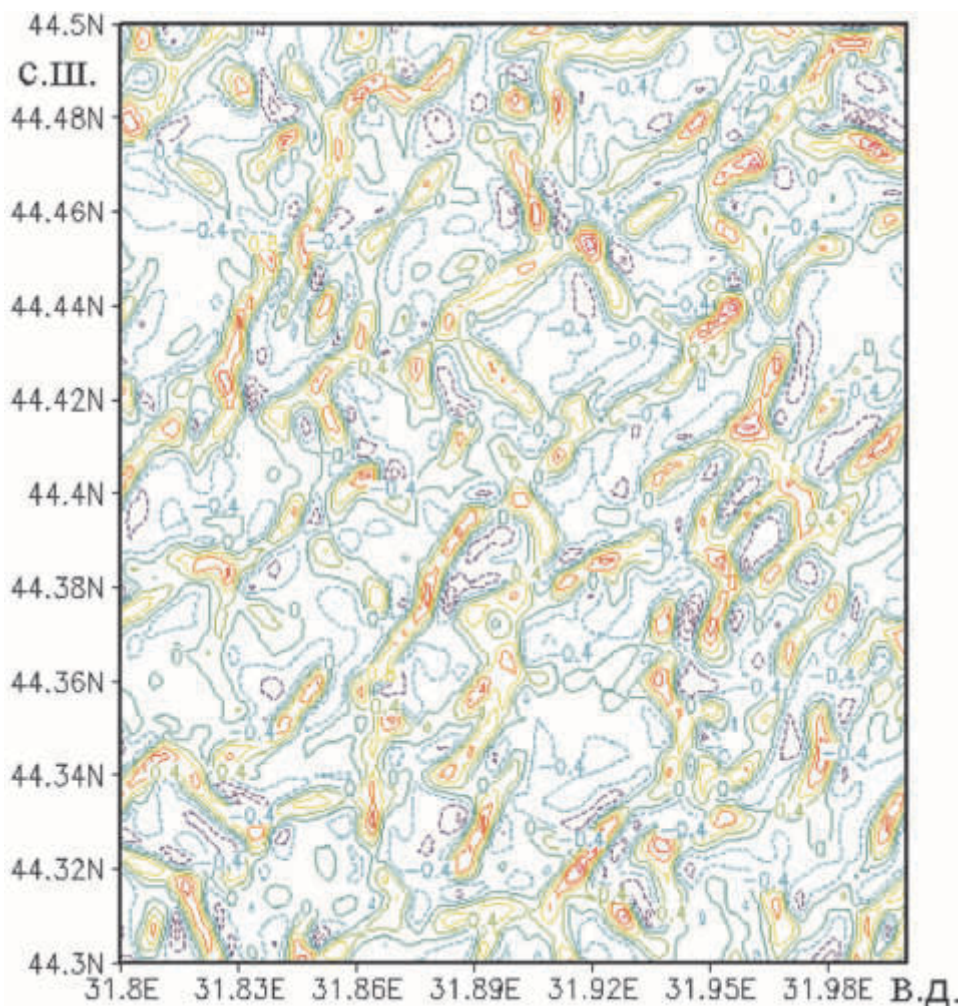


**Рис. 11.** Вертикальная структура потенциальной температуры ( $^{\circ}\text{K}$ ) на меридиональном разрезе по  $31.4^{\circ}$  в.д. для 03 ч 25 января 2010 г.

сти мелкомасштабные структуры представляют собой нерегулярные по форме конвективные ячейки, в общем достаточно похожие на свои изображения на спутниковых снимках облачности. Анализ спутниковых снимков облачности служил для валидации результатов моделирования. Сравнение модельных и измеренных спектров показало, что горизонтальные масштабы облачных ячеек, рассчитанных в модели и обнаруженных на спутниковом снимке, близки.

На рис. 13 показана вертикальная структура мелкомасштабных конвективных движений – вертикальная скорость и температура на зональном сечении вдоль  $44.3\text{--}45^{\circ}$  с.ш. Видно преобладание в АПС восходящих конвективных движений с большими скоростями по сравнению с нисходящими и волновые колебания изотерм  $\theta$  выше пограничного слоя.

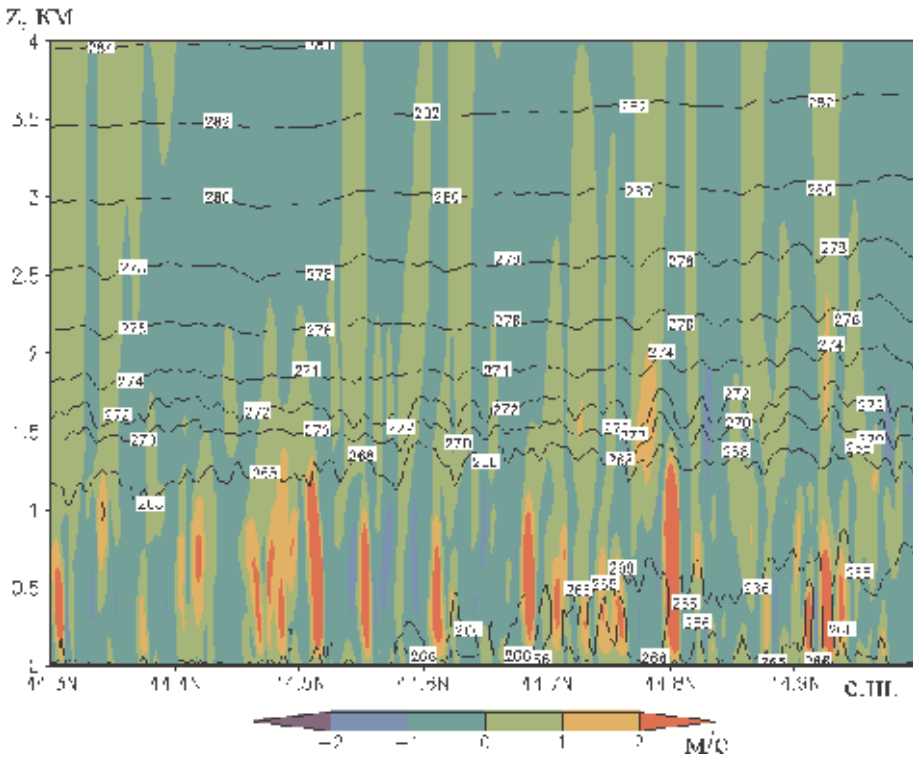
Отметим, что обычно при LES моделировании рассчитывается конвекция в пространственно однородных условиях (одномерная задача) и полученные результаты используются для выбора схем параметризации АПС. Рассматриваемый же случай на выбранном нами промежутке времени соответствует стационарным, но существенно неоднородным условиям, а поток тепла во всем пограничном слое, включая и встречный поток на верхней границе, рассчитывается явно. Для этих условий поток от поверхности расходуется не на прогрев по высоте АПС, как в одномерном случае, а на прогрев холодного



**Рис. 12.** Горизонтальные ячейки в поле вертикальной скорости в АПС на высоте 200 м (по результатам LES моделирования)

воздуха, поступающего с суши в атмосферу над морем. В результате температура конвективного АПС зависит от расстояния до берега. Точно так же эффект вовлечения выражается в соответствующем увеличении высоты АПС в зависимости от расстояния.

Моделирование позволило оценить составляющие баланса кинетической энергии конвективных пульсаций скорости: движение в АПС представляется в виде суммы среднего фонового потока, конвективных пульсаций и подсеточной турбулентности, параметризованной в численной модели. В общем случае конвективно-механического пограничного слоя уравнение баланса кинетической энергии конвективных пульсаций (ККЭ) для стационарного случая в общепринятых обозначениях можно записать в известном виде [9]:



**Рис. 13.** Вертикальная структура конвективных ячеек. Вертикальная скорость, м/с (показана цветом), потенциальная температура – изолиниями

$$\frac{\partial}{\partial y}(V \cdot E) = -\left(\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle \frac{\partial U}{\partial z} + \langle \tilde{v}\tilde{w} \rangle \frac{\partial V}{\partial z}\right) + \beta \langle \tilde{\theta}\tilde{w} \rangle - \frac{\partial F}{\partial z} + \varepsilon,$$

где первое слагаемое в правой части – генерация ККЭ за счет сдвига средней скорости, второе – генерация ККЭ за счет плавучести, третье и четвертое описывают перераспределение ККЭ по горизонтали и вертикали за счет тройных корреляций компонент скорости,  $\varepsilon$  – диссипация. Левая часть уравнения представляет собой меридиональную адвекцию ККЭ, т.е. по направлению среднего потока.

Были также оценены вертикальные профили всех составляющих баланса ККЭ и рассчитаны величины слагаемых баланса кинетической энергии конвективных движений в АПС, из которых преобладающими являются силы плавучести. В то же время генерация кинетической энергии за счет сдвига средней скорости не является малой, поэтому рассматриваемый АПС можно считать конвективно-механическим. Поток кинетической энергии, описываемый тройными корреляциями компонент скорости, на верхней границе АПС мал и не приводит к возбуждению интенсивных внутренних волн в стратифицированной свободной атмосфере.

Рассмотренные типы структур не исчерпывают всего разнообразия мезомасштабных процессов в атмосфере Черноморского региона. Так, кроме рассмотренных Крымских и Кавказских вихрей, выделяются, хотя и реже, вихри в других прибрежных районах в окрестностях резких неоднородностей берега. Особенности бризовой циркуляции с учетом синоптического ветра и влияния прибрежных гор требуют дальнейшего анализа с учетом нелинейного характера взаимодействия различных факторов. Кроме изучения структуры и физических механизмов мезомасштабных процессов необходима также оценка статистики явлений, что требует численного реанализа региональных метеоданных с высоким разрешением за большие промежутки времени.

### *Литература*

1. Skamarock W.C., Klemp J.B., Dudhi J. A description of the Advanced Research WRF Version 3. NCAR technical note. NCAR/TN-475+STR. 2008.
2. Ефимов В.В., Яровая Д.А. Численное моделирование квазидвумерных вихрей в атмосфере над Черным морем // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. V. 49. № 2. С. 223–239.
3. Grisogono B, Belušić D. A review of recent advances in understanding the meso- and microscale properties of the severe Bora wind // Tellus. 2009. V. 61A. P. 1–16.
4. Ефимов В.В., Барабанов В.С. Моделирование Черноморской боры // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. № 6. С. 1–11
5. Ефимов В.В., Барабанов В.С. Порывистость Новороссийской боры // Метеорология и гидрология. 2013. № 3. С. 7–56.
6. Epifanio C.C., Rotunno R. The Dynamics of orographic wake formation in flows with upstream blocking // J. Atmos. Sci. 2005. V. 62. P. 3127–3150.
7. Lin Y.-L. Mesoscale Dynamics. Cambridge University Press, 2007. 630 p.
8. Etling D., Brown R.A. Roll vortices in the Planetary boundary layer: a review // Boundary-Layer Meteorology. 1993. V. 65. P. 215–248.
9. Зилитникевич С.С., Торяков С.А., Троицкая Д.И., Мареев Е.А. Теоретические модели высоты пограничного слоя атмосферы и турбулентного вовлечения // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. V. 48. № 1. С. 150–160.

# Взаимодействие атмосферы и океана при различных условиях стратификации атмосферы

*И.А. Репина, А.Ю. Артамонов, Д.Г. Чечин*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Традиционные параметризации атмосферного пограничного слоя основаны на теории подобия и коэффициентах турбулентного переноса, описывающих взаимодействие атмосферы с земной поверхностью и диффузию примесей в оперативных моделях загрязнения воздуха, прогноза погоды и изменений климата. Но по мере совершенствования моделей, отказа от гидростатического приближения и особенно по достижении высокого пространственного разрешения традиционные параметризации атмосферного пограничного слоя перестают быть приемлемыми. Главные их недостатки, – неприменимость к экстремальным условиям стратификации и к течениям над сложными поверхностями (такими как морской лед, граница берег-море или штормовое море) – не удастся устранить, оставаясь в рамках классической теории, т.е. с помощью уточнения функций подобия или введения дальнейших поправок в традиционные турбулентные замыкания. Недостаточное знание структуры приповерхностного слоя атмосферы и обмена его количеством движения, теплом и влагой с волнующейся водной поверхностью при различной стратификации атмосферы является в настоящее время основным препятствием для правильного функционирования оперативных, глобальных и региональных моделей прогноза погоды и экспертных моделей климата и его изменений. Все это подтверждает необходимость проведения комплексных экспериментальных исследований взаимодействия атмосферы и океана, особенно в условиях, которые могут считаться нестационарными – при штилевых и штормовых условиях, в прибрежной зоне при береговых ветрах, при наличии поверхностных неоднородностей [1–3].

## Зависимость коэффициентов обмена от стратификации

При численном моделировании пограничного слоя для расчетов осредненных потоков скрытого и явного тепла, а также импульса по измерениям метеопараметров используются так называемые аэродинамические балк-формулы:

$$\tau = \rho C_D U_z^2, \quad (1)$$

$$H = \rho c_p C_H U_z (T_s - T_z) \quad (2)$$

$$L_E = L_s C_E U_z (q_s - q_z), \quad (3)$$

где  $C_D$ ,  $C_H$ ,  $C_E$  – безразмерные коэффициенты обмена (коэффициент сопротивления, число Стентона и число Дальтона соответственно);  $c_p$  и  $\rho$  – теплоемкость и плотность воздуха;  $L_s$  – удельная теплота испарения,  $\tau$ ,  $H$  и  $L_E$  – турбулентные потоки импульса, тепла и влаги соответственно;  $U_z$ ,  $T_z$  и  $q_z$  –

скорость ветра, температура и влажность на высоте  $z$ ;  $T_s$  и  $q_s$  – температура и влажность у поверхности. Для использования балк-формул важно определение коэффициентов обмена над различными поверхностями и исследование их зависимости от метеоусловий. Коэффициенты, как правило, относятся к стандартной высоте измерений  $z = 10$  метров и к условиям нейтральной стратификации.

Этот метод очень привлекателен, так как позволяет использовать данные стандартных судовых метеорологических измерений. Все было бы так, если бы коэффициенты обмена можно было бы считать числовыми константами, или если бы их зависимость от определяющих параметров была бы надежно установлена. Но в действительности таких однозначных зависимостей пока не найдено.

Из уравнений теории подобия Монина-Обухова можно получить выражения:

$$C_D = \frac{\kappa^2}{\left[ \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_u \left( \frac{z}{L} \right) \right]^2}, \quad (4)$$

$$C_H = \alpha_T C_D \frac{\left[ \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_u \left( \frac{z}{L} \right) \right]}{\left[ \ln \frac{z}{z_T} - \Psi_T \left( \frac{z}{L} \right) \right]}, \quad (5)$$

$$C_E = \alpha_q C_D \frac{\left[ \ln \frac{z}{z_0} - \Psi_u \left( \frac{z}{L} \right) \right]}{\left[ \ln \frac{z}{z_q} - \Psi_q \left( \frac{z}{L} \right) \right]}, \quad (6)$$

где  $\alpha_T = K_T / K_m$  и  $\alpha_q = K_q / K_m$  – отношения турбулентных коэффициентов теплопроводности и диффузии к вязкости или обратные турбулентные числа Прандтля и Шмидта соответственно.  $z_T$  и  $z_q$  – параметры шероховатости для температуры и удельной влажности, то есть высоты, на которых температура и влажность достигают приземных значений,  $z_T$ , как правило, равно  $z_q$ .

Из анализа выражений (4-6) можно сделать следующие выводы: 1) наличие параметров  $z_0$ ,  $z_T$  и  $z_q$  указывает, что коэффициенты обмена зависят от скорости ветра и параметров спектра поверхностных волн, например, среднеквадратичной высоты волн, фазовой скорости и длины преобладающих волн; 2) коэффициенты обмена зависят от стратификации.

Основной характеристикой, входящей в модели прогноза ветрового волнения и ветра над морем, является коэффициент сопротивления морской поверхности. Но если при умеренных ветрах характер зависимости коэффициента сопротивления от скорости ветра определен достаточно хорошо [4–7], то при малых (0–5 м/с) и сильных (> 25 м/с) ветрах характер этой зависимости может существенно меняться.

В таблице представлены результаты сравнения различных методов определения турбулентных потоков над поверхностью моря при различных условиях стратификации. Результаты расчетов инерционно-диссипативным мето-



дом (ИД), профильным методом (ПМ) и по балк-формулам с использованием алгоритма COARE (версия 2.6) [6, 8] сравниваются с результатами измерений. Используются данные специализированных экспериментов на стационарных платформах в Черном море (Геленджик, Феодосия, Кацевели), когда направление ветра позволяет считать условия приближенными к условиям открытого моря.

Из таблицы видно, что наибольшие расхождения между измеренными и рассчитанными различными методами потоками возникают при сильных и слабых ветрах и при неустойчивой и устойчивой стратификации. При среднем ветре и нейтральной стратификации все методы дают удовлетворительные результаты.

Таблица

Коэффициенты корреляции  $R$  значений турбулентных потоков, полученных при ЕС измерениях с инерционно-диссипативным, профильным методами и балк-алгоритмом COARE для различных условий стратификации атмосферы

Параметр устойчивости $\zeta = z/L$	Поток тепла, Н			Динамическая скорость $u_*$		
	ИД	ПМ	COARE	ИД	ПМ	COARE
$-0.05 > \zeta$ (305)	0.68	0.62	0.41	0.61	0.40	0.33
$-0.05 > \zeta > 0.05$ (675)	0.92	0.91	0.86	0.97	0.87	0.81
$\zeta > 0.05$ (115)	0.61	0.66	0.50	0.67	0.49	0.38

Эффекты стратификации, которые особенно сильны при слабых ветрах  $< 5$  м/с, является основной причиной разброса значений коэффициента сопротивления. На рисунке 1 показаны эффекты стратификации, проявляющиеся при различных метеорологических условиях. В качестве меры стратификации использован аналог объемного числа Ричардсона  $S = (T_0 - T_{10})/u_{10}^2$ . Видно, что при ветрах больше 10 м/с эффекты стратификации практически исчезают.

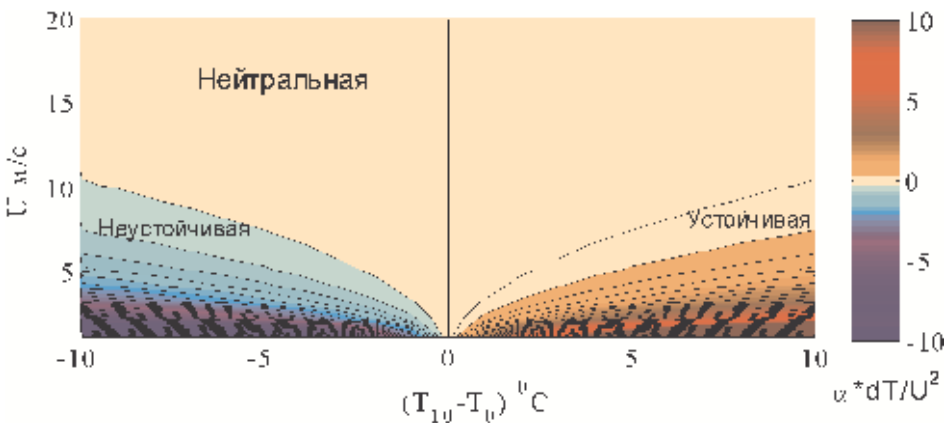
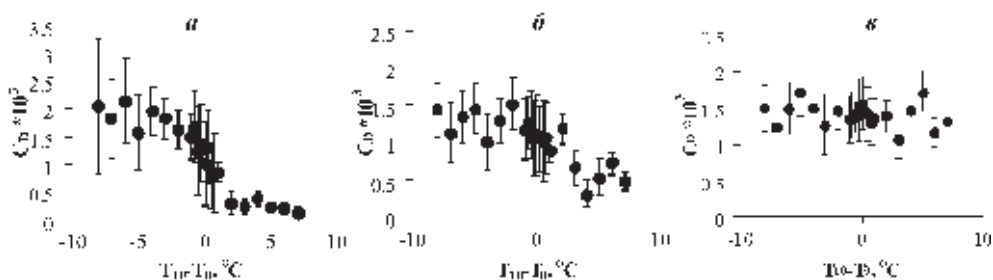


Рис. 1. Зависимость параметра стратификации атмосферы от метеорологических условий



**Рис. 2.** Экспериментальная зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности от разницы температур воздух-вода при различных скоростях ветра, м/с: а – 1; б – 6; в – 10 (используются данные, осредненные по  $\Delta T$ )

Чтобы исследовать влияние стратификации на коэффициент сопротивления при различных скоростях ветра, был использован массив микрометеорологических данных, полученных в диапазоне температур вода-воздух  $-7+12\text{ }^{\circ}\text{C}$  и диапазоне скоростей ветра  $0-15\text{ м/с}$ . Коэффициент сопротивления определялся из прямых измерений потока импульса и скорости ветра на высоте  $10\text{ м}$ .

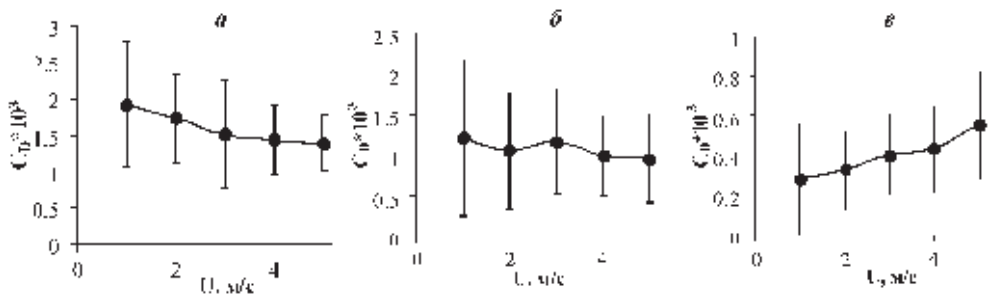
$$C_D = \frac{\tau_{turb}}{\rho_a U_{10}^2} = \frac{u_*^2}{U_{10}^2}$$

Сначала рассмотрим зависимость сопротивления морской поверхности от разницы температур вода-воздух, которая характеризует термическую стратификацию атмосферы. Как видно из рис. 2, при малых ветрах наблюдается явная зависимость. С увеличением скорости ветра эта зависимость уменьшается, а при скоростях около  $10\text{ м/с}$  практически исчезает.

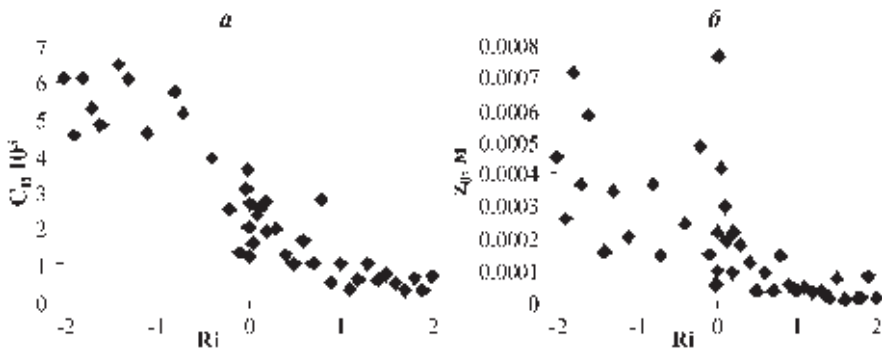
В результате по экспериментальным данным установлено, что при неустойчивой стратификации коэффициент сопротивления при малых ветрах уменьшается с увеличением скорости ветра (рис. 3). В частности, этим объясняется тот факт, что в конвективных условиях при  $U \rightarrow 0$  динамическая скорость  $u_*$  нулю не равна. При нейтральной стратификации  $C_D$  практически не меняется, а при устойчивой увеличивается. Обращает внимание тот факт, что в реальных условиях завышенные значения коэффициента сопротивления при малых ветрах наблюдаются чаще, чем заниженные. Это связано прежде всего с тем, что условия сильно устойчивой стратификации на море достаточно редки. Кроме того, на разброс данных влияют и другие факторы (ошибки измерений, неоднородность подстилающей поверхности и пр.).

Одновременные пульсационные и профильные измерения, в том числе и во время апвеллинга, позволили исследовать зависимость коэффициента сопротивления от числа Ричардсона, характеризующего стратификацию атмосферы (рис. 4). Таким образом, подтверждается теоретически предсказанная зависимость коэффициента сопротивления и связанного с ним параметра шероховатости от стратификации атмосферы [1].

Данные наблюдений также подтверждают, что турбулентность может существовать и при числах Ричардсона выше критического.

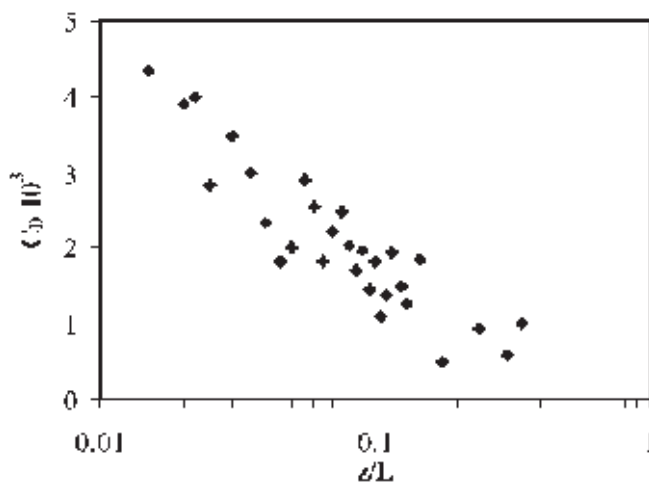


**Рис. 3.** Зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности от скорости ветра при различных стратификациях (используются данные, осредненные по скоростям ветра). Значения  $z/L$ :  $a < -0,05$ ;  $b < -0,05 - 0,05$ ;  $c > 0,05$



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента сопротивления ( $a$ ) и параметра шероховатости ( $b$ ) от числа Ричардсона из экспериментальных данных

Мелкомасштабные шероховатости морской поверхности представляют собой сложную совокупность гравитационных волн и капиллярной ряби, происхождение и структура которых зависят не только от ветра, но и от течений, внутренних волн в море и атмосфере, глубины водоема, рельефа дна, воздействия движущихся и стационарных объектов, антропогенных поверхностных загрязнений и других факторов [9, 10]. Полученный из прямых измерений параметр шероховатости в зависимости от числа Ричардсона представлен на рис. 4б. Уменьшение шероховатости поверхности при устойчивой стратификации подтверждает визуально наблюдаемый факт сглаживания морской поверхности при апвеллингах. С преобладанием устойчивой стратификации над ледяными полями связано и то, что значение параметра шероховатости в Арктике существенно меньше того, который наблюдается над снежным покровом в средних и даже высоких широтах Северного полушария. При таких условиях для воздушного потока неровная поверхность превращается в ровную, так как впадины между застругами и грядами торосов заполняются более тяжелым воздухом до высоты неровностей, и воздушный поток движется на уровне вершин, не затекая в глубь впадин (рис. 5).



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента сопротивления от параметра устойчивости над ледяной восторщенной поверхностью по данным измерений в Арктике

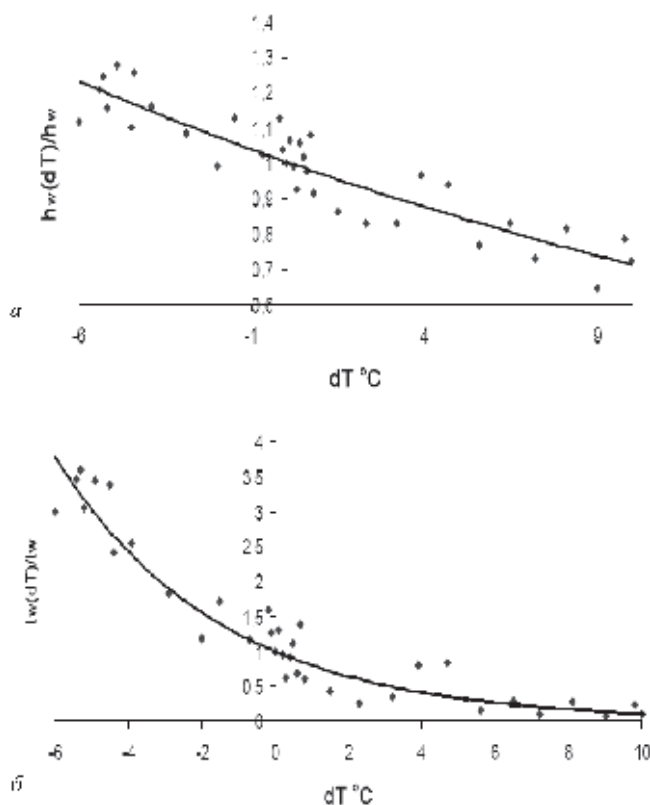
### **Влияние стратификации на режим морского волнения**

При разработке моделей ветро-волнового взаимодействия эффекты стратификации как правило незаслуженно забываются. Вместе с тем еще в древние времена было отмечено, что при штормах осенью волны выше и круче, чем весной и летом [11]. Осеннее время в океане, особенно в прибрежных районах, характеризуется неустойчивым термическим состоянием атмосферы, в весеннее и летнее время, наоборот, прогрев воздуха опережает прогрев морской поверхности.

На рис. 6 представлены зависимости безразмерных высоты и периода волн от разниц температур вода–воздух, полученные нами из измерений в прибрежной зоне Черного моря. Из рисунков видно, что при неустойчивом состоянии атмосферы процесс развития ветровых волн ускоряется во времени и сокращается по разгону. При устойчивом состоянии – наоборот. Разница в предельных значениях разгона и времени весьма существенна.

### **Заключение**

При неустойчивой стратификации происходит усиление вертикального турбулентного обмена и как следствие этого уменьшение градиента скорости с высотой по сравнению с нейтральной стратификацией. Устойчивая стратификация вызывает противоположные эффекты. С этим связано отклонение профиля скорости ветра от логарифмического, вследствие влияния сил плавучести. При неустойчивой стратификации происходит уменьшение градиента скорости с высотой по сравнению с нейтральной стратификацией, а при устойчивой – увеличение. Соответственно, стратификация влияет на ход обменных процессов в системе океан–атмосфера, и ее учет необходим при разработке климатических моделей.



**Рис. 6.** Зависимость безразмерной высоты волн (а) и периода волн (б) от разницы температур вода–воздух

В данной работе экспериментально подтверждена зависимость коэффициентов обмена от стратификации атмосферы. По экспериментальным данным установлено, что при неустойчивой стратификации коэффициент сопротивления уменьшается с увеличением скорости ветра. В частности, этим объясняется тот факт, что в конвективных условиях динамическая скорость нулю не равна. При нейтральной стратификации  $C_D$  практически не меняется, а при устойчивой увеличивается. Аналогично зависят от стратификации коэффициенты обмена для потоков скрытого и явного тепла. Также установлена зависимость параметра шероховатости поверхности от устойчивости атмосферы. С этим связано явление выполаживания морской поверхности при апвеллингах и уменьшение параметра шероховатости в Арктике.

Экспериментально подтверждена необходимость ввода поправки на состояние атмосферы в формулы для расчета элементов ветровых волн. При неустойчивом состоянии атмосферы развитие волн ускоряется, а разгон сокращается. При устойчивой стратификации, напротив, разгон увеличивается, а развитие замедляется.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 14-05-00038, 13-05-41443, 13-05-00812, 13-05-90429 и гранта Правительства РФ (Договор

№11.G34.31.0078) для поддержки исследований под руководством ведущих ученых.

### Литература

1. Zilitinkevich S.S., Mammarella I., Baklanov A.A., Joffre S.M. The effect of stratification on the roughness length and displacement height // *Boundary-Layer Meteorol.* 2008. V. 129. P. 179–190.
2. Zilitinkevich S., Grachev A., Hunt J.C.R. Surface frictional processes and non-local heat/mass transfer in the shear-free convective boundary layer // *Buoyancy convection in geophysical flows* / Eds. Plate E.I. et al. NATO ASI series. Kluwer, 1998. P. 83–113.
3. Zilitinkevich S.S. On the computation of the basic parameters of the interaction between the atmosphere and the ocean // *Tellus.* 1969. V. 21. P. 17–24.
4. Garratt J.R. Review of Drag Coefficients over Oceans and Continents // *Mon. Weather Rev.* 1977. V. 105. P. 915–929.
5. Large W.G., Pond S. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds // *J. Phys. Oceanogr.* 1981. №11. P. 324–336.
6. Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E. et al. Bulk parameterization of air–sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm // *J. Climate.* 2003. V. 16. № 4. P. 571–591.
7. Taylor P.K., Yelland M.J. The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves // *J. Physical Oceanography.* 2001. V. 31, № 2. P. 572–590.
8. Fairall C.W., Bradley E.F., Rogers D.P. et al. Bulk parameterization of air–sea fluxes in TOGA COARE // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 3747–3767.
9. Donelan M.A., Haus B.K., Reul N. et al. On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. L18306.
10. Fairall C.W., Grachev A.A., Bedars A., Nishiyama R. Wind, wave, stress and surface roughness relationships from turbulence measurements made on R/P FLIP in the SCORE experiment / Report NOAA/ERL/ETL. 1995. P. 1–28.
11. Доронин Ю.П. Взаимодействие атмосферы и океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 287 с.

## Метеорологические исследования на российских дрейфующих станциях «Северный Полюс»

**А.П. Макитас, В.Т. Соколов, В.Ю. Кустов**

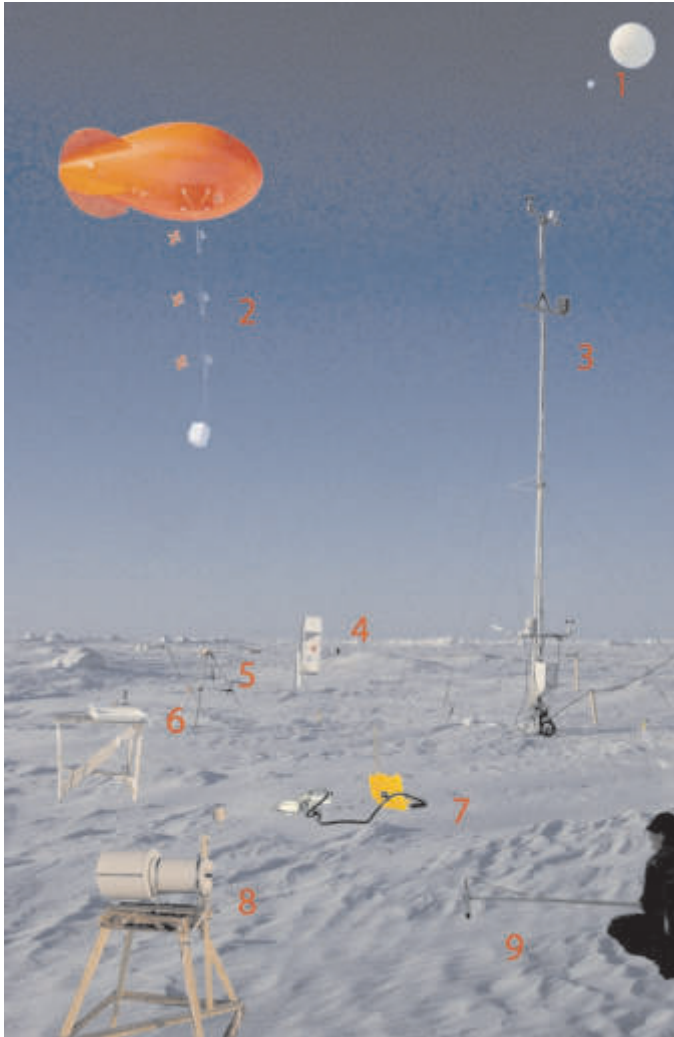
Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,  
г. Санкт-Петербург

Климат Арктики характеризуется в последние годы комплексными пан-арктическими изменениями, происходящими во всех компонентах арктической климатической системы (океане, атмосфере и морском ледяном покрове). Эти изменения обусловлены как наблюдаемым в настоящее время глобальным по-

теплением, так и процессами регионального масштаба. Наиболее очевидным проявлением происходящих изменений является уменьшение площади и толщины морского ледяного покрова, самого чувствительного элемента арктической компоненты климатической системы Земли. Существует предположение, что в относительно недалеком будущем ледяной покров Северного Ледовитого океана может приобрести сезонный характер. С другой стороны ряд исследователей полагает, что в ближайшее время начнется его возвращение к состоянию, характерному для предшествующих десятилетий. Основной причиной неопределенности предсказаний будущего состояния ледяного покрова является явная недостаточность систематических инструментальных наблюдений в Северном Ледовитом океане. В настоящее время Россия является единственной страной, выполняющей и непрерывно расширяющей как комплексный мониторинг природной среды Центральной Арктики, так и исследования физических процессов, определяющих ее состояние. Последние особенно важны с точки зрения совершенствования численных моделей прогноза климата – основного инструмента, позволяющего выявить тенденции происходящих и возможных будущих изменений основных характеристик окружающей среды Арктики. Как было показано в ряде публикаций, включая отчет ВМО, существующие модели имеют ряд существенных недостатков, особенно при описании мелкомасштабных процессов. К таким процессам относятся энерго-массообмен в атмосферном пограничном слое (АПС), особенно в характерном для полярных районов устойчивом АПС, и перераспределение солнечной радиации в системе атмосфера – морской лед – океан.

Для получения принципиально новых данных об упомянутых выше процессах и совершенствования их параметризации в численных моделях на дрейфующих станциях «Северный полюс-35–39» были развернуты комплексные метеорологические наблюдения (рис. 1). В их состав входят стандартные метеорологические и аэрологические наблюдения и микрометеорологические наблюдения, выполняемые с помощью описанного в статье [1] метеоактинометрического комплекса. В кооперации с учеными Института полярных и морских исследований им. Альфреда Вегенера (ФРГ) на «СП-35–38» были проведены аэростатные наблюдения за температурой и влажностью воздуха, направлением и скоростью ветра в пограничном слое атмосферы, позволившие более детально по сравнению с радиозондированием исследовать структуру АПС. В частности были получены уникальные данные о характеристиках инверсий и струйных течений в нижнем 1500-метровом слое атмосферы.

В 2012 году на дрейфующей станции «СП-39» эти исследования продолжены с помощью разработанного в НПО «Тайфун» (г. Обнинск) метеорологического температурного профилера МТР-5РЕ, позволяющего проводить измерения температуры воздуха до высоты 1000 метров с дискретностью 5 минут с погрешностью порядка 1°C. Уже первые результаты измерений позволили выявить сложную нестационарную структуру нижнего слоя атмосферы, обусловленную, в том числе, формированием инверсий нижнего

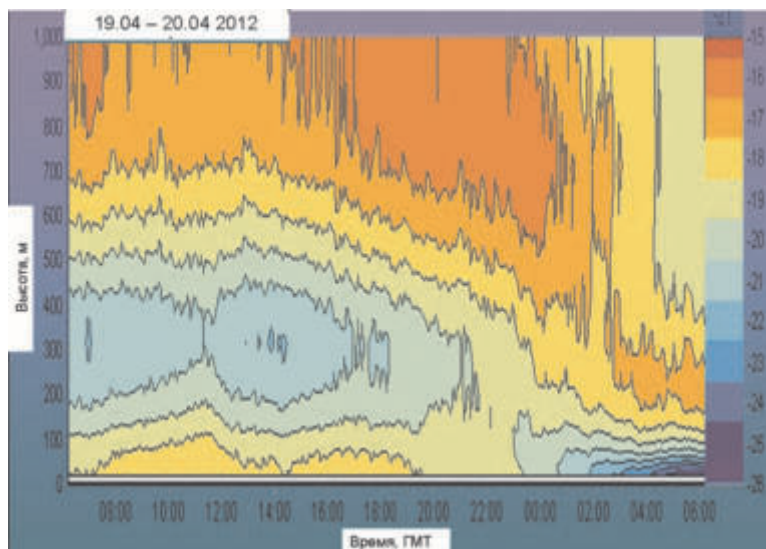


**Рис. 1.** Комплекс аппаратуры для метеорологических и аэрологических исследований на дрейфующих станциях «Северный Полюс».

1 – радиозондирующий комплекс, 2 – аэростатный комплекс, 3 – метеоактинометрический комплекс, 4 – измеритель высоты нижней границы облачности, 5 – установка для проведения актинометрических наблюдений, 6 – измеритель общего содержания озона, 7 – установка для измерения потока углекислого газа, 8 – метеорологический температурный профилемер, 9 – малогабаритный спектрометр

уровня. Как видно из рис. 2, резкое изменение структуры АПС от развитого пограничного слоя высотой порядка 400 метров до ярко выраженной приземной инверсии высотой не более 100 метров произошло менее чем за два часа. Такое явление может быть исследовано лишь с помощью дистанционного метода, физической основой которого является измерение собственного теплового радиоизлучения атмосферы в максимуме полосы поглощения кислорода 56,6 ГГц. В будущем к измерениям с помощью температурного профи-





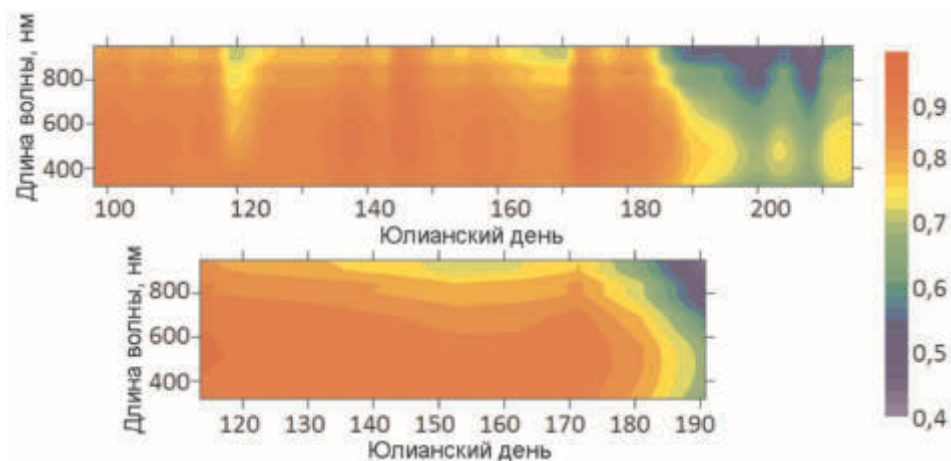
**Рис. 2.** Временная изменчивость термической структуры нижнего слоя атмосферы на СП-39 по данным профилера МТР-5РЕ

лемера предполагается добавить измерения профиля скорости ветра в АПС с помощью содара.

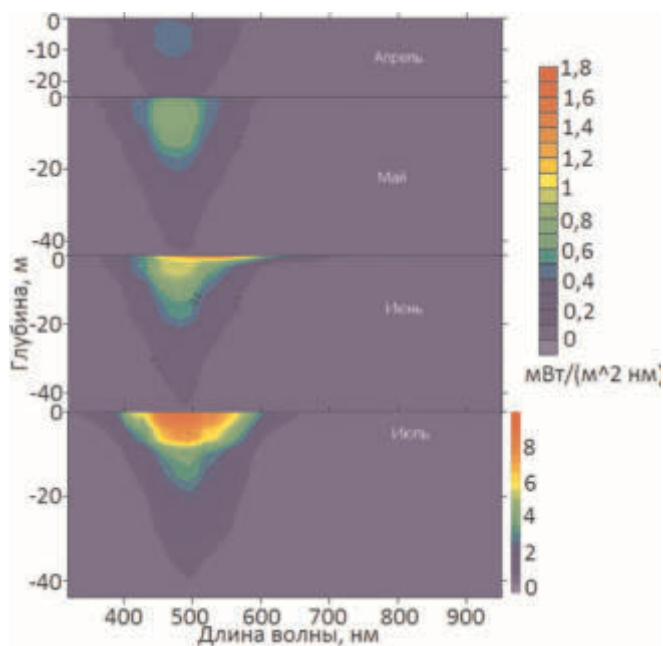
Комплексный анализ физических процессов в нижнем слое атмосферы с привлечением данных непрерывных измерений характеристик облачности, выполняемых с помощью установленного на станции лидара, предоставленного Лабораторией исследований системы Земли (НОАА, США), и данных измерений длинноволнового и коротковолнового радиационных балансов подстилающей поверхности позволит максимально полно описать механизм формирования сильноустойчивого АПС.

Другим перспективным направлением исследований, регулярно проводимых на дрейфующих станциях «Северный Полюс», начиная с СП-35, являются маршрутные съемки спектрального альbedo снежно-ледяного покрова (рис. 3) и проникающей в верхний слой океана солнечной радиации (рис. 4). Эти измерения выполняются с помощью широкоугольного и узкоугольного спектрометров «Ramses», обеспечивающих измерения солнечной радиации в диапазоне длин волн 320–950 нм с разрешением по спектру 3.3 нм и угловым разрешением 180° и 7° градусов.

На рисунке 4 отчетливо видна зависимость альbedo подстилающей поверхности от длины волны, особенно явная в период таяния, когда величина альbedo изменяется от 0,7 на длинах волн 400–500 нм до 0,4 на 700–800 нм. Выявленная зависимость указывает на проблематичность использования интегрального альbedo, обычно применяемого в моделях морского ледяного покрова, особенно при изменяющейся по спектру в зависимости от состояния облачного покрова проходящей коротковолновой радиации.



**Рис. 3.** Временная изменчивость осредненного по 100 метровому маршруту альbedo морского ледяного покрова на СП-35 (а) и СП-36 (б)



**Рис. 4.** Распределения по глубине интенсивности проникающей под лед солнечной радиации

На рисунке 4 представлены уникальные данные о сезонной изменчивости спектрального распределения проникающей под ледяной покров солнечной радиации. Как видно из рисунка, в июле существенная ее часть в наиболее энергосодержащей части спектра приходящей радиации (450–600 нм) достигает глубины порядка 20 метров. При этом базирующиеся на данных наблюдений оценки показывают, что в июне – июле интегральная величина потока солнеч-

ной радиации непосредственно под ледяным покровом составляет до 7,5 Вт/м<sup>2</sup>, что обеспечивает существенный прогрев верхнего слоя океана, который обычно не учитывается в численных моделях Северного Ледовитого океана.

В заключение следует отметить, что в данной работе не упомянуты выполняемые в рамках метеорологических исследований на дрейфующих станциях «Северный Полюс» комплексные наблюдения за газовым составом приземного слоя атмосферы, позволившие выявить роль морского ледяного покрова в балансе углекислого газа [2], а также наблюдения за общим содержанием озона и его распределением в атмосфере до высоты 30 км, впервые инструментально зафиксировавшие появление озоновой дыры в Центральной Арктике в марте 2011 года [3]. Также следует отметить и проводимые в тестовом режиме прямые измерения потоков тепла и влаги.

В целом, созданный за последние годы высокоавтоматизированный метеорологический комплекс аппаратуры позволяет проводить небольшим, не более трех человек, метеорологическим отрядом подробные гидрометеорологические исследования от верхнего слоя океана до высоты порядка 30 километров в атмосфере, результаты которых будут и уже используются для совершенствования численных моделей прогноза погоды и климата. Опыт эксплуатации комплекса и полученные с его помощью данные были опубликованы в ряде статей и представлены на российских и международных научных конференциях. В июне 2012 года на международном совещании по проекту организации под эгидой ВМО в 2015–2016 годах Международной дрейфующей станции (г. Боулдер, США) состав комплекса и проводимых с его помощью наблюдений были приняты за основу метеорологических наблюдений на будущей дрейфующей станции.

### *Литература*

1. Ковчин И.С., Соколов В.Т., Макитас А.П. и др. Метеоактинометрический комплекс для градиентных измерений на дрейфующем льду // Российские полярные исследования. 2012. № 1 (7). С. 25–27.
2. Недашковский А.П., Макитас А.П. Эмиссия CO<sub>2</sub> в атмосферу при образовании арктического морского льда // Проблемы Арктики и Антарктики. 2010. Т. 86. № 3. С. 35–44.
3. Manney G.L., Santee M.L., Rex M. et al. Unprecedented Arctic ozone loss in 2011 // Nature. 2011. V. 478. P. 469–475.

# Численное моделирование Северного Ледовитого океана как задача физики: современное состояние вопроса и перспективы

*Н.Г. Яковлев<sup>1,2</sup>, Е.Н. Голубева<sup>3,4</sup>, Г.А. Платов<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва

<sup>3</sup>Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск,

<sup>4</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

Интерес к Арктике в контексте глобального изменения климата связан с так называемым Полярным (или Арктическим) усилением. Если средняя по глобусу поверхностная температура поднялась примерно на  $0.5^{\circ}\text{C}$  за последние 50 лет, то в Северной полярной области это повышение превзошло  $2^{\circ}\text{C}$ , в основном над Северным Ледовитым океаном (СЛО) и в Центральной Сибири [1]. Отмечается несимметричность изменений в Северном и Южном полушариях, что наиболее ярко проявляется в площади ледового покрова: в Северном полушарии площадь, занятая льдом летом, заметно уменьшается, в Южном полушарии наблюдается даже некоторое ее увеличение. Очевидно, что значительную роль в этой асимметрии играет СЛО.

Одна из важных особенностей СЛО – то, что этот океан является резервуаром пресной воды, аккумулированной в море Бофорта, которая при определенных изменениях ветрового режима Арктической атмосферы может вытекать в Северную Атлантику [2], формируя так называемые «Великие Солёностные Аномалии» [3]. Эти аномалии, создавая устойчивую стратификацию вод и блокируя глубокую конвекцию, влияют на интенсивность глобальной меридиональной циркуляции океана и, как следствие, на интенсивность меридионального переноса тепла от тропиков к полюсу [4], приводя к погодным аномалиям над Европой. Еще более сильным, чем аномальный вынос пресной воды из моря Бофорта, может быть отклик на таяние ледового щита Гренландии. Несимметричность Полярного усиления свидетельствует о том, что океан и дрейфующий лед влияют на изменение климата в виде роста приземной температуры воздуха.

В течение двух десятилетий общепризнано, что для исследования климата Земли и его изменчивости необходимо развитие и эксплуатация математических моделей климатической системы. Именно на основе численных моделей возможны постановка и проведение расчетов, объясняющих поведение климатической системы в прошлом и прогнозирующих возможные будущие сценарии.

## Проекты АОМIP и FAMOS

В значительной степени из-за понимания ограниченности климатических моделей в части описания процессов в высоких широтах, в частности в Арктике, в 1999 году была начата работа по программе АОМIP (Arctic Ocean Model Intercomparison Project) [5]. Международный проект по сравнению мо-

делей Северного Ледовитого океана представлен на сайте <http://www.whoi.edu/page.do?pid=29836>). Основными целями проекта являлись: сравнение существующих совместных численных моделей океана и морского льда; выяснение причин качественных и количественных различий в их результатах; усовершенствование моделей на основе использования современных подходов численного моделирования и введения физических параметризаций; исследование изменчивости состояния водных масс и морского льда СЛО на сезонных и декадных масштабах; выявление механизмов, ответственных за происходящие изменения.

За десятилетие работы по программе АОМІР достигнут значительный прогресс в численном моделировании наблюдаемых особенностей состояния вод и морского льда СЛО [6] прежде всего за счет использования моделей высокого пространственного разрешения. В то же время основные задачи проекта, которые были сформулированы в самом начале, остались во многом нерешенными. Среди них вопросы устойчивости траектории движения основных потоков атлантических и тихоокеанских вод, поступающих в СЛО, вопросы формирования уникальной стратификации вод моря Бофорта, проблемы воспроизведения летней протяженности льда СЛО и т.д. В связи со сказанным выше возникают вопросы:

- какое пространственное разрешение следует считать достаточным для моделирования СЛО в рамках существующих моделей, использующих так называемые «традиционные» приближения – гидростатики, Буссинеска и несжимаемости;

- какие физические процессы ответственны за формирование наблюдаемого состояния СЛО и как они описаны в современных моделях;

- будут ли справедливы основные предположения о состоянии океана и морского льда, используемые сейчас, при переходе к более высокому пространственному разрешению;

- какие потребуются новые параметризации, и какие старые параметризации перестанут работать при переходе к более высокому пространственному разрешению;

- что в данный момент важнее – направлять усилия на увеличение пространственного разрешения (в рамках структурированных и неструктурированных пространственных аппроксимаций) или на улучшение параметризации физических процессов в пределах уже достигнутого разрешения.

В 2013 году программа АОМІР была трансформирована в проект FAMOS (Forum for Arctic Modeling and Observational Synthesis, <http://www.whoi.edu/projects/famos/>), целью которого является разработка координированного подхода в области описания климатических процессов, протекающих в Арктике, на основе объединения численного моделирования, теоретических исследований, анализа данных наблюдений. Продолжая работу, начатую в рамках АОМІР, проект FAMOS ставит все прежние задачи, касающиеся моделирования состояния СЛО с упором на тестирование моделей на основе данных наблюдений. Новыми поставленными задачами являются моделирование

арктических экосистем и изучение влияния таяния ледового щита Гренландии на климат.

## **Особенности проведения наблюдений в СЛО**

Возникает вопрос, почему к настоящему времени воспроизведение климата хуже всего получается в СЛО? Ответ достаточно очевиден – потому что здесь трудно организовать стационарную наблюдательную сеть и получить регулярно поступающие данные для верификации численных моделей. Существует постоянно меняющаяся сеть из довольно большого количества буев, объединенная в рамках Международной Арктической программы буев IABP – International Arctic Buoy Program (информацию о работе программы, а также все собранные данные можно получить на сайте <http://iabp.apl.washington.edu/>). Данные с буев позволяют получать информацию о температуре, солености, некоторые метеорологические параметры, а также отслеживать положение буя, что позволяет вычислить скорость дрейфа льда. Отдельно можно выделить программу расположенных на льду наблюдательных платформ (ИТР – Ice-Tethered Profiler), которая поддерживается Вудсхоллским океанографическим институтом США (WHOI, <http://www.who.edu/page.do?pid=20756>). Данные буев дополняются данными, полученными с судов, немногочисленными данными, полученными автономными подводными планерами и подводными лодками в ходе специальных научных программ, либо по истечении срока секретности. Прототип интегрированной системы сбора и обработки данных создан в ходе проекта DAMOCLES (Developing Arctic Modelling and Observing Capabilities for Long-term Environmental Studies, <http://www.damocles-eu.org>).

## **Особенности гидрологии СЛО**

Северный Ледовитый океан существенно отличается от других районов Мирового океана, в том числе и покрытых льдом районов Южного океана. Это связано со следующими особенностями гидрологии СЛО.

1. Северный Ледовитый океан представляет собой небольшую область, соединяющуюся с Тихим и Атлантическим океанами относительно узкими проливами. Теплые и соленые воды Тихого и Атлантического океанов проникают в центральную часть СЛО в слое 300–1000 м в виде узких струй, поведение которых в значительной степени определяется особенностями рельефа дна.

2. В СЛО втекают многие крупные реки Евразии и Северной Америки (10% мирового речного стока). При этом формируется совершенно уникальное распределение солености по глубине с ярко выраженным галоклином глубиной порядка 10–30 м. Это приводит к очень высокой устойчивости поверхностных вод – частота Вайсяля-Брендта  $N$  в СЛО достигает 0.03 рад/с, что может быть сравнимо только с частотой в экваториальном океане, в котором  $N \sim 0.015$  рад/с.

3. Высокие значения частоты Вайсяля-Брендта достигаются на шельфе с глубиной порядка 50 м, в центральной же части Арктики (особенно зимой) стратификация крупномасштабного поля плотности близка к нейтральной в результате действия конвекции. Поэтому радиус деформации Россби первой бароклинной моды  $r_i \sim \frac{NH}{l}$ , где  $l$  – параметр Кориолиса,  $H$  – глубина океана, составляет всего 5–10 км.

4. В формировании горизонтальных фронтов в поле солёности на мелководном шельфе значительную роль играют приливы и создаваемое ими интенсивное перемешивание по вертикали. Это не так в относительно глубоком Южном океане.

Гидрологические особенности СЛО приводят к специфическим сложностям при моделировании. Это связано с тем, что радиус деформации Россби по порядку величины совпадает с пространственным масштабом, при котором необходимо отказываться от приближения гидростатики (переходная зона в зависимости от особенностей вертикальной структуры находится в диапазоне 1–10 км). Попытка описать пространственные масштабы порядка 1 км приводит к проблеме описания конвективного перемешивания, так как в этом случае мы приближаемся к масштабу конвективной ячейки (в свободном ото льда океане около 100 м).

Вероятно, что именно с небольшим характерным горизонтальным масштабом вихрей и связан тот факт, что увеличение пространственного разрешения не даёт ожидаемого эффекта в плане точности описания интенсивных струй и переноса тепла и солей. При горизонтальном разрешении порядка 5 км спектр модели обрезается на масштабе отдельного вихря, и это не позволяет правильно описать переходы энергии по спектру.

При моделировании СЛО необходимо также помнить о том, что современные модели динамики океана основаны на приближении гидростатики. Негидростатические процессы имеют большое значение для формирования крупномасштабного состояния океана, однако обычно описываются неявным образом и, как правило, не очень хорошо. Среди таких процессов можно выделить:

- стекание тяжелой воды вдоль дна («каскадинг»);
- глубокую конвекцию в открытом океане и подо льдом;
- распространение и обрушение внутренних волн, в частности внутренне-го прилива, в условиях определенной топографии дна.

## **Основные проблемы моделирования состояния морского льда**

Некоторые сомнения в адекватности описания ледового покрова Северного Ледовитого океана возникают при анализе сравнения скорости уменьшения площади, занятой льдом в сентябре (месяц минимального покрытия), по прогнозам ансамбля моделей ИРСС и по данным натурных измерений. Если до конца 1970-х годов площадь, занятая морским льдом, воспроизводилась всеми моделями в целом верно, то затем стало наблюдаться расхождение между данными расчетов и наблюдений; более того, стало расти и различие ме-

жду данными разных моделей. Это может быть связано с тем, что заработали дополнительные физические механизмы, которые не учитывались в прошлом и которые не описываются или описываются с разной степенью точности в современных моделях.

В настоящее время можно выделить четыре основных направления улучшения описания наблюдаемых изменений ледового покрова.

1. При описании локально-одномерной термодинамики морского льда и снега, лежащего на нем, предполагается переход к более точным многослойным моделям, учитывающим влажность снега и эволюцию соляных «карманов» в морском льду. Как известно, учет солености морского льда приводит к уменьшению равновесной толщины льда.

2. Улучшение описания динамики морского льда, сюда же можно отнести и проблему параметризации процессов торошения и перераспределения морского льда по градиентам его толщины и вычисление прочности льда.

3. Улучшение описания альbedo поверхности снега и льда – формирование проталин, учет альbedo в нескольких спектральных интервалах.

4. Учет биохимии морского льда и в конечном счете, изучение изменения альbedo, эффективной теплоемкости льда и эффективного поглощения проникающей солнечной радиации.

Надо заметить, что увеличение пространственного разрешения приводит уже сейчас к ситуации, когда шаг сетки модели становится сравнимым с размером отдельной льдины, при этом возникает вопрос о применимости предположения о реологии морского льда как о сплошной среде с вязкопластичной реологией [7].

## Заключение

В настоящее время вопрос о физических процессах, формирующих наблюдаемое состояние воды и морского льда, их изменения в Северном Ледовитом океане, остается в значительной степени открытым. Имеющиеся данные наблюдений не позволяют качественно диагностировать процессы, происходящие в глубоком океане в масштабах всего бассейна. Проведение же численных экспериментов осложняется особенностями динамики СЛО, такими, как:

- маленький радиус деформации Россби (характеризующий горизонтальные масштабы вихрей);
- сложная структура пограничного слоя океана подо льдом;
- особенности вертикальной стратификации температуры и солености и горизонтального распределения солености в связи с интенсивным стоком рек; существенный водообмен СЛО с Тихим и Атлантическим океанами, что приводит к необходимости использования глобальных моделей для проведения экспериментов по формированию его среднего состояния.

Все эти особенности требуют использования численных моделей, построенных в предположении тех или иных пространственно-временных осреднений и приближений (обычно комплекса «традиционных» приближений – гидростатики, Буссинеска и несжимаемости морской воды), и использующих



приближенные параметризации вертикальной и горизонтальной турбулентности, приближенное уравнение состояния, приближенные представления о реологии морского льда. Таким образом, задача моделирования крупномасштабного состояния СЛО до сих пор остается задачей физики, а не инженерной вычислительной задачей.

Работа выполнена в рамках международного проекта FAMOS, при финансовой поддержке междисциплинарного ИП СО РАН №109, РФФИ (гранты 13-05-00480а, 13-05-00978а, 13-05-12052 офи\_м).

### *Литература*

1. *Serreze M.C., Barry R.G.* Processes and impacts of Arctic amplification: A research synthesis // *Global and Planetary Change*. 2011. V. 77. P. 85–96.
2. *Proshutinsky A.Y., Bourke R.H., McLoughlin F.* The Role of the Beaufort Gyre in the Arctic climate variability: seasonal to decadal climate scales // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29, № 23. 2100. doi:1029/2002GL015847.
3. *Belkin I.M., Levitus S., Antonov J., Malmberg S.* Great Salinity Anomalies in the North Atlantic // *Progress in Oceanography*. 1998. V. 41. P. 1–68.
4. *Bryan F.* High-latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulations // *Nature*. 1986. V. 323. P. 301–304.
5. *Proshutinsky A., Steele M., Zhang J. et al.* Multinational effort studies differences among Arctic Ocean models // *EOS*. 2001. V. 82. № 51. P. 637–644.
6. *Proshutinsky A., Aksenov Y., Holland D. et al.* Arctic Ocean change studies: synthesizing model results and observations // *Oceanography*. 2011. V. 24. № 3. P. 102–113.
7. *Hibler W.D.* A dynamic-thermodynamic sea ice model // *J. Phys. Oceanogr.* 1979. V. 9. № 4. P. 815–846.

## Энергомассообмен между океаном и атмосферой в районе зимней полыньи к северу от архипелага Шпицберген

*Б.В. Иванов<sup>1,2</sup>, В.Ф. Тимачев<sup>1</sup>, П.Н. Священников<sup>2,1</sup>, А.П. Макитас<sup>1</sup>,  
В.М. Бедненко<sup>2,1</sup>, А.К. Павлов<sup>1,3</sup>, Д.М. Журавский<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ГНЦ «Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

<sup>3</sup>Norwegian Polar Institute, Norway, Tromsø

Изменения арктического ледяного покрова находятся в тесной взаимосвязи с физическими процессами, происходящими в атмосфере и океане. В свою очередь, изменения видового состава и площади распространения дрейфующих льдов приводят к серьезным изменениям в полярных морских экосистемах на всех трофических уровнях. Синхронизация процессов передачи энергии по трофической цепи полярных морских экосистем сформировалась в Арктике на протяжении длительного промежутка времени. Поэтому так называемые «быстрые» климатические изменения в Арктике могут приводить к нарушению сформировавшегося устойчивого функционирования полярных экосистем. Например, из-за более раннего начала сезонного таяния снега и льда увеличивается поступление солнечной радиации в поверхностные слои океана. Движение по трофической цепи питательных веществ, необходимых для развития первичной продукции в весенний период, во многом определяется интенсивностью процессов осенне-зимней конвекции и энергообменом на границе океан-атмосфера, соответственно. Таким образом, адекватное описание и количественная оценка этих процессов в зимний период является основой для понимания и предсказания биологических процессов в последующий весенне-летний сезон года. Недостаточное развитие параметризаций турбулентного энергообмена между океаном, покрытым льдом, и прилегающими слоями атмосферы, по-видимому, является одной из причин и значительных межмодельных различий в расчетах современного и будущего климата Арктики с помощью глобальных климатических моделей.

Механизмы образования стационарных полыней связаны либо с устойчивыми береговыми ветрами (так называемые, «динамические» полыньи), либо с внутренними океаническими процессами («термодинамические» полыньи). Существование полыньи «Китовая бухта» к северу от архипелага Шпицберген, по-видимому, обусловлено совокупным влиянием обоих вышеуказанных факторов. Как правило, потоки тепла или теплоотдача с поверхности полыней определяются с помощью спутниковых данных, информации с ближайших прибрежных метеостанций или реанализа. Прямых измерений, под которыми мы понимаем проведение специальных метеорологических измерений с борта судна, находящегося в акватории полыньи, единицы. Подобные измерения являются чрезвычайно ценными как с точки зрения верификации данных спутниковых наблюдений, так и модельных расчетов [1]. К одному из таких экспериментов можно отнести измерения, выполненные с борта нор-

вежского научно-исследовательского судна «Helmer Hanssen» в рамках экспедиции, организованной Норвежским Полярным институтом в январе 2012 г. по изучению зимних морских экосистем в районе полыньи.

Для оценки турбулентных потоков явного и скрытого тепла с акватории полыньи мы использовали алгоритм, разработанный в отделе взаимодействия океана и атмосферы ААНИИ [3]. В его основе лежит полуэмпирическая теория Мони́на-Обухова [2], обеспечивающая достаточно корректное описание процессов турбулентного обмена в условиях неустойчивого приземного слоя атмосферы. Алгоритм был усовершенствован на основании результатов специальных натуральных экспериментов, выполненных на дрейфующей станции SHEVA [4, 5]. Для оценки турбулентных потоков явного и скрытого тепла используются так называемые интегральные (балковые) формулы, связывающие указанные потоки с наиболее легко измеряемыми метеорологическими параметрами приводного слоя воздуха. Коэффициенты обмена в таких формулах часто задаются как фиксированные величины. В этом случае, как показало сравнение проведенных по ним расчетов с данными прямых (пульсационных) измерений [6], можно получить существенное завышение или занижение величин турбулентных потоков при устойчивой и неустойчивой стратификации в приземном слое атмосферы, соответственно. В используемом нами алгоритме коэффициенты обмена выражаются через так называемые универсальные функции устойчивости [4], при этом коэффициенты обмена являются, строго говоря, величинами переменными. Как правило, в районе арктических полыней преобладают условия сильной неустойчивой стратификации в приводном слое воздуха, обусловленные взаимодействием относительно теплой поверхности (открытая вода, начальные или молодые виды льдов) с холодными воздушными массами, приносимыми из районов, покрытых многолетними льдами. Для такой ситуации мы использовали функции устойчивости, предложенные в работах [7, 8].

Определённая проблема возникает с выбором величины параметра шероховатости поверхности для условий полыньи. Как известно [9], точность измерения разностей температуры и влажности над морем невелика. Это обстоятельство позволяет принять равенство коэффициентов переноса для скорости, температуры и влажности. Таким образом, параметр шероховатости для скорости ветра, потенциальной температуры и влажности воздуха может иметь одну и ту же величину для условий чистой воды. Он определялся в соответствии с рекомендациями, предложенными в работах [9, 10, 11]. При наличии дрейфующего ледяного покрова различной сплоченности использовалась экспериментальная зависимость, полученная по натурным данным для условий прикромочной зоны моря Уэдделла [12, 13].

Данные о температуре, относительной влажности воздуха, скорости ветра и атмосферном давлении, необходимые для расчетов, были получены с помощью судовой автоматической метеорологической станции (Vaisala MAWS410, Финляндия). Датчики, регистрирующие температуру и относительную влажность воздуха в составе этой станции, располагались на высоте 14 м, а датчик скорости ветра на высоте 21 м над уровнем моря. Информация

о температуре подстилающей поверхности (чистая вода, дрейфующий лед) была получена с помощью инфракрасного термометра (Raytek MX4, Германия), установленного на борту судна на высоте 4 м. Сплоченность и видовой состав льда определялся визуально. Все вышеперечисленные данные осреднялись за часовой интервал и служили входными параметрами для оценки турбулентных потоков явного и скрытого тепла.

Суммарная теплоотдача с поверхности полыньи в атмосферу обусловлена не только турбулентным обменом, но длинноволновым радиационным балансом поверхности.

Длинноволновый радиационный баланс, или эффективное излучение земной поверхности, есть разность между собственным излучением земной поверхности и поглощенной ею частью встречного излучения атмосферы. Важно отметить, что в уравнении теплового баланса эффективное излучение представляет собой, как правило, постоянный источник потери тепла подстилающей поверхности. Если летом влияние эффективного излучения маскируется за счет мощного притока тепла от коротковолновой радиации, то зимой (при отсутствии солнечной радиации) его влияние становится основным. Именно такие условия и наблюдались в период наших наблюдений в полынье «Китовая бухта» в январе 2012 г.

Излучательная способность чистой воды принималась равной 0,90. При наличии морского льда излучательная способность подстилающей поверхности варьировалась в пределах 0,96-0,98 в зависимости от возраста льда [14]. Для определения излучательной способности атмосферы существуют несколько подходов, основанных на различных исходных данных. Например, в работе [15] выполнено сравнение ряда методов, наиболее полно обеспеченных натурными данными применительно к полярным районам. Исследования показали, что наилучшим является метод, предложенный в работе [16] и верифицированный по данным, полученным как раз для условий архипелага Шпицберген.

Направления воздушных переносов в приледном слое воздуха определяют две основные ситуации, которые могут возникать в прикромочной зоне [10]: натекание холодного воздуха, сформировавшегося над поверхностью льда на акваторию полыньи, и его перенос в противоположном направлении с воды на лед. Для описания и оценки возможных ситуаций мы проанализировали синоптические условия в интересующем нас районе, воспользовавшись информацией, имеющейся на сайте [www.aari.ru](http://www.aari.ru).

Как уже указывалось выше, анализ синоптической ситуации в районе исследований производился с помощью информации, содержащейся на сайте ГНЦ ААНИИ для соответствующего интервала времени. В период наблюдений на акватории полыньи погода определялась воздействием двух мощных циклонов, образовавшихся в Северной Атлантике. В первой декаде января погодные условия определялись влиянием северной периферии циклона с давлением в центре 963 гПа. Это обусловило поступление в район работ воздушных масс из северной части Баренцева моря и с ледникового купола острова Северо-Восточная Земля. 12–13 января этот циклон, постепенно запол-

няясь (давление в центре повысилось до 1000 гПа), сместился в сторону Скандинавии. В этот период преобладали ветра восточного направления. 14 января в район к северу от архипелага Шпицберген сместился новый циклон (давление в центре 973–983 гПа). Это привело к смене направления ветра на южное. Центр этого циклона 15 января располагался между Гренландией и Шпицбергом, а 16 января он сместился в приполюсной район. Погодные условия в этот период определялись тыловой частью циклона. Направление ветра сменилось на западное. В конце срока произошло заполнение циклона, направление ветра сохранило юго-западное направление. Таким образом, в период с 12 по 16 января наблюдались приземные ветра как с ледовых массивов (с Баренцева моря, с архипелага Шпицберген и центральной части Арктического бассейна), так и из районов открытой воды (северной части Норвежского моря, открытых участков полярной льды). В совокупности это и обусловило характерные условия теплоотдачи в атмосферу, которые будут описаны далее.

Все расчеты осуществлялись с помощью специальных программ, разработанных в отделе взаимодействия океана и атмосферы ААНИИ [17,18].

С учетом представленной выше синоптической ситуации в районе исследований в приводном слое воздуха над полярной льды наблюдались различные по интенсивности потоки тепла от океана в атмосферу. Осредненные за указанные интервалы они представлены в таблице 1.

Таблица 1

Оценки потоков тепла из океана в атмосферу (Вт/м<sup>2</sup>)  
в районе полярной льды «Китовая бухта» в январе 2012 г.

Составляющие	H		LE		B <sub>g</sub>		Q↑	
	I	II	I	II	I	II	I	II
Среднее	145	71	126	84	67	16	338	171
Максимум	274	104	261	118	90	19	625	241
Минимум	0	4	13	59	26	11	84	135

*Примечание.* I этап – 11-13.01.13, II этап – 14-16.01.13. H – вертикальный турбулентный поток явного тепла, LE – вертикальный турбулентный поток скрытого тепла, B<sub>g</sub> – эффективное излучение подстилающей поверхности, Q↑ – суммарный поток тепла с поверхности полярной льды в атмосферу.

Как следует из оценок, приведенных в таблице, турбулентные потоки тепла, наблюдавшиеся на первом этапе работ, практически вдвое превосходили аналогичные величины, зафиксированные на втором этапе. Главная причина, как уже указывалось выше, это направление переноса в приземном слое воздуха, а именно ситуация, формирующаяся при натекании холодного и сухого воздуха на открытую поверхность полярной льды. Эффективное излучение поверхности, как правило, направлено в атмосферу, однако на первом этапе работ отсутствие облачности способствовало увеличению вклада этой составляющей теплового баланса в суммарные теплопотери с поверхности полярной льды. Максимальные значения достигали 383 Вт/м<sup>2</sup>. Оценки теплопотерь с поверхности Арктических полярной льды делались и ранее, например, в работе [19]. Од-

нако эти и подобные расчеты проводились либо по данным ближайших к полынью прибрежных метеорологических станций, либо с использованием данных реанализа. И в том, и в другом случае подобные расчеты не отличаются высокой точностью и репрезентативностью по ряду объективных причин. Преимущество нашего подхода заключается в использовании данных стандартных и специальных метеорологических наблюдений, выполненных непосредственно на акватории польньи.

Результаты, полученные в январе 2012 г., не являются пионерскими. Впервые специальные измерения условий энергомассообмена в приводном слое воздух на акватории польньи «Китовая бухта» были выполнены с борта отечественного научно-исследовательского ледокола «Отто Шмидт» 3–6 февраля 1986 г. Представляется интересным сравнить не только собственно метеорологические условия, наблюдавшиеся в разные годы, но и величины теплопотерь с поверхности польньи, рассчитанные по одной и той же методике.

В таблице 2 представлены некоторые статистические оценки метеорологических условий для указанных периодов времени.

Таблица 2

Метеорологические условия на акватории польньи в 1986 и 2012 гг.

Характеристики, год	$T_{1986}$	$\Delta T_{1986}$	$W_{1986}$	$T_{2012}$	$\Delta T_{2012}$	$W_{2012}$
Среднее	-11.4	-6.5	12.5	-4.7	-4.1	9.2
СКО	5.2	5.4	5.0	3.8	3.2	4.1
Максимум	0.1	2.0	22.0	2.5	1.8	20.0
Минимум	-18.5	-17.3	1.0	-14.6	-11.7	1.9

*Примечание.*  $T$  – температура воздуха, °C;  $\Delta T$  – разность температур воздух/вода, градусы;  $W$  – скорость ветра, м/с; СКО – данные, полученные с ледокола «Отто Шмидт».

Таблица 3

Осредненные оценки потоков тепла из океана в атмосферу ( $Вт/м^2$ ) в районе польньи «Китовая бухта» в феврале 1986 и 2012 гг.

Характеристика	$H$	$LE$	$B_g$	$Q\uparrow$
Среднее 1986 (2012)	191(111)	96(106)	43(45)	328(263)
СКО 1986 (2012)	184(86)	75(63)	23(31)	269(163)
Максимум 1986 (2012)	563(274)	241(261)	94(90)	869(625)
Минимум 1986 (2012)	0(-30)	1(3)	18(0)	21(-4)

*Примечание:* обозначения те же, что и таблице 1.

Как видно из этой таблицы, условия 1986 г. в значительной степени отличались от наблюдавшихся в 2012 г. В первую очередь это касается температуры приземного слоя воздуха, которая в 1986 г. в среднем была на 7 градусов ниже перепада температур воздух/подстилающая поверхность. Также наблюдались и более интенсивные ветра, в среднем на 3 м/с выше. Ледовый класс ледокола «Отто Шмидт» позволил проникнуть во внутренние прикромочные районы польньи. Как показали данные визуальных наблюдений, в 1986 г. акватория польньи больше чем в 2012 г., была занята дрейфующими

льдами, включая многолетние, однолетние и молодые льды сплоченностью до 10 баллов. В совокупности это привело к более сложной картине теплоотдачи с поверхности полыньи. В таблице 3 сравниваются осредненные оценки теплопотерь с поверхности полыньи в 1986 и 2012 гг., соответственно.

Видно, что максимальные величины турбулентных потоков явного тепла, а также суммарной теплоотдачи в 1986 г. были значительно выше по сравнению с условиями, наблюдаемыми в 2012 г. В то время как потоки скрытого тепла и эффективное излучение поверхности оказались очень близки (как средние, так и максимальные оценки). Термической и динамической неоднородностью подстилающей поверхности (открытая вода, льды различной сплоченности, толщины и заснеженности) обусловлен заметный разброс расчетных величин (оценки СКО) в 1986 г. относительно средних значений. При этом средние оценки для обоих периодов оказались в значительной степени близки.

Таким образом, можно сделать заключение, что экстремальные величины теплоотдачи с поверхности полыньи определяются температурными контрастами на границе раздела воздух–подстилающая поверхность и скоростью ветра, а наличие дрейфующих льдов, включая льды местного происхождения (молодой лед), уменьшают суммарные теплопотери и приводят к значительной пространственной неоднородности потоков тепла.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 05-12-0078), ЦНТП Росгидромета (раздел 1.5.7) и государственного контракта № 16.420.12.0002.

### Литература

1. Ретина И.А., Чечин Д.Г. Влияние полыней и разводий в Арктике на структуру атмосферного пограничного слоя и региональный климат // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9. № 4. С. 162–170.
2. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Труды Геофизического института АН СССР. 1954. № 24 (151). С. 163–187.
3. Взаимодействие океана и атмосферы в Северной полярной области. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 176 с.
4. Макитас А.П., Иванов Б.В., Тимачев В.Ф. Сравнение параметризаций турбулентного энергообмена в устойчиво–стратифицированном приземном слое атмосфере // Проблемы Арктики и Антарктики. 2012. № 3 (93). С.5–16.
5. Grachev A.A., Andreas E.I., Fairall C.W. et al. SHEBA flux-profile relationships in the stable atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorology. 2007. V. 124. P. 315–333.
6. Persson P.O.G., Fairall C.W., Andreas E.L. et al. Measurements near the atmospheric surface flux group tower at SHEBA: near-surface conditions and surface energy budget // J. Geophys Res. 2002. V. 107. doi: 10.1029/2000JC000705.
7. Businger J.A., Wyngaard J.C., Izama I., Bradley E.F. Flux–profile relationships in the atmospheric surface layer // J. Atmospheric Sci. 1971. V. 28. P. 181–189.
8. Dyer A.J., Hicks B.B. Flux–gradient relationships in the constant flux layer // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1970. V. 96. P. 715–721.

9. *Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 287 с.
10. *Китайгородский С.А., Волков Ю.А.* О параметре шероховатости морской поверхности и расчете турбулентных потоков количества движения в приводном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1965. Т. 1. № 9. С. 973–988.
11. *Smith S.D.* Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 467–472.
12. *Andreas E.L., Tucker W.B., Ackley S.F.* Variation of the drag coefficient across the Antarctic marginal ice zone // MIZEX Bulletin. 1984. V. III. P. 63–71.
13. *Andreas E.L., Jordan R.E., Makshtas A.P.* Parameterizing turbulent exchange over sea ice: The Ice Station Weddell results // Boundary–Layer Meteorology. 2005. V. 114. P. 439–460.
14. *Богородский В.В., Гаврило В.П.* Лед (Физические свойства. Современные методы гляциологии). Л.: Гидрометеиздат, 1980. 383 с.
15. *Makshtas A.P., Andreas E.L., Svyashchennikov P.N., Timachev V.F.* Accounting for clouds in sea ice models // Atmospheric research. 1999. V. 52. P.77–113.
16. *Koning-Langlo G., Augstein E.* Parameterization of the downward long–wave radiation at the Earth’s surface in Polar Regions // Meteorol. Z. 1994. V. 3. P. 343–347.
17. *Макишас А.П., Иванов Б.В., Тимачев В.Ф.* Расчет турбулентных потоков тепла в полярных районах (FLUX). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, №2011619504. 16.12.2011.
18. *Макишас А.П., Иванов Б.В., Тимачев В.Ф.* Расчет составляющих длинноволнового радиационного баланса (BEFF). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, №203612822. 13.03.2013
19. *Попов А.В., Карелин И.Д., Рубченя А.В.* Роль зимних заприпайных полыней в формировании ледовых условий в морях Сибирского шельфа в летний период // Метеорология и гидрология. 2007. № 9. С. 65–73.

## **Газопроницаемость морского льда: моделирование и оценка потоков**

***Р.С. Бортковский***

Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, г. Санкт-Петербург

Наблюдаемые изменения ледового режима полярных морей вызывают повышенный интерес к балансу парниковых газов и кислорода в Арктике и Антарктике. Натурные измерения более 30 лет назад показали, что морской лед хорошо пропускает углекислый газ [1, 2], но мнение о непроницаемости морского льда для газов распространено до сих пор [3].

Моделируется газоперенос через лед и при росте его толщины, и при стаивании. Процессы во льду и в подледном слое воды в эти сезоны существенно различаются. Нарастание льда происходит в основном на его нижней



поверхности, стайвание – и сверху и снизу. При нарастании льда из него вытекает рассол, и в толще льда остаются полости, заполненные рассолом и воздухом. При таянии под лед просачивается пресная вода. В этот период лед оказывается почти пресным, распресняется и подледный слой моря.

Подходы к моделированию и анализу режимов нарастания и таяния льда почти одинаковы. Численно решается система уравнений движения, баланса тепла, соли и кинетической энергии турбулентности. Различаются лишь начальные профили параметров структуры верхнего квазиоднородного слоя моря и функции источников-стоков, входящие в уравнения системы. Решение системы определяет турбулентный перенос субстанций подо льдом, в частности, газоперенос.

Ледовый покров – структура, состоящая из пресного льда и каналов, заполненных газом либо жидкостью (рис. 1). Фикковская диффузия газов через морской лед находится с использованием коэффициента обмена, зависящего от температуры, солёности и порозности льда.

### Свойства морского льда

Ото льда, образующегося при замерзании пресной воды, морской лед отличается наличием множества пор, заполненных либо жидкостью – рассолом, либо воздухом. Газопроницаемость пор заметно превышает проницаемость сплошного, лишённого пор, льда.

Поры, расположенные на одной вертикали, соединяются друг с другом, образуя канал, пронизывающий морской лед сверху донизу. Распределение во льду пор, заполненных рассолом и газом, по горизонтали неоднородно – в их вытянутых скоплениях концентрация пор значительно выше, чем во льду в среднем.

### Газоперенос через лед

Поток газа через лед определяется как фикковская диффузия через твердую пластину:

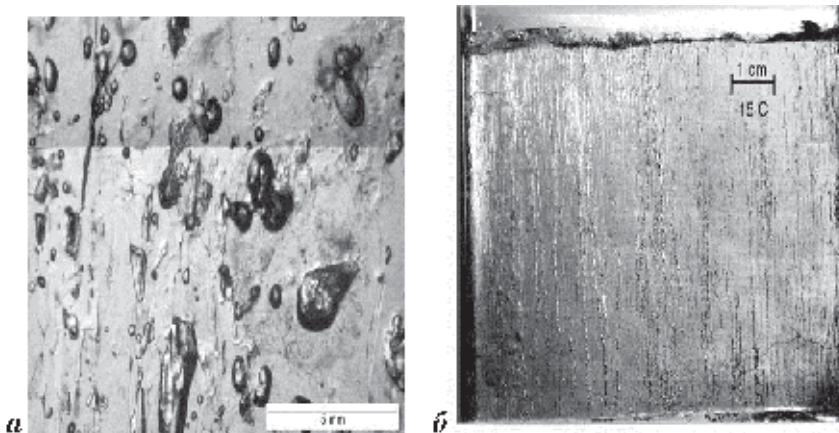
$$F = -KD(CH - C0)/H, \quad (1)$$

где  $F$  – поток,  $KD$  – коэффициент газообмена (диффузии),  $CH$  и  $C0$  – концентрации газа на нижней и на верхней поверхностях пластины,  $H$  – толщина пластины. Диффузия газа происходит в основном через полости, заполненные рассолом или газом. Коэффициент диффузии записывается в форме [4]:

$$KD = (1 - VG - VB)KF + VB KB + VG KG, \quad (2)$$

где  $VG$ ,  $VB$  – относительный объем полостей, заполненных газом и рассолом,  $KF$ ,  $KB$ ,  $KG$  – коэффициенты диффузии через пресный сплошной лед, рассол и газ, соответственно.

Зависимости относительных объемов рассола  $VB$  и газа  $VG$  от средних (по толщине) температуры  $T$  и солёности  $S$  льда известны [5, 7], хотя для интервала температуры от 0 до  $-2^\circ\text{C}$  необходимо их уточнение. Средняя температура льда находилась как полусумма температуры воздуха у поверхности льда и температуры замерзания воды у нижней его поверхности. Коэффициенты диффузии кислорода и  $\text{CO}_2$  в воде и в воздухе при различной температуре



**Рис. 1.** Микроструктура однолетнего морского льда. *a* – вертикальный разрез льда с полостями, заполненными рассолом и воздухом [5]; *b* – вертикально направленные каналы в том же разрезе льда[6]

приведены во многих источниках. Получены выражения, определяющие коэффициенты диффузии кислорода и  $CO_2$  через морской лед при его известной температуре и солёности [4]. Относительный объем рассола в морском льду, %, аппроксимируется [5] выражением:

$$VB = 19.37 + 38.18S * 0.91T^{0.69}, \quad (3)$$

а полная порозность определяется как функция  $VB$ . Основные трудности при определении диффузии газов через морской лед связаны с недостатком экспериментальных данных.

### Модель газообмена в верхнем слое океана

При моделировании структуры верхнего 200-м слоя океана (ВСО) методом прогонки реализуется численное решение системы уравнений ВСО. Система описывает нестационарный процесс, адаптирующийся к граничным условиям.

Показано [8], что учет горизонтальной неоднородности при определении вертикальных турбулентных потоков в ВСО, как правило, не приводит к заметным погрешностям. Учитывается плотностная стратификация ВСО, в частности, условия свободной конвекции. Присутствие льда учитывалось при построении начальных профилей всех элементов структуры ВСО.

### Результаты расчетов

Рассмотрены условия в центральной части Чукотского моря (74°с.ш., 166°з.д.) как в период появления и роста льда, так и в период таяния. Вертикальные профили температуры воды, солёности, содержания кислорода, скорости и направления ветра как начальные условия взяты из электронного атласа (<http://data.oceaninfo.info/atlas/Chyk/1-1.html>). Вертикальные профили концентрации  $CO_2$  основаны на вычислениях по данным ААНИИ-ЕСИМО о

профилях  $pH$  и о щелочности морской воды. При росте льда рассматривалось воздействие на структуру подледного слоя дренажа рассола, при таянии – стока талой воды с верхней и нижней поверхностей льда. Профили составляющих скорости течения определялись по формулам Экмана.

Средние по месяцам толщины льда, потоки кислорода и  $CO_2$  через лед, г/(см<sup>2</sup> с).

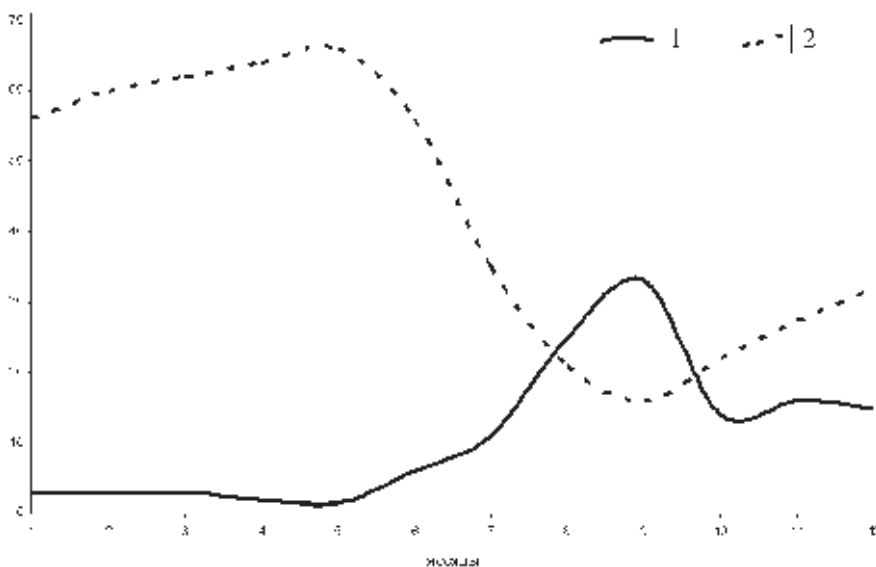
Месяц	Толщ. льда, см	$O_2 \times 10^8$	$CO_2 \times 10^{11}$
1	56	0.80	0.60
2	60	0.76	0.55
3	62	0.74	0.50
4	64	0.72	0.49
5	66	0.70	0.47
6	<b>56</b>	<b>0.81</b>	<b>-1.10</b>
7	<b>35</b>	<b>1.80</b>	<b>-2.50</b>
8	<b>21</b>	<b>4.10</b>	<b>-5.55</b>
9	<b>16</b>	<b>6.00</b>	<b>-7.16</b>
10	22	4.90	2.50
11	28	4.80	2.48
12	32	4.70	2.30

*Примечание.* Жирным шрифтом выделены значения в режиме таяния льда.

Определялся диффузионный поток  $CO_2$  и кислорода через лед (таблица), а на основе численного решения системы уравнений, описывающей структуру ВСО, находился турбулентный перенос газов в подледном слое воды. Направление диффузионного потока через лед определяется знаком разности между парциальным давлением газа в атмосфере и его насыщающим давлением подо льдом. Направление турбулентного потока в воде зависит от знака вертикального градиента концентрации газа в воде. Направления диффузионного и турбулентного потоков могут не совпадать. Газоперенос через морскую поверхность при отсутствии льда оценивался по широко применяемой методике [9].

Найдено, что поток  $CO_2$  через лед толщиной 15 см составляет более 30% величины потока газа через морскую поверхность, свободную ото льда. Поток кислорода через такой лед оказывается даже больше, чем через водную поверхность. Это объясняется тем, что поток через морскую поверхность сильно зависит от скорости ветра и при слабом ветре оказывается очень малым. Потоки через лед определяются только свойствами льда и перепадами концентрации газа между его верхней и нижней поверхностью.

Модули потоков через лед закономерно уменьшаются с ростом толщины льда, видимая зависимость от толщины льда турбулентных потоков в воде отсутствует. Это понятно, т.к. потоки через лед обратно пропорциональны его толщине, а турбулентные потоки в воде определяются как произведение коэффициента турбулентного обмена на градиент свойства.



**Рис. 2.** Отношение переноса  $CO_2$  через лед к переносу через водную поверхность, % (1), и толщина льда, см (2)

Коэффициенты турбулентности в верхней части квазиоднородного слоя моря растут с глубиной, градиенты газосодержания могут на разных уровнях иметь разные знаки.

Полученные результаты характеризуют поступление газов из атмосферы в море, т.е., инвазию, лишь турбулентный поток  $CO_2$  в воде направлен из моря в атмосферу. Различие в направлении газопереносов в воде определяется тем, что концентрация  $CO_2$  растет с глубиной, а кислорода – убывает. Отмечено, что зимой концентрация  $CO_2$  подо льдом растет [10]. С этим согласуются найденные выше направления газопереноса: диффузионный, во льду, направлен в море, турбулентный, в воде, в атмосферу.

### Заключение

На основе определения коэффициентов диффузии  $CO_2$  и кислорода через морской лед с использованием численной модели верхнего квазиоднородного слоя океана получены оценки потоков этих газов как в самом ледовом покрове моря, так и в расположенном ниже поверхности льда слое воды.

Показано, что газоперенос через лед оказывается не всегда пренебрежимо малым по сравнению с газопереносом через свободную ото льда морскую поверхность, а при малой толщине льда и малой средней скорости ветра может даже его превосходить (рис. 2).

Установлено, что направления потоков в воде и во льду могут быть противоположными, что определяется различиями знаков градиентов концентрации газов в подледном слое воды и во льду.

## Литература

1. *Gosink T.A., Pearson J.G., Kelley J.J.* Gas movement through sea-ice // *Nature*. 1976. V. 263. P. 41–42.
2. *Kelley J.J., Gosink T.A.* Gases in the sea-ice // Rep. № 14-760331. Fairbanks: Inst. Marine Sci. Univ. of Alaska. 1979. P. 107.
3. *Bates N.R., Johnson R.J., Pegulgnat A.C. et al.* An increasing CO<sub>2</sub> sink in the Arctic Ocean due to sea-ice loss // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. L23609, doi:10.1029/2006GL027028
4. *Бортковский П.С.* К оценке диффузии кислорода и углекислого газа через морской лед // *Известия РАН. Физика атмосферы океана*. 2012. Т. 48. № 4. С. 602–607.
5. *Kovacs A.* Sea Ice. Estimating the Full-Scale Tensile, Flexural, and Compressive Strength of First-Year Ice. Parts I and II. September 1996, CRREL REPORT.
6. *Light B., Maykut G.A., Grenfell T.C.* Effects of temperature on the microstructure of first-year Arctic sea ice // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. № C2. P. 30–51. doi:10.1029/2001JC000887
7. *Зубов Н.Н.* Льды Арктики. М.: Изд-во Главсевморпути, 1945. 359 с.
8. *Бортковский П.С., Егоров Б.Н.* Оценка применимости одномерной модели верхнего квазиоднородного слоя в ключевых районах Мирового океана // *Тр. ГГО*. 2010. Вып. 561. С. 67–83.
9. *Wanninkhof R.* Relationship between Wind Speed and Gas Exchange over the Ocean // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № C5. P. 7373–7382.
10. *Semiletov I., Makshtas A., Akasofu S.-I., Andreas E.L.* Atmospheric CO<sub>2</sub> balance: the role of Arctic sea ice // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. № 5. L05121.

## Осреднённое уравнение состояния морской воды и результаты его применения в циркуляционных расчётах в зоне Гольфстрима

*В.А. Соколов, С.П. Анухина*

Государственный океанографический институт имени Н.Н. Зубова, г. Москва,

При чтении курса лекций по «Механике сплошных сред» в 1966–1967 г. на отделении геофизики физфака МГУ в разделе «Моделирование процессов в атмосфере и океане» академик А.М. Обухов особое внимание обращал на согласование масштабов осреднения используемых в моделях уравнений. По мнению Обухова, невыполнение этого условия должно приводить к нарушению энергетического баланса в моделируемой системе. Несогласованности масштабов осреднений используемых в моделях циркуляции морских вод уравнений стала возникать после применения в эти модели различных вариантов нелинейных уравнений состояния морской воды, учитывающих эффекты её сжимаемости и уплотнения при смешении. Эти уравнения разрабатывались

для расчётов плотности в точках инструментальных наблюдений температуры – ( $T$ ), солёности – ( $S$ ), давления – ( $P$ ) (далее нелинейные локальные УСМВ). В то же время введение в модели циркуляции морских вод уравнений, полученных для работ в условиях мелкомасштабных процессов, приводило к рассогласованию масштабов осреднений с другими уравнениями, используемыми в этих моделях. В работе [1] на основе обработки гидрологических наблюдений, проводимых в Северной Атлантике в районе течения Гольфстрим, исследовались ошибки, возникающие в диагностической модели геострофической циркуляции при использовании в ней различных локальных нелинейных УСМВ. Было показано, что возникающие при расчётах плотности ошибки, связанные с подстановкой в различные локальные нелинейные УСМВ осреднённых в масштабе одноградусной расчётной сетки значений  $T$ ,  $S$ , имели систематический характер, положительную величину и возрастали с ростом пространственной неоднородности термохалинных полей. Эти ошибки приводили к завышению доступной потенциальной энергии морских вод (далее ДПЭМВ), максимум которой располагался в зоне Гольфстрима. Неравномерное увеличение ДПЭМВ приводило к возрастанию геострофических течений в зоне Гольфстрима на 10–15%, что подтверждало предвидение А.М. Обухова, высказанное им задолго до получения этих результатов. Описанные дефекты устраняются, если выбранное для расчётов плотности локальное нелинейное УСМВ предварительно подвергнуть процедуре его осреднения [2, 3]. Разработке процедуры осреднения локального нелинейного УСМВ произвольной формы, состоящей из методики осреднения УСМВ и методики и эмпирической проверке полученного результата осреднения, посвящена данная работа.

### Постановка задачи и план её решения

Плотность морской воды является нелинейной функцией температуры – ( $T$ ), солёности – ( $S$ ) и давления – ( $P$ ), которая достигает своего максимума при постоянных значениях  $T$  и  $S$  в пределах расчётного объёма (далее объём). Это свойство проявляется при перемешивании морской воды до однородного состояния в исследуемом объёме, поэтому в океанографической литературе оно получило название уплотнения морских вод при смешении [4, 5]. Математическая формулировка этого свойства имеет вид:

$$\Delta\rho = \overline{\rho(T, S, P)} - \overline{\rho(T, S, P)} > 0, \quad (1)$$

где  $\overline{\rho(T, S, P)}$  – плотность, рассчитанная при однородных по объёму значениях  $T$ ,  $S$ , равных их средним по объёму величинам,  $P$  – давление, а  $\overline{\rho(T, S, P)}$  – среднее по объёму значение плотности, полученное с учётом переменных значений  $T$ ,  $S$ ,  $P$  в пределах этого объёма. Во всех современных моделях циркуляции морских вод [6, 7] (далее циркуляционные модели или модели) расчёт плотности морской воды ( $\rho$ ) осуществляется на основе нелинейных УСМВ, полученных для расчётов плотности в точках проведения натурных инструментальных наблюдений  $T$ ,  $S$ ,  $P$ , где масштаб осреднения  $T$ ,  $S$ ,

$P$  определяется линейными размерами датчиков наблюдений (порядка 0.01 м) [8–10] либо выведенными для процессов малых масштабов осреднений на основе уравнений термодинамики [11]. Далее УСМВ такого типа будем называть локальные УСМВ, поскольку они созданы для расчётов плотности в процессах, масштаб которых на несколько порядков меньше масштабов осреднений всех остальных уравнений моделей циркуляции морских вод. Кроме того, на все локальные УСМВ распространяется общее ограничение – они применимы в условиях, когда пространственная неоднородность  $T, S, P$  мала по сравнению с измеренными в точке величинами  $T, S, P$ . Это ограничение, всегда выполняемое в точках инструментальных наблюдений, объясняет отсутствие в локальных УСМВ членов, учитывающих пространственную неоднородность  $T, S$  в окрестности расчётной точки. В циркуляционных моделях реального океана в областях гидрологических фронтальных зон указанное условие невыполнимо. Это обстоятельство, а также расхождение в несколько порядков масштабов осреднений, для которых были получены локальные УСМВ, и условий их использования в моделях типа [6, 7] приводит к ошибкам в расчётах плотности. Массовые количественные оценки таких ошибок, возникающих при диагностическом моделировании циркуляции вод в зоне Гольфстрима, были получены в работе [1]. В ней использовался климатический массив глубоководных  $T, S$  наблюдений, заданных на 18 стандартных гидрологических горизонтах в интервале от поверхности до 1500 м. Массив данных с общим количеством более ста тысяч гидрологических станций глубоководного зондирования океана располагался в северо-западной части Северной Атлантики (СА) в районе Гольфстрима. По этим данным в каждой точке наблюдений рассчитывались на основе различных нелинейных УСМВ значения  $\rho$ , а потом для одноградусных квадратов на всех 18 горизонтах рассчитывались средние значения  $T, S, \rho - \overline{T}, \overline{S}, \overline{\rho(T, S, P)}$ . Затем по полученным значениям  $\overline{T}, \overline{S}$  на основе тех же вариантов нелинейных УСМВ проводился расчёт  $\overline{\rho(T, S, P)}$  на всех горизонтах для указанных одноградусных квадратов, после чего по формуле (1) проводился расчёт  $\Delta\rho$ . Суммарное количество расчётных одноградусных квадратов на всех расчётных горизонтах составило несколько десятков тысяч. Анализ полученных результатов расчётов показал:

- во всех без исключения квадратах выполнялось соотношение (1), соответствующее свойству уплотнения морских вод при смешении;
- величина  $\Delta\rho$  соотношения (1) возрастала с ростом пространственных неоднородностей  $T, S$ , достигая максимума в зоне фронта Гольфстрима (от 0.04 до 0.1 единиц условной плотности) [1, 2].

Далее, по значениям  $\overline{\rho(T, S, P)}$  и  $\overline{\rho(T, S, P)}$ , полученным для каждого локального нелинейного УСМВ, проводились расчёты геострофических течений относительно горизонта 1500 м. Проведённый анализ полученных результатов показал, что за пределами фронта Гольфстрима скорости течений

незначительно отличались друг от друга, однако в зоне Гольфстрима эти отличия приобретали значимые величины, достигавшие в стрежне этого потока 10–15 %.

Из изложенного выше следует.

1. Использование в циркуляционных моделях морских вод для расчётов плотности локальных нелинейных УСМВ является физически некорректной операцией, связанной с различием в несколько порядков масштабов осреднения процессов, для которых были получены используемые для расчётов плотности нелинейные локальные УСМВ и масштабов процессов, исследуемых в циркуляционных моделях типа [6, 7], а также из-за невыполнения требования квазиоднородности значений  $T, S$  в окрестности расчётной точки, связанного с использованием подобных локальных нелинейных УСМВ.

2. Ошибки в расчётах плотности, возникающие в циркуляционных моделях, связанные с использованием в них локальных УСМВ, имеют систематический характер и положительную величину. Они возрастают с ростом  $T, S$  неоднородностей, достигая максимума в зонах гидрологических фронтов, где систематические ошибки в расчётах плотностных течений достигают 10–15 %.

Для использования локальных УСМВ в моделировании процессов много больших масштабов следует, согласно исследованиям, проведённым в [2, 3], предварительно применить к этим уравнениям процедуру их осреднения. Общий вид такой процедуры, применяемой к локальным УСМВ, представляющим плотность в виде аналитических функций  $T, S, P$  с учётом [2, 3] имеет вид:

$$\overline{\rho(T, S, P)} = \frac{1}{\Delta V} \int \int_{\Delta V, \Omega} \Psi \rho(T, S, P) d\Omega dv, \quad (2)$$

где аргументы  $T, S, P$  в пределах объёма осреднения  $\Delta V$  являются аналитическими функциями пространственных координат,  $\Psi$  – функция распределения случайных пульсаций  $T, S, P$ ;  $\Omega$  – пространство пульсаций этих величин,  $\overline{\rho(T, S, P)}$  – осреднённое по объёму  $\Delta V$  значение плотности,  $dv$  – дифференциальный объём, в пределах которого расчёт плотности на основе рассматриваемого локального УСМ корректен.

В работе [3] отмечалось, что в подавляющем большинстве случаев аналитический перевод нелинейного уравнения из локальной (дифференциальной) формы к его осреднённой форме в силу многих причин не имеет точного решения и потому результат их осреднения, как правило, представляется в приближённой форме, требующей дополнительного исследования. По этой причине процедура осреднения УСМВ состоит из двух этапов, состоящих из вывода его приближённой осреднённой формы и проверки эффективности полученного результата осреднения.

Форма (2) в зависимости от способов её применения может быть использована как для вывода осреднённого УСМВ, так и для проверки полученного результата осреднения численно. В первом случае она используется для аналитического вывода приближённой формы осредняемого УСМВ, во втором –



для получения тестового численного результата расчёта средней по объёму  $\Delta V$  величины плотности. Описание такого метода, получившего название тестового метода расчёта плотности, приводится ниже. Далее проводится анализ результатов трёх вариантов массовых расчётов плотности, полученных с помощью традиционного метода –  $\rho_1$ , тестового метода –  $\rho_2$  и на основе полученной осреднённой формы УСМВ –  $\rho_3$ .

### Тестовый метод расчёта плотности

Результаты численного интегрирования (2) с использованием УСМВ в форме [8], представляющего собой алгоритмизированный аналог УСМВ в форме ЮНЕСКО 80 [10], позволяет при сохранении точности расчётов плотности последнего уравнения в несколько раз увеличить скорость расчётов плотности. Проведённые численные эксперименты показали, что при интегрировании по объёму расчётной ячейки  $\Delta V$  с характерными размерами  $10^4$  м по горизонтали и  $10^2$  м по вертикали, с использованием генератора случайных ошибок задания  $T, S$ , с шагом интегрирования по пространству 0.01 м расчёт плотности в одной узловой точке на персональном ПК с частотой 3000 МГц занимал более десяти минут счётного времени. Столь большая продолжительность вычислений объяснялась малым пространственным шагом интегрирования  $\Delta L=0.01$  м, связанным с требованием корректности использования для расчётов плотности локальной формы УСМВ [8], а также с необходимостью проведения пространственной билинейной интерполяции [12] в центр каждого дифференциального объёма  $dv$ , значений  $T, S$ , по данным их значений, расположенных в соседних узлах расчётной сетки. Для достижения приемлемой скорости расчёта плотности в расчётной ячейке  $\Delta V$  (в пределах нескольких секунд) была проведена оптимизация алгоритма её расчёта. Согласно соотношению (1) величина  $\Delta\rho$  обращается в ноль, когда  $T$  и  $S$  внутри исследуемого объёма постоянны в пределах точности измерений их значений. Это обстоятельство позволило для каждого  $\Delta V$  проводить расчёт размеров дифференциальных объёмов  $dv$ , исходя из требования квазиоднородности значений  $T, S$  внутри каждого  $dv$  (изменения  $T, S$  внутри каждого объёма не должны превышать инструментальную точность измерений этих величин –  $\delta T, \delta S$ ). Такой способ численной реализации соотношения (2) при значениях  $\delta T = 0.02^\circ\text{C}$ ,  $\delta S = 0.02\text{‰}$  позволил на четыре–шесть порядков увеличить скорость проведения этих вычислений.

Описанный метод расчёта средней по объёму плотности далее будет называться тестовым методом. На его основе проводились расчёты  $\rho$  по значениям  $T, S$ , заданным на девятнадцати стандартных гидрологических горизонтах в интервале глубин от поверхности до 2000 м с шагом по пространству тридцать миль. Используемые в расчётах  $T, S$  массивы данных были получены на основе численной циркуляционной модели [6] для района Северной Атлантики (СА) с границами от  $40^\circ$  до  $50^\circ$  с.ш. и от  $40^\circ$  до  $50^\circ$  з.д. с шагом по пространству  $0.25^\circ$ , которые для корректного использования геострофической модели циркуляции [4] пересчитывались на шаг  $0.5^\circ$ . По этим данным двумя

разными способами были проведены расчёты  $\rho$  с помощью УСМВ [8]. В первом случае эти расчёты проводились путём подстановки в УСМВ [8] значений  $T, S, P$ , заданных в узлах расчётной сетки (традиционный для численных моделей способ расчёта плотности). Во втором случае они проводились по описанному выше тестовому методу при заданной точности измерений  $T, S, P$ :  $\delta T = 0.02$  °C,  $\delta S = 0.02$  ‰,  $\delta P = 1\%$   $P$ . По значениям плотности, полученным двумя разными способами, проводились расчёты геострофических течений относительно горизонта 2000 м [4] (рис. 1). На рис. 1 представлены схемы течений на поверхности океана, полученные по плотности, рассчитанной традиционным и тестовым методом. Поскольку в пределах точности графического построения эти схемы трудно различимы, то на рис. 1в представлена схема разности течений на рис. 1, а, б. Из анализа рисунков 1а, б, в следует:

- в районе расчётов меандрирующего потока в северо-восточном направлении располагается течение Гольфстрим со скоростями от 25 до 38 см/сек [13];

- традиционный метод расчёта плотности приводит в зоне фронта Гольфстрима к систематическому увеличению модуля геострофических течений на 10–15% и их дополнительной завихренности по отношению к течениям, полученным по плотности, рассчитанной тестовым методом с учётом T-S неоднородностей в расчётных ячейках.

Интенсификация геострофических течений при расчёте плотности традиционным способом имеет простое физическое объяснение. Операция осреднения УСМВ в некоторой степени аналогична фильтрации высокочастотной составляющей результатов расчётов, полученных с помощью неосреднённого УСМВ. Применение такой операции, как правило, приводит к сглаживанию пространственной неоднородности расчётных значений. В данном случае это привело к уменьшению величин пространственных градиентов плотности, которое обеспечило уменьшение геострофических течений.

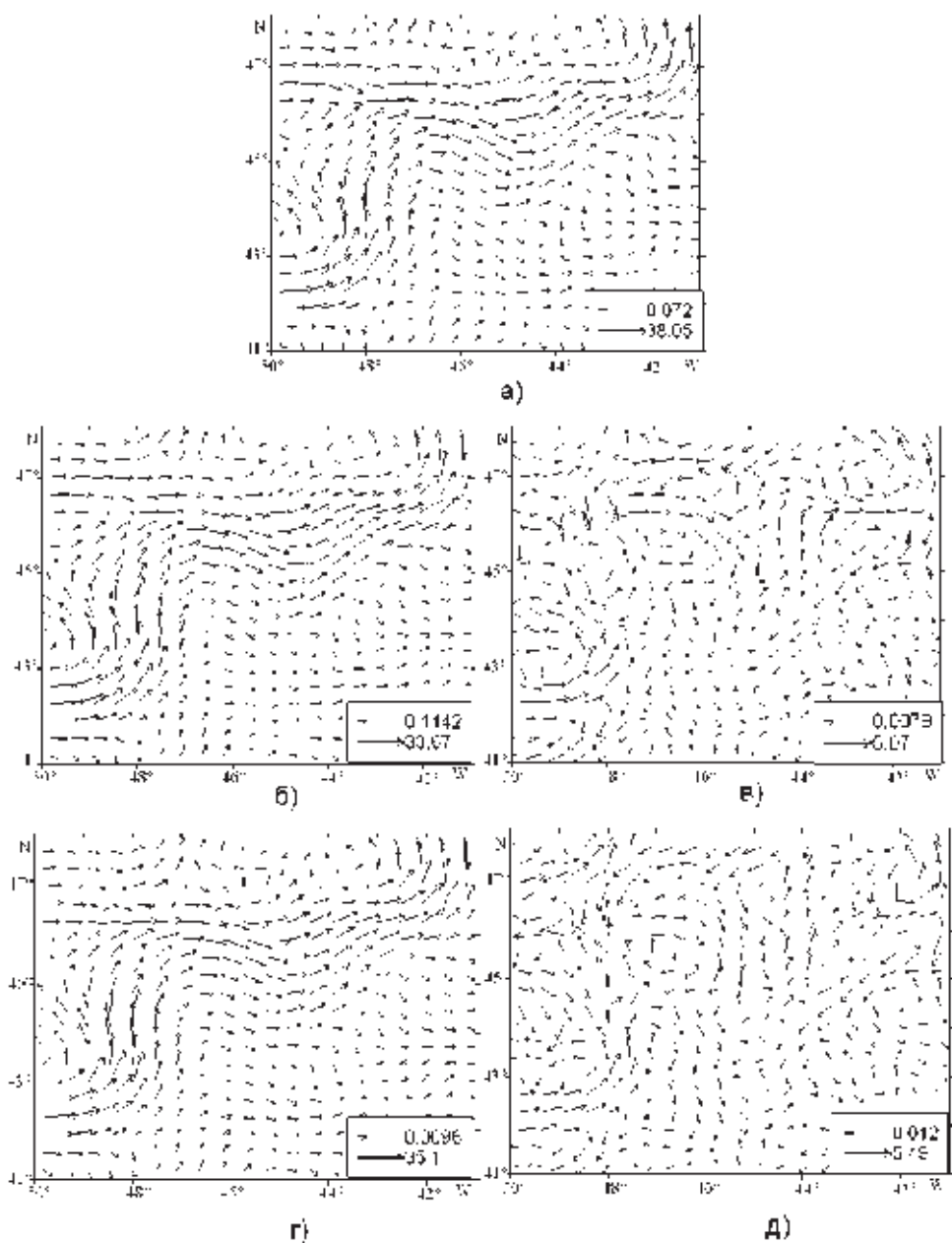
### Методика осреднения УСМВ и результаты её использования

Первый вариант нелинейного УСМВ в форме [5] был опубликован в работе [1], однако полученное в нём решение не удовлетворяло требованию автономности, поэтому входящие в него эмпирические коэффициенты каждый раз требовалось пересчитывать по результатам обработки наблюдений, что представляло определённые трудности. Кроме того, используемая в этой работе методика осреднения УСМВ не отвечала требованиям универсальности и была применима только к УСМВ [2].

В осредняемом УСМВ [8] зависимость  $\rho$  от  $T, S, P$  можно записать в представлении его наиболее значащих членов:

$$\rho = f(T, S, P, T^2, T^2S, T^3, P), \quad (3)$$

где  $T$  – потенциальная температура,  $S$  – солёность,  $P$  – давление в точке инструментальных измерений.



**Рис. 1.** Схемы геострофических течений. *a* – рассчитанных по плотности  $\rho_1$ ; *b* – по плотности  $\rho_2$ ; *c* – по плотности  $\rho_3$ ; *г* – разность между схемами течений на рис. *a* и *b*; *д* – между схемами течений на рис. *a* и *г*

Для аналитического осреднения любого УСМВ в рамках соотношения (2) следует представить величины  $T$ ,  $S$ ,  $P$  в пределах границ расчётного объёма осреднения –  $\Delta V$  в виде аналитических функций. Для такого представления

использовалась применяемая в численных методах кусочно-линейная интерполяция величин  $A = T, S, P$  на межзловое пространство сеточных ячеек [14], в виде:

$$A = A_0 + \Delta A + A', \quad (4)$$

где  $A_0$  – значение  $A$  в точке её разложения с координатами  $x_0, y_0, z_0$ ,  $\Delta A = A_x(x - x_0) + A_y(y - y_0) + A_z(z - z_0)$ , величины  $A_x, A_y, A_z$  – частные производные  $A$  по координатам  $x, y, z$ , величины  $A' = T', S', P'$  – случайные ошибки разложения в ряд (4). Отметим, что разложение  $A$  в ряд (3) не является линейным, поскольку частные производные  $A$  изменяются в пространстве в соответствии с формулами:

$$A_x = \begin{cases} \frac{A_i - A_{i-1}}{\Delta_1 x} = A_{1x} \text{ при } X \in [-0.5\Delta_1 x; 0) \\ \frac{A_{i+1} - A_i}{\Delta_2 x} = A_{2x} \text{ при } X \in (0; +0.5\Delta_2 x] \end{cases}$$

$$A_y = \begin{cases} \frac{A_j - A_{j-1}}{\Delta_1 y} = B_{1y} \text{ при } Y \in [-0.5\Delta_1 y; 0) \\ \frac{A_{j+1} - A_j}{\Delta_2 y} = B_{2y} \text{ при } Y \in (0; +0.5\Delta_2 y] \end{cases} \quad (5)$$

$$A_z = \begin{cases} \frac{A_k - A_{k-1}}{\Delta_1 z} = C_{1z} \text{ при } Z \in [-0.5\Delta_1 z; 0) \\ \frac{A_{k+1} - A_k}{\Delta_2 z} = C_{2z} \text{ при } Z \in (0; +0.5\Delta_2 z]. \end{cases}$$

Здесь величины типа  $\Delta_1 b$  и  $\Delta_2 b$  ( $b = x, y, z, t$ ) соответствуют шагам сетки по координате  $b$  до и после рассматриваемой узловой точки, индексы  $i, j, k$  соответствуют номерам узлов сетки в направлении координат  $x, y, z$ .

Давление  $P$  определялось в форме гидростатического приближения [4, 6]:

$$P = \rho_0 g z, \quad (6)$$

где  $g$  – ускорение силы тяжести, а  $\rho_0 = const$  – среднее по району исследования значение плотности.

После подстановки в (2) УСМВ в форме [10], в котором  $T, S, P$  представлены в виде выражений (4)–(6), и проведения интегрирования полученного сложного полиномиального выражения (сотни членов) полученный результат интегрирования представлял полиномиальную форму с несколькими тысячами членов. После проведение количественного анализа полученного результата и пренебрежения в нём величинами малых порядков получим следующее соотношение:

$$\overline{\rho} = \overline{f(T, S, T^2, TS, T^2 S, T^3, P)} \approx \overline{f(T, S, T^2, TS, T^2 S, T^3, P_0)}, \quad (7)$$

где  $P_0$  – давление в узловой расчётной точке, в окрестности которой проводится осреднение, а чёрточка сверху означает процедуру осреднения, описываемая формой (2). Соотношение (7) означает, что функционально приближённая форма осреднённого УСМВ в точности соответствует неосреднённой форме этого уравнения, в которой вместо значений  $T, S, T^2, TS, T^2S, T^3$  присутствуют средние по пространству значения этих величин, а средние значения степенных функции  $T, S, P$  более высоких порядков представляются в виде комбинаций произведений перечисленных выше средних величин по типу:  $\overline{T^4} \approx \overline{T^2} * \overline{T^2}$ ,  $\overline{T^3SP^2} \approx \overline{T^2} * \overline{S} * \overline{P_0}$  и т.д.. Расчёт значений  $\overline{T}, \overline{S}, \overline{T^2}, \overline{TS}, \overline{T^2S}, \overline{T^3}$  осуществлялся также на основе соотношения (2). Ниже приводятся упрощённые формулы для расчёта  $\overline{T}, \overline{S}, \overline{T^2}, \overline{TS}, \overline{T^2S}, \overline{T^3}$ , при выводе которых члены малых порядков не учитывались:

$$\overline{T} = T_0 + \overline{\Delta T}, \quad (8)$$

$$\overline{S} = S_0 + \overline{\Delta S}, \quad (9)$$

$$\overline{T^2} \approx T_0^2 + 2T_0 \overline{\Delta T}, \quad (10)$$

$$\overline{TS} \approx T_0 S_0 + T_0 \overline{\Delta S} + S_0 \overline{\Delta T}, \quad (11)$$

$$\overline{T^2S} \approx T_0^2 S_0 + 2T_0 S_0 \overline{\Delta T} + T_0^2 \overline{\Delta S}, \quad (12)$$

$$\overline{T^3} \approx T_0^3 + 3T_0^2 \overline{\Delta T}, \quad (13)$$

где  $\overline{\Delta T}$  и  $\overline{\Delta S}$  в случае равенства шагов по горизонтальным осям сетки рассчитываются по формулам:

$$\overline{\Delta A} = \frac{1}{8} (A_{i+1} + A_{i-1} + A_{j-1} + A_{j+1} - 4A_0) + \frac{1}{4(\Delta_1 z + \Delta_2 z)} [(A_{k+1} - A_k) \Delta_2 z - (A_k - A_{k-1}) \Delta_1 z]. \quad (14)$$

Здесь  $A = T, S$ , а  $A_0 = A_{ijk}$  – значение величины  $A$  в узловой точке расчёта плотности.

Совокупность расчётных формул (8)–(14) однозначно определяет все входящие в соотношение (7) величины. При устремлении регулярных и случайных неоднородностей  $T, S, P$  к нулю полученная осреднённая форма УСМВ [8] сходится к её первоначальной неосреднённой форме. Вид полученного решения удовлетворяет требованию автомодельности, поскольку совокупность входящих в него членов, зависящих от масштабов осреднений, позволяет автоматически учитывать изменения масштабов осреднений исследуемых процессов.

## Тестирование полученного осреднённого УСМВ

Апробация полученного варианта осреднённого УСМВ [8] проводилась на основе упомянутых выше модельных значений массивов  $T$ ,  $S$ . По полученному осреднённому УСМВ на основе формул (7) – (14) осуществлялся расчёт плотности –  $\rho_3$  на стандартных гидрологических горизонтах в интервале глубин от 0 до 2000 м, по которым далее проводился расчёт геострофических течений на поверхности океана относительно горизонта 2000 м. Результаты этих расчётов в виде схемы течений представлены на рис. 1 *г*. Для анализа отличий этой схемы течений от аналогичной схемы, рассчитанной по плотности  $\rho_1$  (рис. 1 *а*), которые в пределах точности построения векторов течений плохо различимы, на рис. 1 *д* представлена схема разности течений на рис. 1 *а* и *д*, представляющая собой аналог рис. 1 *в*. Из анализа схем, представленных на рис. 1, следует, что разности геострофических течений, представленные на рисунках 1*в* и *д*, близки по величинам их модулей и направлениям их ориентаций. Следует отметить важное обстоятельство: скорость проведения расчётов плотности на основе осреднённого УСМВ превышала скорость расчётов плотности тестовым методом на четыре – семь порядков. (последняя величина зависела от степени неоднородности  $T$ ,  $S$ ). В то же время скорость расчётов плотности по осреднённому УСМВ была соизмерима со скоростью её расчётов традиционным методом. Это обстоятельство является убедительным аргументом в пользу проведения расчётов плотности в численных моделях на основе осреднённого УСМВ.

Для более детального анализа различий результатов расчётов плотности традиционным ( $\rho_1$ ), тестовым ( $\rho_2$ ) методами и по осреднённому УСМВ [10] ( $\rho_3$ ) вводились характеристики:  $\Delta_1 = \rho_1 - \rho_2$ ,  $\Delta_2 = \rho_1 - \rho_3$ , значения которых рассчитывались на широтном разрезе, пересекающем течение Гольфстрим вдоль 42° с.ш. В таблице приведены величины значений  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  на горизонтах 200 м и 500 м. Все представленные расчёты приведены в единицах условной плотности [1], умноженные на 100.

Таблица

Изменения величин  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  на широтном разрезе

Долгота	311°	311.5°	312°	312.5°	313°	313.5°	314°
$\Delta_1(200\text{м})$	$4.5 \pm 2$	$7.1 \pm 2$	$3.2 \pm 2$	$-0.7 \pm 2$	$-0.6 \pm 2$	$-0.9 \pm 2$	$-0.2 \pm 2$
$\Delta_2(200\text{м})$	$6.4 \pm 2$	$8.5 \pm 2$	$4.1 \pm 2$	$0.2 \pm 2$	$0.2 \pm 2$	$0.3 \pm 2$	$0.0 \pm 2$
$\Delta_1(500\text{м})$	$-2.7 \pm 2$	$-3.1 \pm 2$	$-0.6 \pm 2$	$-2.7 \pm 2$	$5.1 \pm 2$	$4.7 \pm 2$	$3.6 \pm 2$
$\Delta_2(500\text{м})$	$-3.0 \pm 2$	$-3.5 \pm 2$	$-0.2 \pm 2$	$-3.2 \pm 2$	$4.5 \pm 2$	$4.8 \pm 2$	$3.9 \pm 2$

Из анализа приведённых в таблице данных следует:

– результаты расчётов плотности тестовым методом и по осреднённому УСМВ показывают, что в зоне фронта Гольфстрима они имеют значимые от-

личия от расчётов плотности традиционным способом на основе неосреднённого УСМВ;

– расчёты плотности обоих разработанных методов совпадают в пределах случайных ошибок вычислений;

– в зоне фронта Гольфстрима, который с глубиной смещается в восточном направлении, значения плотности, рассчитанной традиционным способом, систематически завышены (проявление свойства уплотнения вод при смешении);

– в зоне фронта Гольфстрима на глубине 500 м на долготах  $311^\circ$  и  $311.5^\circ$  величины  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , представляющие собой оценки уплотнения морских вод при смешении, имеют значимые отрицательные величины, выходящие за пределы случайных погрешностей их вычисления, что указывает на дефекты расчётных значений  $T$ ,  $S$ .

## Заключение

1. В работе показано, что традиционно используемая практика использования в современных моделях циркуляции морских вод нелинейных уравнений состояния морской воды (УСМВ), полученных в условиях малых масштабов осреднений (локальные УСМВ), приводит к систематическим ошибкам в расчётах плотности положительного знака, величины которых возрастают с ростом градиентов термохалинных полей. Это увеличивает скорость геострофических течений в зоне Гольфстрима на 10–15 %.

2. Показано, что появление в циркуляционных моделях, использующих нелинейные локальные УСМВ, систематических ошибок в расчётах плотности связано с отсутствием в этих уравнениях учёта  $T$ ,  $S$  в окрестности расчётной точки.

3. Для исключения выявленных дефектов в определении плотности расчёт её значений в циркуляционных моделях следует проводить по осреднённым в пространстве УСМВ. Разработаны универсальные методики осреднения УСМВ произвольной формы и проверки полученного результата осреднения.

4. На основе разработанных методик получена осреднённая форма УСМВ [8], в которую в явном виде вошли пространственные производные  $T$ ,  $S$ . Полученное уравнение удовлетворяет принципу автомодельности и предельному переходу к её локальной форме при устремлении пространственных неоднородностей  $T$ ,  $S$  к нулю. Использование полученного осреднённого УСМВ [8] позволило исключить отмеченные ранее дефекты расчётов плотности и связанные с ними ошибки в расчётах скоростей плотностных течений в зоне Гольфстрима. Скорость расчётов плотности по осреднённому УСМВ [8] соизмерима со скоростью её расчётов традиционным способом по неосреднённому варианту этого уравнения.

Авторы выражают благодарность Н.А. Дианскому за предоставленные им массивы данных  $T$ ,  $S$ , полученные на основе численной модели [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-05-01215а).

## Литература

1. Соколов В.А. Зависимость коэффициентов уравнения состояния морской среды от масштаба пространственного осреднения // Метеорология и гидрология. 1992. № 1. С. 61–69.
2. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965, 639 с. (1 ч.); 1967, 720 с. (2 ч.).
3. Монин А.С. Теоретические основы геофизической гидродинамики. Л.: Изд-во Ленинградского Ун-та, 1988. 424 с.
4. Лакомб А. Физическая океанография. М.: Мир, 1974. 495 с.
5. Мамаев И.О. Термохалинный анализ вод Мирового океана. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 296 с.
6. Дианский Н.А. Моделирование циркуляции океана. М.: Физматлит, 2013. 271 с.
7. Griffies S.M., Gnanadesikan A., Dixon K.W. et al. Formulation of an ocean model for global climate simulations // Ocean Sci. 2005. V. 1. P. 45–79.
8. Brydon D., San S., Bleck R. A new approximation of the equation of state for seawater, suitable for numerical ocean models // J. Geoph. Res. 1999 V. 104. № C1. P. 1537–1540.
9. Friedrich H., Levitus S. An approximation to the equation of state for sea water, suitable for numerical ocean models. // J. Phis. Oceanogr. 1972. V. 2(4). P. 514–517.
10. International Oceanographic Tables // UNESCO Technical Papers in Marine Science 1981. V. 3. № 39. 111 p.
11. The international thermodynamic equation of SeaWater-2010: Calculation and use of thermodynamic properties // Intergovernmental Oceanographic Commission, Manuals and Guides. 2010. № 56 UNESCO (English). 196 p.
12. Ефимов Н.В. Высшая геометрия. М.: Наука, 1978. 338 с.
13. Стоммел Г. Гольфстрим. М.: Иностранная литература, 1963. 226 с.
14. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980. 535 с.



## Часть VI. Распространение волн

### Реализация идей А.М. Обухова о наземном дистанционном зондировании нижней тропосферы акустическими и электромагнитными волнами

*М.А. Каллистратова<sup>1</sup>, Р.Д. Кузнецов<sup>1,2</sup>, И.В. Петенко<sup>1,3</sup>*

<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Финский метеорологический институт, г. Хельсинки

<sup>3</sup>Институт Наук об атмосфере и климате, г. Рим

В работах А.М. Обухова [1–4], опубликованных более полувека тому назад, были заложены основы теории распространения и рассеяния звуковых и электромагнитных волн в турбулентной атмосфере. На этой теории базируются современные методы наземного дистанционного зондирования атмосферы, используемые во всём мире. Рассмотрим каждую из публикаций этого цикла, который можно назвать "Волны и турбулентность".

Значение статьи *О рассеянии звука в турбулентном потоке* (1941) [1] выходит далеко за рамки её названия. В ней изложен общий подход к проблеме распространения волн в случайно-неоднородных средах, который впоследствии использовался при решении многих геофизических задач. Здесь впервые было введено понятие пространственного спектрального тензора случайного поля скоростей и показано, что поперечное сечение рассеяния звуковой волны пропорционально интенсивности той спектральной компоненты поля скоростей, пространственная частота которой удовлетворяет условию Брэгга. Сама постановка задачи – вывод "локального" уравнения рассеяния – подразумевала возможность определения спектра турбулентности в выделенном объёме среды.

В работе *О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света* (1953) [2] разработана волновая теория флуктуаций амплитуды и фазы волн в случайных средах. Показана необходимость учёта дифракционных эффектов в том случае, когда дифракционный масштаб (радиус первой зоны Френеля) становится сравнимым с масштабом турбулентных неоднородностей. При этом впервые для статистических задач был использован метод, разработанный ранее С.М. Рытовым для анализа дифракции света на ультразвуке [5]. Методика, предложенная А.М. Обуховым, получила впоследствии широкое распространение под названием "метода плавных возмущений" [6]. Были объяснены расхождения результатов измерений флуктуаций амплитуды волны [7, 8] с теоретическими расчётами В.А. Красильникова, сделанными в приближении геометрической акустики (оптики) [9, 10], и подтверждена обоснованность этого приближения для расчёта флуктуаций

разности фаз. Была показана необходимость учёта дифракции при рассмотрении мерцания звёзд. В заключение работы отмечено, что практический интерес представляет обратная задача: "на основе статистического анализа наблюдений пульсаций интенсивности света (мерцания звёзд) или характеристик звукового поля получить оценки для характеристик атмосферной турбулентности".

В работе, написанной в соавторстве с В.А. Красильниковым (1956), *О распространении волн в среде со случайными неоднородностями коэффициента преломления* [3] с единой точки зрения рассмотрены теоретические и экспериментальные результаты по распространению света, звука и радиоволн в турбулентной атмосфере. Последовательно применив теорию локально однородной и изотропной турбулентности, авторы получили простые формулы для флуктуаций разности фаз и логарифма амплитуды в предельных случаях малых и больших значений волнового параметра. Основываясь на "законе 2/3" Колмогорова-Обухова, авторы показали, что интенсивность флуктуаций зависит от единственного параметра турбулентности: структурной характеристики показателя преломления волн  $C_n^2$ . Для оптических волн величина  $C_n^2$  определяется структурной характеристикой температуры  $C_T^2$ , для радиоволн – температуры и влажности,  $C_T^2$  и  $C_q^2$ , для звуковых волн – температуры и скорости ветра,  $C_T^2$  и  $C_V^2$ . Полученные в работе зависимости флуктуаций уровня сигнала от расстояния, а также их абсолютные значения оказались в хорошем согласии с экспериментальными результатами [8,11]. В конце статьи авторы снова упоминают о том, что "изложенная теория открывает возможность решения обратной задачи: определения структурной характеристики турбулентности по результатам акустических измерений".

Статья *О структуре температурного поля и поля скоростей в условиях свободной конвекции* (1960) [4] примыкает к тому же циклу, поскольку в ней получен закон изменения структурной характеристики температуры  $C_T^2$  с высотой ("закон -4/3"). Показана связь величины  $C_T^2$ , которая может быть определена из измерений флуктуаций света и/или звука, с важнейшим для численного прогноза погоды параметром – турбулентным потоком тепла. Сделанные в работе количественные оценки находились в согласии с данными наблюдений [12].

Таким образом, этот цикл работ А.М. Обухова положил начало сразу двум большим направлениям исследований: 1) распространение волн в турбулентной атмосфере, и 2) зондирование атмосферы электромагнитными и звуковыми волнами.

### **Краткая история возникновения цикла работ "Волны и турбулентность" и развития этих исследований в ИФА РАН**

Тематика этого цикла выходила за рамки основных интересов А.М. Обухова, который в 1940–50 гг. получил всемирно известные результаты в области вероятностного описания метеорологических полей, а также в области

исследования мелкомасштабной структуры развитых турбулентных течений и влияния на неё термической стратификации.

Интерес к радиофизическим задачам возник у А.М. Обухова под влиянием его друга, известного акустика В.А. Красильникова. После окончания МГУ тот был "распределён" в г. Горький (Нижний Новгород), где существовала передовая радиофизическая школа. Под руководством А.А. Андропова, ученика Л.И. Мандельштама и создателя теории автоколебаний, В.А. Красильников развил представление о едином механизме колебательных и волновых процессов различной природы. Вернувшись в Москву, он стал работать под руководством С.Э. Хайкина в созданном О.Ю. Шмидтом Институте теоретической геофизики, где в то время А.М. Обухов был аспирантом А.Н. Колмогорова.

Работа в одном Институте положила начало полувековой дружбе и чрезвычайно плодотворному сотрудничеству. Интерес А.М. Обухова к распространению звуковых волн объяснялся, по-видимому, тем, что в первой же публикации В.А. Красильникова в 1941 г. [13] был сделан акцент на возможность применения звука для зондирования атмосферной турбулентности<sup>1</sup>. Флуктуациями света от звёзд А.М. Обухов заинтересовался также благодаря В.А. Красильникову, получившему данные от С.Э. Хайкина, который ранее работал в Пулковской обсерватории и был хорошо знаком с проблемами мерцания и дрожания изображений звёзд в телескопах. Расчёты флуктуаций фазы звука, света и УКВ [18,10,19] базировались на идеях А.М. Обухова о мелкомасштабной структуре турбулентности, полученных В.А. Красильниковым "из первых рук" [20]. Результаты этих расчётов, основанных на "законе 2/3" для структурных функций полей скорости [21, 22] и температуры [23], хорошо согласовались с данными фазовых измерений. Таким образом, теория локально-изотропной и однородной турбулентности Колмогорова-Обухова была подтверждена измерениями флуктуаций разности фаз при распространении волн задолго до её прямого подтверждения в микро-метеорологических экспериментах [24, 25]. Этот факт свидетельствует о выдающейся интуиции А.М. Обухова, сразу оценившего перспективность использования звуковых и электромагнитных волн для исследования атмосферной турбулентности.

---

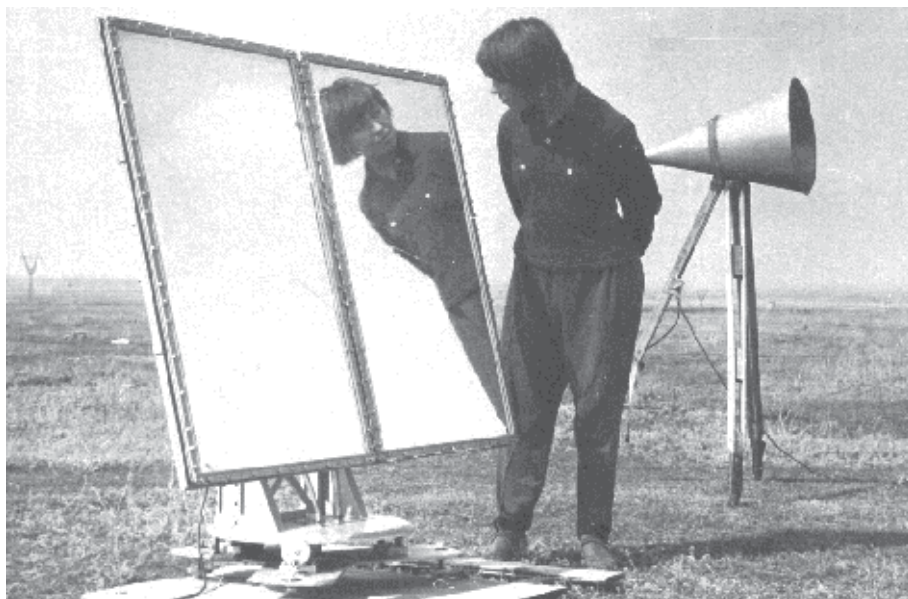
<sup>1</sup>Обуховскую теорию объёмного рассеяния звука на турбулентных неоднородностях [1] высоко оценил известный физик-теоретик Д.И. Блохинцев, который во время войны занимался акустическими исследованиями, связанными с звуковой пеленгацией самолётов. Он опубликовал в 1946 году в журнале Американского акустического общества статью [14], где изложил результаты [1]. В том же номере этого журнала была опубликована статья Г.В. Гилмана и др. [15] по исследованию отражения звука от слоистых атмосферных неоднородностей, ответственных, как предполагалось, за фединги коротких радиоволн. Гилман получил с высот 100–200 м сильно флуктуирующий эхо-сигнал в условиях конвекции, когда вряд ли могли существовать слоистые структуры, и не нашел этому объяснения. Эксперименты были прекращены. Парадоксально, что статью [14] отделяло от статьи [15] лишь немногим более 25-ти страниц текста, но связь этих работ была обнаружена только 25 лет спустя, после перевода книг В.И. Татарского [16, 17] на английский язык.

После работ, выполненных в 1941–60 гг., А.М. Обухов не занимался развитием теории распространения волн, передоверив это своим ученикам (всё самое принципиальное он уже сделал), но был очень озабочен экспериментальной проверкой этой теории. При образовании Института физики атмосферы (ИФА) в 1956 г. он сразу организовал Радио-акустическую лабораторию (РАЛ). В этом ему также помог В.А. Красильников. В качестве заведующего он порекомендовал В.М. Бовшеверова – соавтора своего первого эксперимента по исследованию флуктуаций фазы [13] и направил в новую лабораторию своих талантливых учеников с кафедры акустики МГУ – В.И. Татарского и А.С. Гурвича. Начиная с 1956 г. по инициативе А.М. Обухова на Цимлянской научной станции ИФА (параллельно с проверкой теории мелко-масштабной турбулентности) осуществлялась обширная программа измерений флуктуаций света и звука, а также рассеяния звука в приземном слое. Эти экспериментальные исследования полностью подтвердили обуховские идеи и стимулировали дальнейшее развитие теории распространения волн в работах В.И. Татарского, А.С. Мониной и других отечественных и зарубежных исследователей. На рис. 1 показан электростатический излучатель ИФА, с помощью которого впервые была измерена индикатрисса рассеяния звука [26, 27], подтвердившая теорию рассеяния [1, 17], а также форму трёхмерного энергетического спектра в инерционном интервале турбулентности.

В 1959 г. В.И. Татарский опубликовал (под редакцией А.М. Обухова) монографию [16], в которой изложил с единой точки зрения, уточнил и развил теорию рассеяния волн и флуктуаций параметров электромагнитных и звуковых волн. Для описания турбулентности была применена теория Колмогорова-Обухова. Татарский получил асимптотические формулы для исследуемых явлений, пригодные для прямого практического применения, обобщил и сравнил с теорией полученные в ИФА экспериментальные данные. Книга была переведена на английский язык и опубликована в США. Спустя десятилетие В.И. Татарский опубликовал вторую монографию по той же проблеме [17], дополненную новыми экспериментальными данными и продолжением развития обуховской теории. После появления книг В.И. Татарского на английском языке теория распространения и рассеяния волн в турбулентной атмосфере была признана во всём мире и появилась новая обширная область науки. В США создавались специальные лаборатории и подразделения, основывались новые журналы для публикаций в этой области. Соответствующая теория получила название "теория Татарского", хотя правильнее было бы называть её теорией Обухова-Татарского. Но оригинальные статьи А.М. Обухова на русском языке были малодоступны для зарубежных учёных, а выдающиеся монографии В.И. Татарского [16, 17] действительно были блестяще написаны.

### **Наземное дистанционное зондирование нижней тропосферы**

Для исследований ионосферных слоёв радиоволны применялись с конца 1920-х годов. При этих исследованиях встречались и малообъяснимые тогда



**Рис. 1.** Реверсивный электростатический преобразователь, разработанный в ИФА под руководством В.М. Бовшеверова и А.С. Гурвича, с помощью которого была измерена индикатрисса рассеяния звука на частоте 11 кГц. Цимлянск, 1960 г.

случаи наблюдения эхо-сигнала с высот 1–2 км [28]. Во время 2-ой Мировой войны на экранах радаров в разных регионах были зарегистрированы сигналы, отражённые от гидрометеоров в ливневых осадках, грозовых облаках, тайфунах и ураганах [29]. Военные метеорологи приобрели опыт использования эти данных для качественных краткосрочных прогнозов погоды. После 1945 г. когда радары были рассекречены, такие прогнозы стали использоваться для нужд гражданской авиации. Так родилась "радарная метеорология". С увеличением мощности радаров были получены эхо-сигналы не только от гидрометеоров, но и от "ясного неба" (фигурально их называли "ангелами") [30]. Долгое время, до всеобщего признания теории объемного рассеяния волн на турбулентных флуктуациях, причиной "ангелов" считались отражения от скачков показателя преломления. Идея об использовании рассеяния и флуктуаций акустических и электромагнитных волн для количественных дистанционных измерений характеристик турбулентности в атмосфере, которая была сформулирована А.М. Обуховым ещё в 1940–1950 гг., почти два десятилетия была не востребована – она явно опередила своё время.

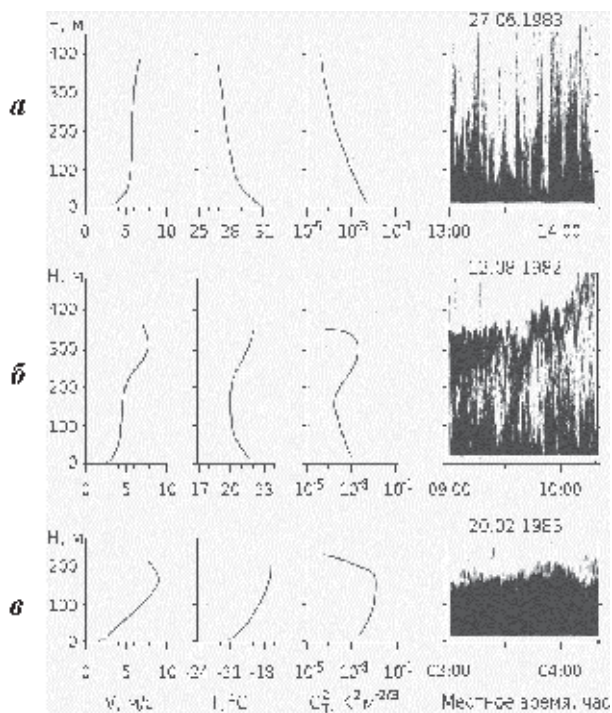
Интенсивное развитие зондирования атмосферного пограничного слоя (АПС) на основе теории рассеяния волн [16, 17] началось в 1970 гг. в США, а затем и во всём мире, после публикации статей С. Г. Литгла [31, 32]. В этих статьях была обоснована необходимость наземного дистанционного зондирования для обеспечения краткосрочных прогнозов региональных погодных явлений, для которого не годились данные стандартного аэрологического зон-

дирования. Вскоре во многих странах было освоено коммерческое производство акустических локаторов (сонаров) и УВЧ радаров с вертикальным разрешением от нескольких метров до нескольких десятков метров. После теоретического и экспериментального обоснования того, что мелкомасштабные турбулентные неоднородности, порождающие эхо-сигнал сонаров и радаров, увлекаются средним ветровым потоком, началось производство доплеровских устройств (так называемых "винд-профайлеров"). Они сделали возможными регулярные измерения профилей скорости ветра на высотах, недоступных метеорологическим мачтам.

Доплеровские трёхкомпонентные моностатические сонары, которые используют обратное рассеяние звука слышимого диапазона, являются самыми простыми и распространёнными во всём мире средствами наземного дистанционного зондирования АПС. Они визуализируют мезомасштабную структуру турбулентности, позволяют различать температурную стратификацию АПС, определять границы приземных и приподнятых инверсий и высоту слоя перемешивания, обнаруживать перемежаемость турбулентности и волновые движения. Сонары измеряют (в высотном диапазоне от нескольких метров до нескольких сот метров) вертикальные профили  $C_T^2$ , профили скорости и направления ветра, профили вертикальной компоненты скорости ветра и её дисперсии.



**Рис. 2.** Группа сотрудников ИФА около антенн доплеровского сонара ИФА, Цимлянск, 1981 г. Слева направо: С.Н. Куличков, А.М. Обухов, М.А. Каллистратова, И. Кедер (Чехословакия), И.В. Петенко, Г.А. Карюкин, Н.С. Тиме



**Рис. 3.** Сопоставления эхограмм моностатического вертикально направленного содара (справа) с профилями скорости ветра, температуры и структурной характеристики температуры  $C_T^2$ , определяющими стратификацию АПС. (Интенсивность цвета на эхограмме пропорциональна интенсивности рассеянного назад акустического излучения). *а* – развитая конвекция, эхограмма имеет вид вертикальных "перьев"; *б* – приподнятая инверсия над слоем развивающейся конвекции; *в* – слой приземной инверсии при сильной устойчивости АПС

В России первые исследовательские акустические локации для зондирования АПС были разработаны в Институте оптики атмосферы СО АН СССР [33, 34] и в Институте физики атмосферы [35–40]. В ИФА дистанционные исследования АПС проводятся с конца 1970 гг. На рис. 2 приведена фотография первой конструкции антенн доплеровского содара ИФА.

Было создано несколько поколений исследовательских содаров, которые применялись в Подмосковье, в Цимлянске, в морских экспедициях, в горах, в пустынях. Отдавая дань своему давнему увлечению мерцанием и дрожанием звёздных изображений, А.М. Обухов уделял особое внимание применению содаров для исследования астроклимата в горных обсерваториях [41, 42]. В 1983 г. он приезжал в Зеленчукскую астрофизическую обсерваторию (САО РАН), где в то время сотрудники ИФА с помощью содара изучали структуру мезомасштабной турбулентности над горой Пастухова, чтобы понять причину плохих изображений звезд в 6-метровом телескопе.

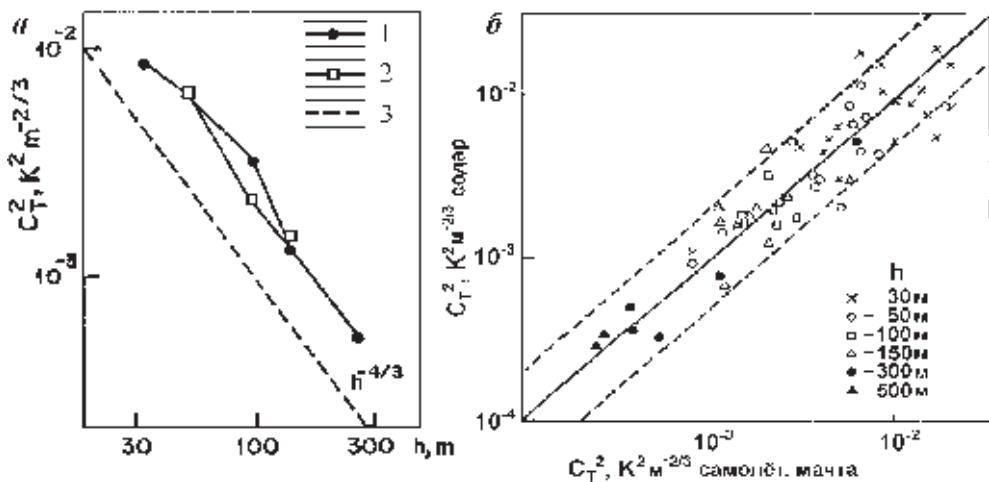


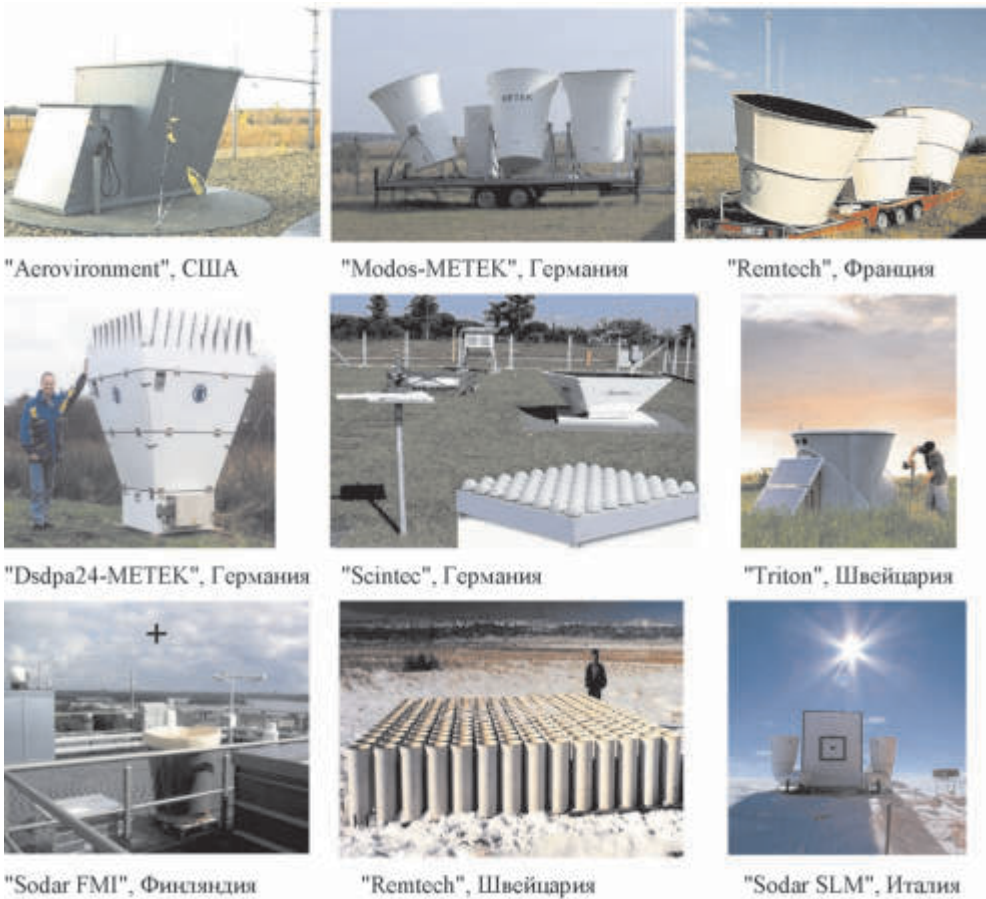
Рис. 4. Профили  $C_T^2$  по синхронным содарным и самолётным измерениям в условиях развитой конвекции 21.06.1979, подтверждающие теорию А.М. Обухова (а) [4]; сопоставления содарных и локальных измерений  $C_T^2$  [35] (б); 1 – содар; 2 – самолёт; 3 – двухкратное отклонение значений  $C_T^2$  от совпадения

В ИФА применению содаров в атмосферных исследованиях предшествовали качественные сопоставления вида высотно-временного хода содарного эхо-сигнала с типом стратификации АПС (рис. 3), а также количественные сопоставления дистанционных измерений с традиционными локальными измерениями (рис. 4). Графики на рис. 4 показывают согласие содарных измерений структурной характеристики температуры  $C_T^2$  с прямыми измерениями на 30-метровой метеорологической мачте и на самолёте, а также подтверждают "закон  $-4/3$ ", который впервые был проверен в работах [43, 44].

Сейчас десятки зарубежных фирм производят коммерчески доступную аппаратуру (доплеровские содары, радары, лидары и системы радиоакустического зондирования на базе содаров либо радаров) для дистанционного исследования атмосферы. На рис. 5 приведено несколько фотографий антенных систем американских и европейских содаров. Коммерческие содары производятся также в Японии, Австралии, Китае и Индии. В России они не производятся, и вовсе отсутствуют доплеровские радары ясного неба, сцинтиллометры и доплеровские лидары.

Все проводившиеся в ИФА дистанционные исследования АПС выполнялись с помощью исследовательских содаров, разработанных и изготовленных в Радиоакустической лаборатории ИФА. В работах, проводившихся в кооперации с зарубежными коллегами, использовалась аппаратура, изготовленная в других странах.



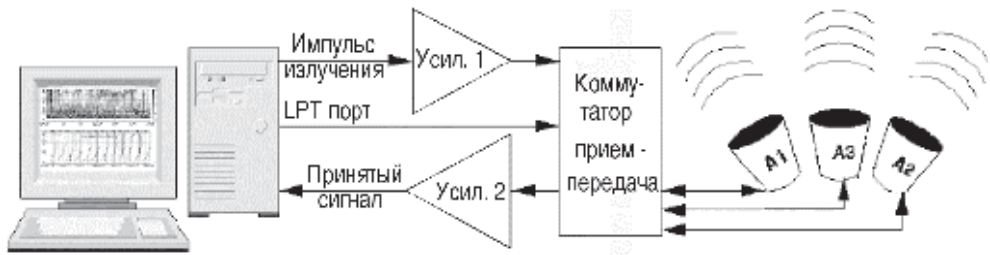


**Рис. 5.** Акустические антенны (в шумозащитных экранах) коммерческих и исследовательских (нижний ряд) зарубежных содаров

### **Дистанционные исследования АПС, проводившиеся в ИФА в 2004-2013 гг.**

#### *Аппаратура для дистанционных исследований*

В 2004 году в ИФА был разработан и испытан доплеровский содар нового поколения Латан-3, основанный на современных компьютерных технологиях и способный работать в автономном режиме с удалённым доступом через Интернет [45]. На рис. 6 приведена блок-схема содара, в котором практически не имеется аналоговых элементов (кроме двух малошумящих усилителей), и всё формирование сигналов осуществляется с помощью звуковой карты персонального компьютера.



**Рис. 6.** Блок-схема доплеровского содара Латан-3. Несущая частота от 1500 до 5000 Гц



Крыша здания ИФА, 2005 г.



Физический факультет МГУ



ЗНС, 2005 г.



Цимлянск, 2006 г.



Шпицберген, 2006 г.



Новолазаревская, 2006 г.



Калмыкия, 2007 г.



ЗНС, 2010 г.

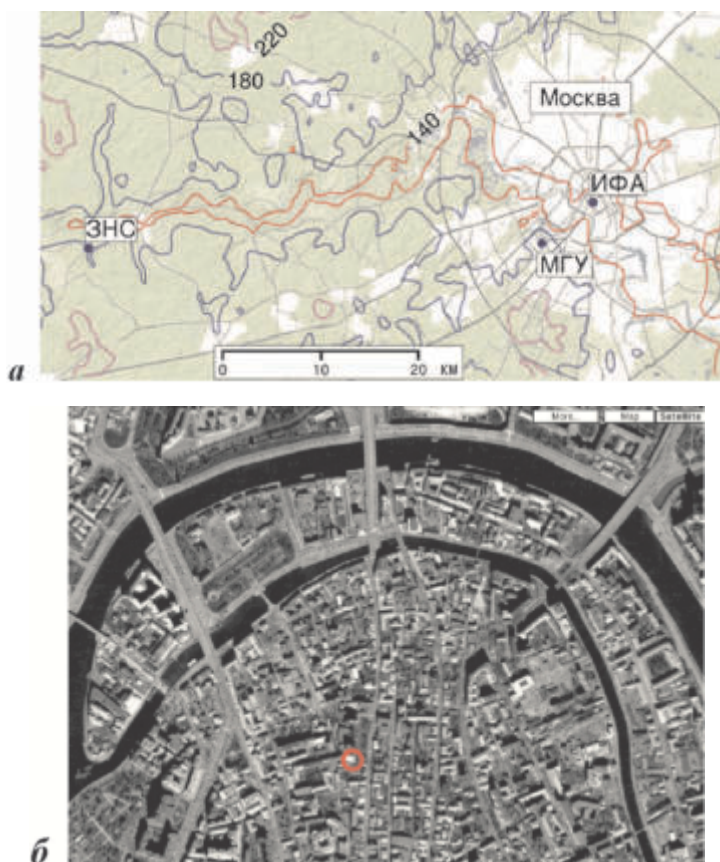


Абоа, Антарктика, 2011 г.

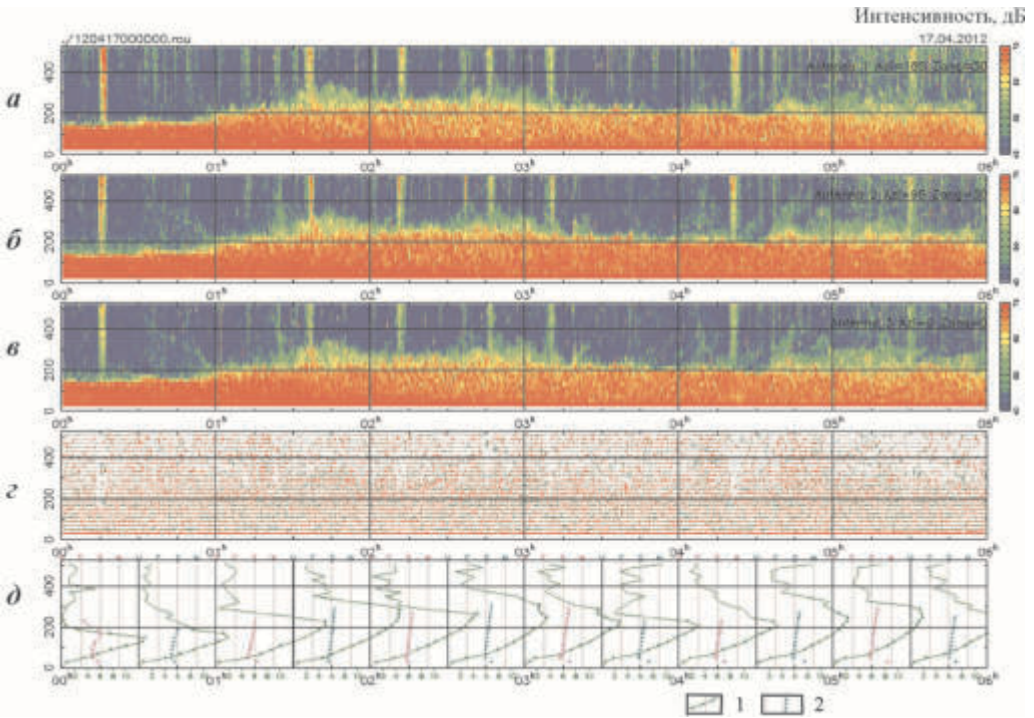
**Рис. 7.** Содары / минисодары Латан-3 в различных условиях работы

Содары Латан-3 работали в различных условиях, в том числе на территории Москвы, на Звенигородской и Цимлянской научных станциях ИФА, а также в аридных районах, в Арктике и в Антарктике. На рис. 7 представлены фотографии антенных систем содаров в стационарных наблюдательных пунктах и в экспедиционных условиях.

С 2007 г. в режиме непрерывного круглосуточного мониторинга работает экспериментальная сеть дистанционного зондирования АПС, состоящая из 3-х автономных стационарных измерительных пунктов в Москве и Московской области. На рис. 8 приведена схема расположения этих пунктов: на крыше здания ИФА в центре Москвы, на крыше физического факультета Московского университета и на Звенигородской научной станции. Там же показано расположение здания ИФА в Замоскворечье, среди плотной городской застройки с интенсивным движением транспорта и высоким уровнем акустических шумов. Содары серии Латан-3, которые являются основным средст-



**Рис. 8.** Схема расположения 3-х стационарных пунктов (ИФА, МГУ, ЗНС) экспериментальной сети дистанционного зондирования в Московском регионе (цифры у изогипсов – высота в метрах над уровнем моря (а); Местоположение пункта ИФА в центре Москвы (б))

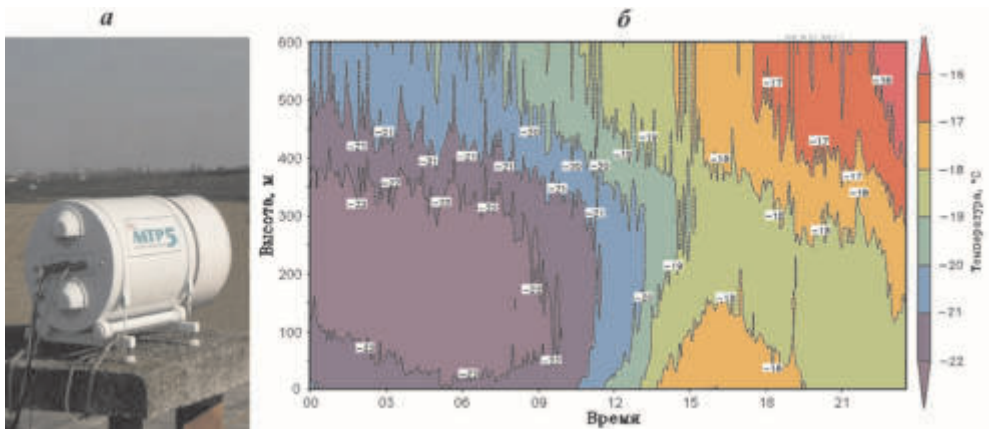


**Рис. 9.** Пример содарных данных, выкладываемых в реальном масштабе времени в Интернет, ЗНС, 17.04.2012. *a–в* – интенсивность эхо-сигнала, принимаемого вертикальной антенной и двумя наклонными антеннами; *г* – вертикальная составляющая скорости ветра для каждого из дискретных уровней зондирования, отстоящих на 20 метров друг от друга (высота штрихов – значение скорости, цвет – направление, красный вверх, зелёный вниз); *д* – профили горизонтальной составляющей скорости (1) и направления (2) ветра; над панелью – шкала румбов, под панелью – шкала скорости в м/с

вом зондирования в сети, удовлетворительно работают в такой обстановке вследствие их большой помехоустойчивости, достигнутой благодаря оригинальным алгоритмам обработки сигналов.

Содарные эхограммы и осреднённые за 30 минут профили скорости и направления ветра в реальном масштабе времени поступают в Интернет. На рис. 9 приведен пример таких данных для случая ночной приземной инверсии, сопровождаемой низко-уровневым струйным течением. Все первичные данные сохраняются в архиве и используются при последующих исследованиях.

Кроме содаров пункты зондирования оборудованы температурными профиломерами МТП-5 производства фирмы АТТЕХ (Россия) и ультразвуковыми термометрами-анемометрами ("сониками") USA-1 производства фирмы МЕТЕК (Германия) на мачте. На рис. 10 и рис. 11 показаны фотографии МТП-5 и соника на 56-метровой мачте на ЗНС, а также приведены примеры ежесуточно получаемых данных температуры и параметров турбулентности.



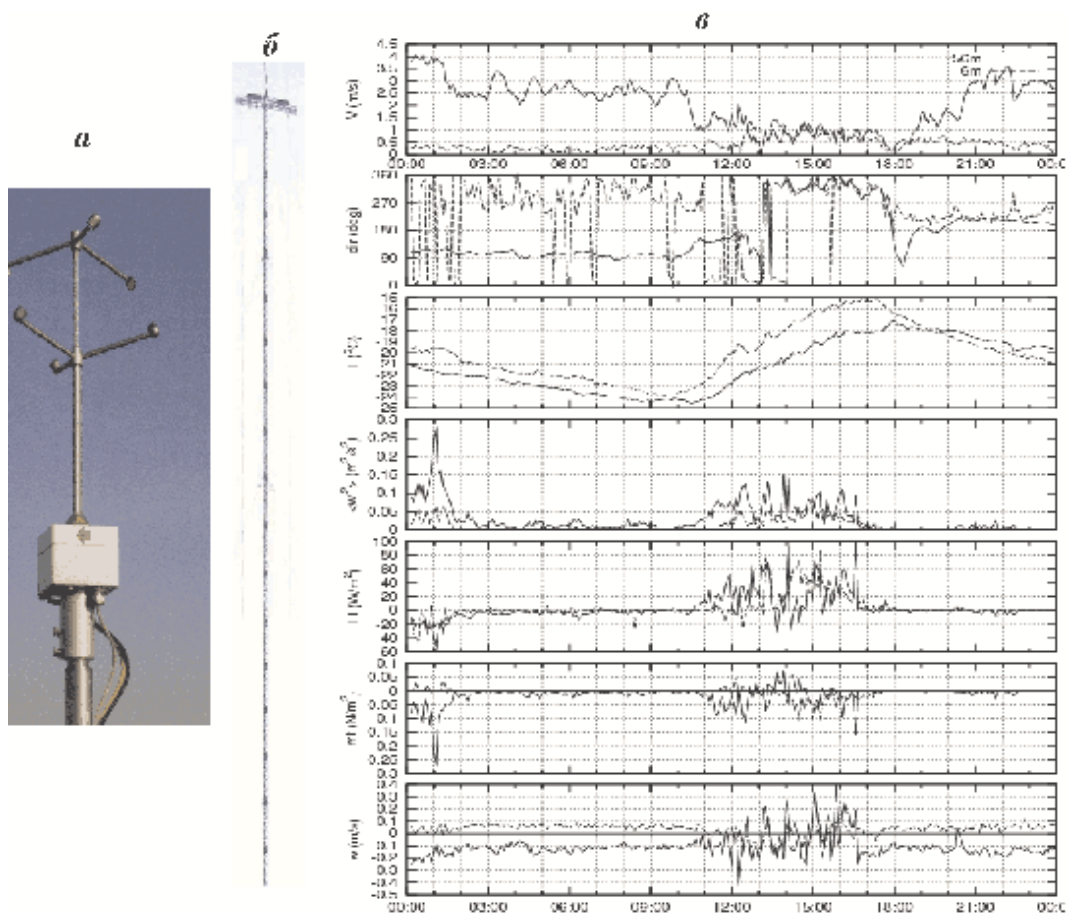
**Рис. 10.** Фотография сканирующего микроволнового радиометра МТП-5 и пример поля температуры, измеренного 30 января 2014 г., ЗНС

*Некоторые результаты, полученные в ИФА РАН в последние годы*

1. С учетом большого опыта в разработке акустических локаторов были предложены, реализованы и использованы в исследованиях АПС новые модификации содаров. В многочастотном содаре Латан-3М [46] применена оригинальная разработка метода частотного кодирования зондирующего излучения и процедуры некогерентной спектральной обработки эхо-сигнала. Содар последовательно излучает зондирующие импульсы на различной несущей частоте, а затем осредняет по ансамблю частот доплеровские спектры эхо-сигнала, принятого с каждого дискретного интервала высот в АПС. Полевые испытания содара ЛАТАН-3М показали значительные преимущества многочастотной техники содарного зондирования перед одночастотной техникой. Использование набора из 8-ми частот вдвое уменьшает допустимое отношение сигнал/шум по сравнению с использованием одной частоты. Кроме того, многочастотный режим повышает точность определения мгновенных значений измеряемых параметров и значительно увеличивает надёжность распознавания зашумлённого эхо-сигнала. Применение многочастотного зондирования позволяет также осуществлять работу трёх антенн содара в параллельном, а не в последовательном режиме и увеличить статистическую обеспеченность измерений без увеличения времени осреднения эхо-сигнала.

В работе [47] описан высокочастотный SLM содар с отдельными излучающими и принимающей антеннами, который имеет высокое вертикальное разрешение ( $< 2$  м) и эффективно применяется для исследования пространственно-временной структуры турбулентности в приземном слое.

2. Были разработаны и верифицированы новые методы дистанционного определения характеристик турбулентности в АПС. В работах [48, 49] предложен метод параметрического определения потока импульса и коэффициента турбулентной диффузии на основе содарных измерений скорости ветра и дисперсии вертикальной составляющей скорости. На рис. 12 показан при-



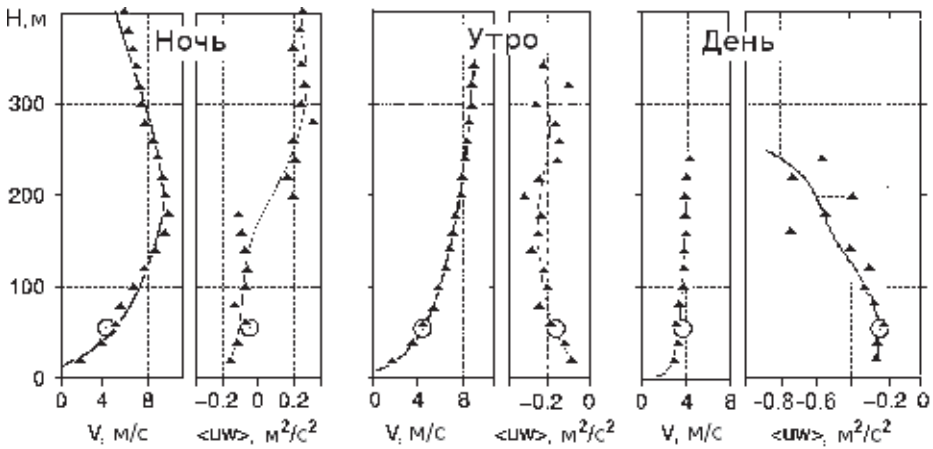
**Рис. 11.** Фотографии соника USA-1 (а) и метеорологической мачты (б), и пример суточного хода параметров, измеренных на высотах 6 м и 56 м 30 января 2014 г., ЗНС (в)

мер профилей потока импульса при различной стратификации АПС в сравнении с прямыми измерениями.

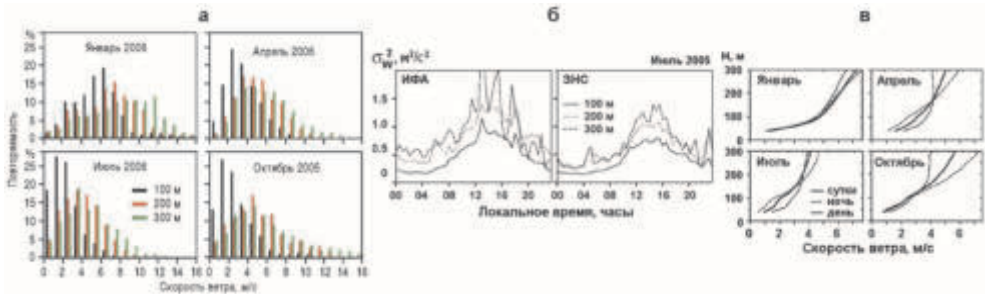
3. Были получены статистические данные о поле ветра в воздушном бассейне Москвы [50], а также проведены сопоставления профилей в сельской местности и в городе [51].

Примеры этих данных приведены на рис. 13. Здесь представлены распределения скорости ветра для 4-х сезонов на высотах 100, 200 и 300 м. Аналогичная статистика получена для направления ветра, сдвигов ветра, порывистости и других характеристик.

4. Благодаря применению содаров получены новые данные о вертикальной и горизонтальной структуре конвективных образований в АПС. В работе [52] проведены исследования конвекции в аридной зоне Калмыкии с помощью синхронных измерений на сети пространственно-разнесённых содаров Латан-3. Получена детальная информация о внутренней структуре мезо-мас-



**Рис. 12.** Профили турбулентного потока импульса, определённые по содарным измерениям. Кружками показаны результаты локальных измерений на высоте 56 м, ЗНС



**Рис. 13.** Распределение скорости ветра над центром Москвы (а); сопоставление временного хода дисперсии вертикальной составляющей скорости ветра в городе и в сельской местности по синхронным содарным данным (б); среднесесячные профили скорости ветра в центре Москвы в ночное и дневное время для 4-х сезонов (в)

штабных вихревых когерентных образований. Показано, что при малых скоростях ветра и безоблачной погоде, типичной для пустыни, горизонтальные масштабы таких образований составляют не менее 3–4 километров, а их вертикальная протяженность превышает 700–800 м. Получены данные о вертикальных скоростях в таких образованиях и сделаны оценки их воздействия на вынос суб-микронного аэрозоля на высоты порядка одного километра. В работе [53] с помощью высокоразрешающего SLM содара [47] исследована статистика структурной характеристики температуры  $C_T^2$  в нижнем 100-метровом слое атмосферы. С высокой точностью подтвержден "закон -4/3" Обухова. Показано, что распределение вероятности величины  $\ln C_T^2$  не является Гауссовским, но представляет собой сумму нормальных распределений, наблюдающихся внутри конвективных структур и между ними. Параметры суммарного распределения зависят от коэффициента перемежаемости.

5. С помощью широкоапертурных сцинтиллометров были проведены измерения осреднённой структурной характеристики температуры и потока тепла на неоднородной приземной трассе в сельской местности в Германии [54] и на городских трассах в Финляндии [55]<sup>2</sup>. Метод сцинтиллометрии основан на теории флуктуаций интенсивности света [17, 18] и на полученной А.М. Обуховым зависимости между  $C_T^2$  и потоком тепла [4].

Отметим, что "закон -4/3", разработанный А.М. Обуховым в 1960 году, долгое время оставался незамеченным, и теперь за рубежом его часто цитируют как закон Вингарда, который получил похожую формулу спустя десятилетие [57]. Остаётся неясным, знал ли Вингард о статье Обухова [4].

Полученное согласие дистанционных и прямых измерений дали основание для ассимиляции данных дистанционных измерений потоков тепла в численные региональные прогностические модели Финского метеорологического института.

Условия сцинтиллометрических и локальных измерений над г. Хельсинки и их результаты представлены на рис. 14.

6. Измерения на экспериментальной сети дистанционного зондирования ИФА-МГУ показали существенную неоднородность АПС в Московском регионе, связанную с воздействием городской застройки и «острова» тепла. На рис. 15 приведены синхронные эхограммы, диаграммы вертикальной скорости ветра и профили скорости ветра в 3-х пунктах, показывающие значительные различия: в районе МГУ степень развития конвекции значительно выше, чем в центре города, а на ЗНС, по-видимому, приземный слой воздуха ещё совсем не прогрелся.

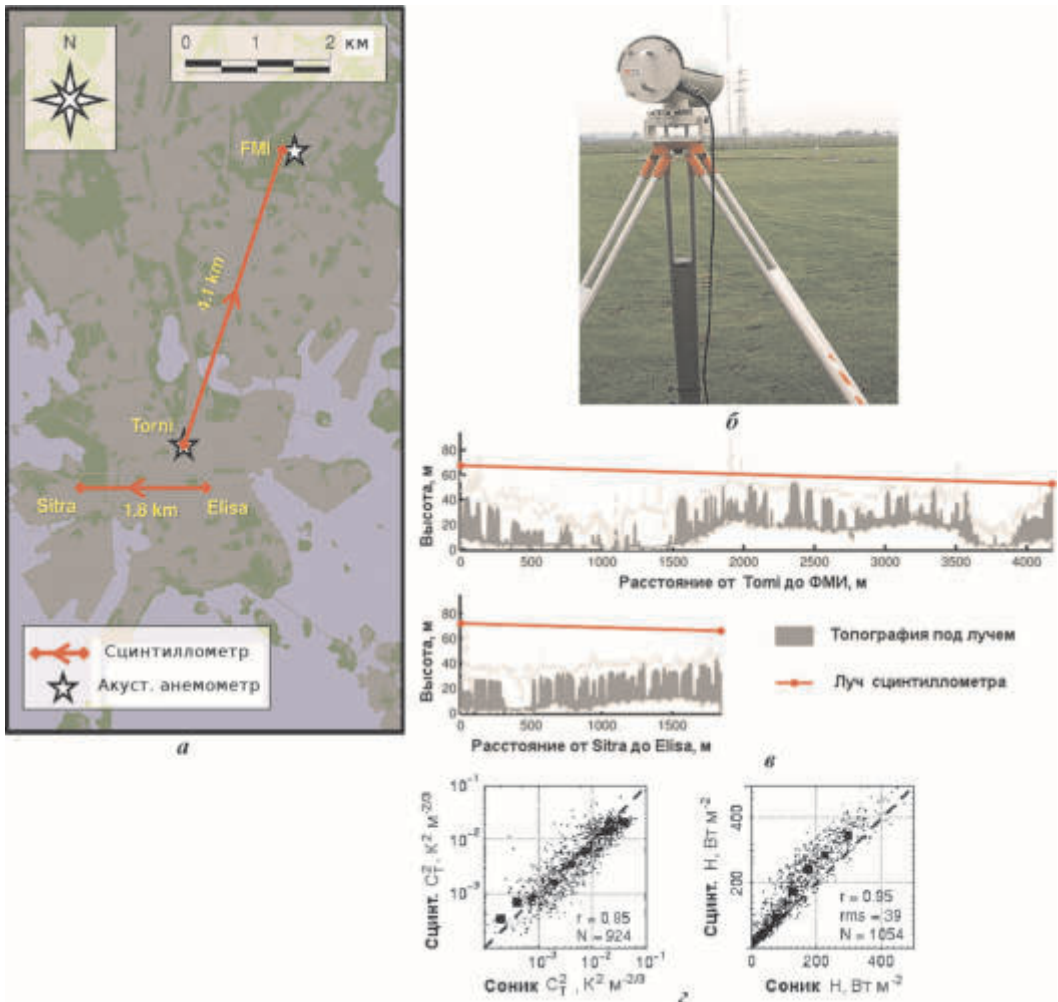
Ещё разительней проявляется такая неоднородность в морозное зимнее время, когда в сельской местности существует устойчивая стратификация, а в центре города наблюдается конвекция. Пример таких условий, описанных в работе [58], приведен на рис. 16. В этой работе по методике [49] были сделаны оценки коэффициента турбулентности и показано, что его значения в ИФА и на ЗНС могут различаться в десятки раз. Отметим, что такое воздействие городского «острова» тепла оказывает положительное влияние на самоочищение воздушного бассейна от примесей вблизи поверхности, например транспортных выхлопов.

7. Содары хорошо приспособлены для обнаружения и исследования низкоуровневых струйных течений (НСТ). Такие течения, приводящие к отчетливому максимуму скорости ветра на высотах от 100 до 500 м, могут иметь различное происхождение – морские бризы, кататические ветры, бароклинность атмосферы, фронтальные явления. В московской области струйные течения наблюдаются при инверсиях почти всегда и не имеют предпочтительного направления ветра. Для объяснения таких течений существует классическая теория Блакадара, связывающая возникновение струйных течений с инерционными осцилляциями скорости под влиянием силы Кориолиса

---

<sup>2</sup> В ИФА лабораторный макет сцинтиллометра был ранее применен в 1997 г. для измерений потока тепла в Калмыкии [56].

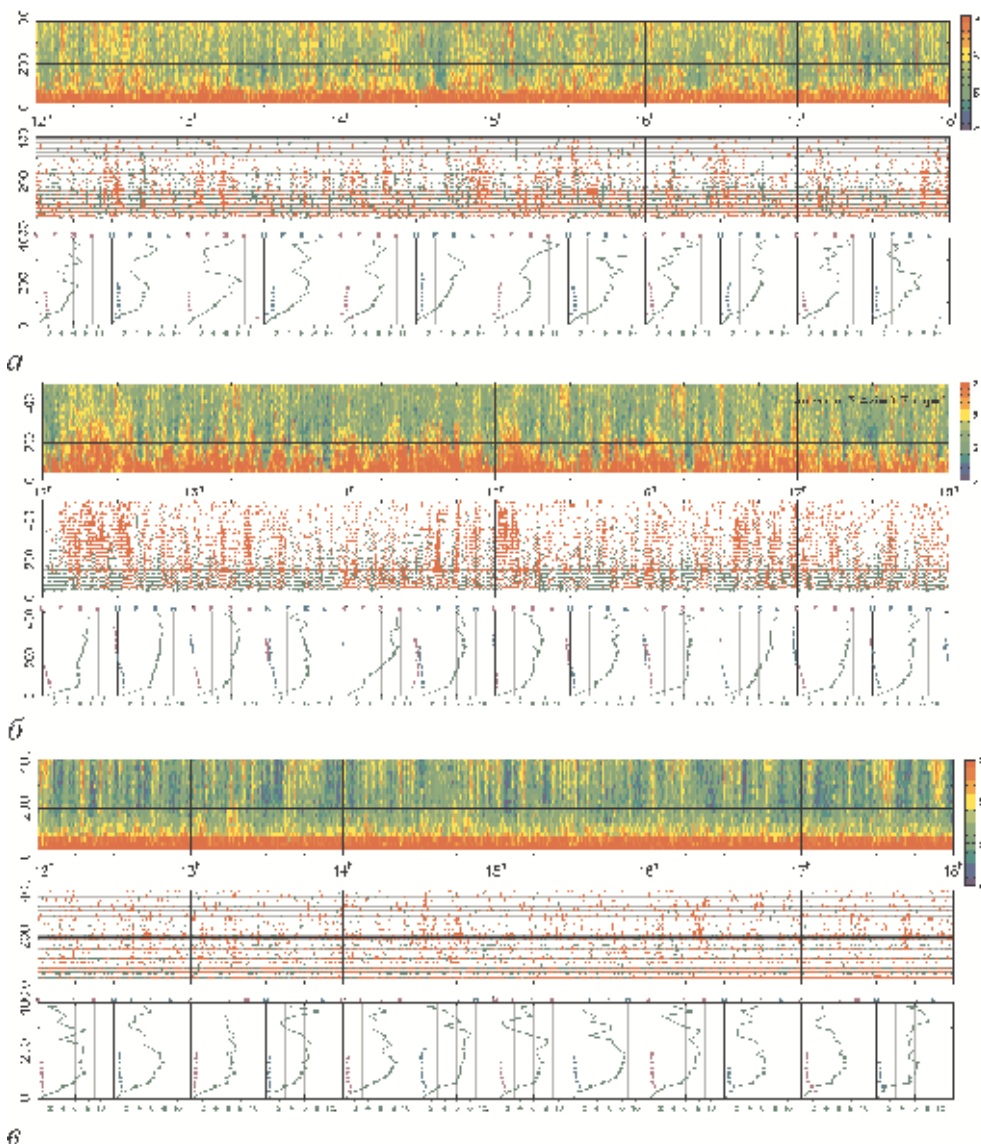




**Рис. 14.** Осреднённые значения  $C_T^2$  и потоков тепла  $H$  над городом.   
*a* – схема расположения измерительных трасс над городом Хельсинки; *б* – фотография передатчика широкоапертурного скинтиллометра Scintec BLS900; *в* – профили городской застройки под лучами скинтиллометра; *г* – сопоставление скинтиллометрических измерений с локальными измерениями на мачтах вблизи конечных пунктов трасс

после резкого уменьшения рейнольдсовых напряжений при заходе Солнца и затухании турбулентности. Исследования НСТ в летнее и зимнее время на сети дистанционного зондирования в Московском регионе опубликованы в работах [58–60].

На рис. 17 показан процесс образования летнего ночного НСТ во время захода Солнца.



**Рис. 15.** Синхронные содарные измерения в ИФА (*а*), МГУ (*б*) и на ЗНС (*в*) в дневные часы 25 мая 2012 г. Условные обозначения см. на рис. 9

На рис. 18 показана эволюция НСТ в течение ночи и проведено сопоставление высоты максимума скорости ветра с верхней границей приземной инверсии в центре Москвы и на ЗНС. Скорость ветра на высоте 200 метров превышает 10 м/с при штиле вблизи подстилающей поверхности.

В сельской местности зимой низкоуровневые течения могут существовать над снежным покровом несколько суток. В Москве, где зимой инверсии возникают редко вследствие городского «острова» тепла, НСТ наблюдаются

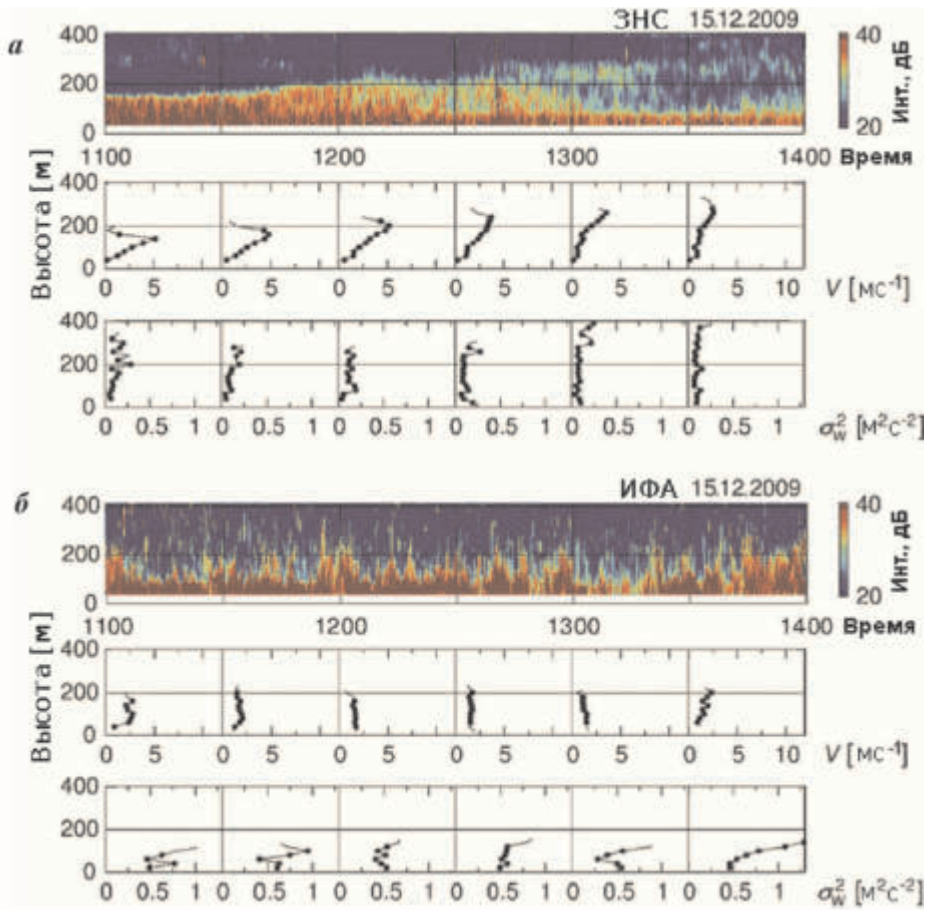


Рис. 16. Различие в стратификации в сельской местности (а) и в центре Москвы (б) при больших морозах. 15 декабря 2009 г. Температура воздуха 29 °С

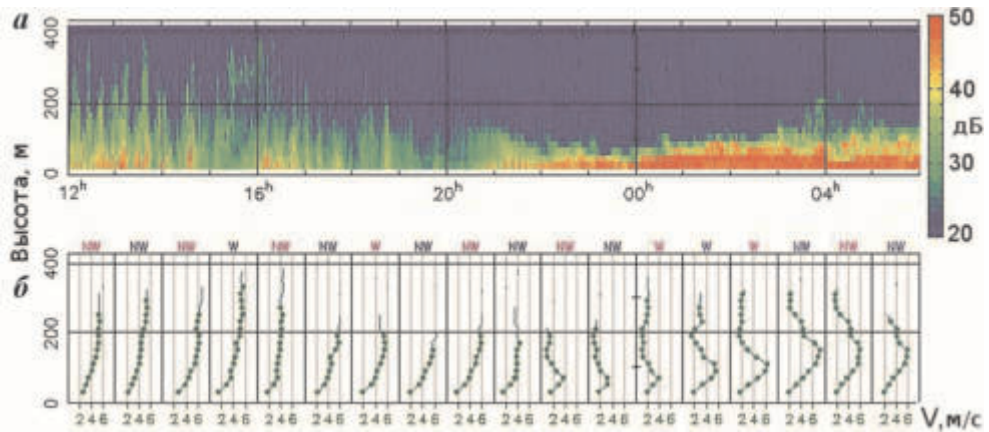
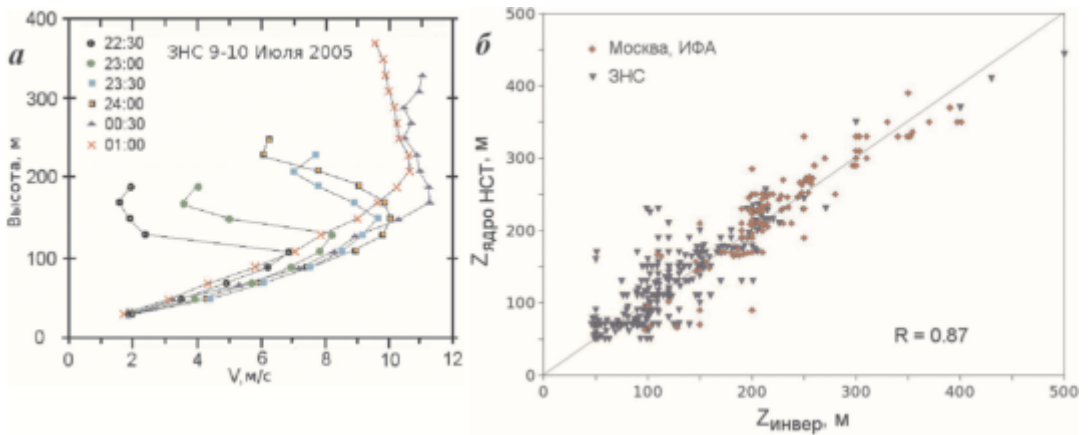
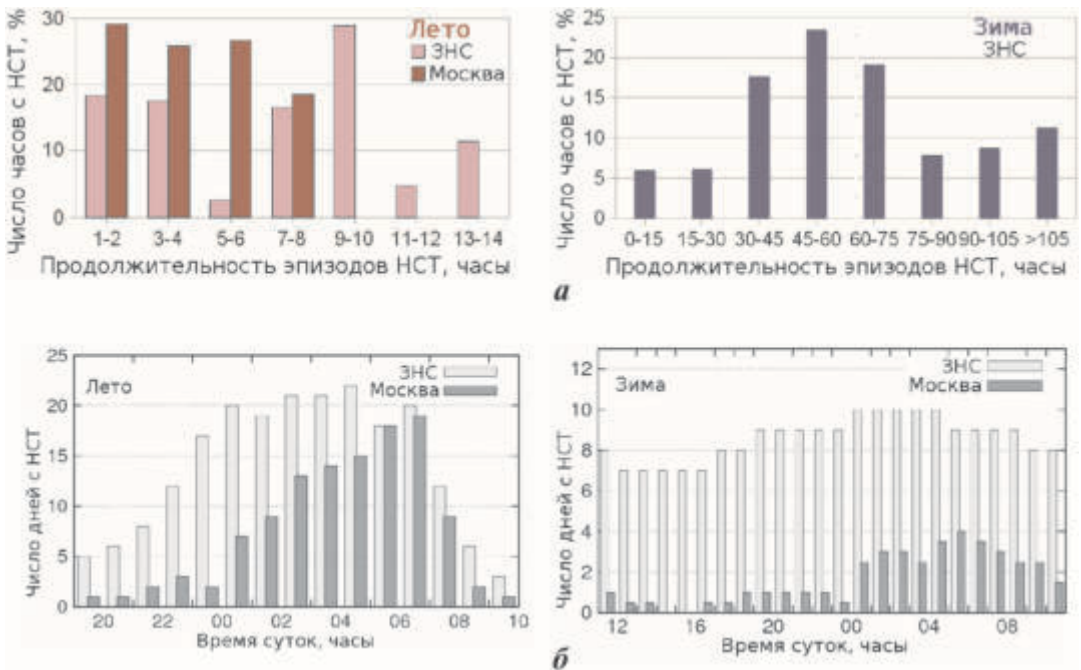


Рис. 17. Возникновение ночного струйного течения после вечернего затухания турбулентности (а) и уменьшение турбулентного трения (б) в 20:00. 25 июля 2005 г., ЗНС

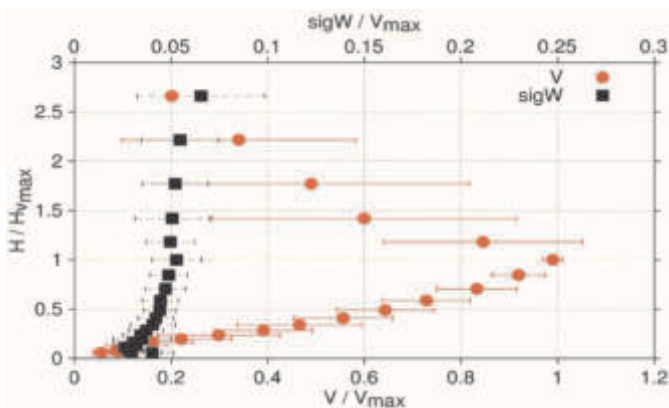


**Рис. 18.** *a* – эволюция профиля скорости ветра в НСТ в ясную ночь; *б* – корреляция высоты ядра НСТ с верхней границей приземной инверсии в Москве и на ЗНС летом, по данным одного месяца измерений



**Рис. 19.** Гистограммы длительности непрерывного существования НСТ (*a*) и зависимости повторяемости случаев НСТ от времени суток (*б*)

редко. В работах [58, 59] приведена обширная статистика свойств НСТ в летнее и зимнее время в городе и в сельской местности. На рис. 19 приведены данные о длительности непрерывного существования и зависимости повторяемости НСТ от времени суток.

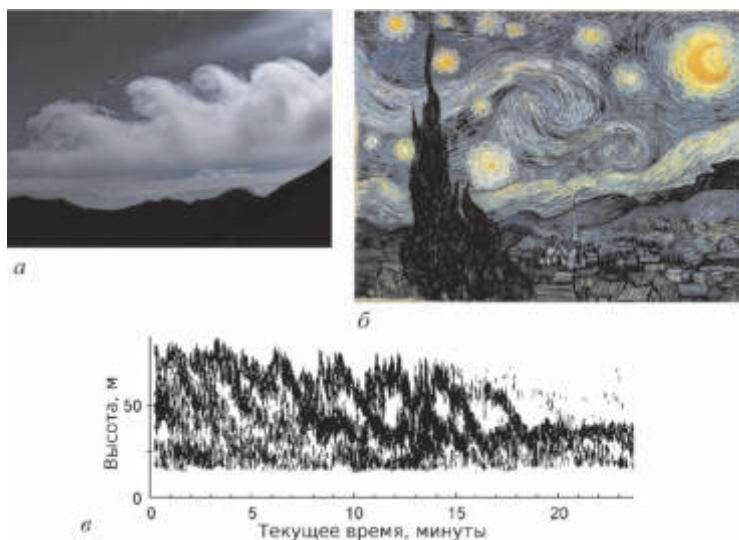


**Рис. 20.** Безразмерные композитные профили скорости ветра и среднеквадратичного значения вертикальной скорости  $\text{sig}W$  в низкоуровневом струйном течении. Высота нормирована на высоту ядра струи. В среднение вошло 132 профиля.  $\text{sig}W = 0.05 V_{\text{max}}$

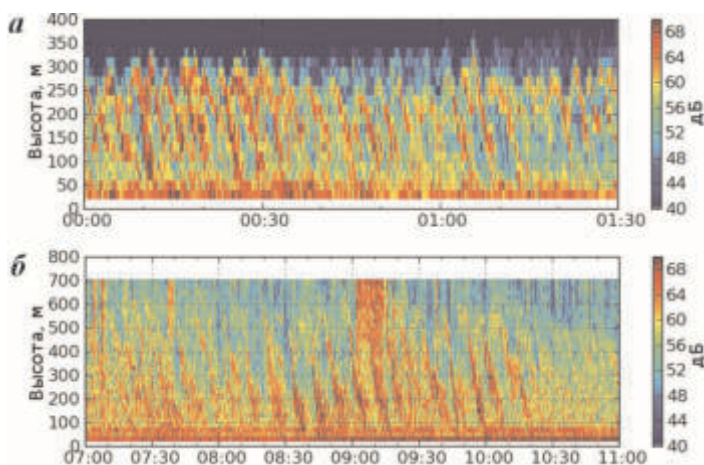
В [60] проведены исследования дисперсии вертикальной составляющей скорости ветра  $\sigma^2_w$ , которая часто рассматривается как простейшая мера степени вертикального турбулентного перемешивания. Было показано, что среднеквадратичное значение  $\sigma_w$  в НСТ практически не зависит от параметров турбулентности в приземном слое и пропорциональна максимальной скорости ветра в струе. Безразмерные профили этих величин показаны на рис. 20.

8. Большим достоинством содаров и других средств активного наземного дистанционного зондирования является возможность визуализации мезомасштабных турбулизованных образований и волновых движений на эхограммах. При исследованиях низкоуровневых струйных течений, характеризующихся большими вертикальными сдвигами ветра, на эхограммах содаров ИФА было зафиксировано много эпизодов возникновения внутренних гравитационных волн типа волн Кельвина-Гельмгольца (ВКГ). Важность изучения ВКГ связана с предполагаемой (но пока не доказанной) ролью этого явления в возбуждении турбулентности в статически-устойчивых атмосферных слоях. Исследованиям ВКГ в ИФА посвящены работы [60–62]. Отметим, что содарные эхограммы с ВКГ в виде "кошачьих глаз" были получены в работах И.В. Петенко ещё в 1993 г. Само явление волн Кельвина-Гельмгольца в атмосфере было давно известно из наблюдений облаков необычной формы (рис. 21). Однако до сих пор оно остаётся мало изученным.

На рис. 22 приведены примеры регистрации ВКГ на эхограммах из архива непрерывного мониторинга АПС содаром Латап-3 на ЗНС в 2009–2012 гг. На рис. 23 показана связь эпизодов ВКГ с сильными сдвигами скорости ветра в струйных течениях, а также приведено распределение по месяцам числа эпизодов ВКГ, наблюдавшихся на ЗНС. Наибольшее количество эпизодов зарегистрировано в январе, мае, сентябре и ноябре; однако межгодовые вариации превышают межсезонные. В целом ВКГ не частое явление. За 3 года по содар-



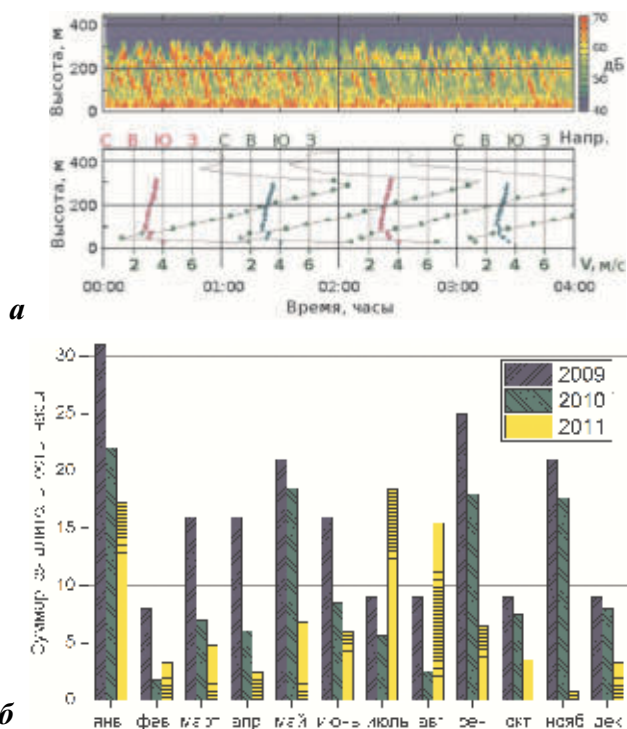
**Рис. 21.** Фотография облака с ВКГ (*а*); картина "Звёздная ночь" Винсента Ван Гога, 1889 г. (*б*); регистрация ВКГ в форме кошачьих глаз высокочастотным содаром ИФА, 1993 г. (*в*)



**Рис. 22.** Примеры регистрации ВКГ в форме "наклонных полос" различной амплитуды и периода на эхограммах содара Латан-3 на ЗНС. Масштабы по вертикали и горизонтали на эхограммах *а* и *б* разные

ным эхограммам выделены 400 часов чётких ВКГ (6% ночного времени) и около 3000 часов слабовыраженных (40%). Необходимые и достаточные условия образования ВКГ пока не сформулированы.

На рис. 24 показана вихревая структура возмущений скорости ветра внутри ВКГ, полученная методом композитного анализа в работе [61], а также некоторые статистические характеристики ВКГ.

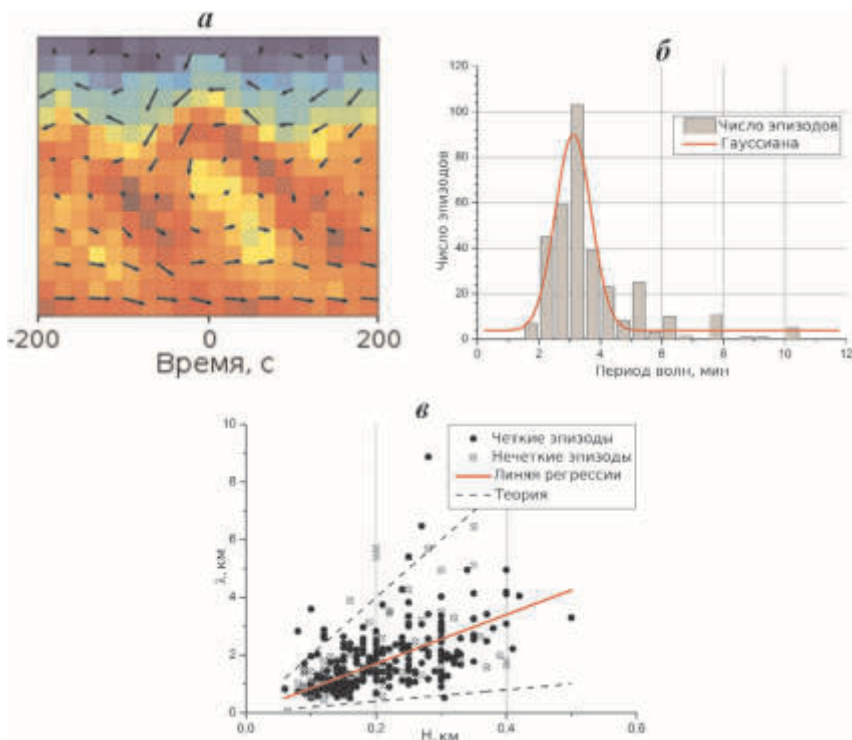


**Рис. 23.** Связь эпизодов ВКГ с сильными сдвигами скорости ветра в струйных течениях (скорость ветра на высоте 300 м превышает 16 м/с при штиле у поверхности) (а); распределение времени наблюдения ВКГ по месяцам (б)

9. Получен значительный опыт применения содаров для исследований АПС в Антарктике на российской станции Новолазаревская [64], на финской станции Абоа [65] и на итальяно-французской станции Конкордия, расположенной на плато (Dome C) [66]. С помощью новых исследовательских содаров, разработанных в ИФА [46] либо с участием сотрудников ИФА [47], получены данные о тонких турбулентных инверсионных слоях, кататических ветрах и волновых движениях на границах и внутри инверсионных слоёв. Показано, что астроклиматические особенности Антарктики (малые значения  $C_T^2$  и малая высота слоя перемешивания) делают её привлекательным местом для проведения астрономических наблюдений.

## Заключение

Все современные методы наземного дистанционного исследования атмосферного пограничного слоя в той или иной мере основаны на идеях А.М. Обухова, который в работах [1–4] подчёркивал перспективы применения звуковых и электромагнитных волн для изучения турбулентности. Применение этих методов в последние десятилетия позволило получить огромный объём знаний об АПС, недоступный при локальных измерениях, и способствовало



**Рис. 24.** Вихревая структура возмущений скорости ветра внутри ВКГ по результатам композитного анализа [61] (а); распределение наблюдаемых периодов ВКГ (б); связь между длиной волны ВКГ и толщиной слоя волновой активности (в)

более глубокому пониманию структуры и динамики мезо-масштабных турбулентных образований.

Содарные измерения характеристик АПС, проводимые в ИФА РАН, обеспечили климатологические данные о поле ветра в воздушном бассейне Москвы, наглядно показали влияние крупного города на структуру АПС, позволили исследовать параметры низкоуровневых струйных течений в инверсионных условиях. Исследования гравитационно-сдвиговых волн (типа волн Кельвина-Гельмгольца), проводимые в настоящее время, направлены на выяснение механизмов возникновения турбулентности в статически устойчивом АПС. Опыт определения пространственно-осреднённых потоков тепла на городских трассах показал перспективность практического использования данных сцинтиллометрии в локальных прогностических моделях.

За рубежом наземные дистанционные методы измерений нашли применение в климатологии, локальном прогнозировании погоды и дисперсии загрязняющих примесей, в предупреждениях о сдвигах ветра в аэропортах, о направлении и скорости распространения крупных пожаров, а также в астроклиматических исследованиях при выборе мест для строительства телескопов и в задачах оценки ветроэнергетического потенциала местности и воздействия турбулентности на ветровые турбины. Для такого применения ди-



станционных методов в России необходимы энергичные усилия по организации производства средств зондирования – доплеровских радаров ясного неба, содаров, лидаров, сцинтиллометров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 07-05-00521, 10-05-00802 и 13-05-00846), Европейской программы ЕС FP7 (проект ERC PBL-PMES № 227915), Академии Финляндии (проект ASTREX), и Итальянской национальной программой исследования Антарктики (PNRA).

### Литература

1. *Обухов А.М.* О рассеянии звука в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30. № 7. С. 611–614.
2. *Обухов А.М.* О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1953. № 2. С. 155–165.
3. *Красильников В.А., Обухов А.М.* О распространении волн в среде со случайными неоднородностями коэффициента преломления // Акустический журнал. 1956. Т. 2. Вып. 2. С. 107–112.
4. *Обухов А.М.* О структуре температурного поля и поля скоростей в условиях свободной конвекции // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1960. № 9. С. 1392–1396.
5. *Рытов С.М.* Дифракция света на ультразвуковых волнах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1937. № 2. С. 223–259.
6. *Кляцкин В.И.* Распространение электромагнитных волн в случайно-неоднородной среде как задача статистической математической физики // УФН. 2004. Т. 174. № 2. С. 178–196.
7. *Красильников В.А.* Некоторые эксперименты по распространению звука в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1945. Т. 46. № 3. С. 108–110.
8. *Красильников В.А., Иванов-Шипц К.М.* Некоторые новые опыты по распространению звука в атмосфере // Докл. АН СССР. 1949. Т. 67. № 4. С. 639–642.
9. *Красильников В.А.* О флуктуациях амплитуды звука при его распространении в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1947. Т. 58. № 7. С. 1353–1356.
10. *Красильников В.А.* О флуктуациях угла прихода в явлении мерцания звезд // Докл. АН СССР. 1949. Т. 65. № 3. С. 291–294.
11. *Красильников В.А.* О флуктуациях фазы ультразвуковых волн при их распространении в приземном слое воздуха // Докл. АН СССР. 1953. Т. 88. № 4. С. 657–660.
12. *Монин А.С.* Структура атмосферной турбулентности // Теория вероятн. и ее примен. 1958. Т. 3. № 3. С. 285–317.
13. *Бовшверов В.М., Красильников В.А.* Предварительные результаты акустического зондирования атмосферы монохроматическим лучом // Докл. АН СССР. 1941. Т. 32. № 1. С. 44–46.
14. *Blokhintsev D.I.* The propagation of sound in an inhomogeneous and moving medium, parts I, II // J. Acoust. Soc. Amer. 1946. V. 18. P. 322–334.
15. *Gilman G.W., Coxhead H.B., Willis F.H.* Reflection of sound signals in the troposphere // J. Acoust. Soc. Amer. 1946. V. 18. P. 274–283.
16. *Татарский В.И.* Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М.: Изд-во АН СССР, 1959. 232 с. (англ. пер.: Tatarskii V.I. Wave Propagation in a Turbulent Medium. New York: McGraw Hill, 1961. 250 p.).
17. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука. 1967. 548 с. (англ. пер.: Tatarskii V.I. The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation / Jerusalem: Keter Press, 1971. 672 p.).

18. *Красильников В.А.* О распространении звука в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1945. Т. 47. № 7. С. 486–489.
19. *Красильников В.А.* О влиянии пульсаций коэффициента преломления в атмосфере на распространение ультракоротких радиоволн // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13. № 1. С. 33–57.
20. *Каллистратова М.А.* Волны в турбулентной атмосфере // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. № 12. С. 2325–2333.
21. *Колмогоров А.Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30. № 4. С. 299–303.
22. *Обухов А.М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Докл. АН СССР. 1941. Т. 32. № 1. С. 22–24.
23. *Обухов А.М.* Структура температурного поля в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13. № 1. С. 58–69.
24. *Обухов А.М.* Характеристики микроструктуры ветра в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1951. № 3. С. 49–68.
25. *Кречмер С.И.* Исследования микропульсаций температурного поля в атмосфере // Докл. АН СССР. 1952. Т. 84. № 1. С. 55–58.
26. *Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование рассеяния звука в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1959. Т. 125. № 1. С. 69–72.
27. *Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование рассеяния звуковых волн в атмосфере. Атмосферная турбулентность // Труды ИФА АН СССР. Вып. 4. М.: Изд. АН СССР, 1962. С. 203–256.
28. *Cowell R.C., Friend A.W.* Tropospheric radio wave reflections // Science. 1937. V. 86. №. 2238. С. 473–474.
29. *Maynard R.H.* Radar and weather // J. Meteor. 1945. V. 2. P. 214–226.
30. *Atlas D.* Advances in Radar Meteorology // Advances in Geophysics. V. 10. New York: Academic Press Inc., 1964. 318 p.
31. *Little C.G.* Acoustic methods for the remote probing of the lower atmosphere // Proc. IEEE. 1969. V. 57. P. 571–578.
32. *Little C.G.* Status of remote sensing of the troposphere // Bull. Am. Met. Soc. 1972. V. 53. P. 936–949.
33. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 168 с.
34. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск: Водолей, 2001. 278 с.
35. *Гурьянов А.Э., Зубковский С.Л., Каллистратова М.А. и др.* О надежности определения вертикального профиля структурной характеристики температуры в атмосфере методом акустического зондирования // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17. № 2. С. 146–152.
36. *Петенко И.В.* Автоматизированная радиосодарная система ветрового и температурного зондирования атмосферы // Препринт ИФА АН СССР. М., 1984. 47 с.
37. *Каллистратова М.А., Кедер Й., Петенко И.В., Тиме Н.С.* Опыт измерения профилей средней скорости ветра в нижней тропосфере содарным анемометром в инверсионных и конвективных условиях // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 5. С. 492–497.
38. *Каллистратова М.А., Петенко И.В., Шурыгин Е.А.* Содарные исследования поля скорости ветра в нижней тропосфере // Изв. АН СССР. ФАО. 1987. Т. 23. № 5. С. 451–461.

39. *Kallistratova M.A.* Acoustic and radioacoustic remote sensing studies in CIS (Former USSR) // *Int. J. Remote Sensing*. 1994. V. 15. № 2. P. 251–266.
40. *Обухов А.М., Каллистратова М.А.* Рассеяние звука на турбулентности, как основа акустического зондирования атмосферы // Труды XI Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. 1. Томск, 1987. С. 4–17.
41. *Гурьянов А.Э., Каллистратова М.А., Петенко И.В. и др.* Применение содара в комплексных исследованиях астроклимата в горных обсерваториях // Труды IX Всесоюзн. симп. по лазерн. и акустич. зондированию. Ч. 1. Томск, 1987. С. 93–97.
42. *Gur'janov A.E., Kallistratova M.A., Kuttyrev A.S. et al.* The contribution of the lower atmospheric layers to the seeing at some mountain observatories // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 262. P. 373–381.
43. *Tsvang L.R.* Microstructure of temperature fields in the free atmosphere // *Radio Science*. 1969. V. 4. № 12. P. 1175–1177.
44. *Войт Ф.Я., Корниенко Е.С., Кухарец В.П. и др.* О структурной характеристике температурного поля в пограничном слое атмосферы // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1973. Т. 9. № 5. С. 451–459.
45. *Кузнецов Р.Д.* Акустический локатор ЛИТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // *Оптика атмосферы и океана*. 2007. Т. 20. № 8. С. 749–753.
46. *Kouznetsov R.D.* The multi-frequency sodar with high temporal resolution // *Meteorologische Zeitschrift*. 2009. V. 18. № 2. P. 169–173.
47. *Argentini S., Mastrantonio G., Petenko I. et al.* Use of high resolution sodar to study surface-layer turbulence at night // *Bound.-Layer Meteor.* 2012. V. 143. Issue 1. P. 177–188.
48. *Kouznetsov R.D., Kramar V.F., Beyrich F., Engelbart D.* Sodar-based estimation of TKE and momentum flux profiles in the atmospheric boundary layer: Test of a parameterization model // *Meteorology and Atmospheric Physics*. 2004. V. 85. P. 93–99.
49. *Кузнецов Р.Д., Крамар В.Ф., Каллистратова М.А.* Дистанционное определение профилей потока импульса в нижней части атмосферного пограничного слоя // *Изв. РАН. ФАО*. 2006. Т. 42. № 6. С. 757–765.
50. *Юшков В.П., Кузнецов Р.Д., Каллистратова М.А.* Средние профили скорости ветра в воздушном бассейне Москвы // *Метеорология и гидрология*. 2008. № 10. С. 24–33.
51. *Emeis S., Baumann-Stanzer K., Piringer M. et al.* Wind and turbulence in the urban boundary layer – analysis from acoustic remote sensing data and fit to analytical relations // *Meteorologische Zeitschrift*. 2007. V. 16. № 4. P. 393–406.
52. *Гранберг И.Г., Крамар В.Ф., Кузнецов Р.Д. и др.* Исследование пространственной структуры атмосферного пограничного слоя сетью доплеровских содаров // *Изв. РАН. ФАО*. 2009. Т. 45. № 5. С. 579–587.
53. *Petenko I., Mastrantonio G., Viola A. et al.* Some statistics of the temperature structure parameter in the convective boundary layer observed by sodar // *Boundary-Layer Meteorol.* 2014. V. 150. P. 215–233.
54. *Beyrich F., Kouznetsov R.D., Leps J.-P. et al.* Structure parameters for temperature and humidity from simultaneous eddy-covariance and scintillometer measurements // *Meteorologische Zeitschrift*. 2005. V. 14. № 5. P. 641–649.
55. *Wood C.R., Kouznetsov R.D., Gierens R. et al.* On the temperature structure parameter and sensible heat flux over Helsinki from sonic anemometry and scintillometry // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2013. V. 30. P. 1604–1615.
56. *Kallistratova M.A., Kramar V.F., Kouznetsov R.D. et al.* Use of acoustic and laser sounding for study of the mechanisms of arid aerosol convective displacement in new desert

- regions of Kalmykia // *Proceed. 9-th Int. Symp. on Acoustic Remote Sensing*, 6-10 July 1998. Vienna, Austria. P. 215–218.
57. *Wyngaard J.C., Izumi Y., Collins S.A. Jr.* Behavior of the refractive-index-structure parameter near the ground // *J. Opt. Soc. Am.* 1971. V. 61. P. 1646–1650.
  58. *Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D.* Low-level jets in the Moscow region in summer and winter observed with a sodar network // *Boundary-Layer Meteorol.* 2012. V. 143. Issue 1. P. 159–175.
  59. *Kallistratova M., Kouznetsov R., Kuznetsov D. et al.* Summertime low-level jet characteristics measured by sodars over rural and urban areas // *Meteorologische Zeitschrift*, 2009. V. 18. № 3. P. 289–295.
  60. *Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D., Kramar V.F., Kuznetsov D.D.* Profiles of vertical wind speed variances within nocturnal low-level jets observed with a sodar // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2013. V. 30. P. 1970–1977.
  61. *Lyulyukin V., Kouznetsov R., Kallistratova M.* The composite shape and structure of braid patterns in Kelvin-Helmholtz waves observed with a sodar // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2013. V. 30. P. 2704–2711.
  62. *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Кузнецов Д.Д.* Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в атмосферном пограничном слое по данным акустической локации // *Изв. РАН. ФАО.* 2014 (в печати).
  63. *Petenko I., Mastrantonio G., Viola A., Argentini S., Pietroni I.* Wavy vertical motions in the ABL observed by sodar // *Boundary-Layer Meteorology.* 2012. V. 143. Issue 1. P. 125–141.
  64. *Kouznetsov R.D.* The summertime ABL structure over an Antarctic oasis with a vertical Doppler sodar // *Meteorologische Zeitschrift.* 2009. V. 18. № 2. P. 163ö 167.
  65. *Kouznetsov R.D., Tisler P., Palo T., Vihma T.* An evidence of very shallow summertime katabatic flows in Dronning Maud Land, Antarctica // *J. Appl. Meteor. Climatol.* 2013. V. 52. P. 164–168.
  66. *Pietroni I., Argentini S., Petenko I., Sozzi R.* Measurements and parameterization of the atmospheric boundary-layer height at Dome C, Antarctica // *Bound.-Layer Meteor.* 2012. V. 143. P. 189–206.

## Радиоастрономические методы наблюдения Земли

*А.С. Гурвич<sup>1</sup>, Б.Г. Кутуза<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

В весеннем семестре 1950 учебного года Александр Михайлович читал курс «Теория вероятностей» студентам 3-го курса Физического факультета МГУ. В один прекрасный день, когда слушатели разместились в аудитории и приготовились к очередной лекции, дверь отворилась, на пороге аудитории появилась дама из деканата и объявила: «Лекция не состоится, Обухов улетел из Москвы на воздушном шаре».

На следующей неделе аудитория, в которой по расписанию должна была быть очередная лекция, была набита битком, на Александра Михайловича обрушился град вопросов. Из ответов стало ясно, в частности, что он не только «гоняет формулы» по доске и достает шары из урны, но собственноручно проводит тонкие физические измерения в свободной атмосфере. Причем делает это в условиях, сопряженных со значительным риском. Вполне естественно, авторитет Александра Михайловича возвысился до небес.

Александр Михайлович был, прежде всего, выдающимся математиком школы Андрея Николаевича Колмогорова. В то же время он был и физиком, отлично понимавшим роль эксперимента в развитии физики атмосферы. В годы его директорства в Институте физики атмосферы (ИФА) были созданы первоклассные мастерские, способные выпускать приборы для исследования атмосферы и устройства для моделирования в области геофизической гидродинамики. Приборы, сконструированные сотрудниками ИФА и изготовленные в этих мастерских, побывали в космосе, в частности, на ИСЗ «Космос-243» и «Космос-384». Приспособлениями для оптических наблюдений эффектов, вызванных вариациями плотности воздуха, пользовались советские космонавты. Одному из авторов (АСГ) выпало счастье работать экспериментатором в руководимым А.М. Обуховым Институте физике атмосферы, работать много лет бок о бок с Валерьяном Ильичом Татарским, учеником Александра Михайловича.

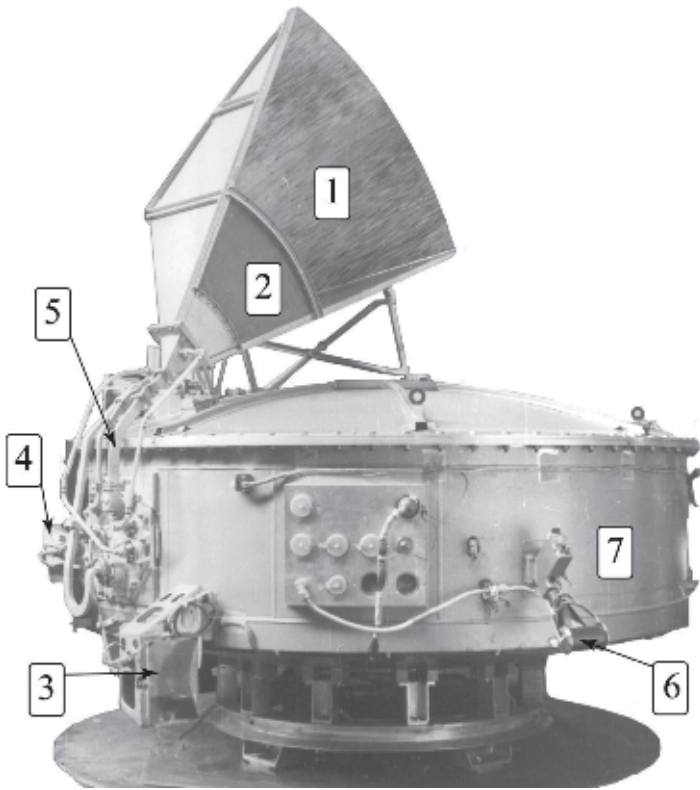
На конец пятидесятых – начало шестидесятых годов пришлось бурное развитие радиоастрономии. Достаточно вспомнить: 1965 г. – измерение реликтового радиоизлучения, 1967 г. – первое наблюдение радиопульсаров. И то и другое – Нобелевские премии по физике. В самом начале 1960-го года Александр Михайлович поставил вопрос: что можно увидеть в атмосфере Земли и на подстилающей поверхности, если установить радиотелескоп на спутнике и направить его на нашу планету. В результате обсуждений было отмечено, что измерения радиояркости на длине волны 5–8 см позволят определить важную для метеорологии температуру поверхности океана и границы дрейфующих льдов. Измерения на длине волны 3 см дадут возможность определить районы выпадения дождей и их интенсивность над океаном. Наконец, измерения на длине волны около 8 мм позволят определить

водность облаков над океаном. Внимание привлекла возможность определить содержание водяного пара над океаном по измерениям радиояркости в линии поглощения паров воды, центрированной на длине волны 1.35 см. Важным выводом из прошедшего обсуждения явилось то, что измерения спектра радиояркости в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн системы подстилающая поверхность – атмосфера наиболее информативны над океанами. Кроме того, облачность не является серьезным препятствием для спутникового зондирования поверхности в радиодиапазоне. Все это в совокупности является существенным аргументом в пользу применения радиоастрономических методов в спутниковой метеорологии.

По результатам прошедших обсуждений Александр Михайлович принял решение: надо готовить и провести спутниковый эксперимент по измерению спектра радиояркости системы подстилающая поверхность – атмосфера. При этом он сформулировал важное, как оказалось в дальнейшем, условие. Это должен быть физический эксперимент, в результате которого будет получена новая, полезная для метеорологии информация о состоянии атмосферы и подстилающей поверхности, информацию, которую трудно или вообще невозможно получить другими, ранее разработанными методами. Построение и тем более эксплуатация системы проведения регулярных измерений – явно непосильная задача для небольшого академического института, коим является ИФА. Эту задачу должно решать ведомство, для того предназначенное.

Здесь следует заметить, что технология радиоастрономических измерений была terra incognita для участников обсуждений в кабинете Александра Михайловича. Поэтому он решил, что надо посоветоваться с опытными радиоастрономами и обратился за советом к А.Е.Саломоновичу из ФИАНа. Александр Ефимович, обладавший большим опытом создания радиотелескопов и радиоастрономических наблюдений, весьма положительно оценил намерение осуществить спутниковый эксперимент и рекомендовал готовить и проводить его в контакте с ИРЭ АН СССР. Выполнить эту рекомендацию не составляло труда, т.к. директора ИФА и ИРЭ, академики Александр Михайлович Обухов и Владимир Александрович Котельников, были хорошо знакомы. Для практической реализации контакта Владимир Александрович выделил группу во главе с Анатолием Евгеньевичем Башариновым. Сотрудничество между двумя институтами сохраняется уже более пятидесяти лет.

Александр Ефимович рекомендовал нас замечательному радиоинженеру Сергею Тихоновичу Егорову, крупнейшему в то время в нашей стране специалисту по радиотеплолокации. Сергей Тихонович оценил реальность осуществления предлагаемого эксперимента и выразил готовность принять в нем участие. Когда ИФА официально обратился к руководству «ящика» (ныне ОАО Концерн радиостроения «ВЕГА»), в котором работал С.Т.Егоров, с просьбой изготовить аппаратуру для космического эксперимента, Сергей Тихонович содействовал положительному решению – принять заказ. Он и стал главным конструктором спутниковых радиотелескопов. Но проектировать аппаратуру для проведения экспериментов на спутнике было возможно толь-



**Рис. 1.** Научный контейнер спутника "Космос-243". 1 – зеркало для длин волн 8,5 и 3,2 см, 2 – приемная антенна на длине волны 1,35 см, 3 – рупорно-линзовая антенна на длине волны 0,8 см, 4 – антенны опорного излучения космоса, 5 – система волноводов, 6 – антенна линии связи, 7 – приборный контейнер. Приемник теплового ИК излучения на противоположной стороне обечайки контейнера

ко в связке с устройством конкретного спутника. И тут нам, как говорится, крупно повезло.

В начале 1960 г. в Куйбышевском филиале ЦКБ экспериментального машиностроения (ныне «ЦСКБ-ПРОГРЕСС») был спроектирован небольшой герметизированный контейнер для проведения автономных экспериментов на космической орбите. Электронные устройства управления экспериментом и преобразования показаний датчиков могли быть размещены внутри контейнера. Сами датчики, приемники излучения размещались снаружи на стенках контейнера. Контейнер предназначался для проведения экспериментов небольшой продолжительности: не более 7–10 суток. Этого времени вполне достаточно для решения главной задачи – получение новой, полезной для метеорологии информации о состоянии атмосферы и подстилающей поверхности, пользуясь методами и технологиями, развитыми в радиоастрономии. Ус-

ловиями использования контейнера были: постановка эксперимента и его результаты должны быть несекретны, а достаточно подробное сообщение в печати о полученных результатах должно последовать в кратчайший срок после завершения измерений в космосе. Первое условие выполнялось автоматически, а о выполнении второго – чуть дальше.

К сентябрю 1968 года контейнер с научным оборудованием был готов к проведению эксперимента на околоземной орбите. На фотографии (рис. 1) показан контейнер перед отправкой его с завода на космодром для последующей доставки на орбиту.

Вся электроника ИК канала изготовлена в мастерских ИФА. Наглядное представление о размерах аппарата можно получить, исходя из того, что диаметр обечайки чуть больше двух метров.

Космический этап эксперимента начался 23 сентября 68 г. После успешного выхода на орбиту спутник с контейнером получил имя «Космос-243». Перед запуском участники эксперимента разъехались по стране. А.Е. Башаринов был в центре управления под Москвой, А.С. Гурвич немного ранее улетел на космодром для проведения последних, предполетных проверок аппаратуры, Б.Г. Кутуза отправился на оз. Балхаш, чтобы на одном из НИП (наблюдательном измерительном пункте) проследить за ходом регистрации информации, поступающей со спутника по радиолинии. Космический этап прошел по намеченному плану без особых сбоев. По окончании семидневного, активного периода существования «Космоса-243» бывшие на НИП-ах участники эксперимента вернулись в Москву, привезя бумажные ленты, на которых была записана информация, сброшенная по радиолинии. Начался этап обработки и анализа данных измерений.

Через три месяца интенсивной работы стало ясно, что эксперимент полностью удался и надо публиковать подробное сообщение о результатах эксперимента, чтобы выполнить все условия, на которых использовался контейнер. Подготовить текст такого сообщения не составило большого труда, благо материала было предостаточно. Задача состояла в том, как провести этот материал через комиссию Главлита. Действие по стандартной процедуре могло затянуть этот процесс на многие месяцы. Александр Михайлович нашел выход: позвонил зав. отделом науки редакции газеты «Правда», кратко рассказал о проведенном космическом эксперименте, пояснил значение его результатов и предложил опубликовать популярную статью. Последовал короткий ответ: привезите текст, посмотрим. Сотруднику редакции, быстро просмотревшему текст, он понравился – «напечатаем после небольшой правки». Когда же представлявший текст АСГ робко напомнил ему о Главлите, последовал жесткий ответ: «здесь мы решаем, что можно публиковать». Спустя несколько дней, вышел очередной номер газеты с большим «подвалом» [1]. Среди его авторов был Генеральный конструктор, создатель и руководитель «ЦСКБ-ПРОГРЕСС» Дмитрий Ильич Козлов под псевдонимом Д.Ильичев. Условия использования контейнера и запуска были выполнены. С сегодняшних позиций интересно обратить внимание на возраст руководителя и исполнителей космического эксперимента. Самому старшему по возрасту –



ПО-УДАРНОМУ

Под ударом не только космического аппарата, но и земных наблюдателей. Впервые в истории космонавтики...

Впервые в истории космонавтики... А. ВЕНУСОВ... Сказав слово "Правда"...



Владимир Браун. Фото: Г. Горюнов (Москва)

НАУКА РАДИОТЕЛЕСКОПЫ СМОТРЯТ НА ЗЕМЛЮ

Передовые научные приборы на борту спутников позволяют получать данные о состоянии атмосферы Земли...

Впервые в истории космонавтики... С помощью радиотелескопов...

С помощью радиотелескопов... Научные приборы спутников...

Научные приборы спутников... С помощью радиотелескопов...

С помощью радиотелескопов... Научные приборы спутников...

Рис. 2. Страница из номера газеты «Правда» от 21 января 1969 г.

Александр Михайловичу – только-только исполнилось 50, а самый молодой не достиг и 40.

Популярная статья в «Правде» (рис. 2) открыла дорогу для публикации статей в советских и зарубежных научных журналах, для обсуждения докладов на международных научных конференциях и симпозиумах. Александр Михайлович не ограничивался общим руководством коллектива в обработке и анализе результатов космического эксперимента на спутниках «Космос-243» и последовавшего за ним в декабре 1970 г. «Космос-384». Он вникал в детали и трудился наравне со всеми участниками. Статья [2] с анализом распределения влажности воздушных масс над Тихим океаном является одним из примеров, подтверждающим это. Научным итогом экспериментов, проведенных на спутниках «Космос-243» и «Космос-384», явилась монография [3].

Эксперименты на этих спутниках положили начало нового направления в спутниковой метеорологии, а более точно в технологии дистанционного зондирования системы атмосфера – подстилающая поверхность. Прошло уже 45 лет с момента запуска спутника «Космос-243». К сожалению, ничего сравнимого по значимости полученных результатов в области спутниковой СВЧ радиометрии за это время в России не получено.

Несколько слов о том, как результаты, полученные в результате экспериментов на ИСЗ «Космос-243» повлияли на развитие спутниковой метеорологии в США. В США спутниковые измерения радиояркости системы атмосфе-

ра – поверхность начались после запуска метеоспутника “Nimbus-5” в декабре 1972 г. На этом спутнике был установлен сканирующий по углу радиотелескоп, регистрирующий радиоизлучение Земли на одной длине волны 1.55 см. Автор и руководитель проекта, профессор МИТ Давид Стэлин приехал в Москву вскоре после выхода “Nimbus-5” на орбиту. Он посетил ИФА и рассказал, что работы по проекту начались еще до запуска «Космос-243», но из-за недостаточного финансирования они шли очень медленно. Узнав о публикации в «Правде», Давид Стэлин срочно заказал ее перевод. С помощью этого перевода и аргумента: «У русских это уже есть» все вопросы финансирования были мгновенно сняты.

За прошедшие почти полвека с момента запуска «Космос-243» радиоэлектроника и основанные на ее применении методы спутникового зондирования системы атмосфера – подстилающая поверхность шагнули далеко вперед. Увеличилась точность измерений, расширился круг наблюдаемых процессов. Предполагается, например, создание международной спутниковой сети нового поколения, нацеленной на исследование различного рода осадков в масштабах планеты. Следует, однако, не забывать, что первые шаги в применении радиоастрономических методов зондирования Земли из космоса были сделаны под руководством Александра Михайловича.

### *Литература*

1. *Обухов А.М., Ильичев Д.И., Башаринов А.Е. и др.* Радиотелескопы смотрят на Землю // Правда. №21 (18434). 21.01.1969.
2. *Обухов А.М., Татарская М.С.* Поле интегрального влагосодержания атмосферы над Южным полушарием по измерениям теплового радиоизлучения на спутнике «Космос-243» // Метеорология и гидрология. 1969. № 11. С. 36–42.
3. *Башаринов А.Е., Гурвич А.С., Егоров С.Т.* Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. 188 с.

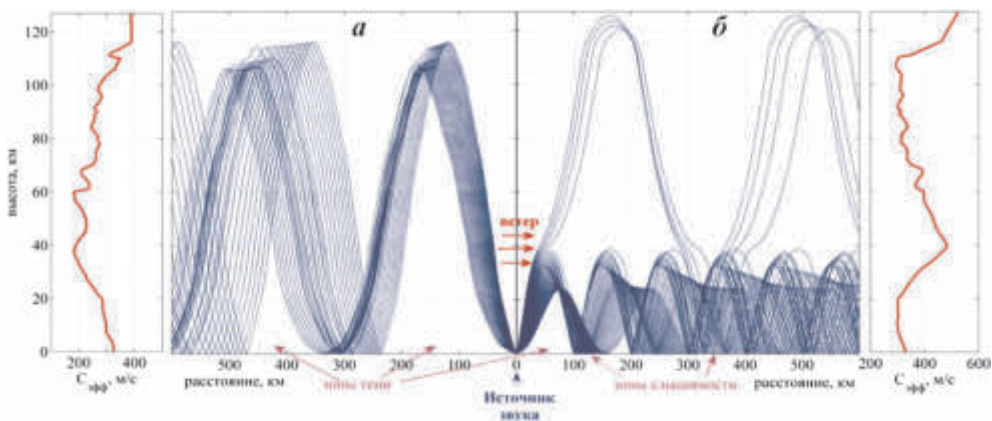
# Исследование верхней атмосферы дистанционным акустическим методом

*С.Н. Куличков, И.П. Чунчужов, О.Е. Попов, Г.А. Буш, Е.А. Голикова*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Акустические методы зондирования верхней атмосферы используются начиная с области высот стратосферы (около 20 км) и вплоть до термосферы (условно до 150 км). Такое ограничение высот зондирования не является принципиальным для методического потенциала акустического метода, а определяется, в основном, мощностью используемых источников и способами расположения сети источник – приемники звука. Указанную область высот 20–150 км мы будем называть, далее для краткости, верхней атмосферой.

Физической основой бистатического (источник и приемники звука разнесены по поверхности) акустического метода зондирования верхней атмосферы служит явление дальнего распространения звука. Дальним называется распространение звука в атмосфере на расстояния в сотни и тысячи километров от источника. На такие расстояния могут распространяться акустические волны в инфразвуковом диапазоне частот (частоты менее 16 Гц). Источниками являются взрывы, извержения вулканов, штормовые волнения в океане и т.д. Пример траекторий звуковых лучей в атмосфере показан на рис. 1.



**Рис. 1.** Траектории распространения звуковых волн вдоль преобладающего стратосферного ветра (*а*) и против (*б*). Соответствующие вертикальные профили эффективной скорости звука (адиабатическая скорость звука плюс скорость ветра в направлении распространения) показаны красной линией

Из рис. 1 видно, что при распространении звука вдоль направления преобладающего в стратосфере ветра происходит рефракция и поворот звуковых лучей к земной поверхности на стратосферных высотах. На земной поверхности образуются так называемые зоны акустической слышимости. Поворот звуковых лучей к земной поверхности из-за рефракции возможен лишь на

высотах, на которых значения эффективной скорости звука превышает приземные значения. Для траекторий звуковых волн, распространяющихся до термосферных высот, поворот лучей к земной поверхности возможен практически всегда, поскольку на высотах термосферы (из-за существенных значений температуры – адиабатической скорости звука) условия рефракционного поворота выполняются независимо от направления распространения звуковых волн.

Наличие наблюдаемого в экспериментах акустического поля в областях геометрической тени объясняется явлением рассеяния звука на неоднородных структурах в верхней атмосфере. Это явление было впервые обнаружено и объяснено в наших работах и используется в настоящее время для зондирования анизотропных структур в верхней атмосфере.

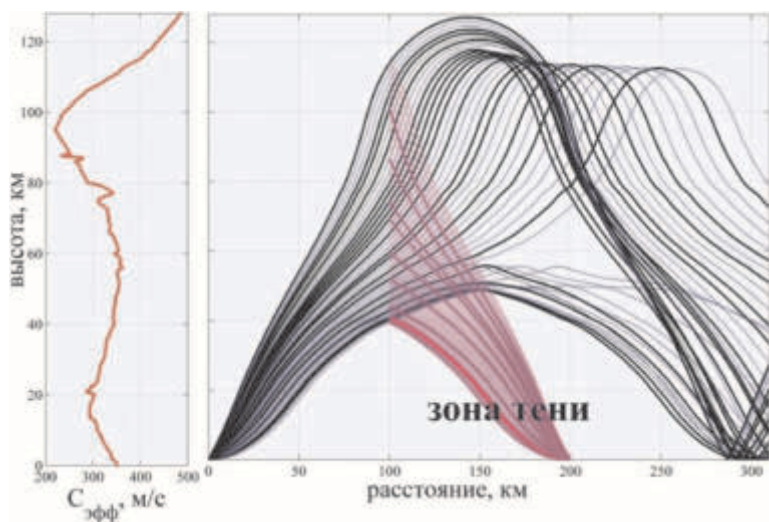
Систематические исследования верхней атмосферы с использованием инфразвуковых волн от взрывов и извержений вулканов начались в конце XIX – начале XX века [1]. В то время исследовались только средние профили температуры и скорости ветра. Основным источником сведений о наличии на земной поверхности зон слышимости и тени была информация случайных наблюдателей, сообщения от которых поступали к исследователям по почте. Далее эти результаты обобщались, строились предполагаемые траектории звуковых лучей и определялись значения скорости звука на предполагаемых высотах отражения звуковых волн с использованием хорошо известных законов преломления. Несмотря на кажущуюся простоту используемого методического подхода, исследователями были получены первые достоверные данные о существовании стратосферы (области увеличения температуры с высотой выше 20 километров) и наличии в ней сильных ветров.

Начиная с 50-х и заканчивая концом 80-х годов XX столетия инфразвуковой метод развивался, в основном, в направлении создания национальных систем мониторинга за проведением ядерных испытаний.

Началом возрождения акустического метода зондирования верхней атмосферы можно считать 1996 год, когда был заключен Договор о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний (ДВЗЯИ). Согласно этому Договору создается международная система мониторинга, включающая инспекцию на месте, сейсмическую, инфразвуковую и гидроакустическую компоненты. Инфразвуковая система мониторинга ДВЗЯИ (IMS) состоит из 60-ти инфразвуковых станций, расположенных по всему земному шару. К настоящему времени почти все станции установлены и сертифицированы.

Инфразвуковая система мониторинга ДВЗЯИ позволяет регистрировать и идентифицировать акустические волны от различных источников на расстояниях до нескольких тысяч километров. Уже более миллиона событий зарегистрировано этой системой IMS [2].

В последние годы мировое научное сообщество приходит к заключению о возможности использования такой системы в целях зондирования атмосферы, по аналогии с системой сейсмического мониторинга, с помощью которой уже давно исследуется строение Земли [3].



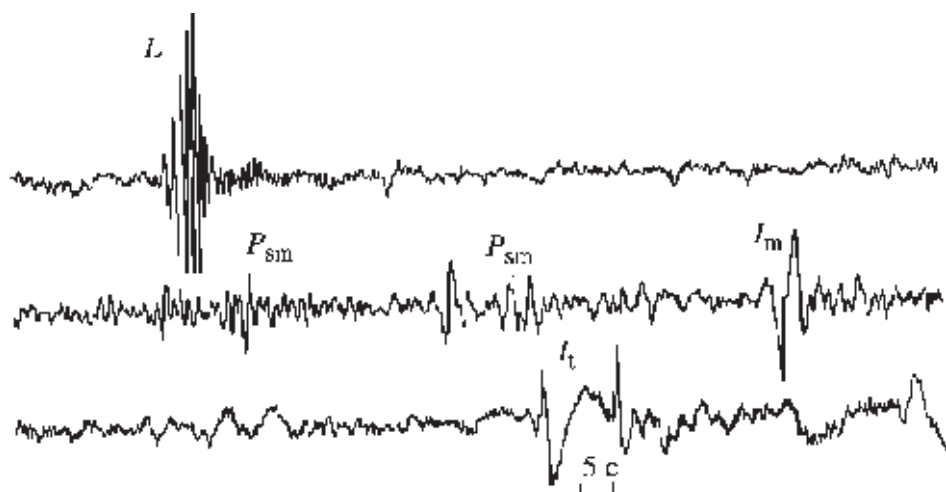
**Рис. 2.** Вертикальный профиль эффективной скорости звука (а); звуковые лучи (б): 1 – построенные по закону геометрической акустики, 2 – соответствующие частичному отражению звуковых волн от неоднородностей в атмосфере

Здесь можно выделить два направления исследований строения атмосферы Земли.

Первое является традиционным. В нём исследуются средние профили скорости звука и ветра в атмосфере, их пространственное изменение, суточные, сезонные и другие вариации во времени. Распределенная по земной поверхности сеть инфразвуковых станций IMS является удобным инструментом для проведения таких исследований.

Второе направление было впервые предложено в наших работах [4–5]. Оно заключается в возможности использовать инфразвуковые волны для изучения тонкой структуры атмосферы. Под тонкой структурой понимается наличие в верхней атмосфере анизотропных неоднородностей температуры и ветра. Вертикальные размеры таких неоднородностей изменяются в пределах от десятков метров до единиц километров, а горизонтальные размеры на один-два порядка превышают вертикальные. По современным представлениям такие неоднородности атмосферы образуются из-за нелинейного взаимодействия внутренних гравитационных волн. Теория образования анизотропных структур атмосферы подробно изложена в работах И.П. Чунчузова [6–7].

Геометрическая иллюстрация акустического метода зондирования тонкой структуры верхней атмосферы показана на рис. 2. Коэффициент частичного отражения заметно меньше единицы. Но его значения тем не менее достаточны, чтобы на земной поверхности, в месте регистрации звука, фиксировались акустические сигналы с амплитудой, используемой при последующем анализе. Особенности акустического метода зондирования верхней атмосферы и полученные результаты будут подробно рассмотрены ниже.



**Рис. 3.** Инфразвуковой сигнал, зарегистрированный на расстоянии 305 км от источника в области геометрической тени для стратосферных (высоты 20–50 км) и мезосферных (высоты 50–80 км) отражений

На рис. 3 показан характерный пример инфразвукового сигнала, зарегистрированного на расстоянии 305 км от источника. В данном случае источником звука был наземный взрыв с тротиловым эквивалентом в интервале 20–70 тонн тринитротолуола (тнт). Видно, что сигнал имеет существенную продолжительность во времени (несколько минут) и состоит из нескольких характерных инфразвуковых приходов.

Первым регистрируется инфразвуковой приход в виде волны Лэмба (L на рис. 3), соответствующий распространению звука внутри приземного акустического волновода. Спустя несколько минут после прихода волны Лэмба регистрируются инфразвуковые приходы  $P_{sm}$ ,  $I_m$  и  $I_t$  (индексы s, m, и t обозначают сигналы, соответствующие отражениям звука от стратосферы, мезосферы и термосферы).

Необходимо отметить, что на рис. 3 показаны записи инфразвуковых сигналов, зарегистрированных в зоне акустической (геометрической) тени для стратосферных (высоты 20–50 км) и мезосферных (высоты 50–80 км) отражений. То есть на указанных высотах поворот к земной поверхности звуковых лучей из-за рефракции невозможен, поскольку значения эффективной скорости звука на этих высотах заметно меньше её значений у земной поверхности (см. рис. 1).

Тем самым регистрируемые в эксперименте инфразвуковые приходы  $P_{sm}$ ,  $I_m$  были сформированы при частичном отражении инфразвука от анизотропных структур температуры и ветра на стратосферных и мезосферных высотах.

Здесь необходимо указать на различие между формой сигналов  $P_{sm}$ ,  $I_m$ . Инфразвуковые приходы  $P_{sm}$  имеют форму непрерывного сигнала, что объясняется непрерывным высотным распределением анизотропных неоднородностей температуры и скорости ветра в верхней стратосфере – нижней мезо-

сфере. При частичном отражении инфразвука от таких неоднородностей на земной поверхности будет формироваться квазипериодический сигнал, являющийся суперпозицией отдельных импульсов, отраженных от различных слоёв в атмосфере.

Инфразвуковой приход  $I_m$  имеет форму изолированного импульса. Такая форма сигнала соответствует частичному отражению звука от изолированному слою на высоте около 70–80 км. Вероятно, что такой слой сформировался за счет большого вертикального сдвига скорости ветра на указанных высотах. Атмосферные слои такого типа достаточно подробно исследованы ракетными и радарными методами и называются слоями «wind corner». В таких слоях вертикальный сдвиг скорости ветра может достигать значений 50 м/сек на 500 м. Подробно об этих исследованиях, а также об инфразвуковых приходах импульсного типа  $I_m$  написано в нашей работе [8]. Инфразвуковой приход  $I_t$  соответствует повороту звуковых лучей из-за рефракции на термосферных высотах (в рассматриваемом случае на высотах около 120 км). Для термосферных сигналов приемник инфразвука располагался в области слышимости.

Другим подтверждением того, что сигналы  $P_{sm}$ ,  $I_m$ , в отличие от рефракционного прихода  $I_t$ , соответствуют именно частичному отражению инфразвука от неоднородных структур в атмосфере является различие в значениях их акустического импульса  $I$ , равного произведению площади волнового профиля  $S$  ( $S = \int p d\tau$ , где  $p$  – акустическое давление,  $\tau$  – время) на расстояние до источника  $R$ . В работе [9] показано, что указанная величина для рефракционных приходов приблизительно (с точностью до фактора фокусировки звуковых лучей) сохраняется в атмосфере независимо от мощности источника и трассы распространения.

Для первичных оценок величину  $S$  можно определять по простой формуле

$$S \sim p \tau,$$

где  $p$  – значение максимума акустического давления,  $\tau$  – характерный период сигнала.

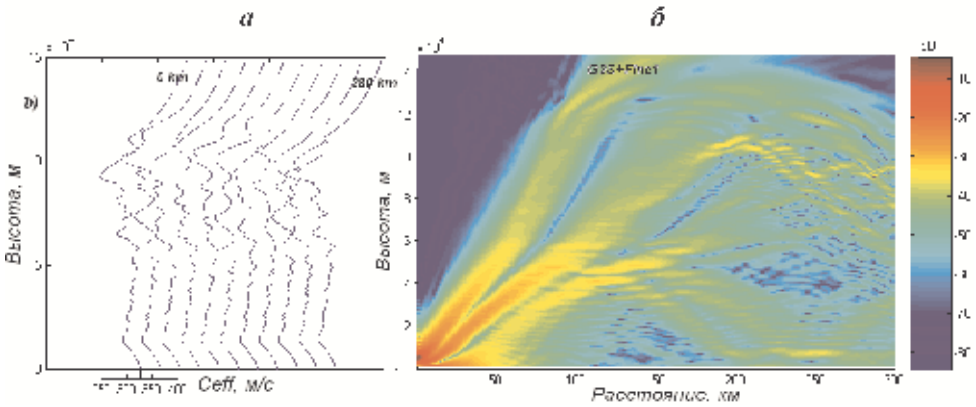
На рис. 3 видно, что площадь волнового профиля  $S$  акустического импульса для термосферного прихода  $I_t$  заметно превышает соответствующие значения для стратосферных  $P_{sm}$  и мезосферных  $I_m$  инфразвуковых приходов. Это является дополнительным подтверждением того, что последние сформированы акустическими волнами из-за частичного отражения звука на неоднородной структуре стратосферы и мезосферы (здесь коэффициент отражения заметно меньше единицы в отличие от случая рефракционного поворота лучей к земной поверхности из-за полного внутреннего отражения).

Далее для оценки параметров и вертикального распределения анизотропных структур температуры и ветра в верхней атмосфере мы будем использовать инфразвуковые сигналы, зарегистрированные в области геометрической тени.

Согласно теории образования анизотропных структур верхней атмосферы [6–7] спектр горизонтальных пульсаций скорости ветра спадает при уменьшении вертикальных масштабов неоднородностей  $l_z$  по степенному закону  $\alpha N^2 k_z^{-3}$ , где  $k_z = 1/l_z$  – вертикальное волновое число, обратно пропорциональное вертикальному масштабу неоднородностей,  $N$  – так называемая частота

Брента-Вайсяля,  $\alpha$  – численный коэффициент, значения которого лежат в интервале 0.1–0.3. При этом 3-х мерный спектр этих пульсаций имеет сильно вытянутые вдоль оси  $k_z$  поверхности постоянных значений спектральной амплитуды, что характеризует анизотропию неоднородностей и убывает по закону  $k^{-5}$  с ростом волнового числа  $k$ .

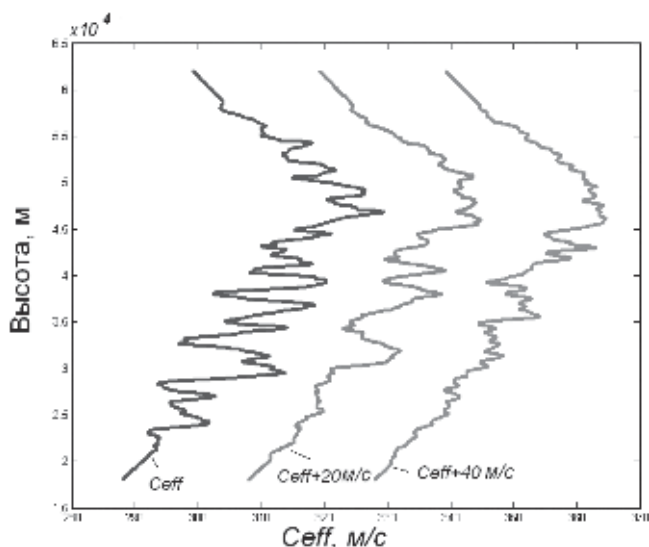
На рис. 4 *а* показан один из примеров горизонтального и вертикального распределения анизотропных структур в значениях эффективной скорости звука в сравнении с соответствующим профилем, полученным из наиболее распространенной в настоящее время модели g2s (ground-to-space), а на рисунке 4 *б* пример расчета интенсивности звуковых сигналов в случае стратификации атмосферы для модели g2s, дополненной наличием анизотропных неоднородностей. Видно, что для возмущенной модели эффективной скорости звука характерно проникновение акустических волн в область геометрической тени, которая образуется в невозмущенной модели g2s.



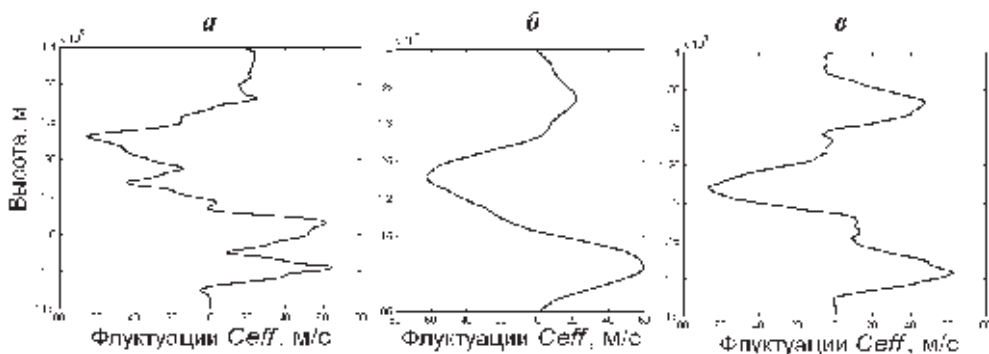
**Рис. 4.** Пример расчета вертикальных профилей эффективной скорости звука, распределенных вдоль земной поверхности в направлении распространения звуковых волн с учетом тонкой структуры атмосферы (*а*). Соответствующий пример расчета акустического поля от точечного источника методом параболического уравнения (*б*)

Первые систематизированные эксперименты по исследованию рассеяния инфразвука на анизотропных неоднородностях температуры и ветра в верхней атмосфере были проведены в наших работах [4–5]. В этих работах было также дано объяснение явлению проникновения инфразвука в область акустической геометрической тени и получены первые оценки вертикальных градиентов эффективной скорости звука в верхней атмосфере на основании анализа данных регистрации инфразвука в области акустической тени. В дальнейшем, в работах И.П. Чунчузова с коллегами [10–11], была развита теория взаимосвязи спектров рассеянных на анизотропных структурах инфразвуковых сигналов и спектров самих анизотропных неоднородностей температуры и ветра.





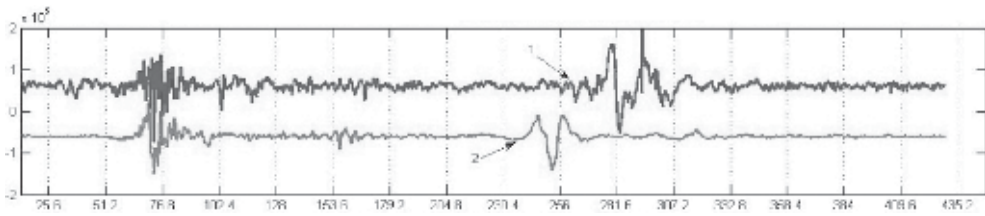
**Рис. 5.** Вертикальные профили эффективной скорости звука  $C_{eff,0}(z_i) + \Delta C_{eff}(z_i)$  в стратосфере, восстановленные по трем сигналам от вулкана, следующим друг за другом с интервалом порядка 30 мин



**Рис. 6.** Вертикальные профили флуктуаций  $\Delta C_{eff}(z)$  в нижней термосфере, восстановленные в диапазонах высот 105–140 км (а, б, в – соответствуют периодам времени на рис. 5)

На основании этих работ была разработана методика восстановления вертикального распределения анизотропных структур в верхней атмосфере на основании данных инфразвуковых измерений в областях акустической тени на больших расстояниях от наземных импульсных источников [10].

Пример такого вертикального профиля эффективной скорости звука в страто-мезосфере показан на рис. 5. На рис. 6 показан соответствующий пример для восстановления неоднородностей в термосфере. Для построения таких профилей анализировались данные регистрации инфразвука на расстоянии 250,5 км от места извержения вулкана в Эквадоре [11].



**Рис. 7.** Инфразвуковые сигналы на расстоянии 322 км от местоположения взрывов в Удмуртии 2 июня 2011 года. Интервал времени между взрывами 1 час 34 минуты

Наличие анизотропных структур температуры и ветра характерно для всей верхней атмосферы в целом, независимо от времени суток и их пространственного местоположения.

Далее кратко остановимся на устойчивости во времени подобных атмосферных неоднородностей.

В [8] было показано, что слой «wind corner», ответственный за регистрацию инфразвуковых приходов типа  $I_m$  на рис. 3, может быть стабильным на протяжении нескольких часов.

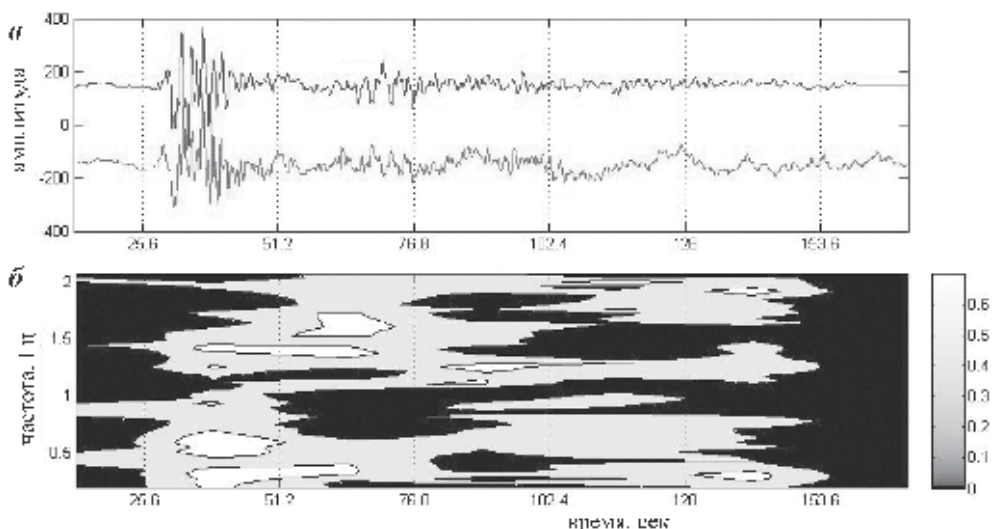
Здесь под стабильностью мы понимаем стабильность характеристик самих слоев (вертикальные размеры, вертикальные градиенты температуры и ветра), влияющих на амплитуду и, главное, на фазу отраженных от них акустических импульсов.

Вариации амплитуды и фазы коэффициентов частичного отражения будут существенным образом проявляться в форме регистрируемых на земной поверхности акустических сигналов, являющихся суперпозицией отдельных акустических импульсов, отраженных от различных неоднородных слоев в верхней атмосфере.

Сам факт наличия анизотропной структуры атмосферы (из-за которой в регистрируемых инфразвуковых сигналах наблюдается осциллирующая компонента независимо от расположения приёмников инфразвука в областях геометрической тени либо слышимости) характерен практически для любого времени суток и любой пространственной области. Об этом свидетельствуют данные, приведенные в [5, 11], а также результаты, показанные на рис. 7.

Из рис. 7 видно, что общая структура сигналов (наличие осциллирующих страто-мезосферных приходов и импульсного термосферного прихода) стабильна на протяжении единиц часов. Факт наличия анизотропных структур температуры и ветра в средней атмосфере не зависит от местоположения исследуемых пространственных областей. Такие структуры наблюдаются во все сезоны года.

Не исследованным остается вопрос о стабильности параметров самих тонких слоёв и их высотного распределения. Здесь под стабильностью мы понимаем возможность сохранения на протяжении некоторого интервала времени мгновенных вертикальных профилей эффективной скорости звука в достаточно значительной по высоте толще атмосферы.

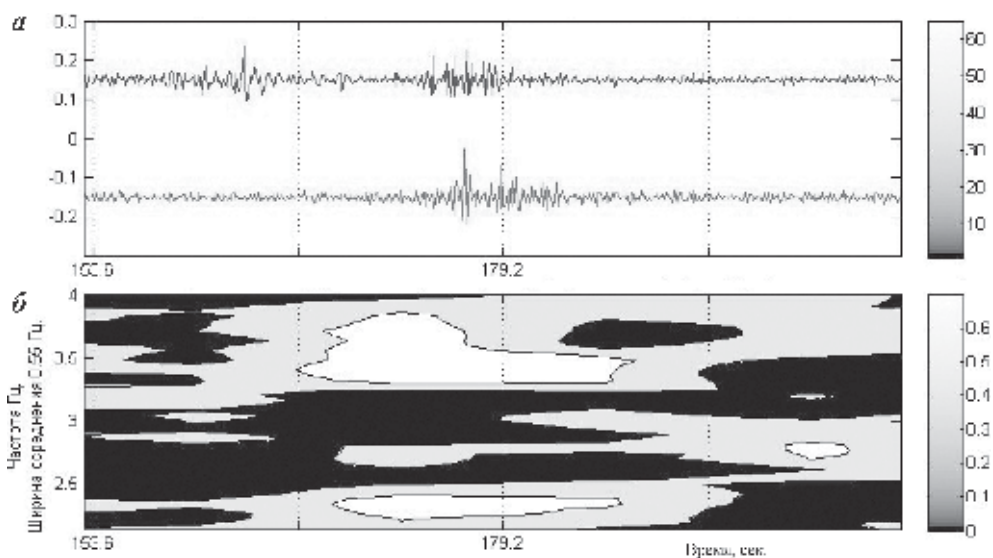


**Рис. 8.** Инфразвуковые сигналы зарегистрированные в одном и том же пункте в области геометрической тени на расстоянии 305 км от источников (взрывы 20-70 т тнт), реализованных с интервалом 20 минут (нижняя панель). Когерентность между этими сигналами (верхняя панель)

Очевидно, что атмосфера является динамичной средой, характеристики которой существенно изменяются во времени. Одной из причин такого изменения является действие внутренних гравитационных волн и их нелинейная динамика. Например, в нашей работе [12] показано, что внутренние гравитационные волны могут оказывать заметное влияние на структуру инфразвуковых сигналов, регистрируемых на больших расстояниях от источников при проведении экспериментов с интервалом времени более 10 минут. Такие и большие периоды как раз и характерны для внутренних гравитационных волн.

Возникает вопрос, а возможна ли вообще стабильность во времени параметров тонкой структуры атмосферы и её высотного распределения. Частичным ответом на этот вопрос являются результаты экспериментов, показанные на рис. 8–10.

На рис. 10 показаны инфразвуковые сигналы, зарегистрированные на расстоянии 322 км от наземных взрывов с тротильным эквивалентом 15 т тнт. Интервал времени между взрывами был 4 минуты. Визуально видно, что регистрируемые инфразвуковые сигналы имеют длительность более 5 минут. Видно также, что структура сигналов соответствует регистрации инфразвуковых приходов, аналогичных показанным на рис. 7 и соответствующих стратосферным, мезосферным и термосферным отражениям, при этом практически вся наблюдаемая общая структура сигналов, зарегистрированных с интервалом времени 4 минуты, является неизменной. Подтверждением этого служат значения когерентности между этими сигналами.



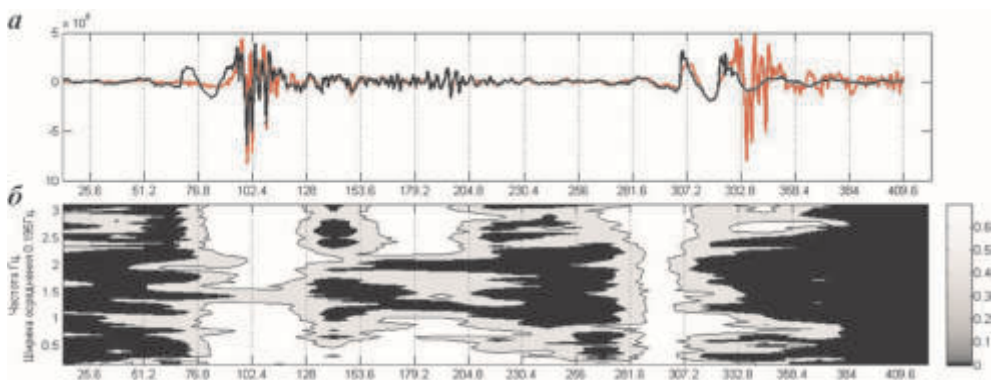
**Рис. 9.** Инфразвуковые сигналы зарегистрированные в одном и том же пункте в области геометрической тени на расстоянии 440 км от источников (взрывы 20 кг тнт), реализованных с интервалом 20 минут (а). Когерентность между этими сигналами (б)

Из рис. 10 видно, что значения когерентности между сигналами, зарегистрированными от однотипных взрывов с интервалом времени 4 минуты, являются значимыми и наблюдаются на протяжении всего периода регистрации инфразвука. Осциллирующий сигнал красного цвета на рисунке справа соответствует стратосферному приходу от следующего взрыва. Так как взрывы были неконтролируемые, то происходило наложение сигналов от разных источников.

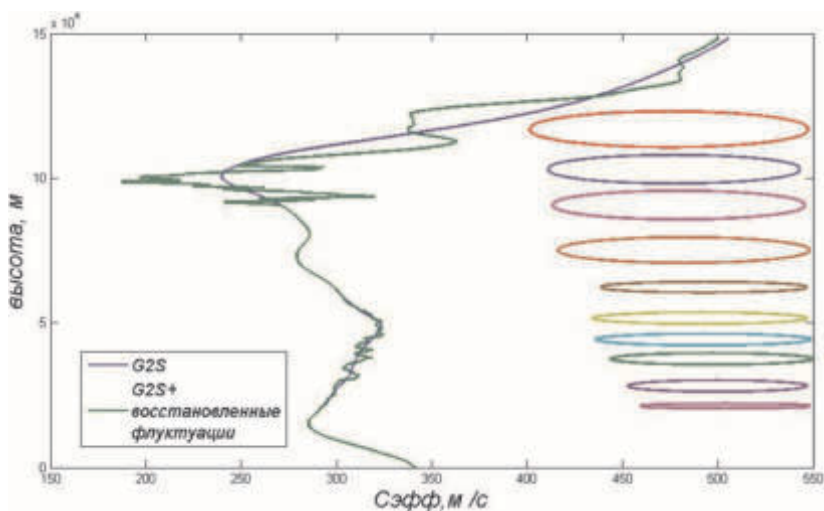
Указанное свидетельствует о стабильности структуры всей толщи атмосферы от стратосферных до термосферных высот в интервале времени не менее 4-х минут, при этом стабильной является структура атмосферы в целом и в деталях.

То есть, численные характеристики тонких атмосферных слоёв (толщины, вертикальные градиенты температуры и ветра), влияющие на амплитуду и фазу рассеянных акустических импульсов, а также их вертикальное распределение могут быть стабильными на протяжении указанного выше интервала времени.

Таким образом, на основании данных регистраций инфразвука на больших расстояниях от импульсных источников можно схематично рассматривать земную атмосферу как тонкослоистую среду на протяжении практически всей верхней атмосферы (рис. 11). При этом, сами крупномасштабные анизотропные структуры можно схематично представить в виде суперпозиции отдельных «блинов» с различными пространственными и динамическими (вертикальные градиенты температуры и ветра) характеристиками. И, как было показано выше, такая структура характерна для всей атмосферы, независимо от её пространственного распределения и может быть стабильной в целом и в деталях на протяжении интервалов времени не менее 4 минут.



**Рис. 10.** Инфразвуковые сигналы зарегистрированные в одном и том же в области акустической тени на расстоянии 322 км от источников (взрывы 10–30 т тнт), реализованных с интервалом 4 минуты (а). Когерентность между этими сигналами высокая на протяжении всей (!) длительности сигнала (б)



**Рис. 11.** Профиль G2S с наложенными на него флуктуациями  $\Delta C_{eff}(z)$

Указанное является новым и неожиданным результатом, поскольку земная атмосфера является очень динамичной средой, и вызывает необходимость проведения специальных исследований.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-05-00890 и 13-05-00268).

### Литература

1. Куличков С.Н. Дальнее распространение звука в атмосфере (обзор) // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1992. Т. 28, № 4. С. 3–20.

2. *Hoffmann T.L.* Establishment of the CTBT IMS infrasound network – a status report // [http://www.gi.alaska.edu/infrasound/ITW2006/ITW\\_DVD/](http://www.gi.alaska.edu/infrasound/ITW2006/ITW_DVD/).
3. *Blanc E.* Atmospheric dynamics Infrastructure in Europe: The ARISE project // *Geophysical Research*. 2013. V. 15.
4. *Буш Г.А., Куличков С.Н., Свертилов А.И.* О некоторых результатах экспериментов по рассеянию акустических волн на анизотропных неоднородностях средней атмосферы // *Изв. АН. Физика атмосферы и океана*. 1997. Т. 33, № 4. С. 483–491.
5. *Kulichkov S.* On the prospects for acoustic sounding of the fine structure of the middle atmosphere // *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies / Eds. Le Pichon A., Blanc E., Hauchecorne A.* Chapter 16. Dordrecht-Heidelberg: Springer Verlag, 2010. P. 511–540.
6. *Chunchuzov I.P.* On the nonlinear shaping mechanism for gravity wave spectrum in the atmosphere // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 1–20.
7. *Chunchuzov I.P.* On the high Wavenumber form of the Eulerian Internal Wave Spectrum in the Atmosphere // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59 (5). P. 1753–1772.
8. *Куличков С.Н., Буш Г.А., Свертилов А.И.* Новый тип инфразвуковых приходов в зоне геометрической тени на больших расстояниях от взрывов // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2002. Т. 38, № 4. С. 450–456.
9. *Куличков С.Н.* Постоянство “акустического импульса” при дальнем распространении инфразвука в атмосфере // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2002. Т. 38, № 5. С. 658–664.
10. *Чунчuzов И.П., Куличков С.Н., Фирстов П.П.* Об отражении акустической N-волны от слоистых неоднородностей атмосферы // *Изв. РАН Физика атмосферы и океана*. 2013. Т. 49, № 3. С. 285–297.
11. *Чунчuzов И.П., Куличков С.Н., Попов О.Е. и др.* Характеристики тонкой вертикальной структуры поля скорости ветра в стратосфере и нижней термосфере, полученные по инфразвуковым сигналам в области акустической тени // *Изв. РАН Физика атмосферы и океана*. 2014 (в печати).
12. *Куличков С.Н., Буш Г.А.* Быстрые вариации инфразвуковых сигналов на больших расстояниях от однотипных взрывов. // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2001. Т. 37, № 3. С. 331–338.

# Радиотомография волн и возмущений ионосферы и верхней атмосферы

*В.Е. Куницын, Е.С. Андреева, И.А. Нестеров*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Для изучения ионосферы и протекающих в ней физических процессов необходимы исследования пространственного распределения ионосферной плазмы. Ионосфера как среда распространения радиоволн существенным образом влияет на работу различных систем навигации, локации и связи. Поэтому исследования структуры ионосферы представляют интерес для решения многих практических задач. Существующие радиолокационные средства и ионозонды позволяют проводить лишь локальную диагностику ионосферы. Создание достаточно плотной сети традиционных средств зондирования ионосферы весьма сложно и дорого. Существующие низкоорбитальные (типа российской «Цикада» и американской «Транзит») и высокоорбитальные (GPS/ГЛО-НАСС) спутниковые навигационные системы и сеть наземных приемников дают возможность проводить зондирование ионосферы по различным направлениям и применять томографические методы, т.е. позволяют восстанавливать пространственную структуру электронной концентрации ионосферы [1–6]. С начала 1990-х годов действуют радиотомографические (РТ) системы на базе низкоорбитальных (НО) навигационных спутниковых систем (НСС). В последние годы активно проводятся РТ исследования по данным высокоорбитальных (ВО) НСС [4–6]. В международной сети IGS доступны данные от около полутора тысяч приемников ВО НСС. Для обозначения различных видов РТ здесь используются термины «низкоорбитальная» РТ и «высокоорбитальная» РТ ионосферы (НОРТ и ВОРТ).

## Низкоорбитальная радиотомография ионосферы

Исследования ионосферы на базе НО НСС начали активно развиваться более 20 лет назад [1–5]. НОРТ-системы основаны на наземных цепочках приемников, регистрирующих радиосигналы (на когерентных частотах 150 и 400 МГц) низкоорбитальных навигационных спутников, имеющих практически круговую орбиту порядка 1000–1100 км. Измерения приведенной фазы в приемных точках являются данными для РТ реконструкции. Интегралы от электронной концентрации  $N$  вдоль лучей между приемником на Земле и передатчиком на спутнике пропорциональны абсолютной (полной) фазе  $\Phi$  [2–5], включая неизвестную начальную фазу  $\phi_0$ :

$$\alpha \lambda r_e \int N ds = \Phi = \phi_0 + \phi, \quad (1)$$

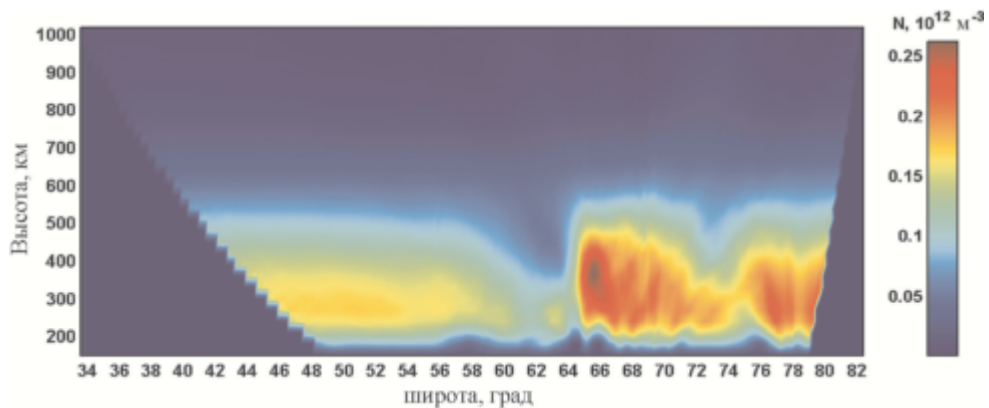
где  $\lambda$  – длина зондирующей волны,  $ds$  – элемент длины луча,  $r_e$  – классический радиус электрона, коэффициент пропорциональности  $\alpha$  (порядка единицы) определяется выбором зондирующих частот. Для решения обратной задачи РТ необходимо знать абсолютную фазу  $\Phi$ , включая  $\phi_0$ . Поэтому был

разработан метод фазоразностной РТ или РТ по разности линейных интегралов на близких лучах, не требующий определения начальной фазы  $\varphi_0$  [2–3]. Фазоразностная РТ дает заметно лучшие результаты и обладает более высокой чувствительностью по сравнению с фазовыми методами, что подтверждается моделированием и экспериментальными результатами [2–7]. Разрешение задачи РТ в линейной постановке составляет 20–30 км по горизонтали и 30–40 км по вертикали. Если учитывать рефракцию зондирующих лучей, то пространственное разрешение метода РТ ионосферы можно улучшить до 10–20 км [5].

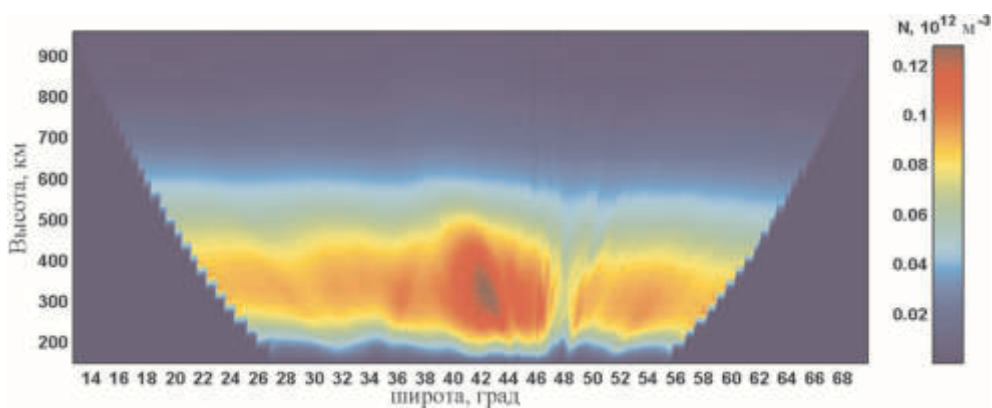
Исследования по НОРТ ионосферы и ее приложениям вызывают заметный интерес в мире, и в настоящее время более десяти научных групп в ведущих странах проводят работы в этом направлении [5, 6, 8, 9]. В течение последних двадцати лет были проведены серии успешных НОРТ-экспериментов в различных регионах Европы, Америки и Юго-Восточной Азии [5–14], которые показали широкие возможности методов РТ для исследований разнообразных ионосферных структур. В настоящее время существует около десятка действующих сетей (линеек) приемников НОРТ в различных регионах мира (Россия, США, Великобритания, Скандинавия и Финляндия, Аляска, Гренландия, Карибский регион), которые активно используются для исследовательских целей. Создана НОРТ система в Индии, модернизируется НОРТ система в Юго-Восточной Азии.

Проведенные многочисленные НОРТ эксперименты показали сложность и разнообразие структуры и динамики провалов ионизации. В ходе РТ-экспериментов в Юго-Восточной Азии по низкоширотной трассе Манила–Шанхай был выявлен ряд структурных особенностей экваториальной аномалии (ЭА), обусловленных «фонтан-эффектом» [12–14]. НОРТ-методы позволяют проводить исследования волновых и квазिवолновых структур, блоков, перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), связанных с АГВ и т.д. Российская трансконтинентальная НОРТ-система (арх. Шпицберген–Москва–Сочи), состоящая из 9 приемных станций, является самой протяженной в мире (около 4000 км) [15]. Уникальность российской НОРТ системы состоит в том, что данные наблюдений охватывают область ионосферы от авроральных (зоны полярной шапки) до средних и низких широт. Неоднократно были зарегистрированы пятна повышенной ионизации внутри провала. На рис. 1 показан один из примеров провала ионизации над северо-западом России (Москва–Шпицберген). На рисунке хорошо виден провал ионизации в области широт  $62^\circ$ – $65^\circ\text{N}$ . Кроме того, пятно повышенной ионизации идентифицируется внутри провала ( $63^\circ$ – $64^\circ\text{N}$ ), а также квазिवолновые возмущения к северу от провала в районе широт  $66^\circ$ – $78^\circ\text{N}$ . Один из примеров провала ионизации в районе западного побережья США показан на рис. 2. Узкий провал ионизации хорошо виден в окрестности широты  $48^\circ\text{N}$  и квазिवолновые возмущения к югу и северу от провала. Интенсивные квазिवолновые возмущения с масштабами от 50 до 200 км, охватывающие обширную область широт от  $60^\circ\text{N}$  до  $80^\circ\text{N}$ , зарегистрированы на НОРТ-реконструкции ионосферы (Москва–Шпицберген), представленной на рис. 3. На рис. 4 показан один из примеров

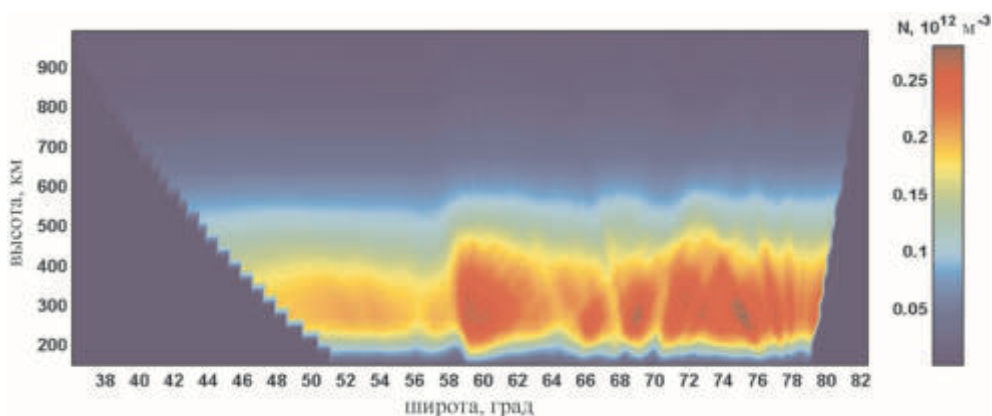




**Рис. 1.** НОРТ-реконструкция ионосферы (Москва–Шпицберген) 10.04.2012 (00:08 UT)



**Рис. 2.** НОРТ-реконструкция ионосферы (западное побережье США) 16.11.2011 (08:40 UT)



**Рис. 3.** НОРТ-реконструкция ионосферы (Москва–Шпицберген) 13.04.2012 (03:18 UT)

НОРТ-сечения ионосферы (Москва-Шпицбеген) с перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ) в районе широт  $52^{\circ}$ – $60^{\circ}$ N. Исходя из геометрии эксперимента и характерного угла наклона ПИВ, можно предположить, что возмущения движутся с севера на юг.

В периоды геомагнитных бурь неоднократно регистрировались локализованные области повышенной ионизации, обусловленные корпускулярными вторжениями. Высыпания ионизирующих частиц вызывают перераспределение электрических токов, разнообразные оптические и УФ явления, а также изменения параметров ионосферы (электронной концентрации, повышение электронной и ионной температуры и др.). Высыпания частиц могут вызывать возбуждение различных волновых процессов в ионосфере. Один из примеров НОРТ-сечения над Аляской представлен на рис. 5. В южной части ( $58^{\circ}$ – $60^{\circ}$ N) наблюдалась сложная квазиволновая структура с ярко выраженным фронтом. Резкий перепад ионизации в виде «стенки» хорошо виден в окрестности широты  $60^{\circ}$ N (см. рис. 5). Спутник DMSP F14 регистрирует пик потоков электронов в районе  $60^{\circ}$ N (рис. 6). На рис. 7 показан пример НОРТ-сечения ионосферы (Москва-Шпицбеген) с расходящимися квазиволновыми возмущениями в районе широт  $67^{\circ}$ – $72^{\circ}$ N, обусловленными корпускулярными высыпаниями. Результаты проведенных исследований показывают, что пространственная структура дополнительной корпускулярной ионизации, выявленная на НОРТ-сечениях ионосферы («пятна» ионизации, волновые и квазиволновые возмущения), качественно соответствует широтным распределениям потоков ионизирующих частиц. В периоды сильных геомагнитных возмущений распределения электронной плотности ионосферной плазмы характеризуются наличием множественных экстремумов и волновых возмущений с пространственными масштабами порядка десятков и сотен километров; характерные масштабы широтных вариаций соответствующих корпускулярных высыпаний меняются в широких пределах, от единиц до десятков градусов по широте.

Необычное НОРТ-сечение над о. Тайвань было зарегистрировано ночью 26 апреля 2006 г. в 16:40UT (27.04.2006, 00:40LT) (рис. 8), которое отражает, по-видимому, стадию формирования экваториальных «пузырей» (bubbles) в районе широт  $23^{\circ}$ N,  $24^{\circ}$ N и  $25^{\circ}$ N.

НОРТ позволяет восстанавливать структуру не только крупномасштабных естественных явлений в ионосфере, но и регистрировать следы искусственных возмущений [16–18]. На НОРТ-сечении (рис. 9) видны квазиволновые структуры, возникшие вследствие старта ракеты с космодрома Плесецк через 30 мин. Плесецк расположен в стороне от плоскости пролета спутника примерно на 200 км на широте  $63^{\circ}$ . Структура этих возмущений достаточно сложна: наряду с крупными масштабами  $\sim$  (200–400 км) присутствуют возмущения с более мелкими масштабами  $\sim$  (50–70 км). Наклон «фронта» этих квазиволновых структур также меняется. Старт ракеты приводит к генерации акустико-гравитационных волн (АГВ) и соответствующим возмущениям электронной плотности [16, 17]. Во время проведения НОРТ-экспериментов

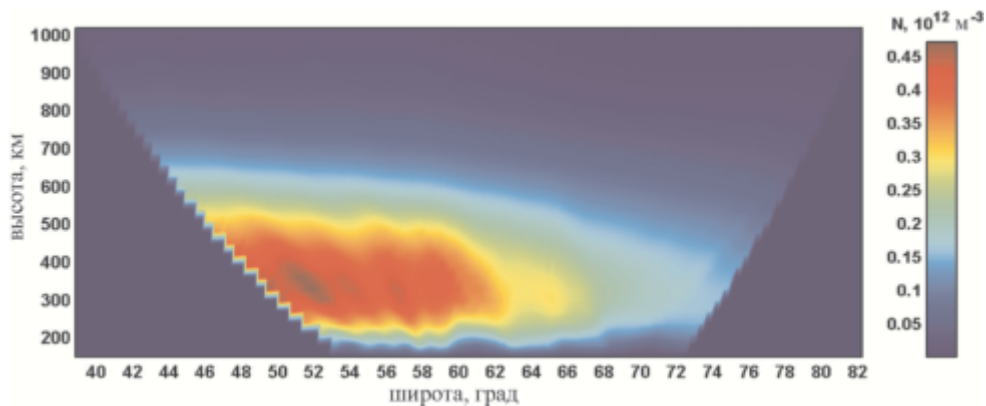


Рис. 4. НОРТ-реконструкция ионосферы (Москва–Шпицберген) 13.04.2012 (03:18 UT)

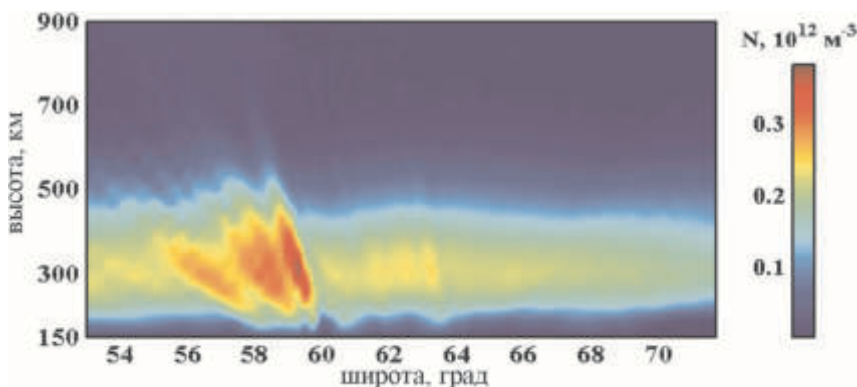


Рис. 5. НОРТ-реконструкция (район Аляски) 29.10.2003 (19:10 UT)

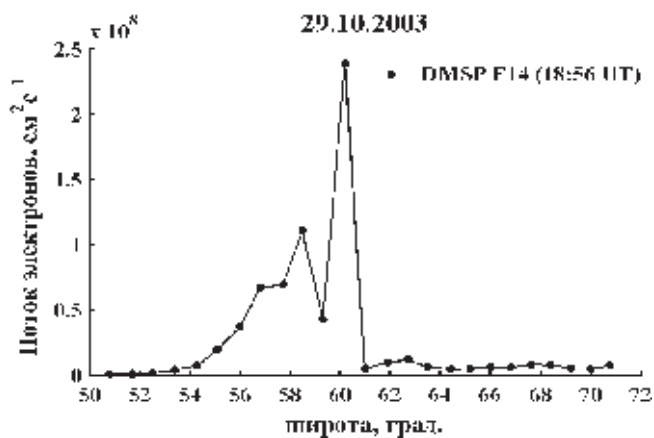
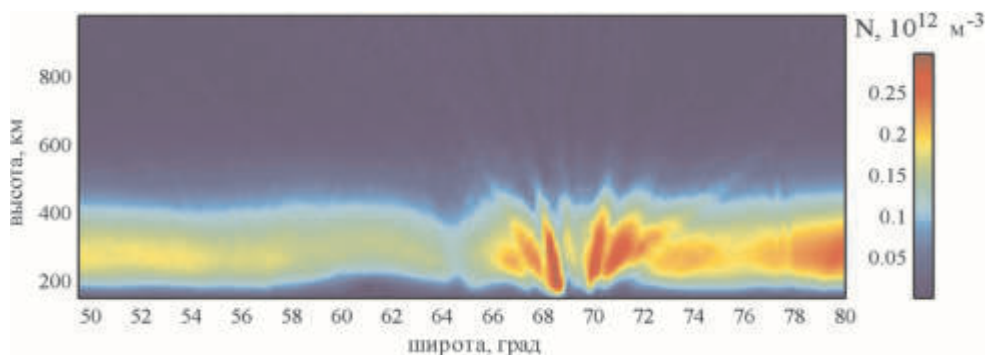
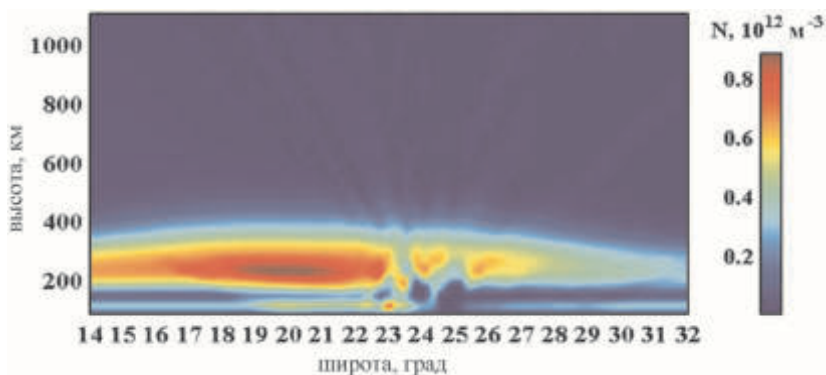


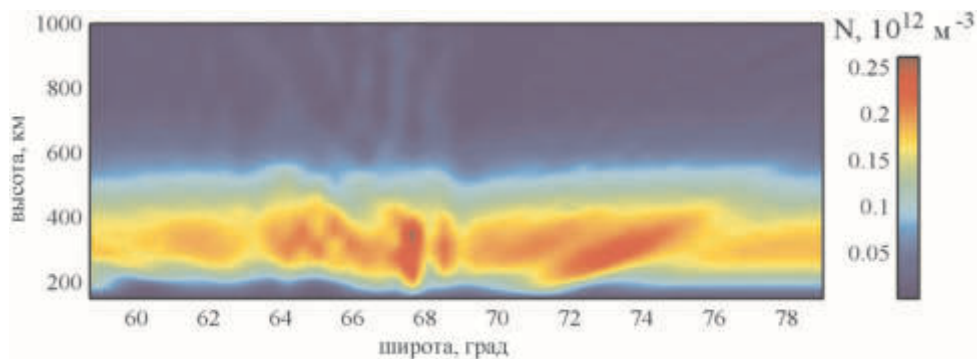
Рис. 6. Поток электронов по данным спутника DMSP F14, 18:56 UT (регион Аляски)



**Рис. 7.** НОРТ-реконструкция (Москва–Шпицберген) 27.04.2007 в 18:40UT



**Рис. 8.** НОРТ-реконструкция (регион о. Тайвань) 26.04.2006 в 16:40UT



**Рис. 9.** НОРТ-реконструкция (Москва–Мурманск) 18.02.1991 в 06:06LT

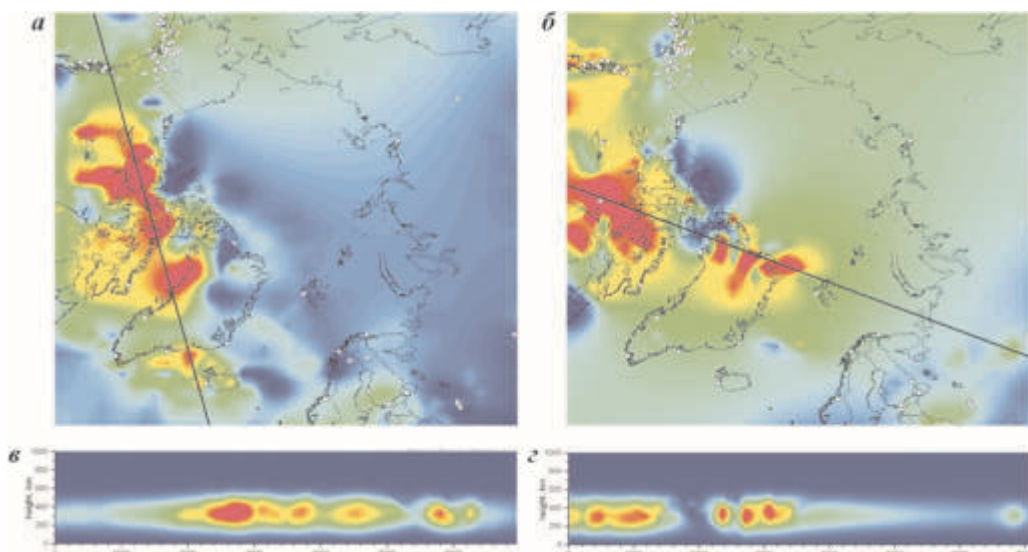
на трассе Москва–Мурманск были обнаружены долгоживущие локальные возмущения плотности ионосферной плазмы над местом проведения наземных промышленных взрывов [18]. Методами РТ была обнаружена генерация ионосферных возмущений нагревным стендом "Сура" при 10-минутной модуляции мощного КВ излучения [19]. Метод НОРТ позволяет также опреде-

лять потоки плазмы, рассматривая последовательные во времени РТ-сечения ионосферы [20]. Основным существенным ограничением ВОРТ является необходимость создания систем со многими линейками приемников.

## Высокоорбитальная радиотомография ионосферы

С развертыванием в США и России глобальных навигационных систем GPS и ГЛОНАСС появилась возможность проводить непрерывные измерения характеристик проходящих через ионосферу радиосигналов и решать обратные задачи радиозондирования [5, 6, 21–24]. В ближайшие годы планируется развертывание и других систем, в частности европейской (Galileo), китайской (BeiDou) и японской (QZSS). Здесь для обозначения всех глобальных навигационных систем будем использовать общепринятую аббревиатуру GNSS (Global Navigation Satellite System). Существует ряд региональных и глобальных сетей приемников GPS/ГЛОНАСС, в частности сеть IGS (International Geodetic Service) насчитывает около 2000 приемников. Существуют крупные сети в Японии, Южной Корее, сеть UNAVCO и др. Основной особенностью обратных задач радиозондирования по данным GNSS, относящихся к типу томографических задач с неполными данными, является их высокая размерность. Сравнительно низкая угловая скорость высокоорбитальных спутников GNSS определяет необходимость учета временной изменчивости ионосферы, что приводит к постановке задачи 4D томографии (три пространственные координаты и время). Четырехмерность задачи делает особенно существенной неполноту исходных данных – лучи спутник-приемник проходят не через все точки пространства, а в областях с малым числом приемников образуются области отсутствия данных, что требует разработки специальных подходов. В частности, была разработана дополнительная процедура интерполяции найденных решений в области отсутствия данных [5, 23]. Как правило, вертикальное и горизонтальное разрешение ВОРТ не лучше 100 км с шагом по времени 60–20 минут. На плотных сетях приемников (Европа, США, Аляска) можно достичь разрешения в 30–50 км с шагом по времени 30–10 минут. Только в районе очень плотных сетей Калифорнии и Японии возможно достичь разрешения в 10–30 км с шагом по времени до 2 минут.

Были проведены ВОРТ исследования структуры и динамики ионосферы при различных гелиогеофизических условиях. В период сильнейшей геомагнитной бури 29–31 октября 2003 г. были зарегистрированы аномальные повышения электронной концентрации (до  $3 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ ) над Арктикой. В качестве иллюстрации на рис. 10 представлены схемы вертикального ТЕС (Total Electron Content,  $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ м}^{-2}$ ), вычисленные по ВОРТ-реконструкциям над Арктикой 29, 30 октября 2003 г. в 22:00UT и 21:00UT, соответственно. Увеличение электронной концентрации на ночной стороне связано с конвекцией плазмы с дневной стороны на ночную. Области повышенной ионизации имеют вид «языков» с неоднородной, «пятнистой» структурой (рис. 10 *а, б*), которая показана также на вертикальных разрезах (рис. 10 *в, г*). Разрезы проведены вдоль линий, изображенных на схемах ТЕС (рис. 10 *а, б*). По-видимо-



**Рис. 10.** ВОРТ-реконструкции ионосферы над Арктикой, 29 и 30 октября 2003 г. *a, б* – схемы TEC, *в, г* – вертикальные сечения вдоль линий, обозначенных на схемах TEC

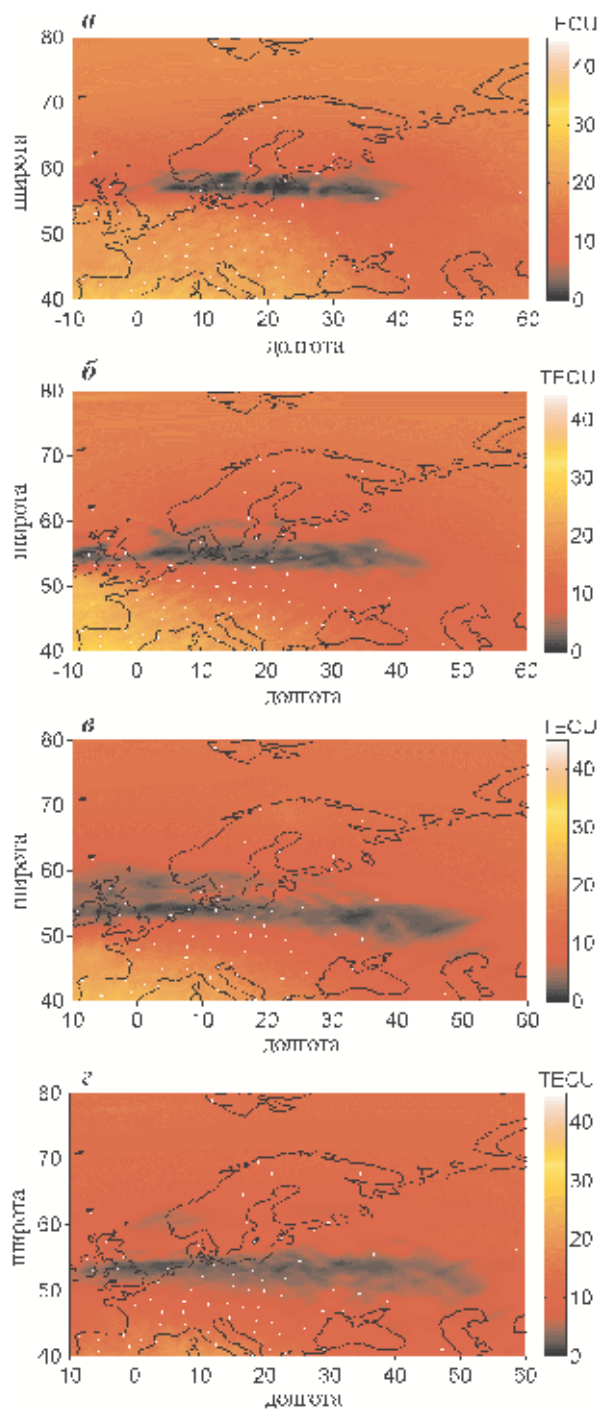
му, такая структура неоднородностей связана с неустойчивостью ионосферной плазмы и появлением квазиволновых структур.

На рис. 11 и рис. 12 представлены схемы вертикального TEC над Европой и северной Америкой в период сильной геомагнитной бури 17 марта 2013 г. ( $K_p=6.7$ ). Важно отметить, что в период бури провал ионизации над Европой расположен заметно южнее ( $58^\circ-60^\circ N$ ). На схемх вертикального TEC в течение 5 часов (17:00–22:00 UT) хорошо видно, как провал становится более протяженным и постепенно смещается к югу: с широт  $58^\circ-60^\circ N$  в 17:00UT до широт  $50^\circ-52^\circ N$  в 22:00UT (см. рис. 11). Над северной Америкой (см. рис. 12) наблюдался широкий и глубокий провал с возмущениями, который постепенно «расслаивался» и смещался также в южном направлении.

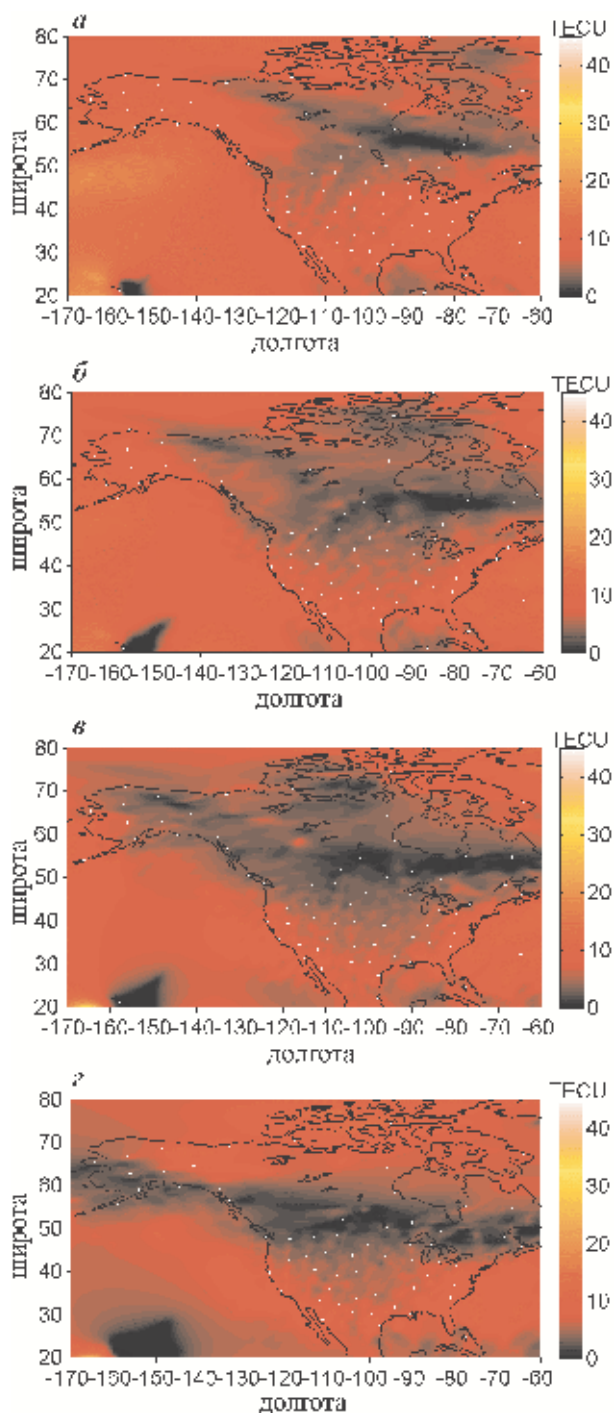
Обычно поступательное движение гребня экваториальной аномалии (ЭА) происходит с востока на запад, однако в периоды бурь наблюдается сложная динамика движения ЭА. В качестве примера на рис. 13 показаны карты о TEC в период бури 15 декабря 2006 г. Хорошо видно, что ЭА представляет собой многоэкстремальную «пятнистую» структуру, обусловленную выпадениями энергичных частиц [25].

На рис. 14 приведен пример схемы вертикального TEC ионосферы над Арктикой 16 декабря 2006 г. Здесь видна характерная кольцеобразная структура вокруг северного полюса, связанная с конвекцией и переносом электронной концентрации с дневной стороны ионосферы на ночную.

Был проведен ВОРТ анализ ионосферных возмущений над Японией после сильнейшего землетрясения Тохоку с временным разрешением (2-4 мин) [26]. На рис. 15 приведены возмущения вертикального TEC через час после глав-



**Рис. 11.** Пример эволюции провала ионизации над Европой в период геомагнитной бури 17 марта 2013 г., *a* – 17.00 UT; *б* – 19.00 UT; *в* – 20.00 UT; *г* – 22.00 UT



**Рис. 12.** Пример эволюции провала ионизации над северной Америкой 17.03.2013 г.  
*а* – 04.00 UT; *б* – 05.00 UT; *в* – 06.00 UT; *г* – 07.00 UT



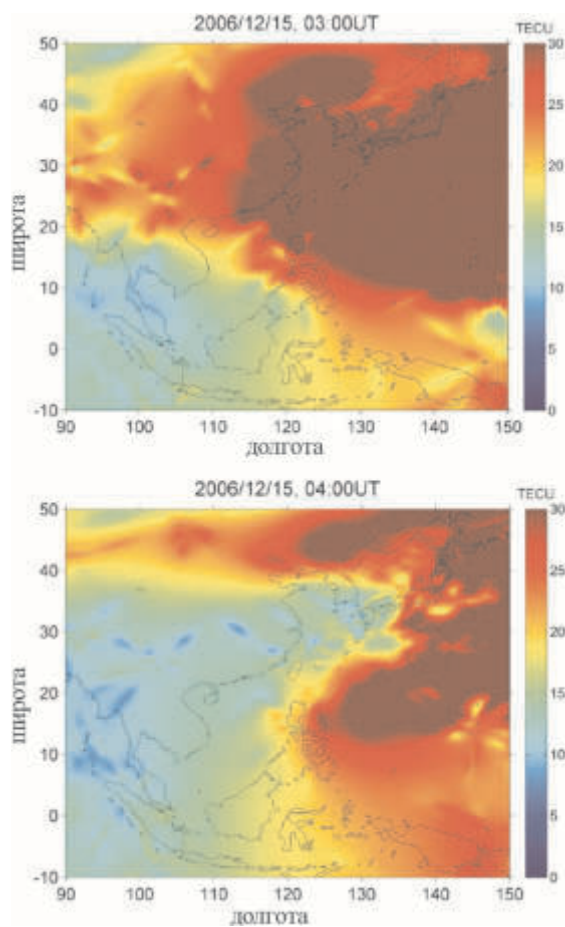


Рис. 13. Схемы вертикального ТЕС в период бури 15 декабря 2006 г.

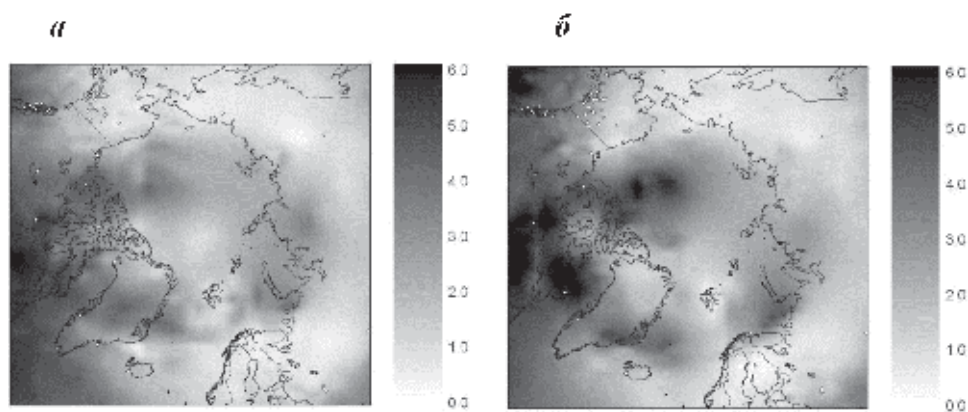
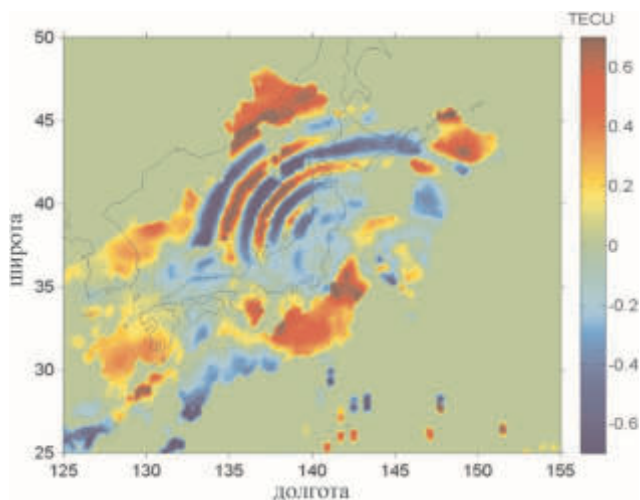


Рис. 14. Схемы вертикального ТЕС над Арктикой 16.12.2006.  
*a* – 18:00 UT; *б* – 19:00 UT



**Рис. 15.** Расходящиеся из области эпицентра волны ТЕС, обусловленные порождаемыми Тохоку землетрясением АГВ (11.03.2011, 06.50 UT)

ного толчка. Хорошо просматриваются расходящиеся из области эпицентра волны ТЕС, обусловленные порождаемыми землетрясением АГВ. Пространственные границы связаны с конечным размером области плотного расположения приемников.

### **Дифракционная и статистическая РТ ионосферы**

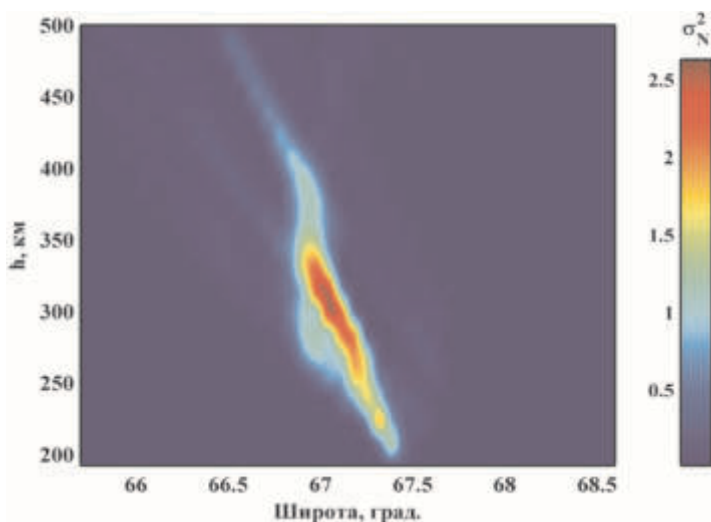
НОРТ и ВОРТ методы относятся к лучевой РТ крупномасштабных неоднородностей, когда дифракционными эффектами можно пренебречь. Ранее были разработаны методы дифракционной РТ, позволяющие восстанавливать структуру локализованных неоднородностей ионосферы с учетом дифракционных эффектов. Тогда для восстановления двумерного 2D сечения требуется ортогональная направлению движения ИСЗ линейка приемников [2–5], 3D структура восстанавливается набором таких ортогональных линеек. Первые в мире эксперименты по дифракционной РТ и статистической РТ ионосферы были проведены в ПГИ РАН в 1984–1987 гг. на базе приемного многоантенного комплекса для радиологической регистрации рассеянного ионосферными неоднородностями поля. Комплекс включал поперечную направлению движения ИСЗ цепочку из 32 приемников протяженностью около 1,5 км. Прием сигналов ИСЗ с антенной решетки осуществлялся на один-двухканальный когерентный приемник с использованием коммутации сигнала предметной волны 150 МГц, опорный сигнал 400 МГц использовался для когерентного детектирования предметных сигналов. Для статистической РТ в ПГИ был создан также комплекс из нескольких компактных приемных систем, позволяющих проводить многоточечные эксперименты. В результате были проведены серии экспериментальных исследований 2D структуры локализованных неоднородностей [2–5].

При наличии турбулентности в ионосфере, когда большое число неоднородностей заполняет протяженные области, целесообразно ставить задачу реконструкции статистических характеристик по данным о статистике рассеянного поля, другими словами, задачу статистической РТ. Решение этой задачи сводится к решению интегрального уравнения относительно 2D проекции функции корреляции неоднородностей по данным о второй функции когерентности рассеянного поля. Теория РТ случайно-неоднородной ионосферы была подробно рассмотрена в работах [2–5], в частности, получены решения статистических обратных задач восстановления спектра или функции корреляции флуктуаций электронной концентрации ионосферы а также распределения интенсивности флуктуаций по данным о статистических характеристиках рассеянного поля. В случае статистически однородного слоя можно получать 2D сечения спектра флуктуаций с помощью одного приемника. Одна поперечная линейка приемников позволит восстанавливать трехмерную структуру спектра флуктуаций статистически однородного слоя. Если область с неоднородностями не является статистически однородной и интенсивность флуктуаций меняется в пространстве, то с помощью нескольких линеек приемников можно реконструировать как распределение интенсивности флуктуаций, так и пространственную структуру коэффициента корреляции флуктуаций. Существующие технические средства радиозондирования дают возможность восстанавливать структуру спектра флуктуаций в диапазоне волновых чисел от  $0.1 \text{ км}^{-1}$  до  $3\text{--}4 \text{ км}^{-1}$ , что соответствует неоднородностям от сотен метров до единиц километров.

На рис. 16 приведен пример РТ реконструкции относительного изменения дисперсии флуктуаций электронной плотности в ионосфере по данным спутниковых сигналов (с учетом 3D анизотропии спектра неоднородностей) в трех пунктах на Кольском полуострове [27].

## Заключение

Система спутниковой РТ – это распределенная система зондирования: перемещающиеся ИСЗ и сеть приемников дают возможность непрерывно зондировать среду по различным направлениям и восстанавливать пространственную структуру ионосферы. НОРТ системы позволяют получать «мгновенные» (10-15 минут) двумерные разрезы ионосферы на расстояниях в тысячи километров. Интервал между реконструкциями зависит от числа действующих спутников и составляет в настоящее время 30–100 минут. Тем самым можно реконструировать 2D сечения неоднородностей, волновых и квазиволновых структур (в частности, ионосферные следы АГВ), структур типа уединенных волн. ВОРТ позволяет реконструировать 4D распределения электронной концентрации над сейсмоопасным регионом (3D реконструкции каждый час или 0.5 часа). Это дает возможность реконструировать 3D распределения электронной плотности в регионе, восстанавливать структуру крупных возмущений, включая движущиеся неоднородности типа уединенных волн. ВОРТ дает возможность определять энергетику волновых возму-



**Рис. 16.** Экспериментальная реконструкция относительного изменения дисперсии флуктуаций электронной плотности  $\sigma_N^2$  в ионосфере (02.02.1996 в 18:20-18:30UT)

щений в регионе, а также проводить региональный мониторинг. Однако пространственная разрешающая способность ВОРТ заметно ниже, чем в случае НОРТ. Комбинация НОРТ и ВОРТ позволит проводить эффективный 4D региональный мониторинг ионосферы.

РТ-методами можно исследовать разнообразные структуры ионосферы: провалы ионизации, волновые и квазиволновые структуры, перемещающиеся ионосферные возмущения, экваториальная аномалия, блобы («blobs»), пятна («patches»), пузыри («bubbles»), «языки» ионизации и т.д. Проведены РТ исследования свойств возмущений плотности плазмы, порождаемых как естественными (цунами, землетрясения, корпускулярная ионизация), так и антропогенными источниками (старты ракет, промышленные взрывы, нагрев мощными КВ радиоволнами).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-05-01122 и №14-05-00855).

### Литература

1. Андреева Е.С., Галинов А.В., Куницын В.Е. и др. Радиотомографическая реконструкция провала ионизации околосферной плазмы // Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 145–148.
2. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. Томография ионосферы. М.: Наука, 1991. 176 с.
3. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. Radiotomography of the Ionosphere // IEEE Antennas & Propagation Magazine. 1992. V. 34. P. 22–32.
4. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. Ionospheric Tomography. Springer-Verlag, 2003. 259 p.
5. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М.: Наука, 2007. 335 с.

6. *Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Nesterov I.A., Padokhin A.M.* Ionospheric Sounding and Tomography by GNSS // *Geodetic Sciences – Observations, Modeling and Applications* / Ed. Jin S. 2013. P. 223-252. ISBN 978-953-51-1144-3.
7. *Foster J.C., Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. et al.* Russian-American Tomography Experiment // *Int. J. Imaging Syst. Technol.* 1994. V. 5. № 2. P. 148–159.
8. *Pryse S.E.* Radio tomography: A new experimental technique // *Surv. Geophys.* 2003. V. 24. P. 1–38.
9. *Bust G.S., Mitchell C.H.* History, Current State, and Future Directions of Ionospheric Imaging // *Rev. Geophys.* 2008. V. 46. P. 1–23.
10. *Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D., Andreeva E.S. et al.* Investigations of the ionosphere by satellite radiotomography // *Int. J. Imag. Syst. Technology.* 1994. V. 5. № 2. P. 112–127.
11. *Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D., Andreeva E.S. et al.* Radiotomographic Investigations of Ionospheric Structures at Auroral and Middle Latitudes // *Ann. Geophys.* 1995. V. 13. № 12. P. 1351–1359.
13. *Andreeva E.S., Franke S.J., Kunitsyn V.E., Yeh K.C.* Some features of the Equatorial Anomaly revealed by Ionospheric Tomography // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. № 16. P. 2465–2468.
14. *Yeh K.C., Franke S.J., Andreeva E.S., Kunitsyn V.E.* An investigation of motions of the equatorial anomaly crest // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. № 24. P. 4517–4520.
15. *Franke S.J., Yeh K.C., Andreeva E.S., Kunitsyn V.E.* A study of the equatorial anomaly ionosphere using tomographic images // *Radio Sci.* 2003. V. 38. № 1. P. 1–12.
16. *Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. и др.* Трансконтинентальная радиотомографическая система. Результаты первых ионосферных измерений // *Вестник МГУ.* 2009. № 6. С. 102–104.
17. *Ahmadov R.R., Kunitsyn V.E.* Simulation of generation and propagation of acoustic gravity waves in the atmosphere during a rocket flight // *Intern. J. Geomagnet. Aeron.* 2004. V. 5. P. 1-12. doi:10.1029/2004GI000064
18. *Ахмедов Р.Р., Куницын В.Е.* Моделирование ионосферных возмущений, вызванных землетрясениями и взрывами // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 2004. Т. 44. № 1. С. 1-8.
19. *Андреева Е.С., Гохберг М.Б., Куницын В.Е. и др.* Радиотомографическая регистрация возмущений ионосферы от наземных взрывов // *Космические исследования.* 2001. Т. 39. № 1. С. 13–18.
20. *Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Frolov V.L. et al.* Sounding of HF heating-induced artificial ionospheric disturbances by navigational satellite radio transmissions // *Radio Sci.* 2012. V. 47. P. 1-13. RS0L15. doi:10.1029/2011RS004957.
21. *Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Franke S.J., Yeh K.C.* Tomographic investigations of temporal variations of the ionospheric electron density and the implied fluxes // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. № 16. P. 1851-1855. doi:10.1029/2003GL016908.
22. *Куницын В.Е., Андреева Е.С., Кожарин М.А., Нестеров И.А.* Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем // *Вестник МГУ.* 2005. № 1. С. 74–84.
23. *Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., И.А.Нестеров.* Спутниковое радиозондирование и радиотомография ионосферы // *УФН.* 2010. Т.180. №5. С. 548-553.
24. *Nesterov I.A., Kunitsyn V.E.* GNSS radio tomography of the ionosphere: the problem with essentially incomplete data // *Adv. Space Res.* 2011. V. 47. P. 1789-1803. doi:10.1016/j.asr.2010.11.034
25. *Куницын В.Е., Нестеров И.А., Падохин А.М., Туманова Ю.С.* Радиотомография ионосферы на базе навигационных систем GPS/ГЛОНАСС // *Радиотехника и электроника.* 2011. Т. 56. С. 1285–1297.

26. *Suvorova A.V., Dmitriev A.V., Kunitsyn V.E. et al.* TEC evidence for near-equatorial energy deposition by 30 keV electrons in the topside ionosphere // *J. Geophys. Res.: Space Physics*. 2013. V. 118. P. 4672–4695. doi:10.1002/jgra.50439.
27. *Куницын В.Е., Несеров И.А., Шалимов С.Л.* Мегаземлетрясение в Японии 11 марта 2011 г.: ре-истрация ионосферных возмущений по данным GPS // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Т. 94. № 8. С. 657–661.
28. *Tereshchenko E.D., Kunitsyn V.E., Andreeva E.S. et al.* Statistical tomography of sub-kilometer irregularities in the high-latitude ionosphere // *Radio Sci.* 2004. V. 39. P. 1–35. doi: 10.1029/2002RS002829

## **Приземное распространение звуковых волн в атмосфере на большие расстояния**

***Н.П. Красненко<sup>1,2</sup>, В.Н. Абрамочкин<sup>3</sup>, Г.В. Бухлова<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск

<sup>2</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск

<sup>3</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Как известно, дальность приземного распространения звуковых волн в атмосфере от одного и того же источника бывает различной в зависимости от существующих условий их распространения [1–4]. Причина этих различий заключается в высокой чувствительности, распространяющегося звукового излучения в атмосфере к значениям таких метеорологических параметров, как скорость и направление ветра, температура, влажность воздуха и атмосферное давление, а также к их изменениям с высотой. Существенное влияние на дальность приземного распространения звука также оказывают характеристики турбулентности, подстилающей поверхности, геометрии распространения самого источника звука.

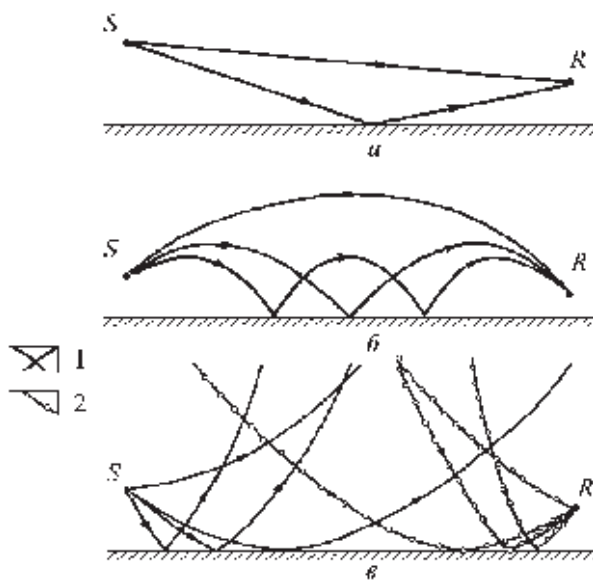
Обычно при анализе распространения звука рассматривают среднее состояние атмосферы, мало меняющееся на протяжении длины волны. На фоне этого, относительно медленного изменения среды распространения звука существуют более мелкие и более быстрые изменения её характеристик, называемые турбулентными флуктуациями. Основные характеристики распространения звука в атмосфере определяются средними значениями указанных метеорологических параметров и их изменением с высотой, в то время как их турбулентные флуктуации обычно вызывают вторичные эффекты. К этим эффектам относятся возникновение флуктуаций амплитуды и фазы волны, рассеяние звука, дополнительное ослабление энергии излучения турбулентностью, нарушение когерентности и т.д.

Средние значения перечисленных метеорологических параметров сказываются непосредственно как на абсолютном значении суммарного коэффици-

ента поглощения звука на фиксированной частоте, так и на его частотной зависимости. Поглощение звука (потеря энергии) в атмосфере происходит таким образом, что на большие расстояния могут распространяться только его низкочастотные гармоники. Это явление существенным образом влияет на амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) сигнала звукового источника и, следовательно, на избирательность передаваемой информации.

Другим важным фактором при приземном распространении звука является влияние рефракции. Это явление возникает вследствие изменения с высотой средних значений метеорологических параметров, главным образом, скорости ветра и температуры. Оно может быть рассмотрено на основе метода геометрической акустики. В этом методе используется представление о звуке как о волнах, распространяющихся вдоль лучевых траекторий, кривизна которых определяется изменениями с высотой скорости ветра и температуры и угловыми параметрами, характеризующими начальное направление излучаемого звука. При этом полагается, что энергия звуковой волны не покидает лучевую трубку, сформированную семейством лучей, образующими при их поперечном сечении замкнутую кривую. Поэтому сходимост или расходимость лучей (изменение диаметра лучевой трубки) в геометрической акустике непосредственно влияет на интенсивность звука.

Принято различать три основных режима распространения звука: волноводный, антиволноводный и, как промежуточный, нейтральный (рис. 1).



**Рис. 1.** Распространение звука в атмосфере при различных метеорологических условиях: *a* – нейтральный режим; *б* – волноводный режим (приведены только лучи типа «верх – низ»); *в* – антиволноводный режим. *S* – источник звука, *R* – приемник (точка наблюдения). 1 – прямые лучи; 2 – рассеянные лучи

Для нейтрального режима распространения звука в точке приема происходит интерференция прямого (излученного) и отраженного от поверхности земли лучей. Обычно он характерен для относительно небольших расстояний и прямой видимости. Волноводный режим распространения определяется, главным образом, рефракцией на градиентах температуры и скорости ветра, а антиволноводный – рассеянием на турбулентных неоднородностях атмосферы.

В случае приземного распространения звука на большие расстояния прохождение звука в основном определяется рефракцией на градиентах температуры и скорости ветра в волноводном или антиволноводном режиме. В первом случае лучи загигаются вниз с многократным отражением от земли. Относительно малые значения ослабления звука присущи этому режиму распространения звука. В другом случае лучи загигаются вверх, и зона акустической тени возникает около земли на определенном расстоянии от источника. Только очень слабый звук, рассеянный турбулентными неоднородностями в верхних слоях атмосферы, проникает в эту зону.

Актуальной является проблема оперативного прогнозирования распространения звука над поверхностью земли – это, например, прогнозирование шумов и характеристик звукового вещания на большие расстояния. В мировой литературе имеется достаточно много публикаций, посвященных разработке алгоритмов и вычислительных процедур приземного распространения звука в различных приближениях, например, [3, 4].

В данной работе описан подход к прогнозированию распространения звука и некоторые экспериментальные результаты его реализации. Математическая модель и апробированные алгоритмы для вычисления среднего уровня звуковых волн при приземном распространении приведены в работах [1, 2]. Для прогноза распространения звуковых волн в атмосфере был создан аппаратно-программный комплекс, который позволяет осуществлять оперативный расчет и прогнозирование среднего поля звуковых давлений слышимого диапазона частот в приземном слое атмосферы с учетом введенных характеристик источников звука и шума, основных метеорологических параметров атмосферы и параметров геометрии распространения, включая характеристики подстилающей поверхности земли. Приводится его краткое описание вместе с результатами натурных испытаний и количественными оценками прогноза и влияния наиболее важных метеорологических факторов на ослабление звука.

Аппаратно-программный комплекс прогноза уровня звука включает в себя компьютер, метеорологическую систему и программное обеспечение в виде программного комплекса «ПРОГНОЗ». В качестве метеорологической системы используется автоматизированный метеорологический комплекс, позволяющий на основе ультразвуковых измерений определять метеорологические и турбулентные характеристики атмосферы.

Программный комплекс “Прогноз”, структурная схема которого приведена на рис. 2, предназначен для оперативной оценки звуковых давлений в слышимом диапазоне частот при удалениях приемной точки от источника звука до 10 км.



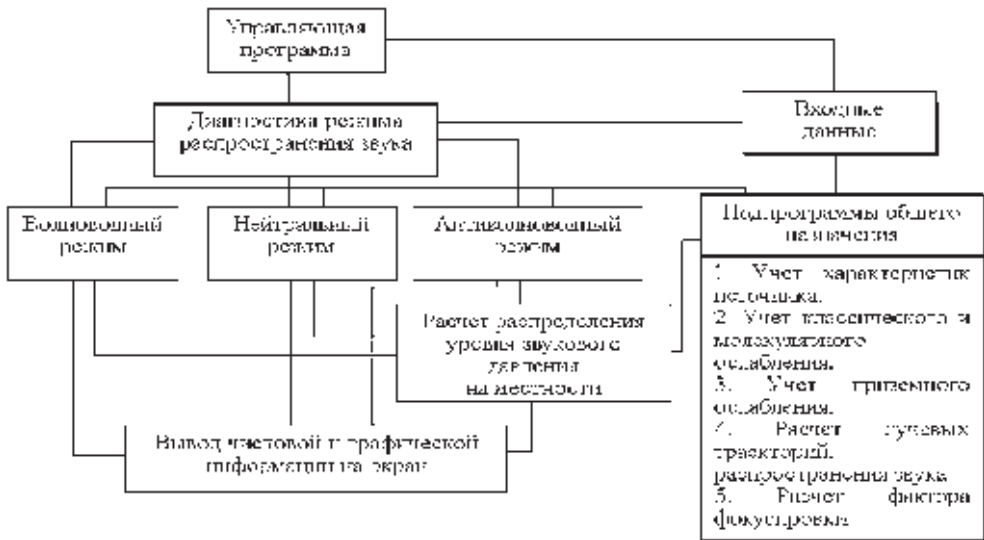


Рис. 2. Структурная схема программного комплекса «Прогноз»

При прогнозировании (оценке) уровня звука исходными (входными данными) являются четыре группы параметров: метеорологические (включая характеристики турбулентности) величины, характеристики подстилающей поверхности, звукового источника и трассы распространения. Из метеорологических величин рассматриваются скорость и направление ветра, температура и влажность воздуха, атмосферное давление, структурные постоянные флуктуаций температуры  $C_T^2$  и скорости ветра  $C_V^2$ . Диагностика режима распространения звука базируется на анализе высотного распределения значения и знака градиента фазовой скорости звука, где диагностируется наличие одного из трех режимов распространения звука в заданный пункт приема П: нейтральный (случай отсутствия рефракции), волноводный (случай положительной рефракции), антиволноводный (случай отрицательной рефракции). В зависимости от выявленного режима распространения звука используются различные алгоритмы расчета звуковых давлений в пункте П и соответствующие вычислительные модули – нейтральный, волноводный и антиволноводный. При расчете прогноза уровня звука рассматриваются только лучи прямого попадания в заданный пункт приема П, то есть решается задача нацеливания на пункт приема. Пример рассчитанных лучевых траекторий при волноводном распространении звука показан на рис. 3.

После завершения этого этапа вычислений производится расчет распределения звукового давления по площади в окрестности источника звука (рис. 4) и построение диаграммы зон его слышимости, а также вычисление и построение зон рекомендуемого размещения источника звука относительно пункта приема.

Также решается задача по оценке слышимости и разборчивости речи при звуковом вещании. Здесь в качестве критерия слышимости или разборчиво-

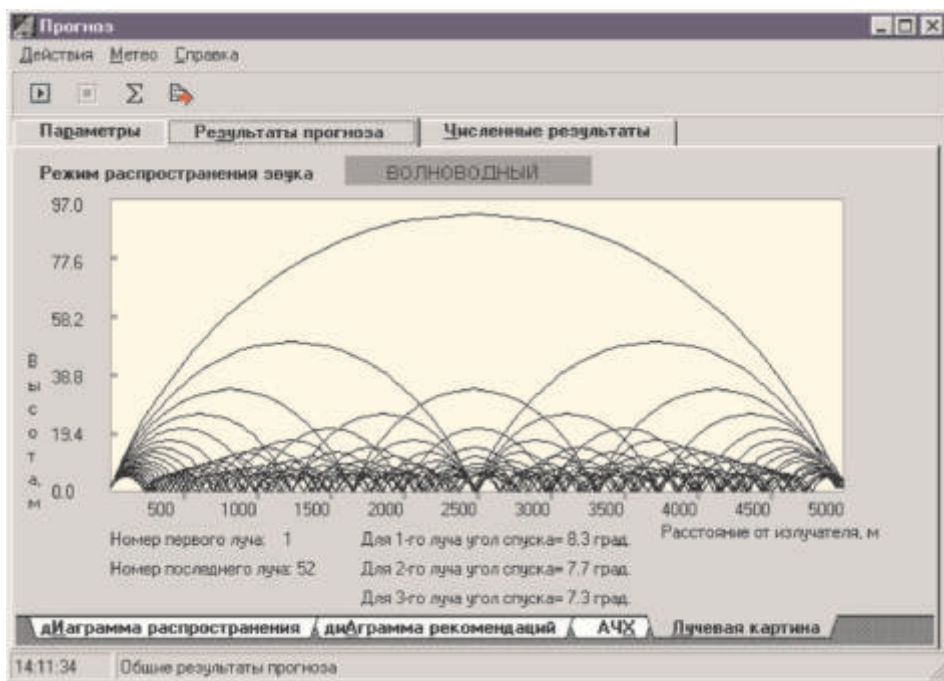


Рис. 3. Лучевая картина волноводного распространения звука в пункт приема. Расстояние пункта приема П от источника звука 5000 м

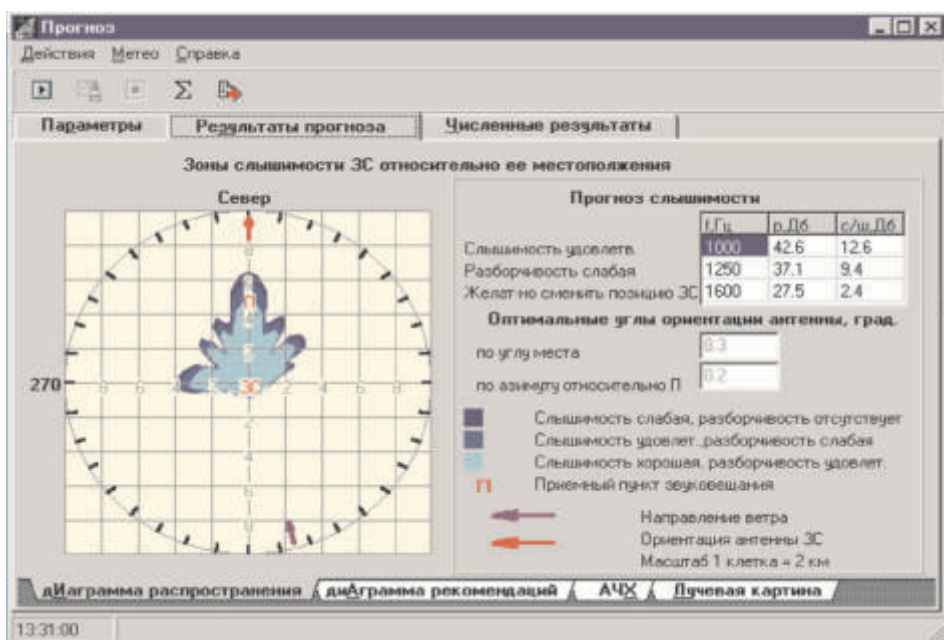


Рис. 4. Диаграмма распространения звука на плоскости. Источник (ЗС) в центре

сти звуковых сообщений от источника (ЗС) выбиралось соответствующее отношение сигнал/шум на нескольких частотах.

Аппаратно-программный комплекс прошел испытания в натуральных условиях. При проведении экспериментальных исследований использовалась акустическая излучающая система мощностью 1.8 кВт, включающая антенную решетку из 24 рупорных громкоговорителей и шесть усилителей мощности с единым микшерным пультом. Средний уровень излучаемого звука на расстоянии 1 м от апертуры составлял примерно 138–147 дБ в диапазоне частот от 315 Гц до 4 кГц. Вдоль двух приземных трасс распространения длиной до 6 км на различных расстояниях было организовано по три приемных пункта сбора данных о звуковом давлении, измеряемом операторами с помощью шумомеров через октавные фильтры.

Акустический сигнал излучался сериями из 20 импульсов длительностью около 0.5 с с интервалами между ними в 2 с. Такая серия повторялась для каждой частоты от 315 Гц до 4 кГц через терцию. На этом заканчивался один цикл измерений длительностью около 25 минут. Всего было проведено 33 цикла измерений, соответствующих случаю волноводного распространения звука, и 19 циклов измерений, соответствующих случаю попадания операторов в зону акустической тени. В каждом из них были определены средние по 20-ти измерениям значения звукового давления  $L_r(f)$  на всех контролируемых частотах  $f$  и на различных расстояниях  $d$ , а также их дисперсии и доверительные интервалы (с доверительной вероятностью, равной 0.95). Ошибка прогноза  $S(f)$  на частоте  $f$  оценивалась как разность между вычисленным и измеренным значениями  $L_r(f)$ .

В целом частотные зависимости вычисленного и измеренного звукового давления в этом диапазоне хорошо согласуются.

В экспериментах было показано, что основным источником ошибок прогноза является неточное задание метеорологической информации. При этом ошибки задания данной информации можно разбить на три группы. Во-первых, существует методическая ошибка, связанная с использованием предположения о горизонтальной однородности метеорологических полей в атмосфере. Данная ошибка может быть устранена только путем существенного усложнения используемых алгоритмов. Последнее приведет к значительному увеличению времени, необходимого для осуществления прогноза. Кроме того, ее устранение подразумевает наличие мощной измерительной сети, способной осуществить контроль метеорологических параметров вдоль всей трассы распространения звука. Во-вторых, метеорологические данные при испытаниях со станции радиозондирования поступали через относительно большой интервал времени, примерно равный 2-м часам. Время сбора информации о звуковых давлениях по одному циклу измерений, указанное выше, также превышало величину, обычно принимаемую за интервал стационарности метеорологических полей. Поэтому при нестабильной метеорологической обстановке, когда средние профили метеорологических параметров сильно меняются во времени, качество прогноза в проведенных эксперимен-

тах должно ухудшаться. Наконец, всегда существуют приборные ошибки самих измерительных средств.

При проведении данных экспериментов в основном преобладали стабильные метеорологические условия. Обычно наблюдался ветер с малой дисперсией его направления, примерно равный по абсолютной величине 5–7 м/с на высоте 2 м, и отрицательный градиент температуры порядка 8–10 град/км.

Итоговые результаты экспериментальной оценки качества прогноза уровня звука по частотному диапазону 315–2000 Гц для различных расстояний и режимов распространения приведены в таблице.

Таблица

Экспериментальная оценка качества прогноза уровня звукового давления

Волноводный режим, 33 цикла × 20 импульсов				Антиволноводный режим, 19 циклов × 20 импульсов			
$d, \text{ м}$	$\bar{S}, \text{ дБ}$	$P_6$	$P_i$	$d, \text{ м}$	$\bar{S}, \text{ дБ}$	$P_6$	$P_i$
3000	+3.2	0.67	0.67	3575	-2.3	0.83	0.78
4500	+2.3	0.67	0.68	4135	-2.3	0.82	0.75
6000	+1.5	0.80	0.74	4800	-1.5	0.82	0.82

Здесь  $\bar{S}$  – средняя ошибка прогноза по всем циклам;  $P_i$  – вероятность попадания прогнозируемого давления в доверительный интервал;  $P_6$  – вероятность ошибки прогноза, не превышающей 6 дБ. Учитывая трудности контроля изменчивых метеорологических условий, средние ошибки прогноза в 2–3 дБ являются хорошим результатом.

Аппаратно-программный комплекс в целом показал свою работоспособность. Оценка прогнозирования уровня звукового давления от удаленного источника продемонстрировала значимость влияния различных атмосферных параметров. В натурных испытаниях была показана достаточно хорошая точность предсказания уровня звукового давления, слышимости и разборчивости речи.

### Литература

1. Красненко, Н.П. Приземное распространение звуковых волн в атмосфере // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2013. № 2 (22). С. 86–95.
2. Krasnenko N.P. Sound propagation in the atmosphere above the ground surface at long distances // Proc. SPIE. 2005. V. 6160. Part 2. P. 1–12.
3. Salomons E.M. Computational atmospheric acoustics. Dordrecht, Boston, London: Kluwer Academic Publishers, 2001. 335 p.
4. Attenborough K., Li K.M., Horoshenkov K. Predicting outdoor sound. London, New York: Taylor & Francis, 2007. 441 p.

# Статистическое моделирование распространения акустического излучения в движущейся турбулентной атмосфере с учетом рефракции

*Л.Г. Шаманева<sup>1</sup>, В.В. Белов<sup>1, 2</sup>, Ю.Б. Буркатовская<sup>2, 3</sup>,  
Н.П. Красненко<sup>4, 5</sup>, М.В. Тарасенков<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск

<sup>3</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск

<sup>4</sup>Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск

<sup>5</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск

Трудности аналитического подхода к решению задачи о вертикальном распространении звука в пограничном слое атмосферы обуславливают необходимость привлечения численных методов. В [1–5] методом Монте-Карло была решена задача о распространении монохроматического акустического излучения в плоско-стратифицированной неподвижной турбулентной атмосфере и получены количественные оценки вклада многократно рассеянного излучения. В [6] рассмотрено распространение звука частотой 1000 и 4000 Гц через 500-метровый слой движущейся турбулентной атмосферы с учетом рефракции и получены количественные оценки интенсивности прошедшего и многократно рассеянного излучения для двух значений скорости ветра  $V = 2$  и 4 м/с на высоте флюгера  $z = 10$  м.

В данной работе приведены количественные оценки влияния рефракции на процесс переноса акустического излучения в модельной движущейся турбулентной атмосфере для звуковых частот 1000, 2000, 3000, и 4000 Гц. Использован модифицированный вычислительный алгоритм расчета процесса переноса непрерывного акустического излучения в плоско-стратифицированной движущейся атмосфере с учетом рефракции, приведенный в работе [6].

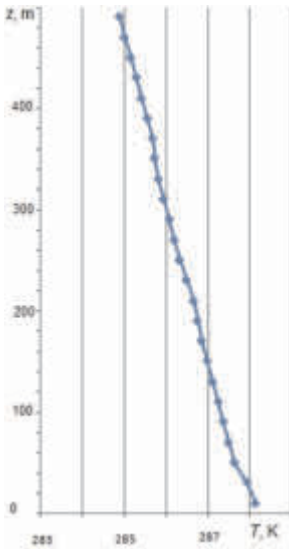
Рефракция звука происходит на градиентах температуры и скорости ветра и приводит к сносу звуковой волны и появлению дополнительного ее ослабления за счет искривления траектории распространения звукового луча [7–9]. В дневных условиях температура обычно уменьшается с высотой, что вызывает соответствующие изменения скорости распространения звука, и траектории распространения звуковых лучей симметрично изгибаются вверх. При увеличении скорости ветра с высотой траектория распространения звуковых волн в подветренном направлении становится выпуклой, а при распространении в наветренном направлении вогнутой [9]. При этом в [10] отмечено, что величина ослабления звука при его распространении в наветренном направлении может существенно отличаться от ослабления звука при распространении в подветренном направлении, что свидетельствует о необходимости учета влияния рефракционных эффектов при распространении звукового излучения.

В данной работе решалась задача о распространении акустического излучения через нижний 500-метровый слой плоско-стратифицированной движущейся турбулентной атмосферы. Расчеты проводились для акустической мо-

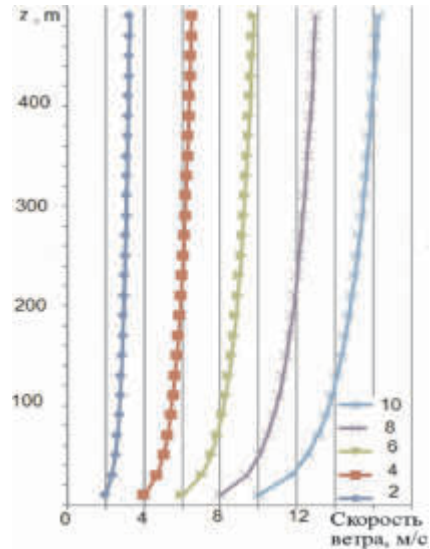
дели атмосферы, базирующейся на теоретических оценках рассеяния звука атмосферной турбулентностью, представленных в [1] для Кармановской модели спектров флуктуаций атмосферной температуры и скорости ветра. Атмосфера была разделена на 25 слоев высотой 20 м с постоянными в пределах этих слоев коэффициентами классического и молекулярного поглощения и рассеяния на турбулентных флуктуациях температуры и скорости ветра. При расчетах высотной зависимости коэффициентов поглощения и рассеяния звука высотные профили давления, скорости звука и атмосферной температуры (рис. 1) были взяты для стандартной модели среднеширотной летней атмосферы [11]. Высотный профиль скорости ветра для неустойчивой стратификации задавался логарифмическим

$$V(z) = \frac{V_*}{\epsilon} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (1)$$

где  $\epsilon = 0,4$  – постоянная Кармана,  $V_*$  – скорость трения (масштаб скорости приземного слоя),  $z_0$  – параметр шероховатости подстилающей поверхности (было взято  $z_0 = 2$  см – травяной покров). Расчеты приведены для значений скорости ветра на высоте флюгера  $z = 10$  м равной 2 и 4 м/с. Ветер был направлен вдоль оси  $x$ . Соответствующие профили скорости ветра приведены на рис. 2.



**Рис. 1.** Профиль температуры атмосферы, использованный в расчетах



**Рис. 2.** Профили скорости ветра, использованные в расчетах

Расчетные формулы для коэффициентов классического ( $\sigma_{cl}$ ) и молекулярного поглощения ( $\sigma_{mol}$ ) и рассеяния на флуктуациях атмосферной температуры ( $\sigma_T$ ) и скорости ветра ( $\sigma_V$ ) в зависимости от атмосферной температуры  $T$ , влажности, частоты  $F$  и внешнего масштаба атмосферной турбулентности  $L_0$ , а также компактные формулы для индикатрис рассеяния на флуктуациях ат-

мошферной температуры  $g_T(\theta)$  и скорости ветра  $g_V(\theta)$  в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  приведены в [2]. Высотные профили коэффициентов суммарного ослабления акустического излучения

$$\sigma_{\text{att}}(z_j) = \sigma_{\text{cl}}(z_j) + \sigma_{\text{mol}}(z_j) + \sigma_T(z_j) + \sigma_V(z_j) \quad (2)$$

и вероятности выживания фонона

$$P_{\text{sc}}(z_j) = [\sigma_T(z_j) + \sigma_V(z_j)] / \sigma_{\text{att}}(z_j), j = 1, \dots, 25, \quad (3)$$

для звуковых частот в диапазоне  $F = 100\text{--}4000$  Гц и внешнего масштаба турбулентности  $L_0 = 80$  м приведены в [5].

Численные эксперименты проведены для следующих исходных условий: координаты источника звука  $x = 0$ ,  $y = 0$ , и  $z = 35$  м, его акустическая мощность 1 Вт, диаметр круговой апертуры 1 м, угол расходимости излучения источника  $\phi = 2,5^\circ$ . С учетом симметрии задачи оценивалось распределение интенсивности прошедшего и многократно рассеянного излучения по горизонтальной плоскости гипотетического детектора, располагавшегося на высоте 500 м, в зависимости от расстояния  $H$  от вертикальной оси в положительном (вдоль ветра) и отрицательном (против ветра) направлениях оси  $x$ . Модель атмосферы – 25 слоев высотой 20 м с постоянными в слоях коэффициентами классического и молекулярного поглощения и рассеяния на флуктуациях температуры и скорости ветра. Подстилающая поверхность моделировалась абсолютно поглощающей. Внешний масштаб турбулентности  $L_0$  задавался в интервале 15–80 м. Вертикальный профиль скорости ветра задавался логарифмическим:  $V(z) = (V_* / \varepsilon) \ln(z / z_0)$ , где  $\varepsilon = 0,4$  – постоянная Кармана,  $V_*$  – скорость трения,  $z_0$  – параметр шероховатости поверхности. Расчеты проводились на персональном компьютере для  $10^7$  фононных историй, что обеспечивало погрешность результатов в области максимума интенсивности в диапазоне 3–10 %. Время счета одного варианта не превышало 10–15 мин.

На рис. 3 представлены статистические оценки распределения интенсивностей прошедшего,  $I_{\text{tr}}$ , и многократно рассеянного,  $I_{\text{ms}}$ , излучения по зонам детектора без учета рефракции (сплошные линии) и с учетом рефракции при  $F = 1000$  Гц,  $L_0 = 80$  м (*a* и *б*);  $F = 2000$  Гц,  $L_0 = 40$  м (*в* и *г*);  $F = 3000$  Гц,  $L_0 = 20$  м (*д* и *е*);  $F = 4000$  Гц,  $L_0 = 15$  м (*ж* и *з*) и  $V(2 \text{ м}) = 2$  (квадратики), 4 (треугольники), 6 (горизонтальные черточки), 8 (звездочки), и 10 м/с (кружки).

Из рис. 3 видно, что сдвиг максимумов интенсивности прошедшего и многократно рассеянного излучения в направлении ветра пропорционален скорости ветра. Без учета рефракции максимум интенсивности прошедшего излучения на частоте 1000 Гц равен  $5.03 \cdot 10^{-4}$  Вт/м<sup>2</sup>, а с учетом рефракции, –  $1.62 \cdot 10^{-4}$  Вт/м<sup>2</sup> для  $V(2 \text{ м}) = 2$  м/с, то есть уменьшается в 3 раза. Вклад многократного рассеяния в интенсивность прошедшего излучения в области максимума составляет 32 %. Ширина распределения также уменьшается, и само распределение становится более асимметричным с увеличением вертикального градиента скорости ветра. Из рис. 3 *в* и *г* видно, что для частоты 4000 Гц без учета рефракции,  $I_{\text{trmax}} = 1.9 \cdot 10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup>; при  $V(2 \text{ м}) = 2$  м/с,  $I_{\text{trmax}} = 7 \cdot 10^{-6}$  Вт/м<sup>2</sup>, то есть, уменьшается в 2,7 раза.

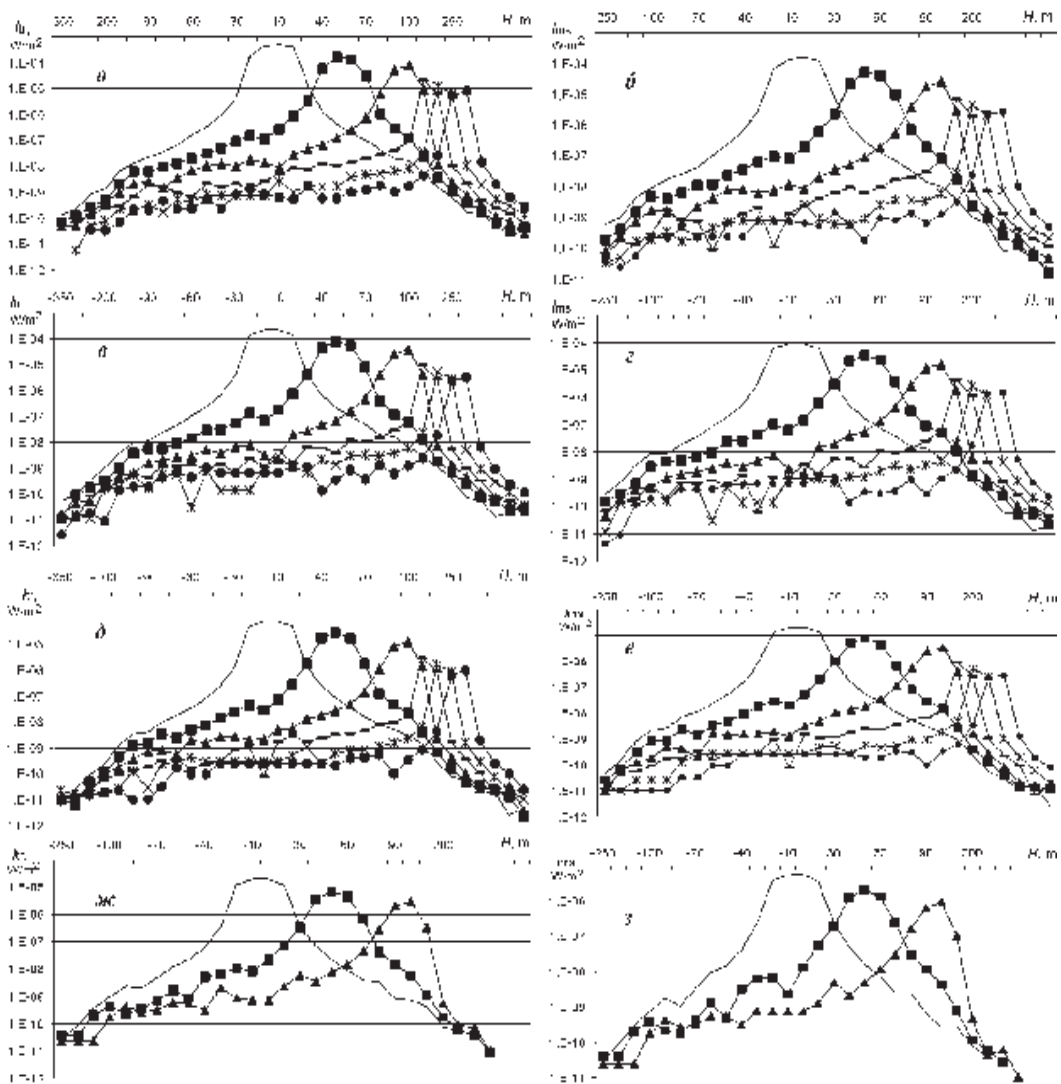


Рис. 3. Статистические оценки распределения интенсивностей прошедшего,  $I_{tr}$ , и многократно рассеянного,  $I_{ms}$ , излучения по зонам детектора

### Заключение

В данной работе методом Монте-Карло решена задача о распространении звука в плоско-стратифицированном 500-м слое движущейся турбулентной атмосферы. Получены количественные оценки интенсивности прошедшего излучения с учетом влияния рефракционных эффектов. Показано, что для рассмотренной геометрии распространения рефракция приводит к сдвигу максимума прошедшего излучения вдоль направления ветра, величина которого пропорциональна градиенту скорости ветра, при этом ширина максиму-



ма уменьшается с увеличением скорости ветра, а его дополнительное ослабление может достигать 1,8–3 раза. Следует отметить, что при экспериментальных исследованиях невозможно выделить влияние рефракции, поскольку все рассмотренные выше процессы одновременно влияют на распространение звука. Метод Монте-Карло позволяет сделать это для реалистичных моделей атмосферы и конкретной геометрии эксперимента.

### Литература

1. Байкалова Р.А., Креков Г.М., Шаманаева Л.Г. Статистические оценки вклада многократного рассеяния при распространении звука в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 1988. Т. 1. № 5. С. 25–30.
2. Шаманаева Л.Г., Буркатовская Ю.Б. Статистические оценки вклада многократного рассеяния в интенсивность акустического излучения, прошедшего нижний 500-метровый слой атмосферы // Известия ВУЗов. Физика. 2004. № 12. С. 71–76.
3. Шаманаева Л.Г., Буркатовская Ю.Б. Вариации вклада многократного рассеяния в интенсивность прошедшего акустического излучения // Изв. ВУЗов. Физика. 2007. № 10. С. 86–90.
4. Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. Статистические оценки влияния угла расходимости источника на характеристики прошедшего в атмосфере акустического излучения // Изв. ВУЗов. Физика. 2009. № 12. С. 14–19.
5. Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. Применение метода Монте-Карло в атмосферной акустике // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. № 12. С. 1072–1077.
6. Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П. и др. Статистические оценки вклада многократного рассеяния при распространении акустического излучения в плоско-стратифицированной движущейся турбулентной атмосфере // Изв. ВУЗов. Физика. 2011. № 11. С. 100–106.
7. Attenborough K., Li K., Horoshenkov K. Predicting outdoor sound. London, New York: Taylor & Francis, 2007. 441 p.
8. Salomons E.M. Computational acoustic. Dordrecht, Boston, London: Kluwer Academic Publishes, 2001. 335 p.
9. Остаев В.Е. Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 206 с.
10. Delany M. E. Sound propagation in the atmosphere: a historical review // Acustica. 1977. V. 38. P. 201–223.
11. Глаголев Ю.А. Справочник по физическим параметрам атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1970. С. 68–70.

# Распространение и разрушение акустико-гравитационных волн в атмосфере

*Н.М. Гаврилов<sup>1</sup>, С.П. Кшевецкий<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский университет, г. Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Балтийский Федеральный университет им. И.Канта, г. Калининград

Акустико-гравитационные волны (АГВ), генерируемые на тропосферных высотах, часто наблюдаются в верхней атмосфере [1]. Распространяющиеся вверх АГВ могут стать нестабильными и породить турбулентность в верхней атмосфере. Генерация АГВ может быть вызвана, например, конвекцией и мезомасштабной турбулентностью в тропосфере [1, 2]. У этих источников могут быть максимумы на высотах 9–12 км в областях тропосферных реактивных струй [3–5].

Большинство аналитических и численных моделей атмосферных АГВ используют линейризованные гидродинамические уравнения. В [6] моделировали поведение нелинейного АГВ в атмосфере Венеры. Рассматривалось распространение волны в прямоугольной области атмосферы, имеющей вертикальные и горизонтальные размеры 48 и 120 км, соответственно. Некоторые авторы [7–10] моделировали образование турбулентности разрушающимися атмосферными волнами и неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. Их модели были трехмерными и описывали волны и турбулентность в прямоугольных областях с конечными горизонтальными и вертикальным размерами. Авторы использовали ряды галеркинских типа и модификацию спектрального метода, чтобы преобразовать уравнения в частных производных в обыкновенные дифференциальные по времени уравнения для коэффициентов спектрального ряда. Недавно в [11, 12] было выполнено моделирование двумерных АГВ в атмосфере.

Помимо прямого численного моделирования, распространение и диссипация мезомасштабных внутренних гравитационных волн в нижней атмосфере была недавно изучена с помощью модели общей циркуляции [13, 14], использующей параметризацию эффектов гравитационных волн, их нелинейного насыщения и диссипации в термосфере [15].

В [16] решались двумерные нелинейные уравнения с двумя измерениями для АГВ, с использованием численного метода, описанного в [17] и учитывающего фундаментальные законы сохранения. Этот подход обеспечивает устойчивость численного метода и позволяет рассматривать сложные решения нелинейных уравнений для АГВ. Законы сохранения дают возможность составлять обобщенные физически обоснованные уравнения [18, 19]. В [20] была развита уже трехмерная версия упомянутого выше алгоритма для моделирования нелинейных АГВ в атмосфере и было рассмотрено распространение плоской синусоидальной генерированной на ее нижней границе модели.

В данном исследовании продолжено моделирование трехмерных нелинейных АГВ от поверхностных источников Земли в термосфере, использованием

алгоритма из [20]. Мы рассматриваем генерацию АГВ периодическими по горизонтали неподвижными структурами в поле вертикальной скорости на нижней границе модели. Такие структуры могут быть вызваны конвективными ячейками, переносимыми фоновыми ветрами. В данной работе рассмотрены эффекты нелинейных волн в средней и верхней атмосфере для различных амплитуд, горизонтального волнового числа и скоростей движения на ее нижней границе.

### Метод моделирования

В трехмерной численной модели нелинейных АГА используется плоская геометрия и вычисляются горизонтальные  $u$ ,  $v$ , и вертикальная  $w$  компоненты скорости вдоль горизонтальных  $(x, y)$  и вертикальной  $z$  осей соответственно. В рамках модели также вычисляются отклонения давления  $p'$ , температуры  $T'$ , и плотности  $\rho'$  от стационарных значений  $p_0$ ,  $T_0$  и  $\rho_0$ , соответственно. Набор нелинейных трехмерных гидродинамических уравнений модели описан в [20] и включает уравнения движения, неразрывности и теплового баланса. Верхние граничные условия включают нулевую вертикальную скорость и нулевые вертикальные градиенты горизонтальной скорости и температуры на высоте  $z = 500$  км. На поверхности Земли нижние граничные условия включают нулевые отклонения температуры и горизонтальные компоненты скорости [19, 20]. В данном исследовании мы предполагаем периодичность волновых решений в горизонтальных направлениях:

$$f(x, y, z, t) = f(x + L_x, y + L_y, z, t), \quad (1)$$

где  $f$  – любая из моделируемых гидродинамических переменных,  $L_x = m\lambda_x$  и  $L_y = n\lambda_y$  – горизонтальные размеры анализируемой области атмосферы ( $m$  и  $n$  – целые числа),  $\lambda_x$ , и  $\lambda_y$  – длины волн вдоль осей  $x$  и  $y$ , соответственно. Вариации вертикальной скорости  $w_0 = w(x, y)$  на нижней границе  $z = 0$  вызывают волны в модели.

Трехмерная численная схема в данной модели похожа на двумерный алгоритм, описанный в [17]. Это модификация известной схемы Лакса-Вендрофа [21], в которой используются гидродинамические законы сохранения импульса, плотности, энергии. Главной математической особенностью нашей схемы по сравнению с классической [21] является использование неявных аппроксимаций гидродинамических уравнений на первом полушаге. В [22–24] было показано, что ошибки от акустических волн не накапливаются со временем в этом случае. Использование разнесенных шахматных сеток, в которых различные гидродинамические переменные вычисляются на различных подсетках, является еще одной особенностью нашей численной схемы.

При моделировании в данной работе используются вертикальные профили  $p_0$ ,  $T_0$ , и  $\rho_0$  из модели стандартной атмосферы MSIS-90 [25] для января при умеренной геомагнитной деятельности; АГВ моделируются при различных параметрах нижнего источника. Средний интервал сетки по вертикали составляет приблизительно 250 м, но он автоматически изменяется с высотой в

соответствии с изменением профилей ветра и температуры. Горизонтальный шаг сетки равен  $1/60$  горизонтальной длины волны источника (1). Временные шаги подбираются автоматически, чтобы обеспечить устойчивость численного решения уравнений.

Молекулярная вязкость и теплопроводность фактически не влияют на длинные волны в атмосфере ниже высоты 100 км, но они могут быть важны на больших высотах, поэтому наша числовая модель учитывает молекулярную вязкость и теплопроводность. Модель не учитывает некоторые физические эффекты, которые имеют второстепенное значение для моделирования нелинейных атмосферных волн.

### Результаты вычислений

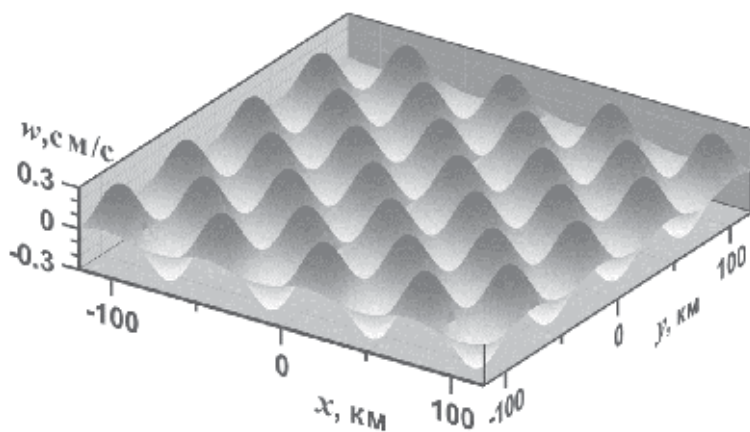
В [16, 20] моделировалось распространение нелинейных АГВ от нижней вынуждающей границы, имеющей форму распространяющейся вдоль нее плоской волны. В данном исследовании мы принимаем периодические по горизонтали распределения вертикальной скорости на поверхности Земли в виде:

$$(w)_{z=0} = W_0 \cos[k_x(x - c_x t)] \cos[k_y(y - c_y t)], \quad (2)$$

где  $k_x = 2\pi/\lambda_x$ ,  $k_y = 2\pi/\lambda_y$  и  $c_x$ ,  $c_y$  – волновые числа и скорости движения вдоль горизонтальных осей  $x$  и  $y$ , соответственно;  $W_0$  – амплитуда вынуждающей волны. (2) представляет собою горизонтально движущиеся периодические структуры вертикальной скорости на нижней границе. На рис. 1 показан пример такого распределения. Этот источник может моделировать спектральные компоненты конвективных и турбулентных источников АГВ, переносимых средними ветрами в атмосфере [26, 27]. В данной работе сделаны вычисления для различных  $c_x$  между 10 и 100 м/с при  $c_y = 0$ . В этом случае (2) описывает распространение волны вдоль горизонтальной оси  $x$  с постоянной синусоидальной модуляцией амплитуды вдоль оси  $y$ . Числовое моделирование было выполнено, начиная с нулевых начальных условий в момент  $t = 0$  включения волнового источника на нижней границе.

В [3] была проанализирована генерация АГВ нелинейными взаимодействиями, вызываемыми метеорологическими и турбулентными движениями в атмосфере. Было показано, что такие взаимодействия могут генерировать компоненты волнового спектра, имеющие разнообразные амплитуды, длины волны и другие параметры. В [16, 20] было показано, что вынуждающий источник вида плоской волны на нижней границе вызывает образование акустических волн, распространяющихся вверх. Вычисления показывают, что в горизонтально-периодическом случае (1) эти акустические возмущения имеют форму вертикально распространяющихся возмущений, подобных тем, что изображены на рис. 1 *a-c* в статье [16]. Эти волны через несколько минут могут достигнуть высот 100 км и выше и иметь существенные амплитуды.

На рис. 2 и 3 показано распределение вертикальных и горизонтальных скоростей, соответственно, для различных моментов  $t$  после включения волнового источника (2) с различным  $c_x$  и  $\lambda_x$ . Можно видеть поверхности постоянных фаз, наклоненные к горизонту ниже высоты приблизительно на 100 км. Со-



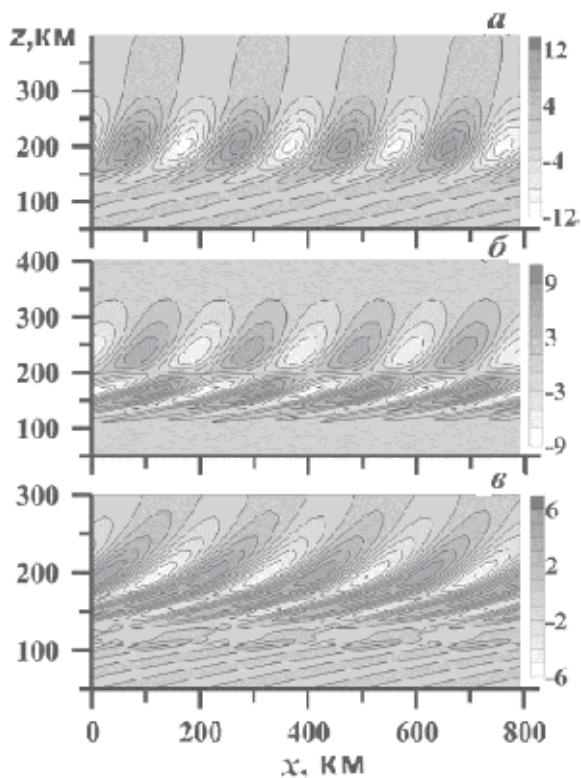
**Рис. 1.** Пример горизонтального распределения вертикальной скорости (АГВ) на нижней границе модели (поверхность Земли)

гласно теории линейных стационарных АГВ (например, [28]), угол наклона  $\alpha \sim \arcsin(\tau N/\tau)$ , где  $\tau N$  и  $\tau$  – частоты Брента-Вяйсяля и АГВ, соответственно. Это соответствует теоретической вертикальной длине волны  $\lambda_z \approx c\tau N$ , или  $\lambda_z \sim 9\text{--}12$  км для  $c_x = 30$  м/с и  $\lambda_z \sim 30\text{--}40$  км для  $c_x = 100$  м/с при типичном  $\tau N \sim (3\text{--}4) \cdot 10^2$  с на высотах 50–100 км в январе.

Можно оценить моделируемые эффективные величины  $\lambda_z$  как средние вертикальные расстояния между наклонными квазилинейными фронтами волны (см. рис. 2а–в и 3а–в. Это дает  $\lambda_z \approx 50, 14, 10$  км для  $c_x = 30$  м/с на высотах 50–100 км (см. рис. 2а, б, в) и соответствует моментам времени  $t = 1, 2, 5$  час. после включения нижнего волнового источника (2) в модели. Подобные оценки для полей горизонтальной скорости на рис. 3а, б, в дают, соответственно,  $\lambda_z \approx 80, 55, 45$  км в  $t = 1, 2, 5$  час. для  $c_x = 100$  м/с на высотах 50–100 км. Можно видеть, что в обоих случаях значения  $\lambda_z$  уменьшаются со временем и стремятся к теоретически ожидаемым после переходных периодов, которые могут продлиться больше чем десять периодов волнового источника  $\tau = \lambda_x/c_x = 2 \cdot 10^3$  с. Выше высот 150–200 км углы  $\alpha$  волнового фронта растут (см. рис. 2, 3) вследствие роста молекулярной вязкости и теплопроводности.

Уменьшение  $\lambda_z$  и увеличение амплитуд АГВ могут приводить к неустойчивости полей скорости и температуры. В [17] было показано, что неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на сдвигах ветра может быть главной причиной разрушения АГВ при умеренных амплитудах волнового источника. Разрушение волн при больших амплитудах может происходить из-за конвективной неустойчивости. На рис. 2в и 3 выше высоты 100 км можно видеть мелкомасштабные структуры, порожденные неустойчивостью АГВ.

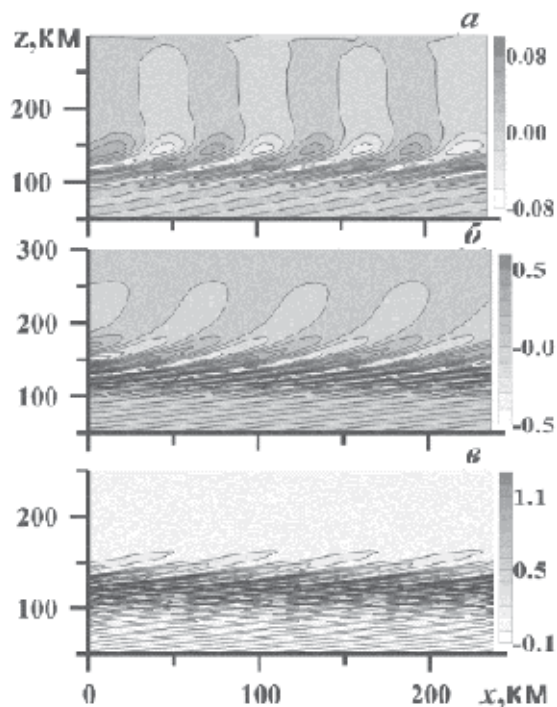
Диссипация нелинейных разрушающихся АГВ может вызывать ускорение среднего течения. Предполагается, что это ускорение важно для развития общей циркуляции средней атмосферы [29]. Ускорения, создаваемые АГВ, могут усиливать средние течения на высотах существенной диссипации раз-



**Рис. 2.** Вычисленные отклонения вертикальной скорости (в м/с) в вертикальной плоскости параллельной горизонтальной оси  $x$ , вызванные источником на нижней границе (1) с длиной волны  $\lambda_x = 200$  км, горизонтальной скоростью  $c_x = 100$  м/с и амплитудой  $w_0 = 0.3$  см/с в моменты времени  $t = 1$  час (а),  $t = 2$  часа (б) и  $t = 5$  часов (в) после включения источника

рушающихся волн. На рис. 3в можно видеть такое увеличение средней горизонтальной скорости выше высот 110–120 км. Модификация средних горизонтальных течений диссипирующими АГВ является известным эффектом (например, [1]). Другие модели нелинейных АГВ также продемонстрировали такие изменения средних течений (например, [12]).

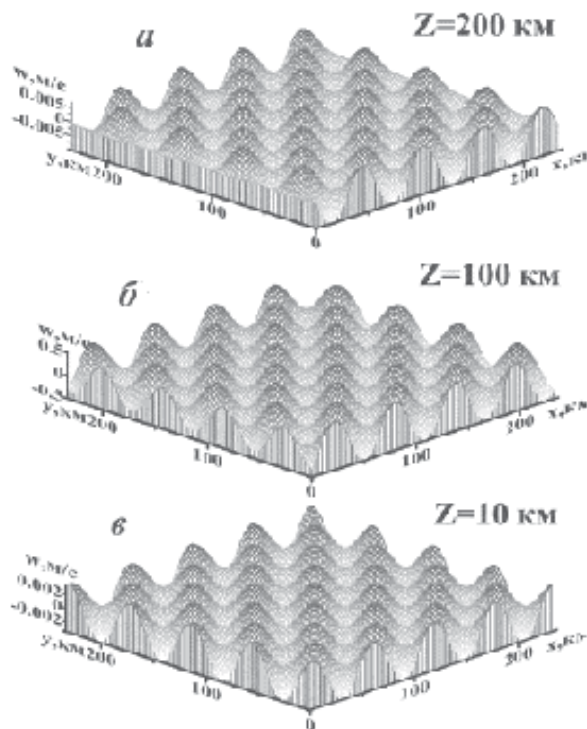
На рис. 4 показано распределение вертикальной скорости в горизонтальных плоскостях на различных высотах для АГВ с  $c_x = 100$  м/с для времени  $t = 5$  час. после включения источника (2). На всех высотах можно видеть структуры максимумов и минимумов, очень похожие на структуру нижнего граничного источника, описанного (2) и показанного на рис. 1. Единственные различия в горизонтальных структурах в отдельных высотах – различные амплитуды и изменения фазы областей волны. Это свидетельствует о том, что, когда у атмосферных источников волны есть модуляция амплитуды в горизонтальных направлениях, АГВ может переносить эту модуляцию к другим высотам до очень высоких уровней.



**Рис. 3.** Вычисленные отклонения горизонтальной скорости (в м/с) в вертикальной плоскости, параллельной горизонтальной оси  $x$ , вызванные источником (1) на нижней границе с длиной волны  $\lambda_x = 60$  км, горизонтальной скоростью  $c_x = 30$  м/с и амплитудой  $w_0 = 0.3$  см/с в моменты времени  $t = 1$  час (а),  $t = 2$  часа (б) и  $t = 5$  часов (в) после включения источника

На рис. 5 показаны моделируемые зависимости стандартных отклонений вертикальной скорости от времени после включения волнового источника. В горизонтально-периодическом случае (2) эти стандартные отклонения пропорциональны амплитудам АГВ, при этом амплитуды АГВ растут во время переходного интервала времени после включения источника и затем стремятся к постоянным значениям, различным на каждой высоте. Продолжительность переходных интервалов растет с высотой и может превысить десять периодов волны на высоте 200 км. При заданном периоде  $\tau$  волнового излучения (2) амплитуды АГА при  $t/\tau \sim 12 - 20$  30 – на 70 % больше для меньшего  $c_x = 30$  м/с и  $\lambda_x = 60$  км (см. рис. 5а), чем соответствующие амплитуды на рис. 5б.

На рис. 6 и 7 показаны примеры вертикальных профилей, вертикальных и горизонтальных скоростей для различных моментов времени для источников АГВ (2) с  $c_x = 30$  м/с и  $c_x = 100$  м/с, соответственно. Сравнение рис. 6а и 6б для  $t = 1$  час и  $t = 5$  час. выявляет большие вертикальные длины волн в меньшие времена, как это было показано на рис. 2. Амплитуды АГВ ниже 150 км также меньше на рис. 6а, чем на рис. 6б. Можно видеть, что вычисленные амплитуды АГВ лучше соответствуют экспоненциальной кривой на рис. 6б чем на рис. 6а



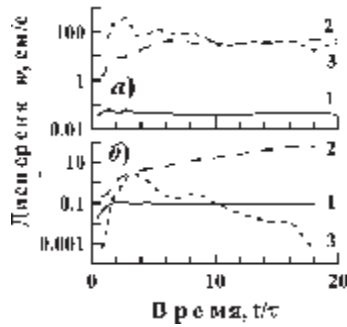
**Рис. 4.** Распределение вертикальной скорости АГВ в горизонтальных плоскостях на различных высотах, вызванных источником (1) на нижней границе с длиной волны  $\lambda_x = 60$  км, горизонтальной скоростью  $c_x = 30$  м/с и амплитудой  $w_0 = 0.3$  см/с в момент  $t = 5$  часов после включения источника. *a* – 200 км; *б* – 100 км; *в* – 10 км

из-за меньших амплитуд на меньших временах. Вертикальный рост амплитуды, увеличивающийся медленнее, чем по экспоненте, часто рассматривают как свидетельство диссипации и насыщения АГВ (например, [1]). Из рис. 6*a* и 6*б* следует, что причиной более медленного роста амплитуды могут быть процессы перехода в волновых полях, во время которых несоответствие между моделируемой и экспоненциально-растущей амплитудой больше для  $t = 1$  час, чем для  $t = 5$  час, даже для тех же самых АГВ на меньших высотах, где диссипация волны мала.

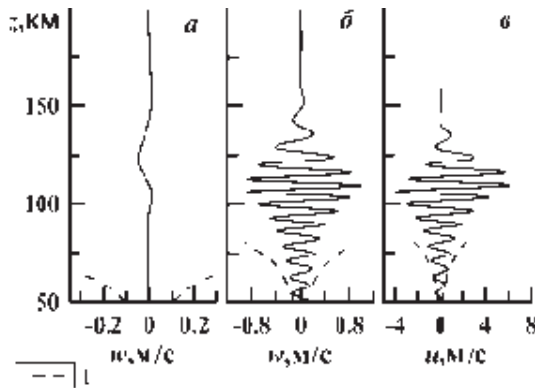
Профиль на рис. 6*в* подобен соответствующему профилю вертикальной скорости на рис. 6*б*. Главное различие – асимметрия волновых вариаций со сдвигом к положительным величинам из-за генерации, вызванной волной струи выше 100 км.

Рис. 7 подобен рис. 6, но для большей фазовой скорости  $c_x = 100$  м/с. Можно видеть большие вертикальные длины волны на рис. 7*a* для  $t = 1$  час по сравнению с рис. 7*б* для  $t = 5$  час. На рис. 7 для горизонтальной скорости показано вызванное волной струйное течение. Возросшее среднее течение, соединяясь с добавленными волной структурами, может образовывать узкие слои с большими вертикальными сдвигами ветра. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца в этих слоях может увеличивать диссипацию АГВ и ускорение





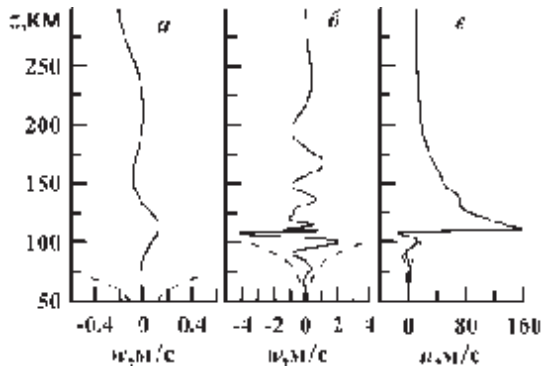
**Рис. 5.** Зависимость стандартных отклонений вертикальной скорости от времени после включения источника волн на горизонтальных плоскостях на различных высотах: а: 1 – 10 км, 2 – 100 км, 3 – 200 км; б: 1 – 30 км, 2 – 60 км



**Рис. 6.** Профили вертикальной скорости для моментов времени  $t = 0.5$  час (а),  $t = 6$  часов (б) и горизонтальной скорости при  $t = 6$  часов (в), для волн от источника (1) на нижней границы с длиной волны  $\lambda_x = 60$  км, горизонтальной скоростью  $c_x = 30$  м/с и амплитудой  $w_0 = 0.3$  см/с. 1 – амплитуды недиссипирующих линейных волн

волн среднего потока, приводящее к быстрому росту вызванного волной струйного течения. Такой процесс "самоускорения" формирует довольно узкие пики горизонтальной скорости с максимальной скоростью, превышающей 150 м/с (см. рис. 7б). Этот максимум намного сильнее чем на рис. 6б, что означает, что АГВ с большим  $c_x$  более эффективны при создании вызванных волной струйных течений при заданных периодах и амплитудах источника волн (2). Существенный переход энергии от АГВ к среднему течению и изменение условий распространения уменьшает амплитуды волны и вертикальные длины волны на высотах струи 100–150 км (см. рис. 7б и в).

В [30, 31] сообщалось об интенсивных струйных течениях, часто наблюдаемых на высотах около 100 км. Для объяснения их возникновения было предложено несколько механизмов. Упомянутый выше самоускоряющийся рост струйного течения и его суперпозиция с нелинейным неустойчивыми АГВ может быть одним из механизмов для формирования сильных узких пи-



**Рис. 7.** Профили вертикальной скорости для волны с  $\lambda_x = 200$  км, горизонтальной скоростью  $c_x = 100$  м/с и амплитудой  $w_0 = 0.3$  см/с

ков горизонтальной скорости в верхней атмосфере. Из рис. 7б следует, что времена порядка нескольких периодов волны могут быть достаточными для создания таких пиков даже при умеренных амплитудах источника волн на нижней границе в численной модели.

Из рис. 5 следует, что время переходного режима возникновения развитых структур стационарных АГВ после включения волнового источника (2) на нижней границе достаточно длительное. Усредненные характеристики волновых полей изменяются во время этих переходных процессов. Наблюдения (например, [1]) часто показывают относительно короткие пульсации порядка нескольких длин волны и периодов АГВ в атмосфере. Это свидетельствует о кратковременности работы многих источников АГВ в атмосфере [2]. Соответствующие импульсы АГВ могут иметь недостаточно времени для того, чтобы превратиться в стационарные во время работы источников волн. Поэтому можно предположить, что положение АГВ, наблюдаемых в атмосфере, может быть нестационарным. Следовательно, может возникнуть вопрос насколько точны обычные теории стационарных волн (например, [28]) при их применении к нестационарным АГВ. Необходимы дальнейшие наблюдения и моделирование для лучшего понимания распространения волны и получающихся возмущений, создаваемых переменными источниками волн в атмосфере.

## Заключение

Выполнено численное моделирование разрушения нелинейных АГВ, распространяющихся в среднюю и верхнюю атмосферу от горизонтально расположенного у нижней границы периодического их источника. После включения тропосферного источника, атмосферные волны через несколько минут могут распространиться до высот больше 100 км. Первоначально квазивертикальные поверхности постоянных фаз становятся наклонными к горизонту ниже 100 км через несколько периодов действия волнового источника. Вертикальные длины волны уменьшаются и стремятся к теоретически ожидаемым значениям через несколько периодов действия источника волн. Уменьшение вертикальных длин волн и увеличение амплитуд АГВ может привести

к их неустойчивости, ускорению среднего потока и поступлению вызванных волной струйных течений до высот в 100 км. АГВ могут переносить горизонтальную модуляцию амплитуды атмосферных источников волны на другие высоты, до очень высоких уровней. Одной из причин того, что амплитуды АГВ увеличиваются с высотой медленнее, чем экспоненциальное решение недиссипативных уравнений, могут быть переходные процессы после активации атмосферных источников волн. Возникновение вызванных волной средних струйных течений и их суперпозиция с нелинейными нестационарными диссипативными АГВ может быть одним из механизмов формирования мощных узких пиков горизонтальной скорости в верхней атмосфере. Из-за существенной длительности переходных процессов многие волновые пакеты АГВ в атмосфере могут иметь недостаточно времени для того, чтобы волны стали стационарными за время работы источника. Для лучшего понимания поведения нелинейных АГВ в атмосфере необходимы дальнейшие наблюдения и численное моделирование.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ.

### *Литература*

1. *Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41. № 1. doi:10.1029/2001RG000106
2. *Fritts D.C., Vadas S.L., Wan K., Werne J.A.* Mean and variable forcing of the middle atmosphere by gravity waves // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2006. V. 68. P. 247–265.
3. *Medvedev A.S., Gavrilov N.M.* The nonlinear mechanism of gravity wave generation by meteorological motions in the atmosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1995. V. 57. P. 1221–1231.
4. *Gavrilov N.M., Fukao S.* A comparison of seasonal variations of gravity wave intensity observed by the MU radar with a theoretical model // *J. Atmos. Sci.* 1999. V. 56. P. 3485–3494.
5. *Gavrilov N.M.* Structure of the mesoscale variability of the troposphere and stratosphere found from radio refraction measurements via CHAMP satellite // *Izvestia Atmos. Oceanic Phys.* 2007. V. 43. № 4. P. 451–460.
6. *Baker D., Schubert G.* Convectively generated internal gravity waves in the lower atmosphere of Venus. Part II: Mean wind shear and wavenumber flow interaction // *J. Atmos. Sci.* 2000. V. 57. P. 200–215.
7. *Fritts D.C., Garten J.F.* Wave braking and transition to turbulence in stratified shear flows // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. № 8. P. 1057–1085.
8. *Andreassen O., Hvidsten O., Fritts D., Arendt S.* Vorticity dynamics in a breaking internal gravity wave. Part 1. Initial instability evolution // *J. Fluid. Mech.* 1998. V. 367. P. 27–46.
9. *Fritts D.C., Wang L., Werne J. et al.* Gravity wave instability dynamics at high Reynolds numbers. Part II: turbulence evolution, structure, and anisotropy // *J. Atmos. Sci.* 2009. V. 66. P. 1149–1171.
10. *Fritts D.C., Franke P.M., Wan K. et al.* Computation of clear-air radar backscatter from numerical simulations of turbulence: 2. Backscatter moments throughout the lifecycle of a Kelvin-Helmholtz instability // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. P. D11105.
11. *Yu Y., Hickey M.P.* Numerical modeling of a gravity wave packet ducted by the thermal structure of the atmosphere // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. P. A06308.
12. *Liu X., Xu J., Liu H-L., Ma R.* Nonlinear interactions between gravity waves with

- different wavelengths and diurnal tide // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. D08112.
13. *Yi'git E., Medvedev A.S., Aylward A.D. et al.* Modeling the effects of gravity wave momentum deposition on the general circulation above the turbopause // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. D07101. doi:10.1029/2008JD011132.
  14. *Yi'git E., Medvedev A.S., Aylward A.D. et al.* Dynamical effects of internal gravity waves in the equinoctial thermosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2011.11. doi:10.1016/j.jastp.
  15. *Yi'git E., Aylward A.D., Medvedev A.S.* Parameterization of the effects of vertically propagating gravity waves for thermosphere general circulation models: Sensitivity study // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. P. D19106. doi:10.1029/2008JD010135
  16. *Gavrilov N.M., Kshevetskii S.P.* Numerical modeling of propagation of breaking nonlinear acoustic-gravity waves from the lower to the upper atmosphere // *Adv. Space Res.* 2013a. V. 51. № 7. P. 1168–1174.
  17. *Kshevetskii S.P., Gavrilov N.M.* Vertical propagation, breaking and effects of nonlinear gravity waves in the atmosphere // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2005. V. 67. P. 1014–1030.
  18. *Lax P.D.* Hyperbolic systems of conservation laws // *Comm. Pure Appl. Math.* 1957. V. 10. P. 537–566.
  19. *Richtmayer R.R., Morton K.W.* Difference methods for initial-value problems. New York: Intersci. Publ., 1967.
  20. *Гаврилов Н.М., Кшевецкий С.П.* Исследование распространения акустико-гравитационной волны в средней и верхней атмосфере, используя числовое моделирование // *Химическая физика.* 2013. Т. 32. № 12. С. 65–72.
  21. *Lax P.D., Wendroff B.* Hyperbolic systems of conservation laws // *Comm. Pure Appl. Math.* 1960. V. 13. P. 217–237.
  22. *Kshevetskii S.P.* Modelling of propagation of internal gravity waves in gases // *Comput. Math. and Math. Phys.* 2001a. V. 41. № 2. P. 295–310.
  23. *Kshevetskii S.P.* Analytical and numerical investigation of nonlinear internal gravity waves // *Nonlin. Proc. Geophys.* 2001b. V. 8. P. 37–53.
  24. *Kshevetskii S.P.* Numerical simulation of nonlinear internal gravity waves // *Comput. Math. and Math. Phys.* 2001c. V. 41. № 12. P. 1777–1791.
  25. *Hedin A.E.* Neutral atmosphere empirical model from the surface to lower exosphere MSISE-90, Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 1159–1172.
  26. *Townsend A.A.* Excitation of internal waves by a turbulent boundary layer // *J. Fluid. Mech.* 1965. V. 22. P. 24–252.
  27. *Townsend A.A.* Internal waves produced by a convective layer // *J. Fluid. Mech.* 1966. V. 24. P. 307–319.
  28. *Gossard E.E., Hooke W.H.* Waves in the atmosphere. Amsterdam–Oxford–New York: Elsevier Sci. Publ. Co, 1975.
  29. *Lindzen R.S.* Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 9707–9714.
  30. *Larsen M.F.* A shear instability seeding mechanism for quasiperiodic radar echoes // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 24931–24940.
  31. *Larsen M.F., Yamamoto M., Fukao S. et al.* Observations of neutral winds, wind shears, and wave structure during a sporadic- E/QP event // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. P. 2369–2375. doi:1432-0576/ag/2005-23-2369.

# Линейные и нелинейные представления волновых полей в задаче радиозатменного зондирования атмосферы Земли

*М.Е. Горбунов*

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Принцип радиозатменного зондирования состоит в просвечивании атмосферы радиосигналами систем глобальной спутниковой навигации (в настоящее время GPS). Сигналы, прошедшие через атмосферу по касательной трассе, принимаются специализированным приемником, расположенным на низколетящем спутнике с высотой орбиты около 700 км (рис. 1).

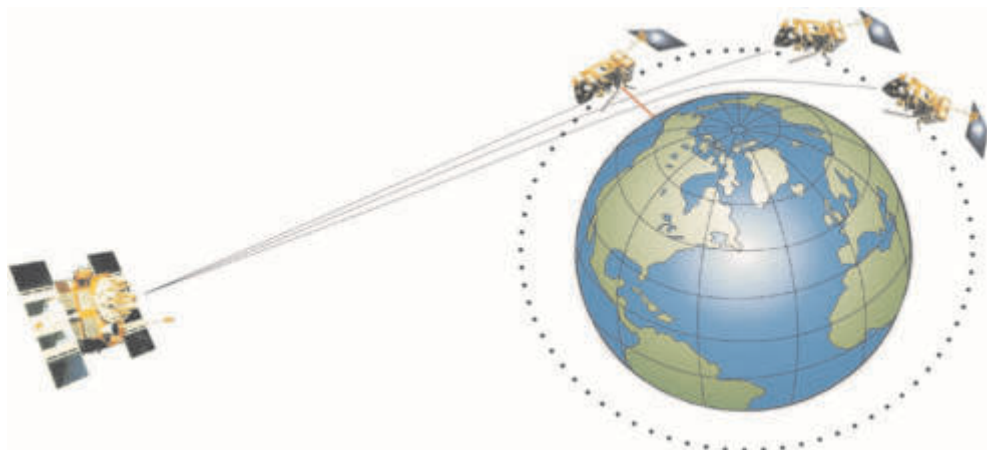


Рис. 1. Принцип радиозатменного зондирования

К настоящему времени был проведен ряд радиозатменных экспериментов, важнейшими из которых являются следующие: GPS/MET (1995–1997) [1],

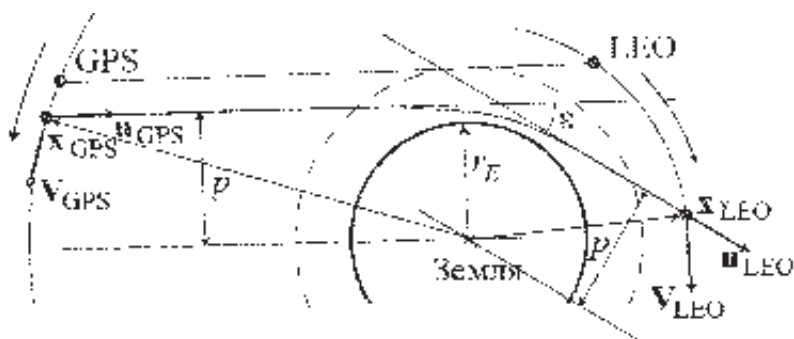


Рис. 2. Геометрия радиозатменного зондирования

CHAMP (2001–2009) [2, 3], COSMIC (с 2006) [4], приемник GRAS на спутнике METOP-A (с 2007).

На рис. 2 показана геометрия радиозатменного зондирования. Исходной величиной, которая вычисляется по орбитальным данным спутников, является угол рефракции  $\epsilon$  как функция прицельного параметра луча  $p$ . В случае однолучевого распространения несложно записать связь доплеровской частоты принимаемого сигнала с орбитальными данными спутников и их связь с  $\epsilon$  и  $p$  в приближении локальной сферической симметрии атмосферы. Из профиля  $\epsilon(p)$  можно восстановить профиль атмосферного показателя преломления  $n(z)$ , пользуясь формулой обращения, основанной на преобразовании Абеля [5]. На рис. 3 приведена статистика сравнения показателя преломления, восстановленного по данным COSMIC с данными Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF). Возрастание систематической разницы в нижней тропосфере обусловлено эффектами сверхрефракции, горизонтальными градиентами и случайными флуктуациями поля показателя преломления.

Рассмотренный выше геометрооптический подход к определению профиля угла рефракции работает только в случае однолучевого распространения. Однако для тропосферы, особенно в тропиках, характерно многолучевое распространение. Принимаемый сигнал в многолучевой зоне является суперпозицией нескольких простых сигналов с плавно меняющейся частотой и амплитудой. Доплеровская частота в этом случае будет многозначной функцией времени. График этой функции является лучевым многообразием. Для описания таких ситуаций удобно связать с сигналом его фазовое пространство с каноническими координатами: координата и импульс. Координатой в данном случае может быть время  $t$ , а импульс доплеровской частотой  $\omega$ , связанной с направлением распространения отдельного луча. В общем случае можно рассмотреть канонические координаты  $(y, \eta)$ . В области многолучевого распространения проекция лучевого многообразия на ось  $y$  будет многозначной (рис. 4).

Для того, чтобы можно было восстанавливать структуру лучевого многообразия геометрооптическим методом, определяя импульс как производную фазу поля, необходимо найти другую систему канонических координат  $(z, \xi)$ , в которой проекция лучевого многообразия на ось  $z$  однозначна. Преобразование волнового поля, связанное с каноническим преобразованием  $(y, \eta) \rightarrow (z, \xi)$ , является линейным интегральным оператором Фурье [6-8]:

$$\hat{u}(z) = \int K(z, y) u(y) dy, \quad (1)$$

где ядро записывается следующим образом:

$$K(z, y) = \sqrt{\mu(z, y)} \frac{\partial^2 S(z, y)}{\partial z \partial y} \exp(ikF(z, y)). \quad (2)$$

Фазовая функция  $S(z, y)$  является производящей функцией канонического преобразования, т.е. решением дифференциального уравнения [9]:

$$\xi dz - \eta dy = dS(z, y). \quad (3)$$

Оператор (1) реализует линейное представление волнового поля.

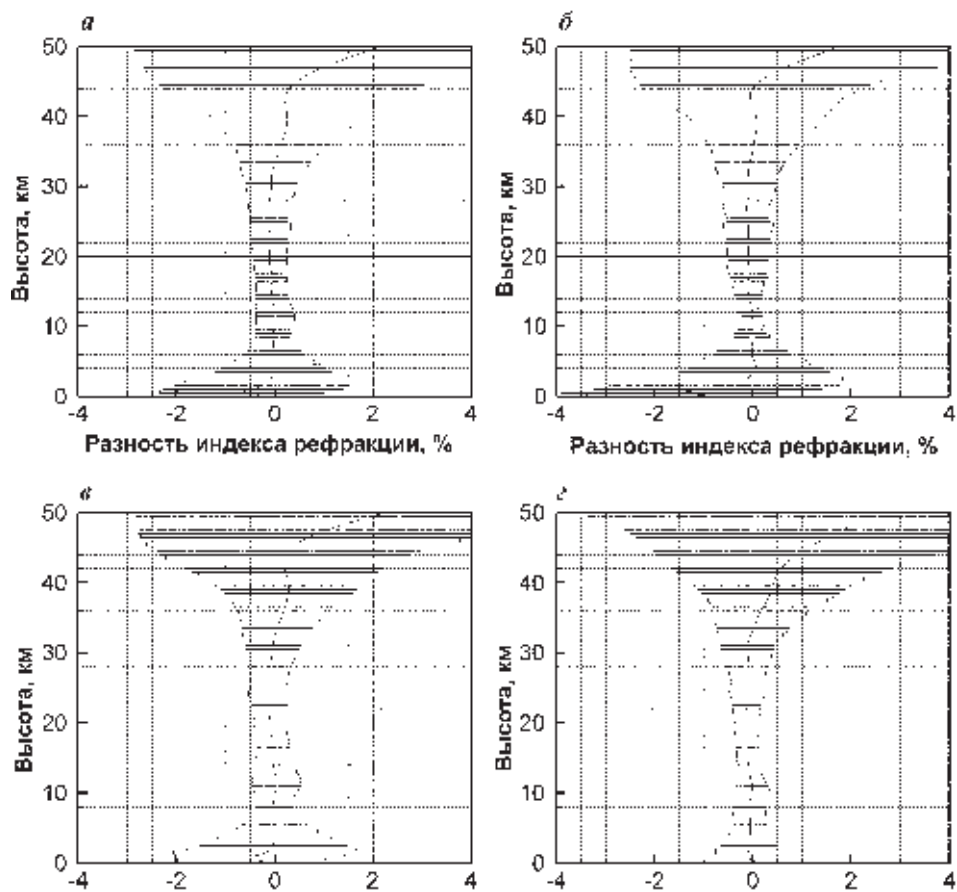


Рис. 3. Статистика сравнения данных COSMIC с данными ECMWF.  
*a* – Мир; *б* – 0-30; *в* – 30-60; *г* – 60-90

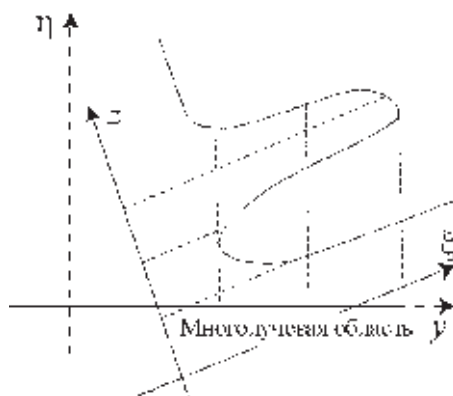
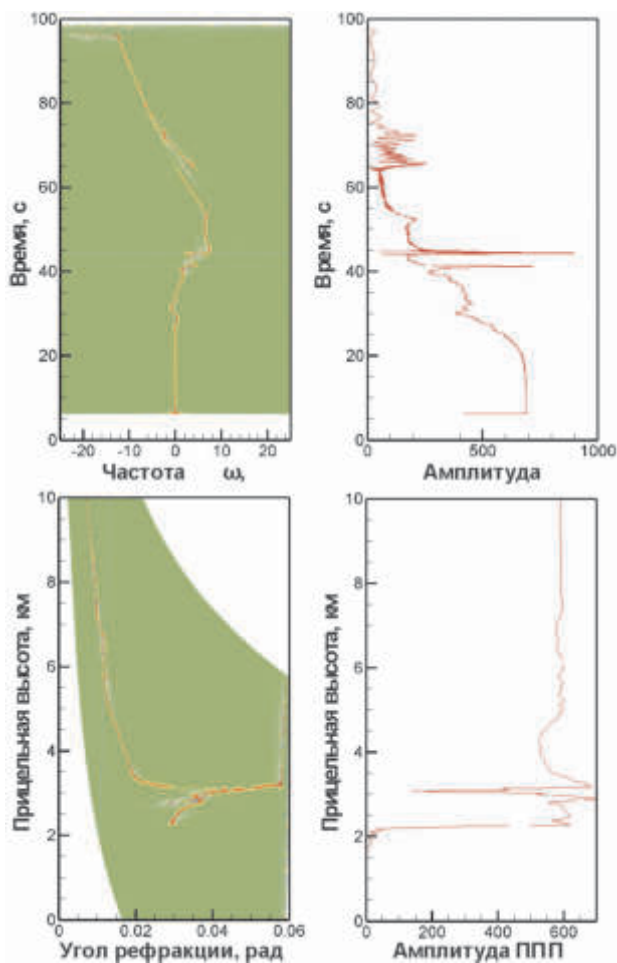


Рис. 4. Лучевое многообразие и его проекции



**Рис. 5.** Лучевое многообразие в разных канонических координатах

В работах [10, 11] получены формулы для преобразования  $(t, \omega) \rightarrow (p, \varepsilon)$  и соответствующие интегральные операторы Фурье.

На рис. 5 показан пример структуры лучевого многообразия в координатах  $(t, \omega)$  и  $(p, \varepsilon)$  для искусственных данных, полученных в результате численного моделирования на основе глобальных полей метеопараметров ECMWF. Также показаны амплитуды поля в соответствующих представлениях. Отличие амплитуды в представлении прицельного параметра  $p$  от константы (вне зоны тени) связано с горизонтальными градиентами показателя преломления [3].

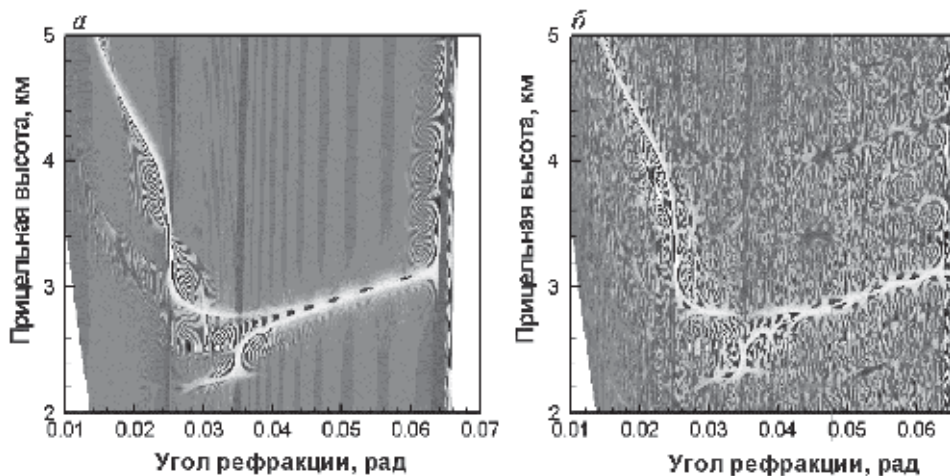
Линейные представления волнового поля удобны в тех случаях, когда заранее известна система канонических координат, реализующая однозначную проекцию лучевого многообразия, т.е. представление однолучевого распространения. Координаты  $(p, \varepsilon)$  обладают этим свойством для сферически-слоистой атмосферы. Однако горизонтальные градиенты показателя преломления могут приводить к неоднозначности проекции лучевого многообразия на ось  $p$ . Для анализа таких ситуаций необходимо строить двумерные плот-



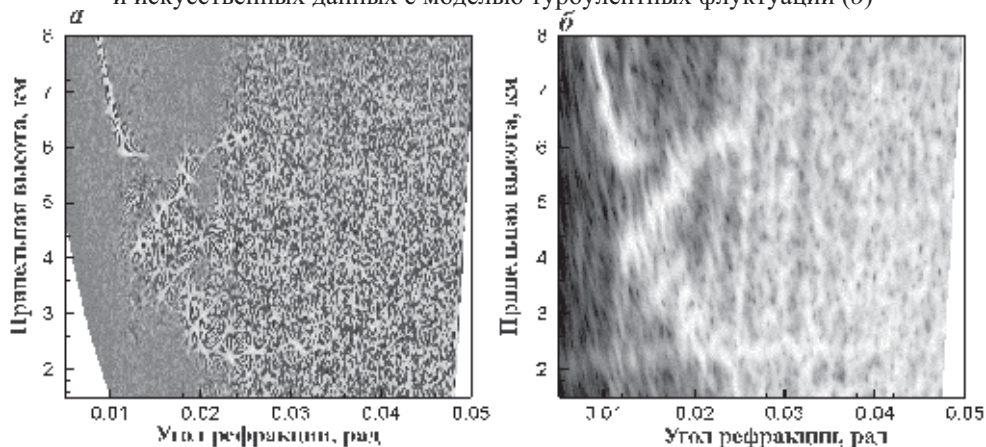
ности распределения энергии сигнала на всем фазовом пространстве [12]. Простейшим примером плотности энергии на фазовом пространстве является спектрограмма, т.е. результат Фурье-анализа сигнала в скользящих апертурах [13]. Более точный анализ структуры фазового пространства сигнала осуществляется при помощи функции Вигнера, также называемой спектром Вигнера – Вилля:

$$W(t, \omega) = \frac{k}{2\pi} \int u\left(t - \frac{s}{2}\right) \bar{u}\left(t + \frac{s}{2}\right) \exp(iks\omega) ds, \quad (4)$$

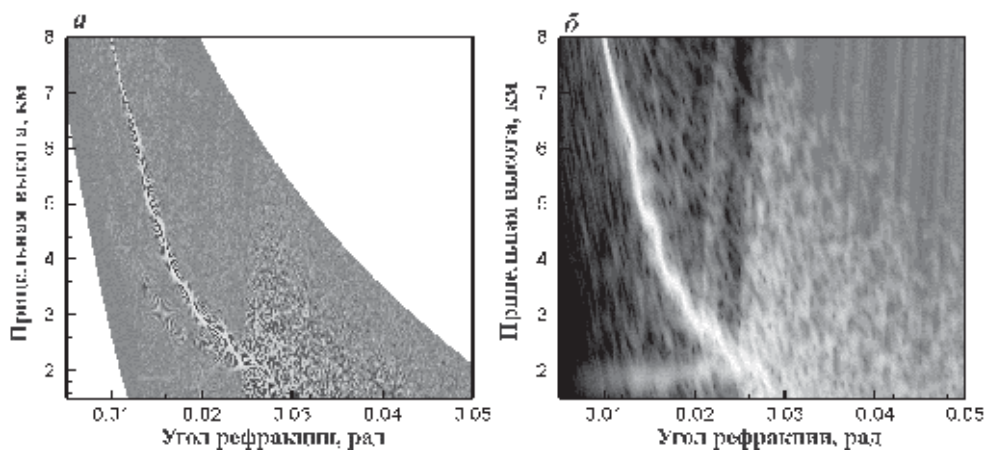
$$W(p, \varepsilon) \stackrel{def}{=} W(t(p, \varepsilon), \sigma(p, \varepsilon)).$$



**Рис. 6.** Функция Вигнера для незашумленных искусственных данных (а) и искусственных данных с моделью турбулентных флуктуаций (б)



**Рис. 7.** Функция Вигнера (а) и спектрограмма (б) для экспериментальных данных



**Рис. 8.** Функция Вигнера (а) и спектрограмма (б) для экспериментальных данных

На рис. 6 приведен пример функции Вигнера для искусственных радиозатменных данных, смоделированных для ситуации с сильными горизонтальными градиентами показателя преломления. В этом примере горизонтальные градиенты достаточно сильны для того, чтобы проекция лучевого многообразия на ось  $p$  стала неоднозначной.

На рис. 7 приведен пример обработки экспериментальных данных, в котором также просматривается эффект горизонтальных градиентов на высоте около 6 км. Этот пример показывает, что функция Вигнера обеспечивает заметно лучшее разрешение по сравнению со спектрограммой.

Другой пример обработки экспериментальных данных приведен на рис. 8. Здесь хорошо видны лучи, отраженные от поверхности Земли (на прицельной высоте около 2 км).

## Заключение

Методы представлений волнового поля были изначально введены в квантовой механике. Понятие канонического преобразования как линейного преобразования волновой функции было введено в книге Фока, первое издание которой вышло в 1932 г. Функция Вигнера появилась в то же самое время в работах Вигнера, Дирака, Вейля, Гейзенберга и Кирквуда [14–18]. Позднее в работах Вилля было предложено использовать ее для анализа сигналов [19]. Эти методы оказываются чрезвычайно эффективными также в обработке данных радиозатменного зондирования атмосферы Земли. Они обеспечивают как высокое разрешение и точность определения метеопараметров, так и средства детального анализа сигналов в фазовом пространстве и контроля качества измерений.

## Литература

1. *Rocken C., Anthes R., Exner M. et al.* Analysis and validation of GPS/MET data in the neutral atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. №. D25. P. 29849–29866.

2. *Wickert J., Reigber C., Beyerle G. et al.* Atmosphere sounding by GPS radio occultation: First results from CHAMP // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. № 17. P. 3263–3266.
3. *Gorbunov M.E., Kornbluh L.* Analysis and validation of CHAMP radio occultation data // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. №. D18. P. 45–84. doi: 10.1029/2002JD003175.
4. *Schreiner W., Rocken C., Sokolovskiy S. Et al.* Estimates of the Precision of GPS Radio Occultations from the COSMIC/FORMOSAT-3 Mission // *Geophys. Res. Lett.* V. 34. L04808. doi:10.1029/2006GL027557.
5. *Fjeldbo G., Eshleman R.* The Atmosphere of Mars Analyzed by Integral Inversion of the Mariner IV Occultation Data. *Planetary and Space Science*. 1968. № 16. P. 123–140.
6. *Фок В.А.* Начала квантовой механики. М.: ЛКИ, 2012. 376 с.
7. *Егоров Ю.В.* Лекции по уравнениям с частными производными. Дополнительные главы. М.: Изд-во МГУ, 1985. 168 с.
8. *Горбунов М.Е.* Анализ данных радиозатменного зондирования атмосферы Земли с применением теории интегральных операторов Фурье // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2004. № 9. С. 3–15.
9. *Арнольд В.И.* Математические методы классической механики. М.: Наука, 1978. 472 с.
10. *Jensen A.S., Lohmann M.S., Nielsen A.S., Benzon H.-H.* Geometrical Optics Phase Matching of Radio Occultation Signals // *Radio Science*. 2004. V. 39. № 3. RS3009. doi: 10.1029/2003RS002899.
11. *Gorbunov M.E., Lauritsen K.B.* Analysis of wave fields by Fourier Integral Operators and its application for radio occultations // *Radio Science*. 2004. V. 39. № 4. RS4010. doi:10.1029/2003RS002971.
12. *Cohen L.* Time-Frequency Distributions // *A Review, Proceedings IEEE*. 1989. V. 77. № 7. P. 941–981.
13. *Igarashi K., Pavelyev A., Hocke K. et al.* Radio Holographic Principle for Observing Natural Processes in the Atmosphere and Retrieving Meteorological Parameters from Radio Occultation Data // *Earth, Planets and Space*. 2000. V. 52. № 11. P. 893–899.
14. *Dirac P.A.M.* Note on exchange phenomena in the Thomas atom // *Proc. Camb. Phil. Soc.* 1930. V. 26. P. 376–395.
15. *Weyl H.* *The Theory of Groups and Quantum Mechanics*. New York: Dover, 1931.
16. *Heisenberg W.* Über die inkohärente Streuung von Röntgenstrahlen // *Physik. Zeitschr.* 1931. V. 32. P. 737–740.
17. *Wigner E.P.* On the quantum correction for thermodynamic equilibrium // *Phys. Rev.* 1932. V. 40. P. 749–759.
18. *Kirkwood J.G.* Quantum statistics of almost classical assemblies // *Phys. Rev.* 1933. V. 44. P. 31–37.
19. *Ville J.* Théorie et Applications de la Notion de Signal Analytique // *Cables et Transmission*. 1948. V. 2A. P. 61–74.

## **Исследование горизонтальных структурных функций индекса рефракции радиоволн в тропосфере**

*Г.М. Тептин, А.А. Журавлев, В.Е. Хуторов*

Казанский федеральный университет, г. Казань

В настоящее время в результате развития технологии спутниковых навигационных систем (СНС) появилась возможность использовать их сигналы

для дистанционного зондирования тропосферы, и задача оценки влияния мезомасштабных и других неоднородностей в тропосфере на распространение дециметровых радиоволн может быть решена. Это связано с такими преимуществами данной технологии, как наличие плотной сети наземных станций перманентного слежения, круглосуточная запись измерений с высоким временным разрешением, независимость от погодных условий.

В статье [1] были приведены результаты измерений вариации индекса рефракции радиоволн с высотой по измерениям на специализированной сети приемников спутниковых навигационных систем GPS-ГЛОНАСС и их верификации по прямым радиозондовым измерениям. Однако сеть приемных станций в г. Казани позволяет также исследовать количественные характеристики горизонтальных неоднородностей, например, структурных функций [3] индекса рефракции радиоволн в зависимости от высоты. Данная работа посвящена изложению основных результатов измерений горизонтальных структурных функций индекса рефракции радиоволн в зависимости от высоты в интервале высот от поверхности земли до 10 км.

Исследование неоднородностей и их переноса в связи с движением воздушных масс в атмосфере является одной из важнейших современных научных задач. Пока слабо исследован их вклад, например, в ошибки радиотехнических измерений при спутниковой навигации. Существенный вклад могут внести неоднородности с горизонтальными пространственными масштабами от нескольких метров до десятков километров, что показано в работе [4] с помощью численного моделирования. Экспериментальных исследований таких процессов в тропосфере (за исключением приземного слоя) проводилось мало в силу необходимости постановки эксперимента с высоким временным и пространственным (в том числе по высоте) разрешением. Такой эксперимент проводился в г. Казани с использованием сети приемных станций СНС [1]. В результате накоплена уникальная база данных многолетних (2007–2011 гг) измерений с высокой частотой в единицу времени, которая позволила не только обнаружить, но и измерить структуру неоднородностей коэффициента преломления дециметровых радиоволн в тропосфере.

## Методика измерений

Так как на трассе между спутником и приемником радиоволны испытывают влияние атмосферы, то радиосигнал приходит на приемник с некоторой задержкой [2]. Измерив ее пространственные и временные вариации, можно определить количественные характеристики атмосферных процессов.

Расстояние до спутника, измеренное приемником по фазе несущей, можно представить в виде суммы истинного расстояния между спутником и приемником, ионосферной и тропосферной задержки радиосигнала, а также ошибки измерения, в том числе ошибки за счет ухода часов приемника и спутника. Атмосферная поправка, характеризующая запаздывание радиоволн по сравнению с распространением в вакууме, определяется как интеграл от коэффициента преломления по пути, пройденном радиоволной в атмосфере [8].

$$\Delta L_i^j = 10^{-10} \int_s m(s) c / s. \quad (1)$$

Интеграл взят по линии радиотрассы от спутника до антенны. Здесь  $n$  – коэффициент преломления радиоволн,  $i$  – номер спутника,  $j$  – номер антенны. Это основная характеристика атмосферы как среды распространения радиоволн.

Ключевым параметром дистанционного зондирования тропосферы является зенитная тропосферная задержка радиосигналов спутниковых навигационных систем (ZTD), равная разности оптического и геометрического пути сигнала спутниковых навигационных систем в нейтральной атмосфере в зенитном направлении и измеряемая в единицах длины.

Ее оценивают из уравнений, которые строят по измерениям фазового пути радиосигналов от каждого спутника до каждой антенны приемной сети:

$$F_i^j - S_j^i - T_j^i - F_j^i + c \cdot (dt) - M_j^i - \varepsilon. \quad (2)$$

где  $T$  – наклонная задержка радиосигналов в тропосфере,  $I$  – задержка радиосигналов в ионосфере,  $c$  – скорость света,  $dt$  – разность временных шкал часов спутника и приемника,  $M$  – фазовая неоднозначность,  $\varepsilon$  – шум измерений. Чтобы удалить ошибки из-за несинхронности хода часов формируются разности измерений, сделанных одновременно на двух наземных приемниках до одних и тех же спутников [4]. Для исключения ионосферного воздействия на длину фазового пути используются двухчастотные измерения, позволяющие составлять ионосферно-свободные комбинации [9]. При этом наклонные тропосферные задержки сигналов  $T$ , принятых от спутников с различными углами места, представляются в виде произведения зенитной тропосферной задержки, общей для всех синхронных наблюдений с одного приемника, на некоторую картирующую функцию  $m$ , зависящую от зенитного угла спутника  $z$  [4]:

$$T = ZTD \cdot m(z). \quad (3)$$

Решением составленных уравнений для ионосферно-свободных комбинаций являются значения разности  $ZTD$  для двух пунктов, в которых расположены приемники.

В практике исследований влияния неоднородностей на распространение радиоволн наиболее широко используются два метода – спектральный и метод структурных функций [3, 5, 6]. При измерении спектров надо учитывать, что в измеряемый сигнал входит суперпозиция влияния неоднородностей абсолютном всех размеров, а при использовании структурных функций в измеряемом сигнале не учитывается влияние неоднородностей менее некоторого размера [3, 6]. Для радиотрасс спутник - наземный приемник наиболее пригоден второй метод – структурные функции.

Мы строим структурную функцию зенитных тропосферных задержек сигналов СНС и индекса рефракции дециметровых радиоволн  $N$  для дм радиоволн в зависимости от горизонтального расстояния  $r$  между приемными станциями сети GPS-ГЛОНАСС.

$$\begin{aligned} D_n(r) &= \langle (N(0) - N(r))^2 \rangle \\ D_q(r) &= \langle (ZTD(0) - ZTD(r))^2 \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Первый член в скобках соответствует опорному приемному пункту с условной координатой (0), а второй – точке на расстоянии  $r$  от опорного пункта. Угловые скобки обозначают усреднение по времени. Физический смысл

структурной функции есть среднее квадрата флуктуаций исследуемой величины в области соответствующих пространственных масштабов в процессах со стационарным приращением [3, 5, 6].

Как хорошо известно [2, 8], на радиотрассе спутник – наземный приемник в каждой точке коэффициент преломления  $n$  можно разделить на две части: некоторую среднюю величину, плавно зависящую от времени и координат и меняющуюся в зависимости от атмосферных неоднородностей [7]. Характерное время жизни турбулентных процессов – несколько секунд [3]. Таким образом, усредняя измерения за 5–30 минут, мы исключаем быстрые процессы с малыми пространственными масштабами. В работе [14] показано, что влияние ионосферных неоднородностей на структурные функции тропосферных задержек пренебрежимо мало вследствие того, что минимальный масштаб ионосферных неоднородностей много больше тропосферных.

Если при измерении структурной функции индекса рефракции радиоволн в двух приемных пунктах сети наземных приемников систем ГЛОНАСС-GPS брать синхронизированные по времени пары радиотрасс спутник - наземный пункт, то из-за одинакового влияния погрешностей, вносимых оборудованием спутника при синхронном приеме в двух наземных точках, мы получим структурную функцию, обусловленную неоднородностями, плюс погрешности, вносимые при измерениях двумя приемниками [8].

Структурные функции индекса рефракции дециметровых радиоволн строятся после решения обратной задачи восстановления вертикального профиля. Как показано в [1], вертикальные профили индекса рефракции совпадают с аналогичными, полученными по радиозондовым наблюдениям со среднеквадратичным отклонением около 2% относительно среднего значения индекса рефракции. В данной работе мы вместо метода Тихонова использовали метод сингулярных разложений [15]. Проверка полученных профилей по радиозондовым данным показала аналогичные по величине значения точности.

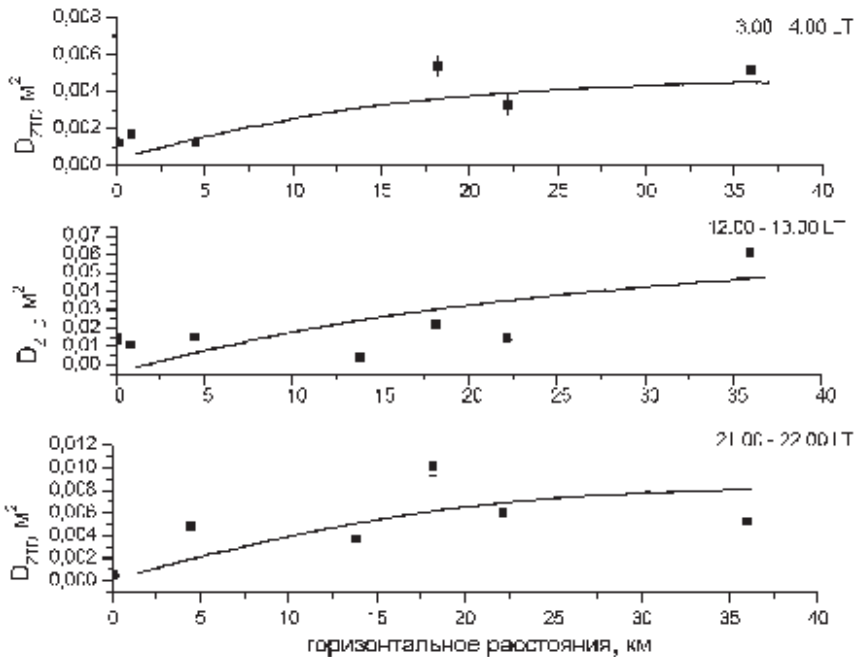
Для построения структурных функций использовались оценки разности зенитной тропосферной задержки и индекса рефракции радиоволн в двух пространственно разнесенных пунктах, полученные за 10 сек, которые усреднялись за период не менее 1 часа.

Для оценки уровня погрешности вышеописанной методики ставился специальный эксперимент. Мы оценивали оценку дисперсии разности ZTD при горизонтальном разнесении приемных антенн от 12 м до 26 м. При таком размере базы крупные неоднородности не будут влиять на оценки, а усреднением за час исключается влияние мелкомасштабных неоднородностей. Такой подход позволил оценить точность нашего метода. Проведя измерения структурной функции тропосферной задержки по малой базе, мы определили, что точность измерения структурной функции равна  $0.002 \text{ м}^2$ . Оценки структурной функции индекса рефракции также показали малую изменчивость (в пределах ошибки измерения) на расстоянии до 100 м. Этот факт свидетельствует о том, что метод чувствителен только к неоднородностям с масштабами в несколько сотен метров и более, т.е. к мезомасштабным неоднородностям. Структурная функция при наличии атмосферных горизонтальных неоднородностей должна, как правило, расти с увеличением  $r$  [3, 6]. В зависимости от размера неоднородностей в атмосфере наблюдаются различные закономерности, описы-

вающие закон изменения структурных пространственных функций, как правило, степенной зависимостью [5].

Для оценки влияния суточной динамики мезомасштабных неоднородностей на тропосферные задержки радиосигналов СНС был поставлен эксперимент на сети приемников, разнесенных на расстояния от 1 до 35 км. В качестве примера на рис. 1 приведены три графика типичных структурных функций тропосферных задержек, построенных по данным измерений в течение одних суток по описанной выше методике для 23 августа 2009 г. На рисунке представлены структурные функции тропосферных задержек, соответственно для 3.00, 12.00 и 21.00 часов по местному времени.

Как и ожидалось, структурные функции растут по мере увеличения расстояния между пунктами измерений, т.е. вклад неоднородностей в тропосферную задержку растет с ростом размеров неоднородностей. Видно, что в интервале 1–35 км структурная функция значительно меняется в зависимости



**Рис. 1.** Структурные функции зенитных тропосферных задержек радиосигналов, измеренных 23 августа 2009 г. на сети приемных пунктов СНС в интервале 0.85–35 км для различного времени суток и их аппроксимации степенной функцией

от времени суток. Для базы в 21–35 км в дневные часы ее величины достигают значений 0,06–0,07  $m^2$ , утром и вечером 0,007  $m^2$ . Такое поведение структурной функции означает, что в дневные часы увеличивается величина дисперсии индекса рефракции радиоволн в горизонтальном направлении в области масштабов порядка десятков км. Такое поведение отмечалось и в работе [4]. Мы предполагаем, что это связано с увеличением конвективной неустойчивости в дневные часы [16]. Анализ данных метеостанции показал, что в

дневные часы скорость ветра возросла до 4 м/с, в то время как в утренние и ночные она была около 1 м/с, что косвенно подтверждает наши предположения об усилении гидродинамической неустойчивости атмосферы в дневной период. Значения структурных функций тропосферной задержки за дневной период были аппроксимированы степенной функцией с показателем степени 0,7, что соответствует результатам ранее проведенных исследований макротурбулентности [11], где также были построены структурные функции тропосферной задержки по данным систем GPS. Для утреннего и вечернего периодов измерений показатель степени равен 0.1–0.2. На рис. 1 показано, что рост структурной функции в интервалах 1–15 км и 15–35 км имеет различную степень изменчивости в течение суток. Это может быть обусловлено высотно-временной изменчивостью флуктуаций индекса рефракции радиоволн.

### **Измерение высотной зависимости горизонтальной структурной функции индекса рефракции радиоволн для неоднородностей с масштабами от 1 до 35 км**

В данном разделе рассмотрены закономерности структурных функций индекса рефракции дециметровых радиоволн, когда расстояния между пунктами приема радиосигналов несколько км. Оценка производилась на поверхности Земли (на высоте антенны) и на высотах 160 м, 450 м, 800 м, 1400 м, 3 км, 5 км, 8 км и 10 км относительно поверхности Земли. На рис. 2 представлены примеры графиков структурных функций и их аппроксимаций для нескольких исследуемых высот. На основании полученных результатов можно отметить ряд общих закономерностей.

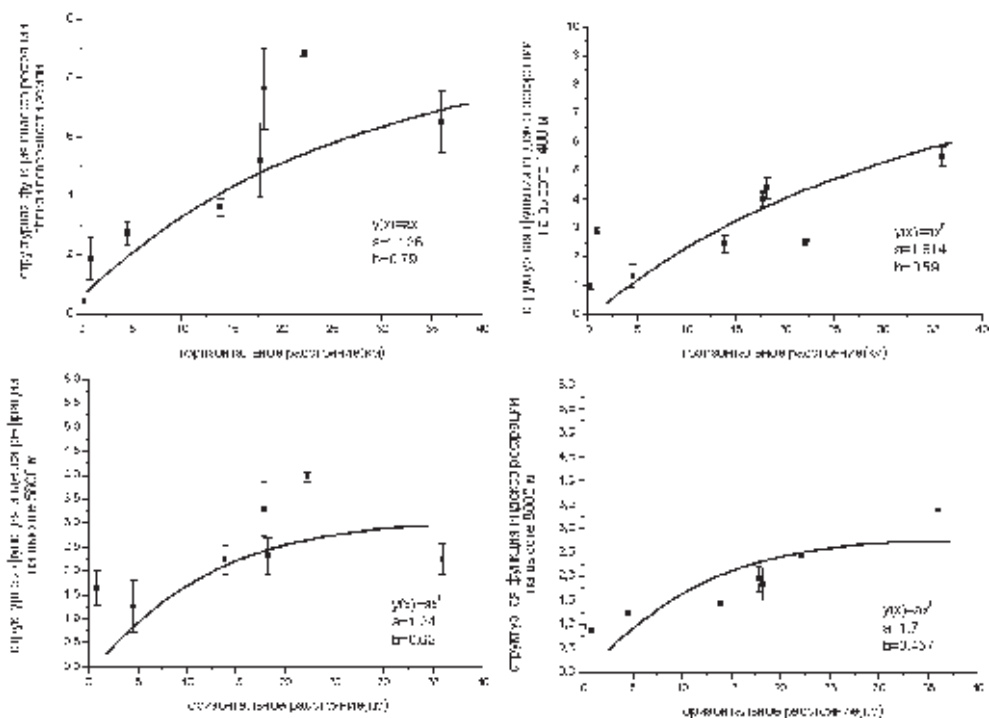
Во-первых, отмечается существенный рост горизонтальной структурной функции индекса рефракции радиоволн с увеличением масштаба неоднородностей, т.е. с ростом расстояния между приемными пунктами радиосигналов. Вклад неоднородностей в дисперсию индекса рефракции растет с ростом размеров неоднородностей на всех высотных уровнях.

Во-вторых, значения структурных функций были аппроксимированы степенными функциями с показателем степени 0,69–0,82 и структурной постоянной 1.2–1.7. Самая большая структурная функция со структурной постоянной 1.72 и степенью 0.82 получена для приземного слоя. Это соответствует результатам ранее проведенных исследований макротурбулентности в приземном слое [11, 13, 14, 17].

### **Сравнение с измерениями структурной функции по данным метеопараметров в приземном слое**

Мы провели сравнение полученных результатов с независимыми оценками структурных функций индекса рефракции радиоволн в приземном слое. Для оценки влияния неоднородностей исследуемых масштабов были использованы данные наземной сети станций атмосферного мониторинга с ежеминутными измерениями метеопараметров в приземном слое атмосферы [17].





**Рис. 2.** Структурные функции индекса рефракции дм-радиоволн по измерениям сети приемных пунктов СНС в интервале 0.85–35 км на различных высотах и ее аппроксимации степенной функцией

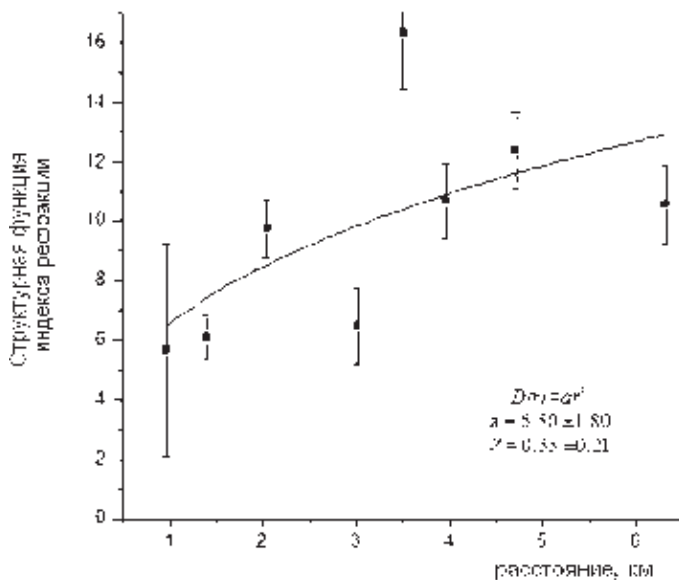
Станции пространственно разнесены на расстояния от 0,9 до 6,3 км друг от друга. Измерения сети станций, расположенных в городской черте, охватывают широкий спектр атмосферных параметров. Аппаратура, методика и результаты многолетних измерений опубликованы в [14, 17]. Так, структурные функции пространственной изменчивости температуры и концентрации водяного пара показали высокую степень независимости от преимущественного направления ветра [134, 147]. В пределах доверительных интервалов структурные функции совпадают для любых преимущественных направлений ветра.

По многолетним данным измерений в приземном слое, полученным на станциях атмосферного мониторинга, был рассчитан индекс рефракции, построена структурная функция и ее степенная аппроксимация (рис. 3).

Исходя из теории турбулентности, показатель степени порядка 0,5–0,8 соответствует началу области крупномасштабной квазидвумерной турбулентности по стандартной классификации неоднородностей. В исследованном диапазоне масштабов существенно действие архимедовых сил, но при этом вертикальные масштабы неоднородностей становятся много меньше горизонтальных [13].

Сравнивая данные наших измерений по сети приемников СНС (см. рис. 2) и по сети станций атмосферного мониторинга (см. рис. 3), можно сделать следующие выводы.

В интервале масштабов неоднородностей 1–6 км структурные функции индекса рефракции в нижнем слое атмосферы по измерениям сети приемных станций СНС и многолетним метеоизмерениям хорошо соответствуют по величине и по показателю степени аппроксимации. Однако данные с сети станций СНС, разнесенных на расстояние до 35 км, показывают, что мезомасштабные неоднородности на расстоянии более 6 км вносят вклад в изменения индекса рефракции радиоволн как в приземном слое, так и в более высоких слоях тропосферы.



**Рис. 3.** Структурная функция индекса рефракции дм-радиоволн по измерениям водяного пара и плотности воздуха в приземном слое атмосферы и ее степенная аппроксимация

## Заключение

В работе показано, что дистанционное зондирование тропосферы сигналами спутников ГЛОНАСС и GPS, проведенное сетью приемников, позволяет исследовать количественные характеристики неоднородностей индекса рефракции дм-радиоволн на разных высотах тропосферы, в частности, горизонтальные структурные функции индекса рефракции и тропосферной задержки сигналов, включая их суточные вариации. Полученные в работе результаты хорошо согласуются с данными независимых наземных измерений структурных функций индекса рефракции и высотных радиозондовых измерений и не противоречат известным ранее публикациям [9, 10, 11, 12].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» за 2009–2013 годы (государственный контракт № П162).

## Литература

1. Хуторова О.Г., Тептин Г.М., Васильев А.А., Шлычков А.П. Пассивное зондирование структуры коэффициента преломления радиоволн в тропосфере сетью приёмников спутниковых навигационных систем в г. Казани // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2011. Т. 54. № 1. С. 1–8.
2. Яковлев О.И. Космическая радиофизика. М.: Научная книга, 1998. 432 с.
3. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
4. Тептин Г.М., Хуторова О.Г., Зинин Д.П., Хуторов В.Е. Исследование мезомасштабных неоднородностей коэффициента преломления радиоволн в тропосфере методами численного моделирования // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2010. №1. С. 1–13.
5. Гурвич А.С., Воробьев В.В., Маракасов Д.А., Федорова О.В. Спектры сильных мерцаний за фазовым экраном с крупномасштабными анизотропными неоднородностями // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2007. Т. 50. № 9. С.747–765.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидродинамика. Т.1. М.: Наука, 1965. 539 с.
7. Tep tin G.M., Stenin Yu.M. Inhomogeneous structure of lower ionosphere and radio wave propagation. Kazan: Kazan University Publisher, 2007. 150 с.
8. Hofmann–Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global Positioning System. Theory and Practice. Wien, New York: Springer-Verlag, 1994. 356 p.
9. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М.: Физматлит, 2007. 336 с.
10. Flores A., de Arellano J.V-G., Gradinarsky L.P., Rius A. Tomography of the lower troposphere using a small dense network of GPS receivers // Transactions on Geoscience and remote sensing. 2001. V. 39. № 2. P. 439–447.
11. Davies O.T., Mitchell C.N., Spenser P.S.J., Watsons P.A. Application of GPS phase delay measurements in radio science and atmospheric science // Iee Proceedings - microwaves Antennas and Propagation - IEE PROC-MICROWAVE. V. 151. № 1. 2004. DOI: 10.1049/ip-map:20040126
12. Vennebusch M., Schön S. Power-law behaviour of GPS phase observations reflecting atmospheric turbulence // Geophysical Res. Abstracts. 2011. V. 13. P. 40–46.
13. Khutorov V.E. Estimation of macroturbulence influence on the radiowaves propagation in the troposphere and ionosphere using GPS-GLONASS // Environ. Radioecol. Appl. Ecol. 2008. V. 14. № 2. P. 20–23.
14. Тептин Г.М., Хуторова О.Г., Журавлев А.А. и др. Исследование влияния макротурбулентности на распространение радиоволн по измерениям сети приемных станций ГЛОНАСС - GPS // Ученые записки Казанского ун-та. 2010. Т. 152. № 1. С. 23–33.
15. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Singular Value Decomposition // Numerical Recipes in C. 2nd edition. Cambridge: Cambridge University Press. ISBN 0-521-43108-5. 1997. 1018 с.
16. Шакина Н.П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1990. 308 с.
17. Журавлев А.А., Хуторова О.Г., Тептин Г.М. Пространственная структура мезомасштабных неоднородностей концентрации примеси в нижней тропосфере // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 6 7. С. 543–546.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Предисловие.</b> <i>Г.С. Голицын, И.И. Мохов, С.Н. Куличков, М.В. Курганский, О.Г. Чхетиани</i> . . . . .	5
<b>Foreword</b> . . . . .	6
<b>Александр Михайлович Обухов – учёный, директор ИФА.</b> <i>Г.С. Голицын</i> . . . . .	7
<b>Часть I. Турбулентность</b> . . . . .	9
Феномен Колмогорова-Обухова в теории турбулентности. <i>Г.И. Баренблатт</i> . . . . .	9
Когерентные структуры и спиральность в приземном слое воздуха. <i>Б.М. Копров, В.М. Копров, С.Л. Зубковский†, Т.И. Макарова, Г.В. Азизян, Д.Ю. Соколов</i> . . . . .	14
Структурообразование стохастических динамических систем в случайных средах как закон природы. <i>В.И. Кляцкин</i> . . . . .	28
Динамико-статистическая модель ансамбля спонтанных струй и турбулентные моменты свободно-конвективного поверхностного слоя атмосферы. <i>А.Н. Вульфсон</i> . . . . .	41
RANS моделирование устойчивого атмосферного пограничного слоя: вихревое перемешивание, энергетика и глобальная перемежаемость турбулентности. <i>А.Ф. Курбацкий, Л.И. Курбацкая</i> . . . . .	58
Модель турбулентности для задач исследования изменчивости климата океанов и морей. <i>С.Н. Мошонкин, В.Б. Залесный, А.В. Гусев</i> . . . . .	66
Вертикальная изменчивость характеристик турбулентности при прохождении холодных атмосферных фронтов по данным измерений на метеорологической мачте в Обнинске. <i>М.А. Новицкий, Н.Ф. Мазурин, Л.К. Кулижникова, М.К. Мацкевич, П.А. Корнеев</i> . . . . .	74
Профили турбулентных потоков температуры и скорости трения в 300-метровом слое атмосферы. <i>М.А. Новицкий, Н.Ф. Мазурин, П.А. Корнеев, М.К. Мацкевич</i> . . . . .	82
Динамика температурной и ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы по результатам акустического зондирования. <i>О.Ф. Капегешев, Н.П. Красненко, Л.Г. Шаманаева</i> . . . . .	90
Турбулентные потоки аэрозоля на опустыненных территориях. <i>Г.И. Горчаков, А.В. Карпов, Д.В. Бунтов, Г.А. Курбатов</i> . . . . .	97
Законы подобия в турбулентных сдвиговых потоках. <i>В.М. Протокишин</i> . . . . .	103
<b>Часть II. Геофизическая гидродинамика</b> . . . . .	113
Вихри и волны в гидродинамических лабораторных экспериментах во вращающихся системах. <i>А.Е. Гледзер, Е.Б. Гледзер, А.А. Хапаев, Ю.Л. Черноусько, О.Г. Чхетиани</i> . . . . .	113
Связь между спиральностью и потенциальным вихрем в сжимаемой вращающейся жидкости. <i>М.В. Курганский</i> . . . . .	122
Об исследовании спиральности поля скорости Азиатского муссона в численных экспериментах по моделированию общей циркуляции атмосферы с учетом влияния аномального гравитационного поля Земли. <i>А.А. Макоско, К.Г. Рубинштейн</i> . . . . .	134
Волновое приспособление – общая концепция и примеры применения. <i>Г.М. Резник</i> . . . . .	142

Галёркинские приближения в проблеме геодинамо. <i>А.П. Мирабель, Н.В. Вакуленко</i> .....	155
Численная диагностика тропического циклогенеза. <i>Г.В. Левина, М.Т. Монтгомери</i> .....	174
Вихревые 3-D торы над подводными возвышенностями в океане. <i>В.Н. Зырянов, Е.А. Рыжов, К.В. Кошель</i> .....	181
Рассеяние вихревой пары топографическим вихрем. <i>Е.А. Рыжов, К.В. Кошель</i> ..	188
Пространственная фазовая структура диспергирующих волн, создаваемых движущимся источником. <i>П.Н. Свиркунов, М.В. Калашник</i> .....	196
О затухании течения в тонком слое вязкой вращающейся жидкости. <i>С.В. Кострыкин, А.А. Хапаев, И.Г. Якушкин</i> .....	203
Прогноз перемещения тропических циклонов с использованием гидромеханической модели. <i>Б.Я. Шмерлин, М.Б. Шмерлин</i> .....	209
Дифференциальная механика жидкостей: Модели переноса вещества в вихревых и волновых течениях. <i>Ю.Д. Чашечкин</i> .....	217
Прямое численное моделирование генерации внутренних волн поверхностной волной. <i>А.С. Сафрай, И.В. Ткаченко</i> .....	225
<b>Часть III. Динамика атмосферы и климатической системы</b> .....	232
О возможности создания глобальной модели прогноза погоды высокого пространственного разрешения по ультрасферическим многочленам. <i>А.В. Фролов, В.И. Цветков</i> .....	232
О некоторых математических задачах теории климата. <i>В.П. Дымников</i> .....	241
Глобальное потепление в реальности и в климатических моделях. <i>Р.И. Нигматулин, Н.В. Вакуленко, Д.М. Сонечкин</i> .....	255
Негидростатическая система Гидрометцентра России мезомасштабного краткосрочного прогноза погоды COSMO-Ru. <i>Р.М. Вильфанд, Г.С. Ривин, И.А. Розинкина, Е.Д. Астахова, Д.В. Блинов, А.Ю. Бундель, В.Л. Перов, Г.В. Суркова, Д.Ю. Алферов, Е.В. Казакова, А.А. Кирсанов, А.П. Ревокатова, М.В. Шатунова, М.М. Чумаков</i> .....	265
О некоторых работах А.М. Обухова по динамической метеорологии. <i>Е.М. Добрышман</i> .....	274
Оценка роли 60-летнего цикла в наблюдаемых и ожидаемых изменениях климата. <i>Г.В. Груза, Э.Я. Ранькова</i> .....	285
Динамическое усиление глобального потепления. <i>Г.В. Алексеев</i> .....	293
Реакция атмосферы на сокращение морского льда в Арктике. <i>В.П. Мелешко, А.В. Байдин</i> .....	308
Роль естественных долгопериодных колебаний в Северной Атлантике в формировании региональных климатических аномалий. <i>И.И. Мохов, В.А. Семенов</i> . . . .	319
Численное моделирование циркуляции мирового океана и её климатической изменчивости в 1948-2007 гг. <i>А.В. Гусев, Н.А. Дианский</i> .....	330
Возрастание воздействия атлантических вод на ледяной покров Северного Ледовитого океана. <i>В.В. Иванов, В.А. Алексеев, И.А. Репина</i> .....	336
Воздействия Северной Атлантики на формирование климата бассейна Каспийского моря. <i>Г.Н. Панин, Н.А. Дианский, Т.Ю. Выручалкина, И.В. Соломонова</i> . . . .	345
Корреляционные функции метеополей: как их оценивать и какая от них польза. <i>В.А. Гордин</i> .....	353
Индексы атмосферной циркуляции и перенос воздуха в российскую Арктику. <i>А.А. Виноградова</i> .....	362

Методы разделения масштабов и вариационные задачи для исследования изменчивости климатической системы и оценок экологических рисков. <i>В.В. Пененко</i> . . .	370
Некоторые результаты воспроизведения сезонных аномалий атмосферной циркуляции с помощью совместной модели атмосферы и океана. <i>Толстых М.А., Дианский Н.А., Гусев А.В., Киктев Д.Б., Заринов Р.Б.</i> . . . . .	378
Моделирование экстремальных орографических усиления ветра на черноморском побережье Кавказа (новороссийская бора) по прогностической модели COSMO-Ru Гидрометцентра России. <i>Д.В. Блинов, В.Л. Перов, Б.Е. Песков, Г.С. Ривин, И.А. Розинкина</i> . . . . .	384
Условия возникновения смерчей и штормового ветра на европейской территории России и их прогнозирование на основе гидродинамико-статистических моделей прогноза. <i>Э.В. Переходцева</i> . . . . .	391
Оценка различных методов расчета скорости порывов ветра. <i>М.М. Смирнова, К.Г. Рубинштейн, Г.А. Курбатов</i> . . . . .	400
Условия образования замерзающих осадков в европейской России и катастрофический гололед в декабре 2010 г. <i>Н.П. Шакина, И.А. Хоменко, А.Р. Иванова, Е.Н. Скриптунова</i> . . . . .	405
<b>Часть IV. Физика и состав атмосферы</b> . . . . .	412
Малые газовые примеси в атмосфере Северной Евразии: пространственная и временная изменчивость. <i>Н.Ф. Еланский</i> . . . . .	412
Спутниковые методы исследования газового и аэрозольного состава атмосферы. <i>Ю.М. Тимофеев</i> . . . . .	424
Влияние биогенных эмиссий на формирование аэрозолей и облачности над морем. <i>А.Е. Алоян</i> . . . . .	444
Моделирование загрязнения атмосферного воздуха с использованием гидродинамико-химической модели атмосферы COSMO-Ru7-ART. <i>Г.В. Суркова, А.А. Кирсанов, А.В. Кислов, А.П. Ревокатова, Г.С. Ривин</i> . . . . .	451
А.М. Обухов и развитие исследований аэрозольного загрязнения атмосферы на Кисловодской высокогорной научной станции ИФА и в регионе Кавказских Минеральных Вод. <i>Г.И. Горчаков, А.С. Емиленко, А.А. Исаков, М.А. Свириденков, В.М. Копейкин</i> . . . . .	459
Вариации, тренды и характеристики общего содержания СО в атмосфере Пекина и Москвы. <i>Гречко Е.И., Ракитин В.С., Фокеева Е.В., Джзола А.В., Ван Генчен, Емиленко А.С., Сафронов А.Н.</i> . . . . .	466
Фундаментальные и прикладные исследования состава атмосферы на Кисловодской Высокогорной Научной Станции ИФА им. А.М. Обухова РАН (Северный Кавказ, Кавказские Минеральные Воды, Россия). <i>И.А. Сеник, Н.Ф. Еланский, М.С. Артамонова, А.Я. Арабов, А.Н. Боровский, А.С. Елохов, А.С. Емиленко, А.Исаков, В.В. Савиных, Ю.В. Жуланов, Н.П. Поволоцкая</i> . . . . .	474
Аномалии содержания водяного пара в атмосфере над европейской территорией России в условиях блокирующего антициклона летом 2010 года. <i>С.А. Ситнов, И.И. Мохов</i> . . . . .	483
Исследование температурного режима атмосферы на высотах области мезопаузы в Европейском и Восточно-Сибирском регионах России. <i>И.В. Медведева, В.И. Перминов, А.И. Семенов</i> . . . . .	491
Результаты мониторинга термодинамических характеристик тропосферы и водозапаса облаков комплексом «Микрорадком». <i>Е.Н. Кадыгров, Ю.В. Агапов, А.Г. Горелик, А.К. Князев, Е.А. Миллер, В.В. Некрасов, Т.А. Точилкина, А.В. Троицкий, А.Н. Шапошников</i> . . . . .	498
Эпизоды загрязнения приземного воздуха, факторы их образования и разрушения. <i>Кузнецова И.Н., Шалыгина И.Ю., Глазкова А.А., Нахаев М.И.</i> . . . .	506

Газовые примеси атмосферы в фоновых и городских условиях. <i>Скороход А.И., Еланский Н.Ф., Панкратова Н.В., Моисеенко К.Б., Штабкин Ю.А., Ситникова И.П., Ремизов А.А.</i> . . . . .	514
Моделирование эмиссии метана на шельфе Восточной Арктики в результате его разгрузки из донных источников. <i>В.В. Малахова, Е.Н. Голубева</i> . . . . .	521
Экспериментальные исследования турбулентных потоков озона и тепла в различных ландшафтных и сезонных условиях. <i>И.Б. Беликов, Р.А. Шумский</i> . . . . .	528
<b>Часть V. Взаимодействие атмосферы и океана</b> . . . . .	536
Мезомасштабные процессы в атмосфере Черноморского региона. <i>В.В. Ефимов</i> . . . . .	536
Взаимодействие атмосферы и океана при различных условиях стратификации атмосферы. <i>И.А. Репина, А.Ю. Артамонов, Д.Г. Чечин</i> . . . . .	551
Метеорологические исследования на российских дрейфующих станциях «Северный Полюс». <i>А.П. Махитас, В.Т. Соколов, В.Ю. Кустов</i> . . . . .	558
Численное моделирование Северного Ледовитого океана как задача физики: современное состояние вопроса и перспективы. <i>Н.Г. Яковлев, Е.Н. Голубева, Г.А. Платов</i> . . . . .	564
Энергомассообмен между океаном и атмосферой в районе зимней полыньи к северу от архипелага Шпицберген. <i>Б.В. Иванов, В.Ф. Тимачев, П.Н. Священников, А.П. Махитас, В.М. Бедненко, А.К. Павлов, Д.М. Журавский</i> . . . . .	570
Газопроницаемость морского льда – моделирование и оценка потоков. <i>Р.С. Бортковский</i> . . . . .	576
Осреднённое уравнение состояния морской воды и его влияние на расчёты плотности и течений в зоне фронта Гольфстрима. <i>В.А. Соколов, С.П. Анухтина</i> . . . . .	581
<b>Часть VI. Распространение волн</b> . . . . .	593
Применение в современных исследованиях атмосферного пограничного слоя идей А.М. Обухова о рассеянии и флуктуациях параметров волн в турбулентной среде. <i>М.А. Каллистратова, Р.Д. Кузнецов</i> . . . . .	593
Радиоастрономические методы наблюдения Земли. <i>А.С.Гурвич, Б.Г.Кутуза</i> . . . . .	621
Исследование верхней атмосферы дистанционным акустическим методом. <i>С.Н. Куличков, И.П. Чунгузов, О.Е. Попов, Г.А. Буш</i> . . . . .	627
Радиотомография волн и возмущений ионосферы и верхней атмосферы. <i>В.Е. Куницын, Е.С. Андреева, И.А. Нестеров</i> . . . . .	639
Приземное распространение звуковых волн в атмосфере на большие расстояния. <i>Н.П. Красненко, В.Н. Абрамочкин, Г.В. Бухлова</i> . . . . .	654
Статистическое моделирование распространения акустического излучения в движущейся турбулентной атмосфере с учетом рефракции. <i>Л.Г. Шаманаева, В.В. Белов, Ю.Б. Буркатовская, Н.П. Красненко, М.В. Тарасенков</i> . . . . .	661
Распространение и разрушение акустико-гравитационных волн в атмосфере. <i>Н.М. Гаврилов, С.П. Киевецкий</i> . . . . .	666
Линейные и нелинейные представления волновых полей в задаче радиозатменного зондирования атмосферы Земли. <i>М.Е. Горбунов</i> . . . . .	677
Исследование горизонтальных структурных функций индекса рефракции радиоволн в тропосфере. <i>Тептин Г.М., Журавлев А.А., Хуторов В.Е.</i> . . . . .	683

Научное издание

# **ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА**

**Труды международной конференции,  
посвященной памяти академика А.М. Обухова  
(13–16 мая 2013 года)**

Редакционная коллегия:

*Г.С. Голицын, И.И. Мохов, С.Н. Куличков,  
М.В. Курганский, О.Г. Чхетиани*

ООО “Издательство ГЕОС”

129315, Москва, 1-й Амбулаторный пр-д, 7/3-114.

Тел./факс: (495) 959-35-16, (499) 152-19-14, 8-926-222-30-91.

E-mail: [geos-books@yandex.ru](mailto:geos-books@yandex.ru), [www.geos-books.ru](http://www.geos-books.ru)

ООО ИПК “Панорама”

Подписано к печати 30.12.2014.

Формат 70×100 1/16. Бумага офсетная.

Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 60,0.

Тираж 250 экз.

Отпечатано в полном соответствии с представленным электронным оригинал-макетом в ОАО “Альянс “Югполиграфиздат”, ООО ИПК “Панорама”  
400001, г.Волгоград, ул. КИМ, 6