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

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА

Под редакцией
Г. С. Голицына, И. И. Мохова, С. Н. Куличкова, М. В. Курганского, И. А. Репиной, О. Г. Чхетиани

МОСКВА
Физматкнига
2018

УДК 551.5
ББК 26.2
Т 864

Авторы:
Г. С. Голицын, И. И. Мохов, С. Н. Куличков, М. В. Курганский, И. А. Репина, О. Г. Чхетиани и др.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА: сборник трудов / под ред. *Г. С. Голицына, И. И. Мохова, С. Н. Куличкова, М. В. Курганского, И. А. Репиной, О. Г. Чхетиани.* — М.: Физматкнига, 2018. — 586 с. ISBN 978-5-89155-312-5.

В книге представлены статьи, подготовленные по материалам международной конференции «Турбулентность, динамика атмосферы и климата», посвящённой столетию со дня рождения академика А. М. Обухова, которая проходила в Москве с 16 по 18 мая 2018 года. Организаторами конференции выступили Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, Отделение наук о Земле РАН, РФФИ. Тематика конференции, охватывала следующие научные направления: турбулентность; геофизическая гидродинамика; динамика атмосферы и климатической системы; физика и состав атмосферы; взаимодействие атмосферы и океана; распространение волн, которые и стали основными темами статей данного сборника. Кроме научных статей в книгу вошли материалы о жизни и научной деятельности Александра Михайловича Обухова, подготовленные его родственниками и коллегами. Статьи сборника дают представление о современном состоянии науки об атмосфере и тенденциях её развития.

Для специалистов в области наук о Земле, аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Научное издание

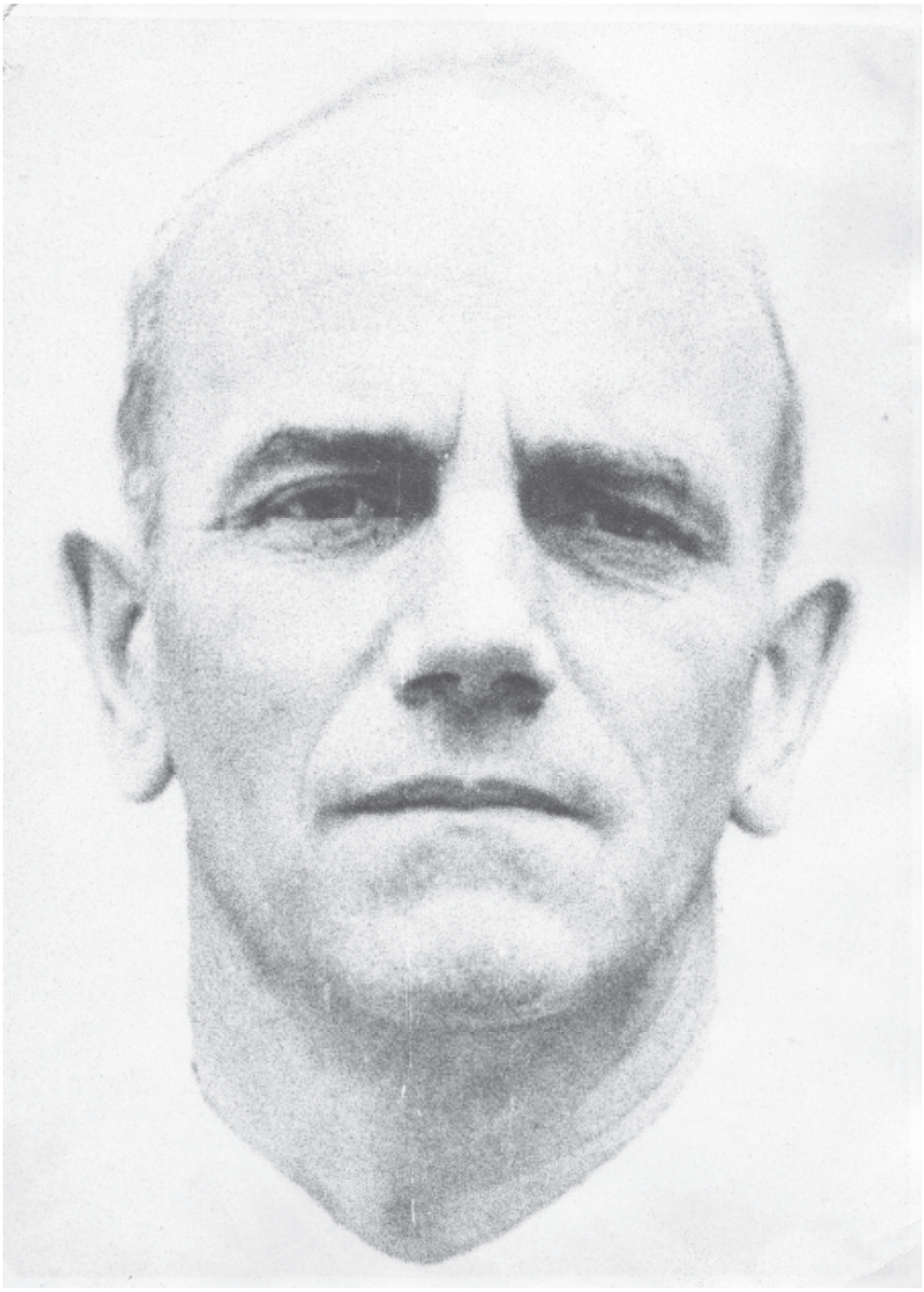
ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА
Сборник трудов

Подписано в печать 25.12.2018.
Формат 70×100/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 43,0. Уч.-изд.л. 42,0.
Тираж 150 экз.

Все статьи в сборнике даны в авторских редакциях

Издательство «Физматкнига».
141701, Московская обл., г. Долгопрудный, ул. Первомайская, д. 11А.
Отпечатано в ООО «Фотоэксперт».
115201, Москва, ул. Котляковская, д. 3, стр. 17.

ISBN 978-5-89155-312-5



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

ПРЕДИСЛОВИЕ

Академик Александр Михайлович Обухов (5 мая 1918 г. — 3 декабря 1989 г.) — выдающийся учёный, организатор науки в нашей стране и в мире, основатель и многолетний директор Института физики атмосферы АН СССР, почетный член Королевского метеорологического общества Соединенного королевства и Американского геофизического союза, лауреат Государственной премии СССР и премии имени А.А. Фридмана, внес фундаментальный вклад в физику атмосферы, геофизическую гидродинамику, теорию турбулентности. Создатель вместе с Андреем Николаевичем Колмогоровым теории мелкомасштабной турбулентности, определившей развитие многих направлений науки о природных явлениях и технической гидродинамики в XX веке и до нашего времени.

Уже в молодые годы, будучи аспирантом великого А.Н. Колмогорова, вместе с ним он сформулировал теорию мелкомасштабной турбулентности. В 1949 году он развил теорию флуктуаций пассивной примеси. Он развил теорию турбулентных пограничных слоев, теорию крупномасштабных атмосферных движений и их инвариантов. Став в январе 1956 г. директором нового Института физики атмосферы АН СССР, он организовывал систематические полевые измерения атмосферной турбулентности, которые только спустя несколько лет стали повторяться в США, Австралии и других странах. Особый интерес вызывали у него проблемы распространения волн в случайных средах.

В 1953 г. А.М. Обухов уже член-корр. АН СССР, с 1970 г. – академик, с 1956 г. более трех десятилетий руководил основанным им Институтом физики атмосферы АН СССР (ИФА). В ИФА были созданы лаборатории по ключевым направлениям атмосферных исследований, в том числе атмосферной турбулентности, оптики атмосферы, физики верхней атмосферы, динамической метеорологии. В руководимом А.М. Обуховым Институте работали известные учёные А.С. Гурвич, Л.Д. Дикий, В.И. Красовский, А.С. Монин, Г.В. Розенберг, В.И. Татарский, А.М. Яглом и другие. В числе учеников А.М. Обухова целый ряд ведущих российских ученых.

Организованный А.М. Обуховым институт быстро вышел на передовые рубежи мировой науки, развивались новые направления экспериментальных и теоретических исследований. Среди них надо отметить космические исследования, исследования верхней атмосферы и пограничного слоя атмосферы, оптики и микрофизики атмосферного аэрозоля, распространения волн, в том числе звуковых и электромагнитных, радиационного переноса в атмосфере, взаимодействия атмосферы и океана с развитием экспериментальных методов исследования и проведением полевых исследований на геостационарах и в экспедиционных условиях в рамках различных национальных и международных программ и проектов, включая спутниковые эксперименты.

Институт быстро рос, появлялись новые тематики и новые направления. Среди них надо отметить космические исследования, исследования верхней атмосферы и околоземного космического пространства, самой атмосферы, потребовавшие развития теории распространения света в аэрозольных и облачных средах, теории радиационного баланса, формирования собственного излучения атмосферы и подстилающей поверхности в микроволновом диапазоне, теории распространения мощного лазерного излучения, изучение взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью, в том числе с океаном.

Классические результаты, полученные А.М. Обуховым, - в числе наиболее цитируемых в мире. Не случайно Российская академия наук учредила золотую медаль его имени за выдающиеся работы в области наук об атмосфере. А. М. Обухов был одним из самых уважаемых в мире учёных: в 1966–1969 гг. он был президентом Международной ассоциации метеорологии и физики атмосферы. Своим умелым и мудрым руководством А. М. Обухов создал Институту высочайший научный престиж в мире, куда приезжали для стажировки и работы из США, Германии, Китая, Франции, Австралии и других стран. Гостями ИФА неоднократно были ведущие мировые учёные, в том числе Я. Бьеркнес, Д. Брэнт, С. Чэпман, Д. Чарни, Д. Смагоринский, Э. Лоренц, У. Манк, О. Филлипс, Р. Хайд и другие.

Александр Михайлович внес личный основополагающий вклад в разные разделы атмосферной науки, 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”. Особое значение имеет его вклад в подготовку молодых ученых и специалистов в качестве профессора (1961–1980 гг.) и заведующего кафедрой физики атмосферы (1971–1980 гг.) физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова и директора Института-организатора традиционных школ ИФА.

Программа организованной в мае 2018 г. международной конференции, посвященной 100-летию со дня рождения А.М. Обухова, включала пленарные доклады ведущих ученых, в их числе его прямых учеников и коллег, а также устные и стендовые доклады, организованные в рамках 6 секций: Секция I “Турбулентность”, Секция II “Геофизическая гидродинамика”, Секция III “Динамика атмосферы и климатической системы”, Секция IV “Физика и состав атмосферы”, Секция V “Взаимодействие атмосферы и океана”, Секция VI “Распространение волн”. Доклады, представленные на конференции, свидетельствуют, каким широким фронтом и в каком огромном объеме развиваются наши знания об окружающем нас мире на основе работ и идей, заложенных Александром Михайловичем Обуховым. Надеемся, что представленные результаты были бы интересны самому Александру Михайловичу — если бы ему довелось их услышать — и что они дают отчетливое представление о современном состоянии и тенденциях развития атмосферной науки в нашей стране и за рубежом.

Г.С. Голицын, И.И. Мохов

Часть 1. Жизнь и деятельность А.М. Обухова

Академик Александр Михайлович Обухов (Краткая биография и список трудов)

А.С. Гинзбург, М.В. Курганский

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

Первоначальный вариант этой статьи был подготовлен авторами в начале 2018 года для юбилейного выпуска журнала «Известия РАН. Физика атмосферы и океана» и опубликован в № 3 журнала за 2018 г. как вступительная редакционная статья.

Настоящий вариант статьи отредактирован и дополнен авторами по итогам состоявшейся в мае 2018 года юбилейной конференции и многочисленных обсуждений с коллегами и присутствовавшими на конференции родственниками Александра Михайловича.

А.М. Обухов родился 5 мая 1918 г. в Саратове в семье агронома. Его отец, Михаил Михайлович Обухов был одним из учредителей Высших сельскохозяйственных курсов в Саратове (ныне Саратовский государственный аграрный университет имени Н. И. Вавилова). Мать – Вера Вячеславовна Обухова, урожденная Бобохова (Обухов А.С. К 100-летию…, 2018). В 1934 г. А.М. Обухов окончил саратовскую среднюю школу. Год после окончания школы и до поступления в Университет А.М. Обухов работал в Институте по изучению засухи и суховеев (Саратов) в должности наблюдателя-актинометриста.

В 1935–1939 гг. учился в Саратовском государственном университете им. Н.Г. Чернышевского на физико-математическом факультете. В 1939 г. перевёлся на механико-математический факультет Московского государственного университета, который окончил в 1940 г, а затем в 1941 г. и аспирантуру НИИ математики при МГУ, где его научным руководителем был академик А.Н. Колмогоров. В том же году защитил кандидатскую диссертацию.

В 1939-1940 гг. он работал старшим специалистом по метеорологии в Московской геофизической обсерватории (ныне Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга). С 1940 г. А.М. Обухов – в Институте теоретической геофизики АН СССР (в 1946 г. вошёл в состав Геофизического института АН СССР), где прошел путь от научного сотрудника до руководителя лаборатории, а затем заместителя директора ГЕОФИАН. Основатель и в течение 33 лет до самой своей смерти бессменный директор Института физики атмосферы АН СССР, образованного в 1956 г. в результате реорганизации ГЕОФИАН.

В 1947 году А.М. Обухов защитил выдающуюся по своему содержанию докторскую диссертацию «Статистическое описание непрерывных полей». Многие годы он преподавал на физическом факультете МГУ, был профессором МГУ, в 1971-1980 гг. заведовал кафедрой физики атмосферы физического факультета МГУ. В 1953 г. А.М. Обухов был избран членом-корреспондентом, а в 1970 г. – академиком АН СССР.

А.М. Обухов – один из крупнейших ученых, когда-либо работавших в области физики атмосферы. Основные его научные исследования посвящены геофизической гидродинамике и динамической метеорологии, турбулентности, математической статистике. Является одним из создателей теории локально-изотропной турбулентности (теория Колмогорова–Обухова), в которой ему принадлежат основной «закон пяти третей» для спектра поля скорости (1941 г.) и «закон двух третей» для структурной функции температуры или концентрации примеси (1949 г.). Вместе с А.С. Мониным разработал теорию подобия турбулентности в стратифицированном пограничном слое атмосферы (1953 г.), базирующуюся на введенном им ключевом понятии «масштаба Обухова» (1946 г.). В настоящее время теория подобия

Монина–Обухова – одна из самых востребованных и цитируемых в области физики атмосферы. В области динамической метеорологии вывел основное уравнение гидродинамической теории краткосрочного прогноза погоды – квазигеострофическое уравнение переноса потенциального вихря (1949 г.) и уточнил роль неадиабатических факторов в динамике атмосферных движений (1962 г.). По праву принадлежит к числу создателей современной геофизической гидродинамики, как науки. Предложил метод статистически-ортогональных разложений случайных полей (1960 г.). Ввёл понятие систем гидродинамического типа, являющихся основой для проводимых под его руководством теоретических и экспериментальных исследований различных видов гидродинамической неустойчивости, вторичных течений и переноса энергии по спектру масштабов, наблюдаемых в природе (1974 г.). Статьи А.М. Обухова по теории рассеяния звука турбулентностью (1941, 1953 гг.) легли в основу всех последующих работ по распространению волн в турбулентных средах и по дистанционному зондированию атмосферы с помощью содаров.

Круг научных интересов А.М. Обухова был очень широким. В частности, его предметно интересовали планеты и иные объекты Солнечной системы, и он внес существенный вклад в интерпретацию результатов, полученных с космической станции «Венера-4». Геофизик широчайшего профиля, А.М. Обухов инициировал все ведущиеся в руководимом им Институте исследования Земли из космоса, а также работы по акустическому и радиоакустическому зондированию атмосферы. Это относится и к работам по мониторингу малых газовых примесей в атмосфере. Лабораторные эксперименты по моделированию крупномасштабных атмосферных движений были задуманы А.М. Обуховым, начаты по его инициативе и успешно продолжаются в ИФА им. А.М. Обухова РАН по настоящее время.

А.М. Обухов имел высочайший (можно даже сказать непререкаемый) научный авторитет и в нашей стране, и за рубежом. Его имя знали и знают специалисты по физике атмосферы и атмосферной турбулентности во всем мире. Он был почетным членом Королевского метеорологического общества Великобритании и Американского геофизического союза. В 1963 – 1967 гг. избирался президентом Международной ассоциации метеорологии и физики атмосферы, затем членом бюро Международного союза геодезии и геофизики.

С момента основания журнала «Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана» в 1965 г. и до начала 1989 г., т.е. почти четверть века, А.М. Обухов был его главным редактором. Под руководством А.М. Обухова этот журнал стал одним из ведущих геофизических журналов и продолжает им быть в настоящее время.

А.М. Обухов – лауреат Государственной премии СССР. Он был награждён орденами Ленина, Октябрьской Революции, Трудового Красного Знамени, «Знак почёта». В 1984 г. А.М. Обухову за цикл работ по крупномасштабной динамике атмосферы была присуждена премия АН СССР им. А.А. Фридмана – ученого, которого он высоко чтил – и которой он очень гордился.

До последних дней своей жизни Александр Михайлович работал над статьей «Фундаментальные константы и построение естественных шкал физических величин», заключительную часть которой «Приложение к астрофизике и геофизике» он так и не успел написать.

Александр Михайлович Обухов скончался 3 декабря 1989 г. и был похоронен в Москве на Троекуровском кладбище, где позднее была захоронена и его супруга Людмила Алексеевна Матерова.

Академик А.М. Обухов ушел из жизни уже почти 30 лет тому назад, но импульс, который он сообщил своим младшим коллегам, сотрудникам и ученикам, продолжал действовать все эти прошедшие с тех пор годы. Он и будет продолжать действовать не только, пока живы те, кто помнит Александра Михайловича и имел привилегию работать с

ним, но пока неизменны те принципы науки об атмосфере, которые А.М. Обухов заложил и высветил своими классическими трудами.

В память об академике А.М. Обухове Постановлением Президиума РАН № 226 от 13 декабря 1994 года его имя было присвоено Институту физики атмосферы Российской академии наук.

В 1998 г. вышел 7-й номер литературно-художественного альманаха «Четверной» Лицея на Донской (бывшей Донской Гимназии) и Дома научно-технического творчества молодёжи, который был посвящен 135-летию академика В.И. Вернадского, 95-летию академика М.А. Леонтовича и 80-летию академика А.М. Обухова.

В этом номере альманаха (http://www.chetvertnoy.ru/archive/7/) его редактор Алексей Обухов (внук А.М. Обухова) поместил воспоминания Г.С. Голицына «Обухов – учитель и воспитатель» и М.А. Каллистратовой «Как сказочно мне повезло», а также некоторые литературные и мемуарные публикации Александра Михайловича: «Интерес к геофизике» из сборника, посвященного памяти академика М.А. Леонтовиче (*Воспоминания ... 1990*), «Домик в Комаровке», посвященный памяти А.Н. Колмогорова, и подборка стихотворений «Лирика».

Там же были представлены фотографии Александра Михайловича различных лет его жизни. Приведем лишь наиболее ранние из них.

Саша Обухов (1925 г.)

Александр Обухов (1935 г.)

Александр Обухов (1939 г.)

Александр Обухов (1947 г.)

А. Обухов в Суханово (1950 г.)

В 2001 г. была издана книга «Жизнь в науке» (Александр Михайлович Обухов 2001). Книга, составителем которой является Алексей Обухов, представляет собой сборник воспоминаний и материалов, связанных с научной жизнью Александра Михайловича. Воспоминания об Александре Михайловиче и посвященные ему произведения написаны коллегами, друзьями, учениками и родными. В сборник также вошло ненаучное творчество А.М. Обухова - его "литературные опыты". Книга ярко отражает стиль исследований А.М. Обухова, его ясный ум и принципиальность во всем, что касалось науки, проницательность и дальновидность, неиссякаемый юмор и заразительный смех, которые создавали вокруг него незабываемую творческую атмосферу.

В 2013 г. – в год 95-летия со дня рождения Александра Михайловича – была проведена Международная конференция «Турбулентность, динамика атмосферы и климата, труды которой были изданы в 2014 г. *(Турбулентность ... 2013, Турбулентность ... 2014).*

С целью увековечения памяти академика А.М. Обухова по представлению Отделения наук о Земле и Комиссии по золотым медалям и премиям имени выдающихся ученых, присуждаемым РАН Президиум РАН Постановлением № 154 от 28.06.2016 года учредил золотую медаль имени А.М. Обухова, присуждаемую РАН за выдающиеся работы в области наук об атмосфере. Первым годом присуждения золотой медали имени А.М. Обухова был установлен 2018 год.

Постановлением Президиума РАН от 24.04.2018 года № 89 "О присуждении золотой медали имени А.М. Обухова 2018 года» по представлению Экспертной комиссии и бюро Отделения наук о Земле первая золотая медаль имени А.М. Обухова была присуждена академику РАН Голицыну Георгию Сергеевичу за работы, внесшие выдающийся вклад в исследования магнитной гидродинамики, разработку ряда теорий в области планетологии, теории климата, физики атмосферы и геофизики: общей циркуляции планетных атмосфер, возникновения ураганов и других интенсивных атмосферных вихрей, радиационных эффектов и тепломассообмена между океаном и атмосферой и ряда других природных процессов и явлений.

4 мая 2018 года – в день предшествующий столетию со дня рождения АМ на здании Института физики атмосферы была открыта бронзовая памятная доска, созданная скульптором членом-корреспондентом Российской академии художеств, заслуженным художником России И.Н. Новиковым и архитектором членом-корреспондентом Российской академии художеств, заслуженным художником России А.К. Тихоновым.

На доске надпись: «Выдающийся ученый в области физики атмосферы, гидродинамики и математики, основатель ИФА АН СССР, академик Александр Михайлович Обухов работал в этом здании с 1966 по 1989 год».

Международная конференция, посвященная столетию со дня рождения академика Александра Михайловича Обухова «Турбулентность, динамика атмосферы и климата» (16–18 мая 2018 года) состоялась в здании Президиума РАН и собрала большое количество российских и зарубежных участников. Труды конференции опубликованы в этом издании, а тезисы в *(Турбулентность ... 2018).*

В июне 2018 года вышел в свет юбилейный номер журнала «Известия РАН. Физика атмосферы и океана» (т. 54, № 3), в котором опубликованы оригинальные научные статьи и воспоминания младших соратников и учеников Александра Михайловича *(Баренблатт 2018, Гинзбург 2018, Голицын 2018, Горбунов, Кутуза 2018, Дымников, Пережогин 2018, Каллистратова и др. 2018, Копров 2018, Курганский 2018)*

Литература

1. Александр Михайлович Обухов: Жизнь в науке. М.: Издательский дом «Ноосфера». 2001. 312 с.
2. Баренблатт Г.И. Феномен Колмогорова-Обухова в учении о турбулентности// Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 268-271.
3. Гинзбург А.С. Разноцветные планеты, хвост кометы и «ядерная зима» // Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 310-320.
4. Голицын Г.С. Законы случайных блужданий А.Н. Колмогорова – основа для описания большинства природных явлений // Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 260-267.
5. Горбунов М.Е., Кутуза Б.Г. «Космос-243» - начало развития методов микроволновой радиометрии атмосферы и поверхности Земли // Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 321-329.
6. Дымников В.П., Пережогин П.А. О системах гидродинамического типа, аппроксимирующих уравнения двумерной идеальной жидкости // Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 372-382.

7. Каллистратова М.А., Петенко И.В., Кузнецов Р.Д., Куличков С.Н., Чхетиани О.Г., Чунчузов И.П., Люлюкин В.С., Зайцева Д.В., Вазаева Н.В., Кузнецов Д.Д., Перепёлкин В.Г., Буш Г.А. Содарное зондирование атмосферного пограничного слоя (обзор работ ИФА им. А.М. Обухова РАН) // Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 283-300.
8. Копров Б.М. Из истории исследований пограничного слоя в Институте физики атмосферы АН СССР // Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 330-343.
9. Курганский М.В. Об одной оценке границы зоны режима Россби в атмосфере // Изв. РАН, ФАО, 2018, т. 54, № 3, с. 301-309.
10. Обухов А.С. К 100-летию академика Александра Михайловича Обухова (5 мая 1918 – 3 декабря 1989). Творцы российской науки (к памятным датам 2017 – 2018 гг.) Сборник статей / ред. А.В. Леонтович – М., МОД «Исследователь», 2018, с. 64 – 71.
11. Турбулентность, динамика атмосферы и климата: международная конференция, посвященная памяти академика А. М. Обухова (13-16 мая 2013 года). Сборник тезисов. М.: ГЕОС. 2013. 246 с.
12. Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Труды международной конференции памяти академика А.М. Обухова. М.: ГЕОС. 2014. 695 с.
13. Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Международная конференция, посвященная столетию со дня рождения академика Александра Михайловича Обухова. Москва. 16–18 мая 2018 г. Сборник тезисов докладов. М.: Физматкнига. 2018. 224 с.

СПИСОК ТРУДОВ АКАДЕМИКА А.М. ОБУХОВА

1. Обухов А.М. Мутность атмосферы в период майской засухи 1934 года // Труды Саратовского Государственного издательства ЦИЗАС (Центральный институт изучения засухи и суховеев). 1936. Т. 1.С. 95-101.
2. Обухов А.М. Нормальная корреляция векторов // Изв. АН СССР. отделение математических и естественных наук. 1938. №3. С. 339-370.
3. Обухов А.М. Теория корреляции векторов // Ученые записки МГУ, серия математическая. 1940.Вып. 45. С. 73-92.
4. Обухов А.М. О рассеянии звука в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1941, Т. 30. № 7. С. 611-614.
5. Обухов А.М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1941. Т. 5. № 4-5. С. 453–466.
6. Обухов А.М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Докл. АН СССР. 1941. Т. 32, № 1. С. 22-24
7. Обухов А.М. Распределении энергии в спектре турбулентного потока. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, М., Институт теоретической геофизики АН СССР, 1941.
8. Обухов А.М. О распределении масштаба турбулентности в потоках произвольного сечения // Прикладная математика и механика, 1942, т. 6, № 3, с. 209-220.
9. Обухов А.М. К теории атмосферной турбулентности // Изв. АН СССР. Серия физическая. 1942.Т. 6. № 1-2. С. 59-63.
10. Обухов А.М. О распространении звуковой волны в завихренном потоке // Докл. АН СССР. 1943.Т. 39. № 2.С. 46-48.
11. Обухов А.М. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере // Труды Ин-та теорет. геофизики АН СССР. 1946. № 1. С. 95-115.
12. Обухов А.М. Приложение методов статистического описания непрерывных полей к теории атмосферной турбулентности. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. М., Институт теоретической геофизики АН СССР, 1947, 127 с.
13. Обухов А.М. Статистические однородные поля на сфере // Успехи математических наук. 1947. Т. 2. Вып. 2 (18). С. 196-198.

14. Обухов А.М. Структура температурного поля в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13. № 1. С. 58–69.
15. Обухов А.М. К вопросу о геострофическом ветре // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13. № 4. С. 281–307.
16. Обухов А.М. Пульсация давления в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1949.Т. 66. № 1. С. 17-20.
17. Обухов А.М. Локальная структура атмосферной турбулентности // Докл. АН СССР. 1949.Т. 67. № 4.С. 643-646.
18. Обухов А.М. Турбулентность // Механика в СССР за 30 лет (1917-47). М.: ГИТТЛ, 1950.С. 332-340.
19. Обухов А.М., Иогансон В.Е. Изучение суховеев Прикаспия // Изв. АН СССР. Серия географическая. 1951. № 3. С. 94-95.
20. Обухов А.М., Яглом А.М. Микроструктура турбулентного потока // Прикладная математика и механика. 1951. Т. 15. № 1. С. 3-26.
21. Обухов А.М. Характеристики микроструктуры ветра в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1951. № 3. С. 49–68.
22. Обухов А.М., Пинус Н.З., Кречмер С.М. Результаты экспериментальных исследований микротурбулентности свободной атмосферы. // Труды Центральной аэрологической обсерватории. 1952. Вып. 6. С. 174-183.
23. Монин А.С., Обухов А.М. Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы // Докл. АН СССР. 1953. Т. 93. № 2. С. 257-260.
24. Обухов А.М. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1953. № 2. С. 155–165.
25. Обухов А.М., Чаплыгина А.С. Изменение барического поля в средней тропосфере // Труды ГЕОФИАН. 1954. № 5А.С. 60-90
26. Обухов А.М. Статистическое описание непрерывных полей // Труды ГЕОФИАН. 1954, № 24(151). С. 3-42.
27. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Труды ГЕОФИАН. 1954. № 24 (151). С. 163-187.
28. Обухов А.М. Вероятностное описание непрерывных полей // Украинский математический журнал. Институт математики. 1954. Т. 6. № 1. С. 37-42.
29. Обухов А.М. К вопросу об оценке успешности альтернативных прогнозов // Изв. АН СССР, Серия геофизическая. 1955. № 4. С. 339-349.
30. Obukhov A.M. Einige Fragen der Dynamik von ausgedehnten atmosphärischen Bewegungen // Acta Agronomica Academiae Scientiarum Hungaricae. 1955. V. 5. No 1-2. P. 155-162.
31. 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.
32. Обухов А.М. О точности предвычисления адвективных изменений полей при численном прогнозе погоды // Изв. АН СССР, серия геофиз. 1957. № 9. С. 1133-1141.
33. Обухов А.М. В высотной лаборатории // Наука и жизнь. 1957. № 11. С. 30-31.
34. Обухов А.М. Советские работы в области изучения атмосферной турбулентности // Изв. АН СССР. Серия геофизическая. 1957. № 11.С. 1389-1392.
35. Обухов А.М. Закономерности микроструктуры температуры и ветра в приземном слое атмосферы // Сб.: Современные проблемы метеорологии приземного слоя воздуха (сб. докладов на сессии учен, совета ГГО им. Воейкова, 7-10 мая 1957 г.).Л.:Гидрометеоиздат. 1958.С. 181-186.
36. Obukhov A.M. Forschung «ohne» Atmosphäre // Der erste Schrift in den Kosmos Beilage zu Wissen und Leben. Urania, Leipzig / Jena. 1957. Heft 12. P. 12-13.
37. Монин А.С., Обухов А.М. Малые колебания и адаптация метеорологических полей // Изв. АНСССР. Сер. геофиз. 1958. № 11. С. 1360–1373.

38. Монин А.С., Обухов А.М. Основные типы движений бароклинной атмосферы в поле силы Кориолиса // Докл. АН СССР. 1958. Т. 122. № 1. С. 58-61.
39. Обухов А.М., Яглом А.М. Микроструктура развитой турбулентности // В кн.: Труды III Всесоюзного математического съезда. М.: Изд. АН СССР. 1958. Т. 3. С. 542-557.
40. Обухов А.М., Чаплыгина А.С. Изменение барического поля в средней тропосфере // Работы по динамической метеорологии. М.: Изд-во АН СССР, 1958. С. 23-49.
41. Обухов А.М. О теоретических исследованиях по проблеме мерцания звезд // В кн.: Труды совещания по исследованию мерцания звезд, Москва, 18-20 июля 1958 г. М.-Л. Изд. АН СССР. 1959. С. 5-7.
42. Обухов А.М. О влиянии архимедовых сил на структуру температурного поля в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1959. Т. 125. № 6. С. 1246–1248.
43. Oboukhov A.M., Scattering of waves and microstructure of turbulence in the atmosphere // J. Geoph. Res. 1959. V. 4. No. 12. P. 1280-1287.
44. Monin A.S., Obukhov A.M. A note on general classification of motions in a baroclinic atmosphere // Tellus. 1959.V. 11. No. 2. P. 159-162.
45. Obukhov A.M., Yaglom A.M. On the microstructure of atmospheric turbulence – A review of recent work in the U.S.S.R. // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1959.V. 85. No. 364.P. 81-90.
46. Obukhov A.M., Description of turbulence in terms of Lagrangian variables // Advances in Geophysics. 1959.V. 6. P. 113-116. (Русский перевод см. [50])
47. Обухов А..М. О статистически-ортогональных разложениях эмпирических функций // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1960. № 3. С. 432–439.
48. Обухов А.М. О структуре температурного поля и поля скоростей в условиях свободной конвекции // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1960. № 9. С. 1392–1396.
49. Обухов А.М. Коллоквиум и симпозиум по проблеме турбулентности // Вестник АН СССР, 1961. № 12. С. 102.
50. Обухов А.М. Описание турбулентности в лагранжевых переменных // В кн.: Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха». Л.: Гидрометеоиздат. 1962. С. 138-142. (Русский перевод [46])
51. Обухов А.М. Исследование атмосферной турбулентности // В кн.: Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания. Ленинград, 21 -29 июня 1961 г. Л.: Гидрометеоиздат. 1962. Т. 1.С. 124-131.
52. Обухов А.М. К динамике расслоенной жидкости // Докл. АН СССР. 1962. Т. 145. № 6. С. 1239–1242.
53. Obukhov A.M. Some specific features of atmospheric turbulence // J. Fluid Mech. 1962.V. 13. No. 1.P. 77-81.
54. Obukhov A.M. Some specific features of atmospheric turbulence// J. Geophys. Res. 1962.V. 67. No. 8.P. 3011-3014.
55. Обухов А.М. Адиабатические инварианты и спектр динамических процессов атмосферы // В сб.: Труды симпозиума по численным методам прогноза погоды (Москва, 24-29 июня 1963 г.). Л.: Гидрометеоиздат. 1964.С. 12-13.
56. Обухов А.М. Адиабатические инварианты атмосферных процессов // Метеорология и гидрология. 1964. № 2. С. 3–9.
57. Обухов А.М. Изучение динамики крупномасштабных атмосферных процессов // Вестник АН СССР. 1965. № 10.С. 99-101.
58. Обухов А.М. Статистическое описание метеорологических полей в планетарном масштабе // В кн.: Метеорологические исследования. 1965. № 6.С. 180-181.
59. Obukhov A.M., Some remarks concerning the similarity between problems in turbulence and radiative transfer // Symp. on Radiation, Leningrad, 5-12 Aug. 1964, IUGG Monogr., 1965, No. 20.
60. Obukhov A.M. Atmospheric turbulence // In: Advances in Earth Science, Cambridge, Ma,M.I.T. Press, 1966, p. 139-151.

61. Монин А.С., Обухов А.М. Статистические исследования крупномасштабных атмосферных процессов // В кн.: Динамика крупномасштабных атмосферных процессов (Труды международного симпозиума 23-30 июня 1965 г.). М.: Наука. 1967.С. 194-200.
62. Обухов А.М., Яглом А.М. Развитие исследований атмосферной турбулентности // Изв. АН СССР, ФАО, 1967, т. 3, № 4, с. 355-366.
63. Обухов А.М. Некоторые задачи современной физики атмосферы // Вестник АН СССР. 1968. № 9. С. 43-46.
64. Обухов А.М., Голицын Г.С. Оценки нижней границы и толщины облачного слоя на Венере // Космические исследования. 1968. Т. 6. Вып. 5. С. 759-764.
65. Обухов А.М., Фортус М.И. О статистическом описании общей циркуляции атмосферы // В кн.: Метеорологические исследования. Общая циркуляция атмосферы. Сб. статей № 16. М.: Наука. 1968.С. 27-29-
66. Obukhov A.M., Weather and Turbulence. IAMAP Presidential Address, Fourteenth General Assembly of the IUGG, Lucerne, 1967. // Publication IAMAP, No. 14,1968, p. 102-107.
67. Обухов А.М., Голицын Г.С. Динамика спуска автоматических станций в атмосферах планет как средство контроля данных измерений // Космические исследования. 1969. Т. 7. Вып. 1. С. 150-155.
68. Обухов А.М. Об интегральных характеристиках в системах гидродинамического типа // Докл. АН СССР. 1969.Т. 184. № 2.С. 309-312.
69. 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. 36–39.
70. Обухов А.М. Загадки воздушного океана // Наука и религия. 1969. № 6. С. 18-20.
71. Обухов А.М., Ильичев Д.И., Башаринов А.Е. и др. Радиотелескопы направлены на Землю // Правда. № 21 (18434) 21.01.1969.
72. Обухов А.М. Ильичев Д.И., Башаринов А.Е., Гурвич А.С., Егоров С.Т. Радиотелескопы смотрят на Землю // В кн.: Встреча над планетой. М.: Правда. 1969.С. 153-155
73. Должанский Ф.В., Кляцкин В.И., Обухов А.М., Чусов М.А. Нелинейные системы гидродинамического типа. М.: Наука. 1970. 160 с.
74. Обухов А.М. Методы статистической механики в применении к двумерным гидродинамическим моделям // В кн.: Применение статистических методов в метеорологии. Труды Всесоюзного симпозиума по применению статистических методов в метеорологии/ Л.: Гидрометеоиздат. 1971. С. 14-15.
75. Обухов А.М. О некоторых общих характеристиках уравнений динамики атмосферы // Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т. 7. № 7. С. 695-704.
76. Обухов А.М., Башаринов А.Е., Васильев Ю.В. Гурвич А.С. и др. Исследование атмосферы по собственному радиотепловому излучению на ИСЗ «Космос-243» // Космич. исслед. 1971. Т. 9. № 1. С. 66–73.
77. Oboukhov A.M. On invariant characteristics of systems of fluid mechanical type // Fluid Dynam.Trans. 1971. V. 5. No. 2. P. 193-199.
78. Oboukhov A.M., Golitsyn G.S. Some problems of atmospheric physics for terrestrial planets //Space Research XI.V. 1. Berlin. Akademie-Verlag. 1971. P. 121 -128.
79. Basharinov A.E., Yegorov S.T., Gurvich A.S., Obukhov A.M. Some results of microwave sounding of the atmosphere and ocean from the satellite Cosmos-243 // Space Research B.V. 11. Berlin: Akademie-Verlag. 1971.P. 593-600.
80. Obukhov A.M. Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature // Boundary-Layer Meteorology. 1971. V. 2. No. 1. P. 7-29.
81. Обухов А.М. К теории нелинейных взаимодействий в гидродинамике // В кн.: XIII-й Международный конгресс по теоретической и прикладной механике (21-26 августа 1972 г., Москва). Сб. аннотаций. М. 1972. С. 83-84.

82. Обухов А.М. Погода и крупномасштабная турбулентность // Труды V Всесоюзного метеорологического съезда. Т. 2. Секция прогноза погоды. Л.: Гидрометеоиздат. 1972. С. 3-7.
83. Обухов А.М. Развитие идей О.Ю. Шмидта в науке об атмосфере // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1972. № 7. С. 22-25.
84. Обухов А.М. О развитии возмущений при гидродинамической неустойчивости // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск. 1973. Т. 4. № 3. С. 121-125.
85. Обухов А.М. Проблема физической гидродинамики // Наука и жизнь. 1973. № 3. С. 7-10.
86. Obukhov A.M. On problem of nonlinear interactions in fluid dynamics // Gerlands Beitrage zur Geophysik. Leipzig. 1973.V. 82. No 4. P. 282-290.
87. Гледзер Е.Б., Новиков Ю.В., Обухов А.М., Чусов М.А. Исследования устойчивости движения жидкости внутри трехосного эллипсоида // Изв. АН СССР, ФАО, 1974, т. 10, № 2, с. 115-118.
88. Обухов А.М. Атлантический тропический эксперимент (интервью с корреспондентом журнала «Земля и Вселенная») // Земля и Вселенная. 1974. № 3.С. 30.
89. Должанский Ф.В., Кляцкин В.И., Обухов А.М. Чусов М.А. Нелинейные системы гидродинамического типа. М.: Наука, 1974. 160 с.
90. Obukhov A.M. Global invariants of atmospheric motion // In: Physical and Dynamic Climatology. Proceedings of the Symposium on Physical and Dynamic Climatology. Leningrad, August 1971. Gidrometeoizdat. Leningrad. 1974. P. 106-112.
91. Обухов А.М. О моделях преобразования энергии в турбулентном потоке // В кн.: Турбулентные течения. М.: Наука. 1974. С. 43-44.
92. Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М., Пономарев В.М. Экспериментальное и теоретическое исследование устойчивости движения жидкости внутри эллиптического цилиндра // Известия АН СССР. ФАО. 1975.Т. 11. № 10. С. 981-992.
93. ObukhovA.M., Dolzhansky F.V. On simple models for simulation of nonlinear processes in convection and turbulence //Geophys. Fluid Dynamics. 1975. V. 6. No. 3. P. 195-209.
94. Горшков Н.Ф., Обухов А.М. О генерации вихревых возмущений при эллиптическом вращении жидкости// Вестник МГУ. Физика. Астрономия. 1976. Т. 17. № 5. С. 580-584.
95. Обухов А.М., Глуховский А.Б., Черноусько Ю.Л.О явлениях переброса в простейших гидродинамических системах // Изв. АН СССР. ФАО. 1976.Т. 12, № 11.С. 1123-1129.
96. Обухов А.М. Проблемы динамики атмосферы над горной местностью (4-10 мая 1976 г. Свети-Стефан, Югославия) // Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т. 12. № 12. С. 1330.
97. Обухов А.М. Трехмодовое взаимодействие в несжимаемой жидкости // Известия вузов. Радиофизика. 1976.Т. 19. № 5-6. С. 864-871.
98. Обухов А.М., Должанский Ф.В. О простых моделях нелинейных взаимодействий в турбулентности и конвекции // В кн.: Турбулентные течения. М.: Наука.1976. С. 24-34.
99. Гледзер Е.Б., Обухов А.М., Пономарев В.М. Об устойчивости движения жидкости в сосудах эллиптического сечения // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1977. № 1.С. 15-23.
100. Обухов А.М. Атмосфера Земли как целостная система // В кн.: Проблемы современной гидрометеорологии. Сб. статей. Л.: Гидрометеоиздат. 1977. С. 46-51.
101. Обухов А.М. О симметризуемых нелинейных системах // Докл. АН СССР. 1977. Т. 233. №1. С. 35-38.
102. Обухов А.М. О структуре гидродинамических систем (вводная лекция) // В кн.: Исследования синоптической изменчивости океана. Севастополь: МГИ АН УССР. 1977. С. 119-121.
103. Обухов А.М. Институт физики атмосферы АН СССР // Земля и Вселенная. 1977. №6. С. 71.
104. Обухов А.М. Структура и вопросы моделирования квадратично-нелинейных систем // Вестник МГУ, серия Физика. Астрономия. 1978. № 4. С. 109-116.

105. Вишик С.М., Обухов А.М. О симметризуемых и гамильтоновых системах // Сибирский математический журнал. 1979. Т. 20. № 3. С. 502-511.
106. Довженко В.А., Новиков Ю.В., Обухов А.М. Моделирование процессов генерации вихрей в аксиально-симметричном азимутальном поле магнитогидродинамическим методом // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 11. С. 1199-1202.
107. Чарнок Х., Обухов А.М., Голицын Г.С. О вкладе профессора Ф.А. Шеппарда в развитие физики атмосферы и океана // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 12. С. 1326-1327.
108. Глуховский А.Б., Кляцкин В.И., Обухов А.М. Гидродинамические модели и явления переброса // В кн.: Физика атмосферы и проблемы климата. М.: Наука. 1979.С. 114-138.
109. Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука. 1981. 368 с.
110. Довженко В.А., Обухов А.М., Пономарев В.М. О генерации вихрей в аксиально-симметричном сдвиговом течении // Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа. 1981. № 4. С. 27-36.
111. Обухов А.М. Изучать атмосферу как среду, окружающую человека // Вестник АН СССР. 1981. № 8. С. 63-67.
112. Гречко Г.М., Гурвич А.С., Обухов А.М., Попов Л.И., Рюмин В.В., Савченко С.А. Использование рефрактометрической информации при зондировании атмосферы из космоса // Материалы семинара «Атмосфера — океан — космос» под рук. акад. Г.И. Марчука. М. 1981.15 с.
113. Обухов А.М., Голицын Г.С, Должанский Ф.В. Вопросы геофизической гидродинамики // В кн.: Некоторые проблемы современной физики атмосферы. М.: Наука. 1981. С. 94-118.
114. Гледзер Е.Б., Обухов А.М. Квазидвухлетняя цикличность как параметрическое явление в климатической системе // Изв. АН СССР. ФАО, 1982. Т. 18. № 11. С. 1154-1158.
115. Обухов А.М. Контроль чистоты воздушного океана // В кн.: Город, природа, человек. М.: Мысль. 1982. С. 91-108.
116. Обухов А.М., Данилов А.В. О вязкости одноатомных и двухатомных газов при промежуточных температурах // Докл. АН СССР. 1983.Т. 268. № 6. С. 1375-1377.
117. Обухов А.М. Течение Колмогорова и его лабораторное моделирование // Успехи математических наук. 1983. Т. 38. Вып. 4 (232). С. 101-111.
118. Обухов А.М., Голицын Г.С. Возможные атмосферные последствия ядерного конфликта // Земля и Вселенная. 1983. № 6. С. 4-7.
119. Обухов А.М., Голицын Г.С. Возможные атмосферные последствия ядерного конфликта // Вестник АН СССР. 1983. № 9. С. 57-60.
120. 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.
121. Обухов А.М. О потенциальном вихре // В кн.: Н.Е. Кочин и развитие механики. М.: Наука. 1984.С. 84-93.
122. Обухов А.М., Голицын Г.С. Ядерная война: воздействие на атмосферу // В кн.: Мир и разоружение. М.: Наука. 1984. С. 92-102.
123. Obukhov A. The Earth’s atmosphere: Catastrophe after a nuclear strike // The night after…Climatic and biological consequences of a nuclear war. 1985. M.: Mir Publishers. P. 145-147.
124. Обухов А.М., Данилов А.В., Курганский М.В. О возможной причине разрыва хвоста кометы Галлея // Письма в Астрономический журнал. 1986. Т. 12. № 12. С. 942-945.
125. Обухов А.М., Данилов А.В. Однопараметрические формулы температурной зависимости вязкости простейших газов // Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т. 22. № 6. С. 649-652.

126. Обухов А.М., Каллистратова М.А. Рассеяние звука на турбулентности как основа акустического зондирования атмосферы // Тр. XI Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. 1. Томск: ИОА СО АН СССР. 1987. С. 4-17.
127. Обухов А.М., Курганский М.В., Татарская М.С. Изэнтропический анализ глобальных атмосферных процессов с привлечением поля потенциального вихря (по данным ПГЭП) // Метеорология и гидрология. 1988. № 8. С. 111–120.
128. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. Сборник статей. Л., Гидрометиоиздат, 1988, 413 с.
129. Gledzer E.B., Glukhovsky A.B., Obukhov A.M. Modelling by cascade systems of nonlinear processes in hydrodynamics including turbulence //Journal of theoretical and applied mechanics. 1988. Special issue, suppl. No 2 to Vol. 7. P. 111-130.
130. Обухов А.М. Вихри и погода // Наука и человечество. М.: Знание. 1989. С. 96-112.
131. Обухов А.М. Фундаментальные константы и построение естественных шкал физических величин (Неоконченная статья 1989 года) //Александр Михайлович Обухов: Жизнь в науке. М.: Издательский дом «Ноосфера». 2001. С. 291-301.
132. Обухов А.М., Галин М.Б., Курганский М.В. Уравнение Фридмана и динамика крупномасштабных атмосферных процессов // В кн.: Проблемы изучения общей циркуляции атмосферы и климата. Материалы конференции, посвященной 100-летию со дня рождения А.А. Фридмана. Май 1988 г. Ленинград. Л.: Гидрометеоиздат. 1990. С. 17-25.
133. Обухов А.М. Интерес к геофизике // В кн.: Воспоминания об академике М.А. Леонтовиче. М.: Наука. 1990.
134. Обухов А.М. Домик в Комаровке. Четвертной № 7. 1998. http://www.chetvertnoy.ru/archive/7/7-46.shtml - интернет-ресурс.
135. Обухов А.М. Лирика. Четвертной № 7. 1998. http://www.chetvertnoy.ru/archive/7/7-35.shtml - интернет-ресурс.
136. Интервью с членами-корреспондентами Академии наук СССР А.М. Обуховым и А.В. Мироновым в связи с запуском Третьего ИСЗ. http://sputnik.rusarchives.ru/dokumenty/intervyu-c-chlenami-korrespondentami-akademii-nauk-sssr-am-obuhovym-i-av-mironovym-v - интернет-ресурс.
137. Загадка атмосферных вихрей. Документальный фильм. https://youtu.be/90Usezl846g - интернет-ресурс.

Круги близости академика Александра Михайловича Обухова[1]

А.С. Обухов[2]

Центр исследований современного детства Института образования НИУ ВШЭ, г. Москва

5 мая 2018 года исполняется 100 лет со дня рождения всемирно известного ученого в области физики атмосферы, динамики и турбулентности атмосферы – академика Александра Михайловича Обухова. Более 60 лет назад он организовал и стал первым директор Института физики атмосферы Академии наук СССР. С 1994 года ИФА РАН носит его имя, по которому институт известен далеко за пределами нашей страны. А 4 мая 2018 на стенах ИФА была открыта мемориальная доска в память о работе в доме 3 на Пыжевском переулке (скульптор И.Н. Новиков; архитектор А.К. Тихонов). На этой доске он изображен смотрящим в даль, стоя на борту корабля. Не официозный, живой, с характерным прищуром наблюдательного и увлеченного человека – каким его помнят в кругу родных, друзей и коллег.

Становление ученого во многом связано с семьей, с великими учителями и наставниками, кругом близких ему людей. Эти круги относительно не велики, но очень тесны, цельны. Круг близких людей А.М. Обухова – родных, друзей и коллег – был относительно стабильным. А.М. Обухов не любил поверхностных знакомств, панибратства, неглубокого общения. И не боялся быть оригинальным, зачастую непонятым, был пристрастен ко многим значимым для него вопросам, вплоть до самых мелочей.

В 1984 году Центрнаучфильм снял об А.М. Обухове – «Загадки атмосферных вихрей» (режиссер А. Буримский, автор сценария В. Бильчинский). Он начинается с таких слов диктора, комментирующих высказывание А.М. Обухов, запечатленное на кинопленку в начале фильма: «Сравнить атмосферу с капустным кочаном, пожалуй, на это решиться не всякий. Недаром коллеги Александра Михайловича Обухова утверждают, что он фантазер и поэт, что повороты его научной мысли порой столь же непредвиденны, как сюрпризы погоды. Дерзость приносит плоды. Он признанный ученый, академик, член Королевского метеорологического общества Великобритании, Американского геофизического союза, директор Института физики атмосферы Академии наук СССР. И все-таки, когда Обухов начал эти вот опыты [в кадре модельные установки изучения гидродинамических процессов], даже некоторые его друзья сочли такое увлечение чудачеством: крутит человек водяные волчки и с их помощью пытается понять явления, определяющие погоду на планете». Сейчас, пересматривая этот фильм, вживую взглядом вновь встречаясь с родным человеком, по-новому начинаешь считывать этот комментарий. Кажется, что в нем «схвачено» очень многое. Цельность, увлеченность, целеустремленность, настойчивость, выход за пределы шаблонов и стереотипов, готовность к риску и многое еще того, что сделало Александра Михайловича неповторимой личностью, масштабным ученым.

Александр Михайлович прожил относительно недолгую жизнь – немного более 70 лет. За свою жизнь у него получилось сделать многое: удалось организовать институт, совершить ряд значимых научных открытий, создать научную школу, которая активно развивается спустя более четверти века после его смерти. И все, кто когда-либо общался с А.М. Обуховым – с большой теплотой, огромный уважением и искренним признанием вспоминают о нем, несмотря на почти четверть века без него.

Родился А.М. Обухов 5 мая 1918 года в Саратове в семье провинциальной интеллигенции, которая принадлежала старинному дворянскому роду, корни которого саратовские историки отследили до XV века. Вырос Александр Михайлович в доме, который сохранился в центре Саратова по адресу ул. Ленина (Московской), дом 45, корпус 1 (на углу

[1] Использованы фото из семейного архива семьи Обуховых

[2] Внук А.М. Обухова

с улицей Некрасова). Его отец – Михаил Михайлович Обухов (1874 – 1947) – ученый-агроном, переехал из Новочеркасска в Саратовскую губернию в конце XIX века (дед – Михаил Александрович Обухов – известный в Новочеркасске врач-хирург, специализировавшийся на лечении черепно-мозговых травм). В Саратове М.М. Обухов стал активным земским деятелем. Накануне Первой мировой войны он был избран гласным (депутатом) Балашовского уезда и Саратовского губернского земского собрания, был членом губернского комитета по делам мелкого кредита. Он стал одним из учредителей и был выбран в Попечительский совет Саратовских высших сельскохозяйственных курсов (позднее – Саратовский сельскохозяйственный институт, а ныне – один из крупнейших вузов Саратова – Саратовский аграрный университет имени Н.И. Вавилова, который недавно отмечал свое 100-летие с почтением к своим основателям). В 1920-е годы М.М. Обухов преподавал в Сельскохозяйственном институте, работал вместе с Н.И. Вавиловым. Он был также специалистом по метеорологии Валуйской опытно-оросительной станции в Самарской губернии. В 1930-е годы возглавлял Поволжскую мелиоративную экспедицию. В 1933 году М.М. Обухов был обвинен в антисоветской агитации и осужден на три года лишения свободы условно (реабилитирован в 1958 году). Интерес к метеорологии, а также к разработке приборов, по всей видимости, у Александра Михайловича были привиты с детства отцом. Михаил Михайлович помногу изобретал и совершенствовал приборы, сам собирал фотоаппараты и занимался с увлечением фотографией. Ряд его снимков сохранился в семье. В них в первую очередь отражена природа Саратовского края, поля, половодье, вода и воздух. Михаил Михайлович Обухов уделял большое внимание агрометеорологии, что, безусловно, повлияло на жизненный выбор сферы научных интересов А.М. Обухова.

Мать А.М. Обухова – Вера Вячеславовна Обухова (1885 – 1971), урожденная Бобохова – свободно владела несколькими языками, была увлечена литературой и музыкой. Она привила сыну вкус к искусству, особенно поэзии. В молодости Александр Михайлович довольно неплохо музицировал и в семье как семейная реликвия сохранилось дореволюционное пианино. Известны и литературные пробы пера Александра Михайловича – небольшие стихотворения, в основном посвященные друзьям и коллегам и доброжелательные рассказы-воспоминания о своих учителях.

Значимым для профессионального становления Александра Михайловича было также общение с родным дядей – Владимиром Михайловичем Обуховым (1973 – 1945) – доктором экономических наук, основоположником отечественной агрометеорологии, организатором и первым директором Государственного института экспериментальной статистики и статистической методологии. С 1933 по 1938 В.М. Обухов руководил группой по углублённому изучению урожайности при Наркомземе СССР. Им были применены статистические методы при изучении проблемы причинной обусловленности урожаев. Он также впервые изучил влияние метеорологических факторов на урожайность по коротким периодам времени и в зональном аспекте. Он первый использовал метод множественной корреляции при изучении урожайности.

Детство и юность Александра Обухова прошли на берегах Волги, где манил не только простор, но и было видно, насколько плодородие земель во многом зависит от атмосферных явлений, от погоды. Семью агронома в этом регионе интересовала и проблема краткосрочных и долгосрочных прогнозов погоды. Поэтому для Александра стал естественным и интерес к вопросам, связанным с атмосферой.

Он довольно рано поступил в школу, проявив выраженные способности к самообучению; письму и чтению, игре в шахматы. В школе Александр увлекался различными экспериментами, естественно-научными опытами, конструированием приборов, заинтересовался агрометеорологией. По окончанию школы в 1934 году он устроился на работу в Саратовскую метеорологическую обсерваторию, где под руководством В.Е. Кастрова год проводил метеонаблюдения. По их результатам Александр Обухов опубликовал в 1936 году свою первую научную статью о майской засухе 1934 года.

В 1935 году Александр Обухов поступил на физический факультет Саратовского университета. Там он написал работу «Теория корреляции случайных векторов», получившая 1 место на Всероссийском конкурсе студенческих сочинений. Эту работу заметил А.Н. Колмогоров. Спустя два года по рекомендации саратовского профессора Виктора Владимировича Вагнера он был приглашен Андреем Николаевичем Колмогоровым на 5 курс механико-математического факультета МГУ. Через год А.М. Обухов поступил в аспирантуру к А.Н. Колмогорову и по его рекомендации начал работать в Институте теоретической геофизики АН СССР (ИТГ), где директором был академик Отто Юльевич Шмидт. Довольно быстро между учителем Андреем Николаевичем Колмогоровым и учеником – Александром Михайловичем Обуховым установились тесные и плодотворные научные отношения, переросшие впоследствии в дружеские, которые длились до самой смерти А.Н. Колмогорова в 1987 году.

В 1935 году в Саратовском университете Александр Обухов встретился с хрупкой и энергичной девушкой из семьи саратовской интеллигенции – Людмилой Алексеевной Матеровой (1916 – 2005), ставшей на всю последующую жизнь для него надежной опорой, «душой семьи». В начале 1939 года они поженились и летом того же года переехали из Саратова в Москву. Людмила Алексеевна также поступила в аспирантуру мехмата, успешно ее закончила, но не продолжила свою деятельность в науке, а посвятила себя семье, поддержке и помощи своему любимому спутнику жизни, детям, а позже – внукам. При этом Людмила Алексеевна была высокообразованным, разносторонне развитым человеком, прекрасно разбиравшимся в литературе, искусстве, увлекавшаяся фигурным катанием. Она не упускала ни одного значимого события в театральной и музыкальной жизни Москвы. Своими культурными увлечениями она естественно приобщала своих детей и внуков к литературному чтению, высокой художественной культуре, лучшим ее образцам. А главное, к внимательному и теплому отношению к каждому человеку.

Молодая семья А.М. Обухова в Москве приобрела сразу довольно широкий круг общения. Они подружились со многими в будущем известными учеными, с которыми поддерживали отношения всю последующую жизни: Андреем Сергеевичем Мониным, Аковой Моисеевичем Ягломом и многими другими замечательными людьми и в последствии выдающимися учеными.

Становление А.М. Обухова как ученого происходило в тяжелые годы для нашей страны. Свою первую фундаментальную работу «Распределение энергии в спектре турбулентного потока» Александр Михайлович завершил летом 1941 года и в августе представил ее на ученом совете Института теоретической геофизики в виде диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В эвакуацию А.М. Обухов со своей женой уехал только в конце ноябре 1941 года вместе с ИТГ, до этого принимая участия в работах по обороне Москвы (копание оборонительных рвов, тушение фугасных бомб на крышах домов, спасение научной библиотеки МГУ).

С 1941 по 1943 год А.М. Обухов находился вместе с ИТГ в эвакуации в Казани, где, по его словам: «плотность числа академиков, докторов и кандидатов наук на единицу площади (как служебной, так и жилой) была, по-видимому, рекордной в истории развития науки». Ученые с семьями жили в актовом зале Казанского университета, где более 100 коек были немного отгорожены развешенными простынями. Там у А.М. Обухова установились тесные научные и человеческие связи со многими выдающимися учеными – академиками: Н.Е. Кочиным, О.Ю. Шмидтом, член-корреспондентами академии наук И.А. Кибелем, Л.Н. Сретенским, с будущими академиками М.А. Леонтовичем, Л.Д. Ландау, А.Н. Тихоновым. Там же семья Обуховых подружилась на всю последующую жизнь с семьей будущего профессора, заведующего кафедрой акустики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова Владимира Александровича Красильникова. А Михаил Александрович Леонтович в последствии сыграл важную роль в принятии решения Александром Михайловичем возглавить организуемый Институт физики атмосферы.

В эвакуации А.М. Обухова активно работал над прикладными задачами для нужд фронта (например, составление рекомендаций по прогнозу погоды для партизан в отсутствии локальной гидрометеорологической информации), так и над фундаментальными вопросами в области теории приземного слоя атмосфера и динамической метеорологии. В 1943 году А.М. Обухов вывел уравнение переноса потенциального вихря в баротропной атмосфере.

В Москву семья Обуховых вернулась в 1943 году, где поначалу стали жить в общежитии на улице Чкалова, д. 3. В 1943 году А.М. Обухов познакомился с будущим академиком Леонидом Максимовичем Бреховских, с которым впоследствии многие годы работал вместе по научной и административной линии в Отделении наук о Земле АН СССР. А с сыном Леонида Максимовича – Андреем Бреховских сын Александра Михайловича – Сергей Обухов (родился в 1950 году) впоследствии учился вместе на географическом факультете МГУ и остались друзьями на все последующие годы.

Летом 1948 года семья Обуховых подружилась и многие годы поддерживала тесные отношения с семьей Андрея Дмитриевича Сахарова – его женой Клавой и дочкой Татьяной – ставшей закадычной подругой дочери Александр Михайловича Ирины Обуховой (1945 – 2016) на всю жизнь.

В 1946 году Институт теоретической геофизики был объединен с Сейсмологическим институтом и переименован в Геофизический институт АН СССР, который также возглавил О.Ю. Шмидт, но вскоре он покинул этот пост и директором был избран академик Г.А. Гамбурцев.

В 1940-е годы А.М. Обухов совершил несколько исследовательских экспедиций на аэростате, один раз долетев из Долгопрудного до Саратова. Как он потом сам рассказывал: «к тетке, в глушь, в Саратов». Действительно, там родная тетка тогда его спросила: «И что же ты там в Москве натворил?». И Александр Михайлович стал судорожно вспоминать о своих проступках. Вспомнил, только про недавнее взыскание за нарушение техники пожарной безопасности в институте. Но, как оказалось, этот вопрос от строгой тетушки был вызван заметкой в газете, в которой было написано, что «молодой ученый Александр Обухов достиг творческих успехов…».

В 1949 году А.М. Обухов защитил докторскую диссертацию на тему «Приложение методов статистического описания непрерывных полей к теории атмосферной турбулентности», ставшую знаковой для развития теории турбулентности.

В 1955 году академик Г.А. Гамбурцев умер, и было принято решение Геофизический институт АН СССР разделить на Институт физики земли, Институт физики атмосферы, Институт прикладной геофизики. По рекомендации и при поддержке академиков А.Н. Колмогорова и М.А. Леонтовича Институт физики атмосферы возглавил Александр Михайлович Обухов, который до того заведовал лабораторией физики атмосферы в Геофизическом институте. А.М. Обухов к тому моменту уже был избран членом-корреспондентом АН СССР (с 1953 года). В семейных рассказах сохранилась такая история о принятии решении возглавить институт. А.М. Обухов не сразу был готов брать на себя руководящую должность. Хотел посоветоваться со своим учителем – академиком А.Н. Колмогоровым. Но тот оказался в отъезде. Случайно А.М. Обухов в электричке по дороге на дачу встретил М.А. Леонтовича. И поделился с ним своими сомнениями. На что М.А. Леонтович в свойственной ему прямолинейности сказал: «Если Вы не возьметесь, то Вам кого-нибудь пришлют и никому от этого лучше не будет». И придал уверенности А.М. Обухову в необходимости взяться за организацию и руководство Институтом физики атмосферы.

В 1966 году ИФА получил отдельное здание на Пыжевском переулке, д. 3, в котором до этого находилась специальная лаборатория атомного ядра, созданная по инициативе академика В.И. Вернадского, возглавляемая академиком И.В Курчатовым (в ней работали такие ученые как Ю.Б. Харитон, Г.Н. Флеров, Я.Б. Зельдович, И.К. Кикоин, А.И. Алиханов и др.). В семье сохранилась история как Александр Михайлович поехал смотреть предлагаемое здание для института. К тому моменту станции метро Третьяковской еще не было, но была

Новокузнецкая. Ему кто-то объяснил, что как он выйдет из метро нужно спрашивать церковь Николы на Пыжах, а здание напротив. Здание само никому не известно, так как в нем была засекреченная лаборатория по атомному проекту. А.М. Обухов вышел на станции метро Новокузнецкая и долго спрашивал указанную церковь. Никто ему не мог показать. И тут одна бабушка на его вопрос ответила: «Вон там, милок, видишь, дом, где атомы изучают, а там и церковь близко».

Вся дальнейшая жизнь Александра Михайловича была неразрывно связана с Институтом физики атмосферы, с его развитием, открытием Кисловодской, Цимлянской и Звенигородской научных баз. Будучи теоретиком, он уделял особое внимание организации и проведению экспедиционных исследований, экспериментам в модельных условиях, проверке теоретических вычислений в природных условиях. Он сам несколько раз ходил в плавание в рамках исследовательских экспедиций по изучению взаимодействия атмосферы и океана, принимал участие в постановке и проведении исследований на научных базах ИФА.

А.М. Обухова многое связывало с МГУ имени М.В. Ломоносова. С 1947 по 1955 год он преподавал на кафедре математической физики физического факультета, а с 1961 по 1980 год заведовал кафедрой физики атмосферы на физическом факультете.

В 1970 году А.М. Обухов был избрал в академики АН СССР. Он занимал много научно-организационных и общественных постов – был заместителем академика-секретаря Отделения наук о Земле АН СССР, председателем Научного совета АН СССР «Исследования по теории климата Земли и планет» (1988—1989), заместителем председателя Научного совета по государственной (общеакадемической) программе фундаментальных исследований «Исследование мирового океана, атмосферы и поверхности суши, рациональное использование их ресурсов» (1988—1989), председателем Комиссии по физике атмосферы АН СССР (с 1955) и Экспертной комиссии по присуждению премии им. А. А. Фридмана (1971—1989); главным редактором журнала «Известия АН СССР. Серия «Физика атмосферы и океана» (1964—1989); вице-президентом (1957) и президентом (1963 – 1967) международной ассоциации метеорологии и физики Земли и атмосферы при Международном союзе геодезии и геофизики; почетным членом Королевского метеорологического общества Великобритании (с 1967); членом Национального географического общества США (с 1966) и Геофизического союза США (с 1967).

В ближнем кругу коллег, друзей и учеников А.М. Обухова многие стали академиками: Г.С. Голицын, Г.И. Марчук, А.С. Монин, Ю.А. Израэль, А.С. Саркисян, В.П. Дымников. Долгие годы А.М. Обухов сотрудничал и дружил с директором Гидрометцентра, а позже заведующим кафедрой климатологии географического факультета МГУ М.А. Петросянцем.

А.М. Обухов также подружился с космонавтом Г.М. Гречко, который по приглашению А.М. Обухова в 1980-е годы работал научным сотрудником ИФА. Они также ездили вместе на Кисловодскую научную станцию ИФА на горе Шатжатмаз.

Многие ученики и сотрудники ИФА стали известными учеными, внесли значительный вклад в развитие идей и направлений, заложенных А.М. Обуховым. Это ярко и доказательно было отражено на конференциях, проходивших к 95-летию и 100-летию А.М. Обухова в Президиуме РАН. На них не просто вспоминали о научном наследии ученого, а его ученики и последователи демонстрировали актуальность и продуктивность работ А.М. Обухова в современной фундаментальной и прикладной науке об атмосфере и климате.

Среди выдающихся учеников и сотрудников ИФА: В.М. Бовшеверов, Ю.А. Волков, Г.С. Голицын, А.С. Гурвич, Ф.В. Должанский, Н.Ф. Еланский, М.А. Калистратова, Б.М. Копров, В.И. Красовский, М.В. Курганский, И.И. Мохов, В.И. Татарский, М.И. Фортус, Л.Р. Цванг и многие другие.

Несколько поколений семьи Обуховых дружило до последних дней жизни с Е.М. Добрышманом (1919 – 2016) и его семьей, с которыми А.М. Обухов был знаком с 1947 года, а с 1975 года его пригласил на работу в ИФА, где он и проработал почти до своей смерти.

В круг друзей Александр Михайловича по «квартирной», «дачной» и «курортной» линиям входили не только физики, но и «лирики». В квартире на улице Грановского (ныне Романов переулок), куда семья переехала в 1950 году, они жили вместе с известным филологом – профессором Федором Александровичем Петровским. С 1959 года А.М. Обухов подружился с внуком Л.Н. Толстого – известным филологом Ильей Ильичом Толстым. Среди друзей по санаторию Кисловодска стал сын О.Ю. Шмидта – известный историк Сигурд Оттович Шмидт (дружба с этим мудрым и талантливым человеком была продолжена уже мной, внуком А.М. Обухова – я много общался с ним до его смерти в 2013 году).

Из коммунальной квартиры в центре Москвы, где были доступны театры, музеи, консерватория, библиотеки, семья долго не хотела уезжать. Людмила Алексеевна несколько раз отказывалась от предложений об отдельной квартире на улице Вавилова и др. Но все-таки семья Александра Михайловича Обухова переехала сначала на улицу Ферсмана, потом на улицу Губкина, а последние годы – к метро Новые Черемушки в комплекс, который в народе стали называть «Царское село», а Людмила Алексеевна прозвала «Бастилия».

В последних двух квартирах А.М. Обухов соседствовал с академиком Роальдом Зиннуровичем Сагдеевым, в то время директором Института космических исследований АН СССР. Соседская дружба семьями была также развита и в научной сфере – в проектах по исследованию атмосферы Венеры и кометы Галлеи. Один из приборов (пылеулавлевательный агрегат) на космическом аппарате «Вега» был назван аббревиатурой ПУМА (так звали собаку, которую семья Сагдеевых подобрала и передала семье Обуховых).

Летом семья после организации Звенигородской научной станции ИФА проводила в основном в Ново-Шихово, где квартира становилась «филиалом» директорского кабинета. Вся семья радовалась приходу гостей. Особенно часто в ней бывали Юрий Александрович Волков и Маргарита Александровна Калистратова. Александр Михайлович также любил прогуливаться в Луцино на дачу к семье Александра Борисовича Казанского. В Звенигороде по-соседски семья А.М. Обухова дружила с семьями Воробьевых, Гранбергов, Шукуровых. В Звенигороде летом А.М. Обухов любил подолгу гулять с собакой вокруг поля, рядом с территорий лаборатории исследования верхних слоев атмосферы и Астросоветом (сейчас Звенигородской обсерваторией Института астрономии АН СССР). А зимой любил ходить на лыжах по звенигородскому лесу. Лыжные прогулки были излюбленными и раньше, когда семья снимала дачи в Вербилках и на Николиной горе.

3 декабря 1989 года А.М. Обухова не стало. Похоронен он на Троекуровском кладбище Москвы, где теперь лежат и его жена Л.А. Матерова, и его дочь И.А. Обухова-Алексеева.

В 2001 году мне удалось собрать и при поддержке ИФА и издательства «Ноосфера» издать книгу о своем деде – воспоминания коллег, друзей, учеников, а также с включением «литературных опытов» А.М. Обухова (в том числе воспоминания о своих учителях и наставниках – академиках А.Н. Колмогорове, М.А. Леонтовиче и О.Ю. Шмидте): Академик Александр Михайлович Обухов: жизнь в науке / Сост. А.С. Обухов; гл. ред. Г.С. Голицын. – М.: Издательский дом «Ноосфера», 2001. – 312 с. В книгу вошли воспоминания большей части представителей близкого круга Александра Михайловича. Многих из авторов уже нет. Свое вступление в той книге я назвал «Отражение в судьбе». Когда я собирал воспоминания у коллег и учеников А.М. Обухова, брал интервью о своем деде у его друзей – то отметил, что каждый начинает говорить скорее о себе самом, о том, какое важное, судьбоносное значение сыграл Александр Михайлович в их жизни. Как круги на воде волнами разошлось огромное влияние личности Александра Михайловича на тех, кто оказался в одном жизненном водовороте с ним, затронув самые глубины их души. В этой книге получилось собрать воспоминания как людей, знавших А.М. Обухова почти всю жизнь или со студенческих лет, а также работавших с ним в последние годы его жизни. И если читать статьи с учетом времени знакомства автора с Александром Михайловичем, то в них видны свои круги близкого общения. Многие люди прошли все эти годы вместе с Александром

Михайловичем, как его любимая жена, моя бабушка, воспитавшая и вырастившая меня – Людмила Алексеевна. И тогда вновь можно уподобиться метафоре Александра Михайловича – эти круги начинают видится как капустный кочан, как многослойная атмосфера. И сейчас, спустя многие годы, изредка заходя в Институт физики атмосферы имени А.М. Обухова РАН я попадаю в тот «водоем», вода в котором до сих пор согрета памятью о моем деде и где мне находиться тепло и приятно, встречая его учеников и последователей.

В науке многие открытия теперь носят имя А.М. Обухова: это закон Колмогорова-Обухова структуры мелкомасштабной турбулентности; закон Ричардсона-Обухова турбулентной диффузии; масштаб в стратифицированной жидкости Минина-Обухова; синоптический масштаб Обухова; закон 2/3 Обухова для температурного поля.

Одно из главных открытий, которое совершил Александр Михайлович Обухов, и которому посвятил многие годы своей жизни, также носит его имя – Институт физики атмосферы имени А.М. Обухова Российской академии наук. Институт продолжает активно развиваться, отметил 60-летие и провел масштабную международную конференцию к 100-летию своего основателя. Многие современные исследования, которые в настоящее время ведутся в мире в области физики атмосферы, продолжают и развивают научное наследие академика А.М. Обухова. А в семье – Александр Михайлович был и остается непререкаемым авторитетом и образцом для подражания не только в науке, но и в жизни, в человеческих отношениях, порядочности, честности и принципиальности во всем, ну и, конечно, в чувстве юмора.

Дом семьи М.М. Обухова в Саратове

Родители А.М. Обухова: Михаил Михайлович Обухов и Вера Вячеславовна Обухова (ур. Бобохова)

Александр Обухов: 1924 год, 1928 год и студент СГУ 1938 год.

Александр Обухов и Людмила Матерова на Волге, 1936 год

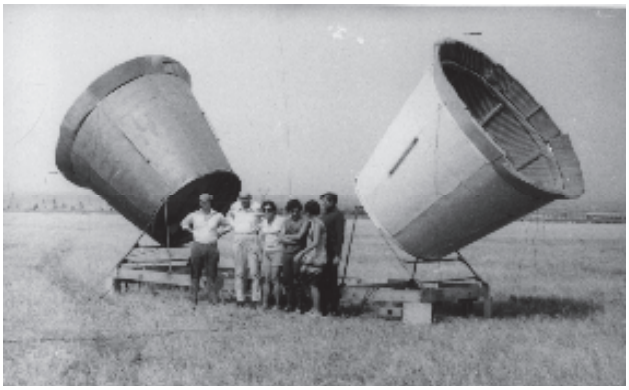
Переезд А.М. и Л.А. Обуховых из Саратова в Москву, 1939 год

А.М. Обухов с дочерью Ириной, 1945 год; А.М. и Л.А. Обуховы с сыном Сергеем, 1951 год

Слева: Лыжная прогулка в Вербилках с В.А. Красильниковым, 1961 год
Справа: 1967 год, на теплоходе по Днепру. Слева направо: А.С. Монин, А.Н. Колмогоров, А.М. Обухов

Слева: А.М. Обухов и Л.М. Бреховских, 6 мая 1977;
справа: А.Н. Колмогоров и А.М. Обухов – учитель на юбилее ученика, 5 мая 1983

5 мая 1988, на 70-летии А.М. Обухова: слева: А.М. Обухов и А.М. Яглом,
Справа: Л.Д. Краснокутская, А.С. Саркисян, А.К. Романов. Г.С. Голицын, А.М. Обухов, Л.А. Обухова

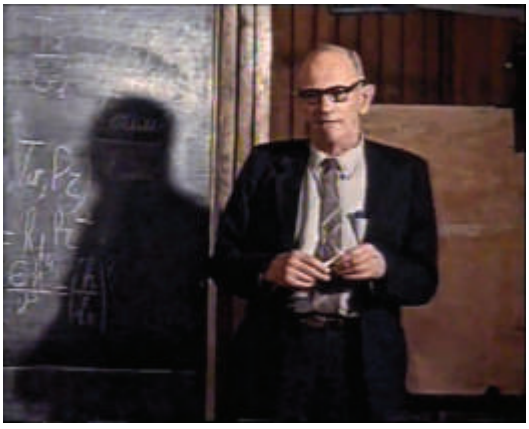


Фотография на фоне первого доплеровского содара в Цимлянске, 1981. Слева направо:
С.Н. Куличков, А.М. Обухов, М.А. Калистратова, Й. Кедер, И.В. Петенко, Г.А. Карюкин, Н.С. Тиме

Ю.А. Волков, А.М. Обухов и И.П. Малков

А.М. Обухов и Г.М. Гречко на Кисловодской высокогорной станции ИФА, 1985

Могила А.М. Обухова, 5 мая 2018;
Мемориальная доска на здании ИФА имени А.М. Обухова РАН, 4 мая 2018



Книга об А.М. Обухове;
Кадр из фильма «Загадки атмосферных вихрей» (1984) – А.М. Обухов

Саратовские корни академика А.М. Обухова[3]

Е.Б. Родзаевская[4]

Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского, г. Саратов

На прошедшую в мае 2018 г. международную конференцию «Турбулентность и физика атмосферы», посвященной 100-летию со дня рождения академика Александра Михайловича Обухова, я была приглашена как его внучатая племянница и представительница многочисленного «Саратовского крыла» родни, с которой был связан А.М. Обухов. Моя бабушка Елена Михайловна Обухова (1909 г.р.) была старшей дочерью у родителей Александра Михайловича: Веры Вячеславовны Обуховой (урожденная Бобоховой) и Михаила Михайловича Обухова. Она является старшей сестрой А.М. Обухова. По принципу старшинства у нее, а потом у моей мамы (старшей по возрасту племянницы А.М. Обухова) хранился небольшой архив семейных фотографий, самым давним из которых более 150 лет. На их основе было подготовлено сообщение о близких родственниках А.М. Обухова и некоторых событиях периода его детства и юности в Саратове.

Александр Михайлович Обухов родился в Саратове, по адресу: ул. Ленина (ныне ул. Московская, как и раньше), дом 45. Это в центре города, недалеко от набережной Волги. Этот дом сохранился доныне, моя прабабушка Вера Вячеславовна (мать А.М. Обухова) прожила в нем почти полвека. Мне повезло единственной из ее правнуков в том, что она меня, свою старшую правнучку, воспитывала до 12 лет, так как родители и бабушки работали. Был даже период (1968 – 1970 годы), когда она приютила всю нашу семью, пока мои родители не получили свою квартиру. Она очень много рассказывала о своей семье и родных.

Ее родители: Александра Александровна и Вячеслав Николаевич Бобоховы. Вячеслав Николаевич был морским инженером. За участие в каких-то революционных событиях он был сослан в Сибирь, то ли в Омск, то ли в Томск. Каким-то образом семье удалось уехать за границу в Швейцарию, и в г. Льеж родились у них две старшие дочери: Вера (1886 г.р.) и Нина. Всего у них было 10 детей – два мальчика и восемь девочек. Потом они возвращаются в Россию, но видимо, был запрет на проживание в столицах, и они поселились в г. Балашове Саратовской губернии, а потом в самом Саратове. В Балашове Вера Вячеславовна познакомилась с Михаилом Михайловичем Обуховым, они поженились и повенчались. В церковной книге г. Балашова сохранилась запись об этом венчании. Михаил Михайлович Обухов происходил из донских казаков. Знаю, что в его семье было четверо сыновей, то есть у Михаила Михайловича было еще три брата.

Михаил Михайлович Обухов получил образование юриста (сохранился диплом 1-го класса об окончании курса в Московском университете), но у него имелось еще одно образование, агрономическое, так как он явился одним из трех организаторов-первопроходцев для становления высшего сельскохозяйственного образования в Саратове. На основе руководимых им высших сельскохозяйственных курсов был основан сельскохозяйственный институт, ныне Саратовский государственный аграрный университет имени Н. И. Вавилова. В 2013 г. праздновалось 100-летие этого университета, и мы с родным внуком А.М. Обухова, Алексеем Сергеевичем Обуховым, участвовали в юбилейных мероприятиях.

Родной брат Михаила Михайловича Обухова, Владимир Михайлович Обухов, был одаренным математиком, организатором и директором Института экспериментальной статистики и статистической методологии в Москве. Он в свое время оказал влияние на

[3] Использованы фотографии из семейного архива Обуховых-Климовых

[4] Урожденная Климова, внучатая племянница А.М. Обухова

развитие и становление математического таланта А.М. Обухова, который всегда поддерживал со своим дядей близкие отношения, восхищался им.

Михаил Михайлович Обухов, отец академика, был на 10 лет старше своей жены Веры Вячеславовны (таким образом, его год рождения примерно 1875-1876) и умер сравнительно рано – в 1947 году. Его хорошо знала моя мама Татьяна Александровна Климова, так как в годы войны она жила у них на Ленина-45. М.М. Обухов был скромный, но с большими знаниями, всегда увлеченный человек. Он беспрестанно мастерил что-то, перебирал и улучшал какие-то моторы, двигатели, например, сам собрал мотор для своей лодки для рыбалки и прогулок по Волге.

Особенно мне ярко запомнился рассказ Веры Вячеславовны о сконструированных им костылях. Шла война, много было в госпиталях искалеченных людей. Михаил Михайлович Обухов рассчитал специальное устройство подошвы костыля, при котором была оптимальной нагрузка на руки и пресс, облегчалось движение человека. А через несколько лет он узнал, что такая конструкция костыля только что запатентована за границей.

Еще он увлекался фотографией, после войны работал заведующим фотолабораторией в Саратовском государственном университете. У нас сохранилось много его фоторабот, в них чувствуется мудрый, созерцательный подход к жизни. Особенно его занимала загадка «отражения». Сколько он сделал фотоснимков с зеркалами, а также пейзажей с прозрачными отражениями в воде!

Есть и семейные фотоснимки. Много также фотографий с полей опытных станций, где проходили агрономические испытания.

Как жаль, что не пришлось мне почувствовать счастья общения с моим талантливым прадедом! Могилу, где лежат Михаил Михайлович и Вера Вячеславовна на Воскресенском кладбище Саратова, мы ежегодно посещаем.

Его супруга, моя любимая прабабушка Вера Вячеславовна, была хорошо образована: она отлично знала французский и немецкий, на английском читала, но не говорила. Она окончила Бестужевские курсы в Санкт-Петербурге. А по возвращении в Саратов – поступила и училась в консерватории (ныне – Консерватория имени Л. Собинова) по классу рояля. Немного не доучилась, поскольку вышла замуж. На своем рояле (кабинетный, марка Diderix) она играла до 85 лет сложные, техничные вещи. Мне запомнились сонаты Бетховена, ноктюрны и «революционный этюд» Шопена, этюды Скрябина, Рахманинов. Высокие стопки нот всегда были под рукой на крышке рояля и на специальной этажерке.

Она в тех условиях, которые были в России после революции, сумела дать полноценное воспитание и образование для троих детей: Елены, Андрея, Александра. Совершенно безмятежно, без сожалений в голосе, рассказывала, что во время этих тяжелых лет продавала столовое серебро и украшения, чтобы покупать продукты. Последние свои драгоценности она «спустила» в 1942 году, когда потребовались деньги для лечения моей 10-летней мамы, которая заболела гепатитом Боткина.

По рассказам моей Веры Вячеславовны о детских годах Александра Обухова, он уже в 5-6 летнем возрасте был необычным ребенком. Он создавал собственный мир, в который верил и существовал в нем – приблизительно так, как мы в реальном. Александр Обухов в пятилетнем возрасте научился бегло читать, а вот писать – здесь он выдумал свой собственный алфавит. В его воображаемом мире была кошка Ибара, которая имела семью, мужа и котят. Будущий академик ежедневно писал письма Ибаре, причем писал им самим придуманными буквами, так, рисунок приветствия: «Дорогая Ибара!» – повторялся из письма в письмо. Своими письмами он очень дорожил и просил свою маму их опускать в почтовый ящик. Если ему казалось, что письма, по легкомыслию взрослых, просто выкидываются, то он настаивал, чтобы Вера Вячеславовна опускала послание Ибаре у него на глазах! Начав учиться в школе, он очень определенно дифференцировал свои интересы: были любимейшие предметы – математика, например, а остальные – были просто предметы, которые также давались ему очень легко, но не увлекая. Еще моя Вера Вячеславовна вспоминала об искренности и честности своего сына Александра, совершенном неумении

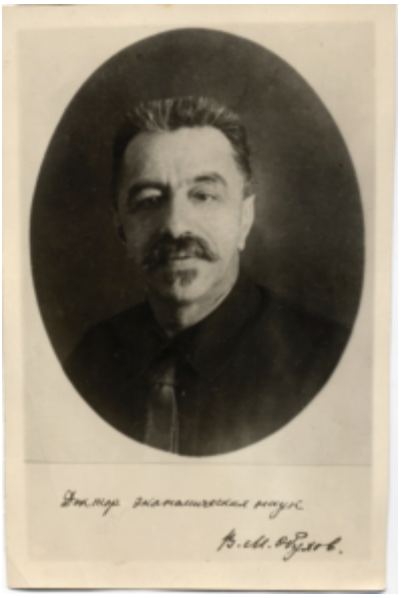
лгать. Его порядочность и обожание своей матери во взрослые годы проявилось тем, что он самым пунктуальным образом ежемесячно присылал ей 100 рублей (сумма в те годы немалая). Его брат Андрей, живший в Ленинграде, например, также присылал финансовую помощь своей маме, но, увы, по вдохновению.

А.М. Обухов окончил среднюю школу в 16 лет, и поэтому не поступил (по возрасту) в тот же год в Университет. Он проработал год наблюдателем на метеорологической станции. Его ум, наблюдательность и уже сформированное умение активно использовать школьные знания позволили ему в столь юном возрасте написать свою первую научную статью. Позже, уже в статусе академика и директора Института, он в разговоре с моей мамой и в моем присутствии, однажды сказал: мое счастье в том, что я всю жизнь занимался одним делом. Необходимо отметить: любимым делом, к которому был предназначен его природный дар и глубокий оригинальный ум.

Перебравшись в Москву в 1939 году, А.М. Обухов никогда не терял связи со своим родным Саратовом. Он постоянно навещал свою маму Веру Вячеславовну (я помню эти его приезды в 1960-е – 1970-е годы). Он подружился с нашей семьей, так как очень любил породственному мою маму, Татьяну Александровну Климову, свою родную племянницу. Он любил и ценил талант моего отца, Бориса Николаевича Климова, физика, доктора технических наук, Почетного профессора СГУ, основателя кафедры физики твердого тела в СГУ. С большим удовольствием он отдыхал на нашей даче, на Волге, куда мы выезжали на своей лодке «Прогресс», пел «Из-за острова на стрежень»… Жесткий внутренний стержень, который всегда чувствовался в нём, если он не находился в деловой обстановке, куда-то исчезал, и он становился душевно расположенным, с мягким добрым юмором, бесконечно обаятельным человеком.

В то же время, дом академика А.М. Обухова в Москве был широко открыт для родных из Саратова. Я бесконечно благодарна ему за, в полном смысле слова, спасение жизни моей мамы. У нее возникла язва желудка, которая мучила ее в течение семи лет и чуть не привела к смерти. В Саратове самые лучшие врачи разводили руками. В этот момент А.М. Обухов мобилизовал свои возможности, устроил ее лечение, и после трех тяжелых полостных операций (это в течение одного года!) мама осталась жива, и вот уже 30 лет прошло с тех пор. Я никогда не забуду заботу и внимание, которые чувствовала на себе, когда мне приходилось останавливаться у Обуховых – со стороны Сергея Александровича и Ирины Александровны Обуховых, сына и дочери академика, но прежде всего – Людмилы Алексеевны Матеровой (Обуховой), жены А.М. Обухова, милой Люси, как мы всегда ее называли – именно она создавала замечательную атмосферу их дома, где было место, как ни удивительно, – всем: друзьям, родственникам, коллегам Александра Михайловича, а также и многочисленным собакам…

Александра Петровна Энгельгардт (бабушка Веры Вячеславовны Бобоховой) – самая старая из сохранившихся в семье фотографий родных А.М. Обухова



Владимир Михайлович Обухов, дядя А.М. Обухова

Михаил Михайлович Обухов за рабочим столом в своем доме на Московской улице, д. 45

Вера Вячеславовна Обухова (ур. Бобохова)

Из фотографий М.М. Обухова: на Волге и отражения в воде.

М.М. и В.В. Обуховы с сыновьями Андреем и Александром.

М.М. и В.В. Обуховы с сыновьями Андреем и Александром; В.В. Обухова

Слева: Вера Вячеславовна Обухова с детьми: Еленой, Андреем и Александром; справа: М.М. Обухов, В.В. Обухова, в центре – Татьяна (ныне Климова), 1937/38 гг. на террасе дома (ул. Ленина-45)

Могила М.М. и В.В. Обуховых

Вера Вячеславовна Обухова и Елена Климова (ныне Родзаевская), 1960 г., Архангельск

На даче семьи Климовых на Волге под Саратовым, примерно 1971/73 гг. Слева направо: Борис Николаевич Климов, Елена Михайловна Обухова и ее супруг Александр Борисович Дворкин, жена Андрея Михайловича Обухова – Антонина, (брата А.М.), Андрей Михайлович Обухов; на переднем плане – Ирина Георгиевна, жена младшего брата Бориса Александровича Дворкина. А.М. Обухов оказался за кадром.

А. М. Обухов - основатель наземного дистанционного зондирования атмосферного пограничного слоя

М. А. Каллистратова[1], И. В. Петенко[1,2], Р. Д. Кузнецов[1,3]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Институт наук об атмосфере и климате, г. Рим
[3]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки

Имя А.М. Обухова навсегда вписано в историю исследований атмосферной турбулентности. Во всём мире известны “Закон -5/3 Обухова” для спектров турбулентности (*Обухов 1941б, 1941в*); “Закон 4/3 Ричардсона-Обухова” для турбулентной диффузии (*Обухов 1941в*); “Масштаб длины Обухова L_O” (Обухов 1946); “Теория подобия Монина-Обухова” (*Обухов 1946, Монин и Обухов 1954, Obukhov 1971*); “Закон 2/3 Обухова” для флуктуаций температуры (Обухов 1949а); "Синоптический масштаб Обухова-Россби" (*Обухов 1949б*); "Высотная зависимость структурной характеристики температуры, $\sim z^{-4/3}$" (*Обухов 1960*).

Работы Александра Михайловича по рассеянию и флуктуациям звуковых и электромагнитных волн в турбулентной среде (*Обухов 1941а, 1953; Красильников и Обухов 1956; Oboukhov 1959*) гораздо менее известны. Однако, значение этих работ, лежащих несколько в стороне от его основных интересов, трудно переоценить, т.к. именно они дали начало двум новым обширным направлениям исследований: 1) распространение звуковых и электромагнитных волн в турбулентной атмосфере и 2) наземное дистанционное зондирование атмосферной турбулентности. Примечательно то, что в этих, самых первых статьях Обухов настойчиво подчеркивал перспективы использования явлений рассеяния и флуктуаций волн для исследований атмосферы.

Обуховская теория распространения волн в турбулентных средах

В конце 1930-х годов рассеяние звука вызывало большой интерес в связи с разработкой методов "слуховой артилерийской и самолетной разведки". В Германии были предприняты малоперспективные попытки оценить рассеяние на турбулентности по измерениям зависимости ослабления звука от скорости ветра (*Sieg 1940*).

Александр Михайлович (*Обухов 1941*) выбрал радиолокационную постановку задачи: он искал поперечное сечение рассеяния из выделенного объёма турбулентной среды, зондируемого звуковым лучем. Для решения уравнений акустики движущейся среды, содержащих случайные параметры, он разработал статистические методы, которые впоследствии стали применяться для решения многих геофизических задач. При этом он впервые ввёл важное для статистической теории турбулентности понятие пространственного спектра случайного поля скоростей. Он показал, что величина сечения рассеяния на заданный угол пропорциональна спектральной компоненте турбулентности, удовлетворяющей условию Бреггов. Это означает, что процесс рассеяния действует аналогично преломляющей линзе - даёт спектр интенсивности турбулентных флуктуаций.

На рис. 1 показана геометрическая схема расчета рассеяния и связь угла рассеяния θ с пространственной спектральной компонентой турбулентных неоднородностей $k_t = 2\pi/l_t$. В соответствии с условием Бреггов, звук слышимого диапазона рассеивается неоднородностями с размерами, входящими в инерционный интервал атмосферной турбулентности. А.М. Обухову, который в это время вместе с А.Н. Колмогоровым разрабатывал теорию локально-однородной и изотропной турбулентности, уже был известен вид пространственного спектра в инерционном интервале. Это давало возможность практического расчета сечения рассеяния звуковой волны. Схематическое представление трехмерного спектра турбулентности дано на рис. 2.

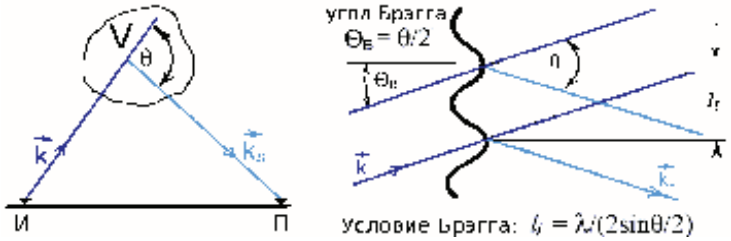


Рис. 1. Слева - схема рассеяния, справа - турбулентная "решетка", рассеивающая звуковую волну длины λ на угол θ.

Рис. 2. Схематическое представление спектральной плотности мощности флуктуаций показателя преломления. l t - масштаб турбулентных образований; L0 и l0 -- колмогоровские внеш-ний и внутренний масштабы, ограничивающие инерционный интервал турбулентности; σ(θ) - область спектра, в которой сосредоточены масштабы, отвечающие за рассеяние слышимого звука; K = 2ksin(θ/2) - модуль "вектора рассеяния" (условие Брэгга).

Спустя десятилетие теоретические исследования рассеяния звука провели также американские ученые (*Kraichnan 1953, Lighthill 1953, Batchelor 1957*), которые восприняли идеи Обухова. Они узнали о его результатах из опубликованной в США статьи известного советского теоретика Д.И. Блохинцева (*Blokhintsev 1946*). Используя различные методики расчетов, они получили выражения, несколько отличающиеся от результатов Обухова.

В работах по флуктуациям параметров волн (*Обухов 1953, Красильников и Обухов 1956*) была разработана волновая теория, учитывающая существенное воздействие на флуктуации амплитуды звуковых волн диффракционных эффектов, которые не рассматривались в применявшемся в то время приближении геометрической оптики. Для этого впервые для статистических задач был применен "метод плавных возмущений", получивший впоследствии широкое распространение. Волновая теория показала хорошее согласие с ранее необъяснимыми результатами измерений флуктуаций амплитуды звука В.А. Красильниковым (*Красильников 1947*). Примечательно, что при этом с единой точки зрения были рассмотрены явления флуктуаций звуковых, световых и радиоволн в турбулентной атмосфере.

Отметим два важных обстоятельства:

1. Рассмотренные выше исследования Обухова развивались в тесной связи с его теоретическими исследованиями турбулентности. Более того, результаты акустических измерений флуктуации фазы (*Красильников 1945*), автор которых узнал о "законе 2/3" от Обухова, из первых рук, до опубликования, дали первое экспериментальное подтверждение

этого закона за несколько лет до его прямой проверки в работе (*Обухов 1951*).

2. Обухов сразу, задолго до практической реализации наземного дистанционного зондирования, понял, какую важную роль могут сыграть рассеяние и флуктуации волн в исследованиях атмосферы. Он неизменно подчеркивал это в своих статьях. Например, в работе (*Обухов 1953*) написано: "Изложенная теория открывает возможности определения характеристик турбулентности по результатам акустических измерений". Позднее он повторял это на Международном Симпозиуме в Корнельском университете: "For geophysicists and specialists in the theory of turbulence, the phenomenon of the scattering of waves by turbulent inhomogeneities is of interest as a means of obtaining information about the turbulent structure, particularlyof the layers that are not available for direct investigation" (*Oboukhov 1959*). Один из его последних докладов (*Обухов и Каллистратова 1987*) был также посвящен наземному дистанционному зондированию.

Развитие теории и постановка экспериментов в Институте физики атмосферы

Сам Александр Михайлович больше не возвращался к теории распространения волн в турбулентной среде. Однако, в 1956 г., при создании под его руководством Института физики атмосферы Академи наук СССР, он сразу организовал Радиоакустическую лабораторию, где инициализировал теоретические и экспериментальные исследования рассеяния и флуктуаций волн в атмосфере, и неизменно их поддерживал.

Основной вклад в развитие теории Обухова внёс Валериан Ильич Татарский. В 1959 г он опубликовал монографию (*Татарский 1959*), в которой с единой точки зрения изложил и развил теорию флуктуационных явлений при распространении звуковых и электромагнитных волн в турбулентной атмосфере. Для описания турбулентности им была применена теория Колмогорова-Обухова локально однородной и изотропной турбулентности. Татарский получил асимптотические формулы, допускающие прямую экспериментальную проверку. После этого начались обширные экспериментальные исследования распространения звука и света в приземном слое на Цимлянской научной станции (ЦНС) Института физики атмосферы, которую А.М. Обухов называл "природной лабораторией". Александр Михайлович всегда утверждал, что последнее слово должно быть за экспериментом, особенно при использовании приближенных методов вычислений, когда трудно априори оценить степень допустимости принятых в теории упрощений. Измерения рассеяния звука *(Каллистратова 1959, 1962*), а также флуктуаций угла прихода и интенсивности света (*Бовшеверов; Гурвич и Каллистратова 1961; Грачева и Гурвич 1965; Гурвич и Каллистратова 1968; Гурвич, Каллистратова и Тиме 1968*) подтвердили это утверждение Обухова и способствовали последующему уточнению теоретических формул (*см., например, Каллистратова и Татарский 1960; Монин 1961*).

Вторая монография В.И. Татарского по распространению волн (*Татарский 1967*), дополненная новыми теоретическими и экспериментальными результатами, была переведена на английский язык (*Tatarskii 1971*). После этого разработанная в России теория распространения и рассеяния волн в турбулентной атмосфере была признана во всём мире и стала основой для интерпретации флуктуационных явлений и их практического использования. Она получила название "теория Татарского", хотя правильнее было бы называть её "теорией Обухова-Татарского". Но Обухов книги не написал, а монографии Татарского, действительно, выдающиеся (хотя все основные идеи в них - Обуховские), и блестяще на-писаны.

На рис. 3 показаны монографии по распространению волн в турбулентной атмосфере и наземному зондированию, написанные сотрудниками Радиоакустической лаборатории ИФА под редакцией А.М. Обухова и В.И.Татарского.

Далее мы сосредоточимся на рассеянии акустических волн и применении акустических локаторов - содаров.

1959 г. 1967 г. 1971 г. 1976 г. 1985 г.

Рис. 3. Монографии сотрудников ИФА по распространению волн в турбулентной атмосфере и наземному зондированию атмосферы (Татарский 1959; Татарский 1967; Tatarskii 1971; Гурвич, Кон и др. 1976; Каллистратова и Кон 1985).

Эксперименты по рассеянию звуковых волн в приземном слое атмосферы

На рис. 4 представлены результаты измерений индикатрисы рассеяния звука (4а) и зависимости эффективного сечения рассеяния σ от несущей частоты звукового излучения (4б). Они хорошо согласуются с основным предсказанием А.М. Обухова о том, что интенсивность рассеяния полностью определяется энергетическим спектром турбулентности. Теоретическая зависимость эффективного сечения рассеяния σ от угла рассеяния θ (индикатриса рассеяния) выражается формулой, которую принято записывать в виде, приданном ей А.С. Мониным (*Монин 1961*):

$$\sigma(\theta) = 2\pi k^4 \cos^2\theta \cdot [\cos^2\theta/2 \cdot \Phi_V(K) \cdot c^{-2} + \Phi_T(K) \cdot (2T)^{-2}]. \quad (1)$$

Здесь $\Phi_V(K)$ и $\Phi_T(K)$ - трехмерные спектральные плотности мощности (т.е. энергетические спектры) флуктуаций скорости ветра и температуры; $K = (2k\sin\theta/2)$ - модуль вектора рас-сеяния; c и T - средние скорость звука и температура воздуха; $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число звука.

Представление в (1) энергетических спектров через структурные параметры скорости и температуры, C_V^2 и C_T^2, которые характеризуют интенсивность турбулентности и могут быть измерены независимо, дают формулу (2), пригодную для практического расчета эффективного сечения рассеяния:

$$\sigma(\theta) = 0.38k^{1/3} \cdot (2\sin\theta/2)^{-11/3} \cdot \cos^2\theta \, [\cos^2\theta/2 \cdot C_V^2 \, c^{-2} + 0.13 C_T^2 \cdot T^{-2}]. \quad (2)$$

Отметим, что формулы (1, 2) не содержат никаких фитирующих коэффициентов. Они дают возможность решения обратной задачи: определения структурных характеристик C_V^2 и C_T^2 по измерениям интенсивности рассеянного сигнала. Различная угловая зависимость сечения рассеяния от динамических и температурных флуктуаций в формуле (2) позволяют разделить их вклад, производя измерения под различными углами.

На рис. 4с представлен энергетический спектр флуктуаций скорости ветра в области масштабов 0.5 - 2.5 см, который был расчитан по экспериментальным данным, показаным на рис. 4а и 4б, и хорошо согласуется с теоретическим 3-мерным спектром Колмогорова-Обухова $\Phi(K) \sim K^{-11/3}$. Это было одной из первых реализаций указанных А.М. Обуховым возможностей определения характеристик турбулентности по рассеянию волн.

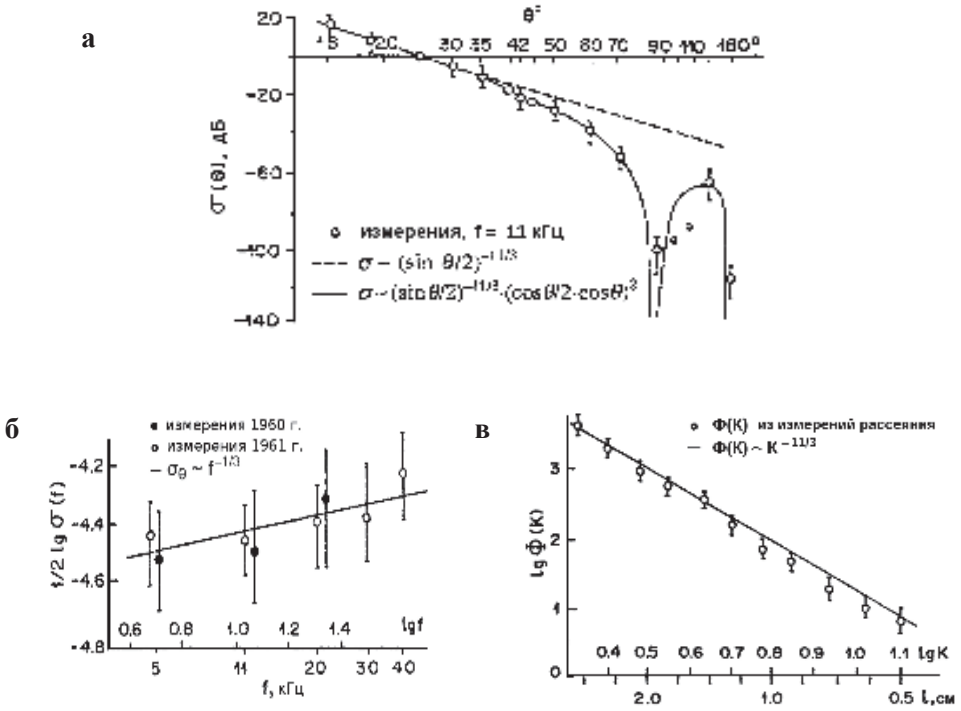


Рис. 4. Результаты измерений рассеяния звука в приземном слое атмосферы. **а** - индикатриса рассеяния (Каллистратова 1962); **б** - зависимость сечения рассеяния от частоты звука; **в** - трехмерный спектр кинетической энергии турбулентности Ф(К), К=2π/l_t, расчитанный по измерениям рассеяния звука частоты 5-40 кГц на турбулентных неоднородностях поля ветра (Каллистратова 1987). Вертикальные линии показывают 5% доверительный интервал.

Содарное зондирование атмосферного пограничного слоя в ИФА РАН

В Институте физики атмосферы акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя (АПС) проводится с конца 1970-х годов с помощью нескольких поколений исследовательских содаров, разработанных и изготовленных нашим авторским коллективом (*Герасюк и др. 1981, Петенко и Шурыгин 1984, Кузнецов 2007, Kouznetsov 2009*).

Доплеровский моностатический содар измеряет эффективное сечение обратного рассеяния, которое, как следует из (1, 2), определяется только температурными неоднородностями:

$$\sigma(180°) = 4 \cdot 10^{-3} \cdot k^{1/3} \cdot C_T^2 \cdot T^{-2}, \quad (3)$$

а также лучевую составляющую скорости ветра V_r, переносящего рассеивающие турбулентные неоднородности:

$$V_r = c/2 \cdot \Delta f / f_0. \quad (4)$$

Здесь f_0 - несущая частота звукового излучения, Δf - доплеровский сдвиг частоты принятого эхо-сигнала, c - скорость звука.

Примеры содарных эхограмм в координатах высота - текущее время приведены на рис. 5, 7 и 8. Такие эхограммы позволяют по форме и интенсивности эхо-сигнала определить тип атмосферной стратификации, оценить высоту слоя перемешивания, обнаружить когерентные структуры, включая пакеты внутренних гравитационных волн.

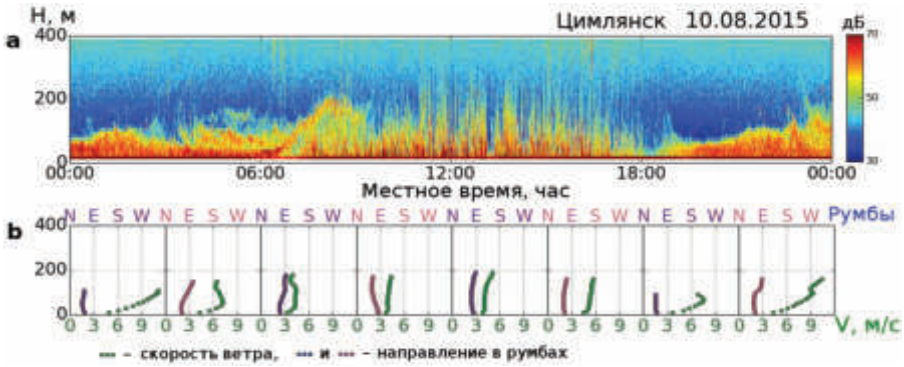


Рис. 5. а - пример 24- часовой содарной эхограммы при безоблачной летней погоде. Характерный вид эхосигнала: с полуночи до 06:30 и с 18:30 до полуночи - приземная инверсия; с 06:30 до 08:30 - утренний подъем инверсионного слоя при развитии конвекции; с 08:30 до 17:30 - развитая конвекция; с 18:00 до 18:30 - стратификация, близкая к нейтральной. Справа от эхограммы - шкала интенсивности эхо-сигнала в децибелах. **b** - профили скорости и направления ветра (в румбах), осредненные за 3 часа (*Зайцева и др. 2018*).

До получения геофизических результатов были проведены обширные методические работы по интерпретации мезомасштабных структур, визуализируемых на содарных эхограммах, и по верификации количественных содарных измерений вертикальных профилей характеристик турбулентности и скорости ветра. Методика содарных измерений отрабатывалась, в основном, на ЦНС, в тесном взаимодействии с измерениями микрометеорологических параметров на мачтах (*Tsvang et al. 1985*) и с борта самолета (*Гурьянов и др. 1981*).

Затем в ИФА стало проводиться регулярное содарное зондирование АПС. А.М. Обухов неизменно поддерживал эти работы и живо интересовался их результатами, особенно по астроклиматической тематике. Он подробно знакомился с содарными измерениям во время своих визитов в Цимлянск, заходил в измерительный павильон на ЗНС, заезжал посмотреть на наши измерения в астрономическую обсерваторию Академии Наук на горе Пастухова на Северном Кавказе, а в 1997 г. организовал наблюдательный пункт на крыше здания ИФА в Москве, где была выделена площадка для содарного мониторинга параметров городского воздушного бассейна.

Содарные измерения параметров АПС велись как в стационарных пунктах на научных станциях ИФА, так и в экспедиционных условиях в различных регионах: в равнинной степной, аридной и лесистой местности, в горах, в крупных городах, над водной поверхностью, в Арктике и в Антарктике. География мест измерений показана на рис. 6. Кроме того, содарные измерения проводились в Атлантике на научно-исследовательских суднах "Академик Курчатов" и "Дмитрии Менделеев" (*Petenko et al. 1996*). В этих экспедициях был получен большой опыт применения содаров в исследованиях АПС.

Упомянем следующие исследования:

- астроклимата в нескольких горных обсерваториях;
- статистических характеристик поля ветра;
- анизотропии мелкомасштабной турбулентности;
- зависимости концентраций примесей от скорости ветра и высоты слоя перемешивания;
- влияния города на температурную стратификацию АПС и поле ветра;
- низкоуровневых струйных течений.

Описания результатов этих и других исследований, проводившихся в 1980-х - 2000-х годах можно найти в обзорах (*Kallistratova 1994; Каллистратова и др. 2014, 2018*).

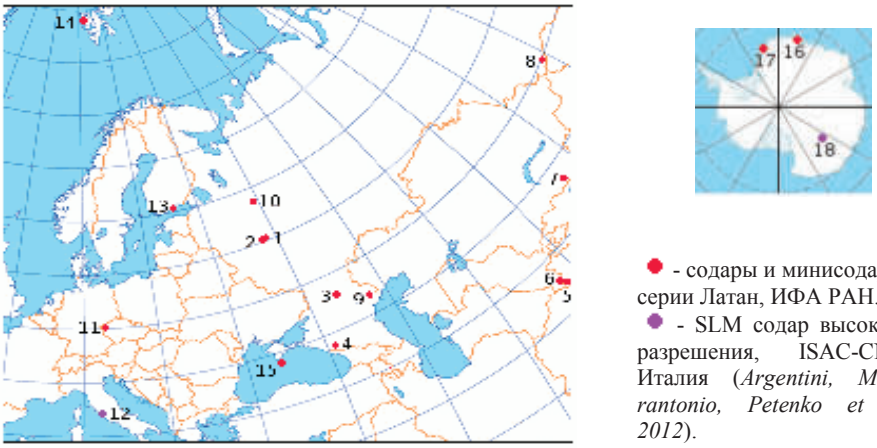


Рис. 6. Расположение пунктов, в которых проводилось содарное зондирование АПС. 1 - Москва; 2 - Звенигородская научная станция; 3 - Цимлянская научная станция; 4 - Архыз, Специальная астрофизическая обсерватория; 5 - Таджикистан, обсерватория Санглок; 6 - Узбекистан, обсерватория Майданак; 7 - Казахстан, Алмата; 8 - Алтайская республика, Ташанта; 9 - Калмыкия, Черные Земли; 10 - Рыбинск, обсерватория Борок; 11 - Чехия, Кописты; 12 - Италия, Рим; 13 - Финляндия, Хельсинки; 14 - Шпицберген, Ню-Алесунд; 15 - Кацивели, океанологическая платформа; 16 - Антарктика, Новолазаревская; 17 - Антарктика, финская станци Абоа; 18 - Антарктика, Купол Чарли, французско-итальянская станция Конкордия.

Содарные исследования внутренних гравитационных волн в АПС

В настоящее время в ИФА с помощью содаров проводятся исследованя внутренних гравитационных волн и их взаимодействия с турбулентностью (*Lyulyukin, Kouznetsov, Kallistratova 2013; Люлюкин и др. 2015; Каллистратова и др. 2017; Petenko et al. 2018*).

На рис. 7 приведены три примера содарной регистрации цугов гравитационных волн в низкоуровневых струйных течениях (НСТ). Это внутренние гравитационно-сдвиговые волны (ВГСВ) типа валов Кельвина-Гельмгольца, повсеместно наблюдаемые в ночных приземных инверсиях (*Госсард и Хук 1978*). Средний по высоте сдвиг скорости ветра $\Delta V/\Delta z$ в нижней части НСТ примерно одинаков во всех 3-х эпизодах и составляет около $4 \cdot 10^{-2}$ $с^{-1}$, однако периоды ВГСВ и их амплитуды заметно отличаются. Как известно, такие колебания, или "квази-волны", охватывающие всю толщу инверсионного слоя, перемещаются со средней по высоте скоростью ветра в слое, поэтому для оценки длины волны можно применять гипотезу замороженности Тейлора. Для показанных эпизодов длина волны составляет несколько километров. Оценка частоты повторяемости цугов ВГСВ зависит от разрешающей способности аппаратуры. Так, с помощью SLM-содара разрешение которого по вертикали составляет 2 м, наблюдались мелкие волны с периодами менее одной минуты и амплитудой около 40 м (*Petenko et al. 2016*), которые неразличимы на эхограммах рис. 7.

Такие данные используются для оценки влияния волновой активности на обменные процессы в АПС (*Зайцева и др. 2018*). Однако, до настоящего времени ни численное моделирование, ни эмпирические данные не позволяют по профилям температуры и скорости ветра предсказать вероятность возбуждения ВГСВ. Достаточные условия для генерации ВГСВ пока не сформулированы, а известное необходимое условие: $Ri < Ri_{крит} = 0.25$ (*Госсард и Хук 1978*) не всегда соблюдается на практике, поскольку такие волны иногда наблюдаются и при значительно больших числах Ричардсона Ri · 1.

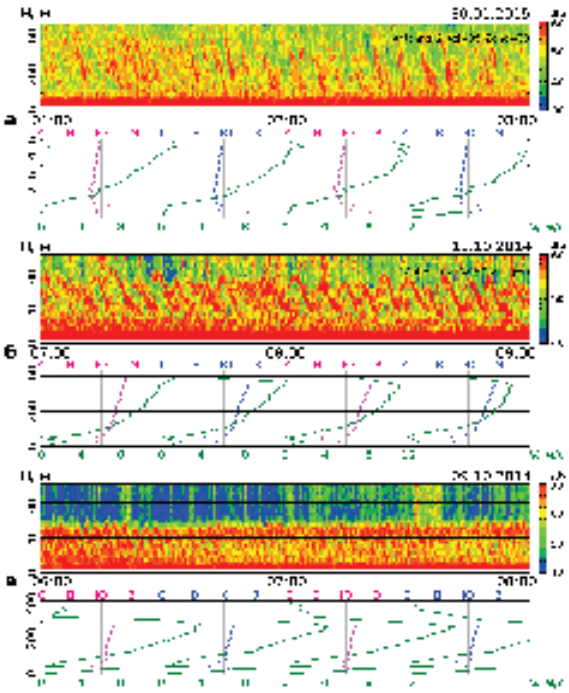


Рис. 7. Визуализация на содарных эхограммах квази-периодических движений в слое приземной инверсии. Полосчатая структура АПС соответствует внутренним гравитационно-сдвговым волнам типа валов Кельвина-Гельмгольца. Звенигородская научная станция.
а - 30 января 2015 г., период T ≈ 7 мин, длина волны **λ** ~ 5 км.
Верх - эхограмма, низ - профили скорости ветра и его направления (в румбах), осредненные за 30 мин.
б - 11октября 2014 г., T ≈ 6 мин, λ ~ 3 км.
в - 09 октября 2014 г.,T ≈ 2.5 мин, λ ~ 2 км.

- скорость ветра

и - направление ветра

На рис. 8 приведен пример волнообразных структур в приподнятой и приземной инверсии и соответствующих профилей скорости и направления ветра в катабатическом течении над антарктическим ледником. На эхограмме видна противоположная ориентация валов Кельвина-Гельмгольца на высоте 100 м, где скорость ветра падает с высотой, т.е. сдвиг скорости отрицателен, и на высоте 250 м, где сдвиг скорости ветра положителен. Как показано в работе (*Muschinski 1996*), гравитационно-сдвиговые волны такого рода могут вносить существенные искажения в измерения вертикальной составляющей скорости ветра.

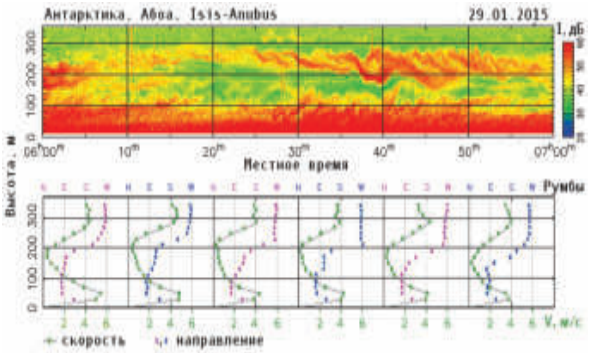


Рис. 8. Волновая структура АПС на финской антарктической станции Абоа, 29 января 2015 г. Верх - эхограмма, низ - осредненные за 10 мин профили скорости и направления ветра. Ориентация валов Кельвина-Гельмгольца в приподнятой и приземной инверсиях противоположна в соответствии с разным знаком сдвига скорости ветра.

Отметим, что интенсивное развитие и применение новых высокотехнологичных средств наземного зондирования, таких как сканирующие доплеровские лидары (см., например, *Banakh and Smalikho 2018*), не уменьшает роли содаров, особенно, как показано в (*Coulter and Kallistratova 1999*), при исследованиях устойчивого АПС. Поэтому содары продолжают успешно использоваться не только в ИФА им. А.М. Обухова РАН, но и в других российских научных коллективах для изучения волновых процессов в АПС (см., например, *Камардин и др. 2014*).

Заключение

Широко применяемые в настоящее время во всем мире методы наземного дистанционного зондирования атмосферного пограничного слоя базируются, в той или иной степени, на пионерских теоретических работах А.М. Обухова. Его убежденность в перспективности применения звуковых и электромагнитных волн для изучения турбулентности, и активное стимулирование экспериментальных и теоретических исследований в этом направлении, способствовало тому, что в России были разработаны физические принципы зондирования и получены их математические формулировки, которые сейчас признаны во всем мире. На их основе сейчас создан целый арсенал средств, таких как как доплеровские содары, радары ясного неба и лидары, радиоакустические системы, сцинтиллометры. Применение этой аппаратуры в последние десятилетия существенно расширило объем знаний о структуре и динамике АПС.

В России пока не освоено коммерческое производство таких приборов, и научные группы, занимающиеся дистанционными исследованиями и мониторингом АПС относительно малочисленны. Поэтому наш вклад в общемировое изучение АПС современными средствами наземного зондирования нельзя считать значительным. Тем не менее, благодаря традициям, заложенным А.М. Обуховым, и собственным разработкам исследовательских содаров, в ИФА РАН получен ряд значимых результатов. Сейчас в ИФА проводятся содарные исследования внутренних гравитационных волн и их влияния на интенсивность турбулентного перемешивания в АПС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 16-05-01072 и 16-05-00704) и программы № 56П Президиума РАН.

Литература

1 *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере. М.: Мир. 1978. 532 с.

2 *Бовшеверов В.М., Гурвич А.С., Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование "дрожания" искусственного источника света // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1961. Т. 4. С. 886-891.

3 *Герасюк Н.Е., Каллистратова М.А., Карюкин Г.А., Мартвель Ф.Э., Неверовский К.В.* Акустический локатор для исследования атмосферной турбулентности // Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17. № 1. С. 98-101.

4 *Грачева М.Е., Гурвич А.С.* О сильных флуктуациях интенсивности света при распространении в приземном слое атмосферы // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1965. Т. 8. С. 717-721.

5 *Гурвич А.С., Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование флуктуаций угла прихода света в условиях сильных флуктуаций интенсивности.// Изв. ВУЗов. Радиофизика. Т. 11. № 1. С. 66-71.

6 *Гурвич А.С., Каллистратова М.А., Тиме Н.С.* Флуктуации параметров световой волны от лазера при распространении в атмосфере // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 9. С. 1360-1370.

7 *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.

8 *Гурьянов А.Э., Зубковский С.Л., Каллистратова М.А., Карюкин Г.А., Кухарец В.П., Петенко И.В.* О надежности определения вертикального профиля структурной характеристики температуры в атмосфере методом акустического зондирования // Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17. № 2. С. 146-152.

9 *Зайцева Д.В., Каллистратова М.А., Люлюкин В.С., Кузнецов Р.Д., Кузнецов Д.Д.* Воздействие внутренних гравитационных волн на флуктуации метеорологических параметров в атмосферном пограничном слое // Известия РАН. ФАО. 2018. Т. 54. С. 195-205.

10 *Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование рассеяния звука в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1959. Т. 125. № 1. С. 69-72.

11 *Каллистратова М. А.* Экспериментальное исследование рассеяния звуковых волн в атмосфере. Атмосферная турбулентность / Труды ИФА АН СССР. М.: Изд.АН СССР, 1962. Вып. 4. С. 203-256.

12 *Каллистратова М.А.* Зондирование нижней атмосферы направленными звуковыми волнами / Диссертация. М., ИФА АН СССР. 1987. 295 стр.

13 *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 197 с.

14 *Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Петенко И.В.* Реализация идей А.М. Обухова о наземном зондировании нижней тропосферы акустическими и электромагнитными волнами // Турбулентность, динамика атмосферы и климата / Под ред. Г.С. Голицына, И.И. Мохова, С.Н. Куличкова, М.В. Курганского, О.Г. Чхетиани. М: ГЕОС, 2014. С. 593–620.

15 *Каллистратова М.А., Люлюкин В.С., Кузнецов Р.Д., Петенко И.В., Зайцева Д.В., Кузнецов Д.Д.* Содарные исследования волн Кельвина–Гельмгольца в низкоуровневых струйных течениях // Динамика волновых и обменных процессов в атмосфере / Под ред. О.Г. Чхетиани, М.Е. Горбунова, С.Н. Куличкова, И.А. Репиной. М.: ГЕОС, 2017. С. 212-259.

16 *Каллистратова М.А., Петенко И.В., Кузнецов Р.Д., Куличков С.Н., Чхетиани О.Г., Чунчузов И.П., Люлюкин В.С, Зайцева Д.В, Вазаева Н.В., Кузнецов Д.Д., Перепелкин В.Г., Буш Г.А.* Содарное зондирование атмосферного пограничного слоя: Обзор работ ИФА им. А.М. Обухова РАН // Известия РАН. ФАО. 2018. Т. 54. № 3. 283-300.

17 *Каллистратова М.А., Татарский В.И.* Об учете завихренности поля ветра при вычислении рассеяния звука в атмосфере. Акустич. ж. 1960. Т. 6. вып. 4. С. 503-505.

18 *Камардин А.П., Одинцов С.Л., Скороходов А.В.* Идентификация внутренних гравитационных волн в атмосферном пограничном слое по данным содара // Оптика атмос. океана. 2014. Т. 27. № 09. С. 812-818.

19 *Красильников В.А.* О распространении звука в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1945. Т. 47. № 7. С. 486-489.

20 *Красильников В.А.* О флуктуациях амплитуды звука при его распространении в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1947. Т. 58. № 7. С. 1353-1356.

21 *Красильников В.А., Обухов А.М.* О распространении волн в среде со случайными неоднородностями коэффициента преломления // Акустич. журнал. 1956. Т. 2. С. 107-112.

22 *Кузнецов Р.Д.* Содар ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // Оптика атмос. океана. 2007. Т. 20(8). С. 684–687.

23 *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Кузнецов Д.Д., Чунчузов И.П., Широкова Г.Ю.* Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в атмосферном пограничном слое по данным акустической локации // Известия РАН. ФАО. 2015. Т. 51. No 2. С. 218–229.

24 *Монин А.С.* Некоторые особенности рассеяния звука в турбулентной атмосфере // Акустич. журнал. 1961. Т. 7. № 4. С. 457-461.

25 *Монин А.С., Обухов А.М.* Основные закономености турблентного перемешивания в призем-ном слое атмосферы / Труды Геофизического института АН СССР. 1954. Т. 24. С. 163-187.

26 *Обухов А.М.* О рассеянии звука в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1941а. Т. 30, № 7. С. 611-614.

27 *Обухов А.М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Докл. АН СССР. 1941б. Т. 32, № 1. С. 22-24.

28 *Обухов А.М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1941в. Т. 5. № 4. С. 453-456.

29 *Обухов А.М.* Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере / Труды Института теоретической геофизики АН СССР. 1946. Т. 1. С. 95-115.

30 *Обухов А.М.* Структура температурного поля в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949а. Т. 13. № 1. С. 59-69.

31 *Обухов А.М.* К вопросу о геострофическом ветре // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949б. Т. 13. № 4. С. 281-306.

32 *Обухов А.М.* Характеристики микроструктуры ветра в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1951. № 3. С. 49-68.

33 *Обухов, А.М.* О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1953. № 2. С. 155-165.

34 *Обухов А.М.* О структуре температурного поля и поля скоростей в условиях свободной конвекции // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1960. № 9. С. 1392-1396.

35 *Обухов А.М., Каллистратова М.А.* Рассеяние звука на турбулентности, как основа акустического зондирования атмосферы / Труды IX Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, ч. 1. Томск, 1987. С. 4-17.

36 *Петенко И.В., Шурыгин Е.А.* Радиосодарный комплекс для дистанционных синхронных измерений скорости ветра, температуры и ее флуктуации // Изв. АН СССР. ФАО. 1984. Т. 20. № 8. С. 771-773.

37 *Татарский В.И., Гурвич А.С., Каллистратова М.А., Терентьева Л.В.* О влиянии

метеорологических условий на интенсивность мерцания света // *Астроном. ж.* 1958. Т. 35. С. 623-626.

38 *Татарский В.И.* Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М.: Изд-во АН СССР, 1959. 232 с.

39 *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.

40 *Argentini, S., Mastrantonio G., Petenko I., Pietroni I., Viola A.* Use of high resolution sodar to study surface-layer turbulence at night // Bound.-Layer Meteor. 2012. V. 143. Iss. 1. P. 177-188.

41 *Banakh V.A., Smalikho I.N.* Lidar Studies of Wind Turbulence in the Stable Atmospheric Boundary Layer // Remote Sens. 2018. V. 10. P. 1219-1234.

42 *Batchelor G. K.* Wave scattering due to turbulence // Proc. Symp. Naval Hydrodynamics, NAS-NRC. 1957. Publ. 515. C. 409–430.

43 *Blokhintzev D.I.* The propagation of sound in an inhomogeneous and moving medium // J. Acoustic Soc. Am. 1946. V. **18.** Part I. P. 322-328; Part II. P. 329-334.

44 *Coulter R.L., Kallistratova M.A.* The role of acoustic sounding in a high-technology era // Meteorol. Atmos. Phys. 1999. V. 71. P. 3–13.

45 *Kallistratova M.A.* Acoustic and radioacoustic remote sensing studies in CIS (Former USSR) // *Int. J. Remote Sensing.* 1994. V. 15. No 2. C. 251-266.

46 *Kraichnan R.H.* The scattering of sound in a turbulent medium // J. Acoust. Soc. Amer. 1953. V. 25. P. 1096–1104.

47 *Kouznetsov R.D*. Multi-frequency sodar with high temporal resolution // Meteorol. Z. 2009. V. 18. No. 2. P. 69–173.

48 *Lighthill* M.J. On the energy scattered from the interaction of turbulence with sound or shock waves // Proc. Cambridge Phil. Soc. 1953. V. 49. P. 531–555.

49 *Lyulyukin V.S., Kouznetsov R.D., Kallistratova M.A.* The composite shape and structure of braid patterns in Kelvin-Helmholtz observed with a sodar // J. Atmos. Oceanic Technol. 2013. V. 30. P. 2704–2711.

50 *Muschinski A.* Possible effect of Kelvin-Helmholtz instability on VHF radar observations of the mean vertical wind // J. of Applied Meteor. 1996. V. 35. P. 2210-2217.

51 *Oboukhov A.M.* Scattering of waves and microstructure of turbulence in the atmosphere // J. Geophys. Research. 1959. V. 64. P. 2180-2187.

52 *Obukhov A.M.* Turbulence in the atmosphere with a non-uniform temperature // Bound.-Layer Meteor. 1971. V. 2. P. 7-29.

53 *Petenko, I.V., Bedulin, A.N., Shurygin, Y.A.* Sodar observations of the atmospheric boundary layer over the ocean during ASTEX-91 // Bound.-Layer Meteor. 1996. V. 81. P. 63-73.

54 *Petenko I., Argentini S., Casasanta G., Kallistratova M., Sozzi R., Viola A.* Wavelike structures in the turbulent layer during the morning development of convection at Dome C, Antarctica // Bound. Layer Meteorol. 2016. V. 161(2). P. 289–307.

55 *Petenko I., Casasanta G., Argentini S., Genthon C., Kallistratova M.* Stable surface-based turbulent layer during the polar winter at Dome C, Antarctica: sodar and in-situ observations // Bound.-Layer Meteor. 2018. (in print).

56 *Sieg H.* Über die Schallaus breitung im Freien und ihre Abhängigkeit von den Wetterbedingungen // Elektr. Nachr. Tech. 1940. V. 17. P. 193-208.

57 *Tatarskii V.I.* The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation. Jerusalem: Keter Press, 1971. 672 p.

58 *Tsvang L.R., Zubkovskii S.L., Kader B.A., Kallistratova M.A., Foken, T. Gerstmann V., Przadka A., Pretel Ya.,. Zeleny Ya, Keder J.* International turbulence comparison experiment (ITCE-81) // Bound.-Layer Meteor. 1985. V. 31. P. 325-348.

Академик А.М. Обухов и развитие исследований аэрозольного загрязнения воздушных бассейнов регионов и городов: Кисловодск-Москва-Пекин

Г.И. Горчаков, А.С. Емиленко, В.М. Копейкин, А.А. Исаков, А.В. Карпов.

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

На Международной конференции «ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ДИНАМИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТА» (Москва, 16-18 Мая 2018 г.), посвящённой 100–летию со дня рождения академика А.М. Обухова, Г.С. Голицын и И.И Мохов так отметили роль А.М. Обухова в развитие физики атмосферы (*Голицин, Мохов 2018*): «Александр Михайлович Обухов внёс личный основополагающий вклад в разные разделы атмосферной науки, а за развитием других он пристально следил и всячески поддерживал»… В частности, в восьмидесятые годы XX века А.М. Обухов много внимания уделял поддержке научных исследований экологической направленности, включая исследования аэрозольного и газового загрязнения атмосферы в регионе Кавказских Минеральных Вод (КМВ), выполняемых на базе Кисловодской высокогорной научной станции (КВНС) Института физики атмосферы (ИФА). Александр Михайлович считал необходимым учитывать при развитии научных исследований интересы региона, устанавливал и требовал расширять контакты с местными организациями и специалистами. Актуальная для региона задача исследования и контроля аэроаллергенов (пыльца растений, споры грибов и др.) решалась совместно с Кисловодской Лабораторией Аллергологии, и с участием работавших в санаториях г. Кисловодска врачей-аллерголов (*Горчаков и др. 1990*). В санаториях г. Кисловодска была развернута сеть постов мониторинга аэроаллергенов с использованием методики, разработанной на Кафедре высших растений Биологического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Задача контроля аэрозольного загрязнения атмосферного воздуха в регионе решалась при поддержке Санэпидемстанции (СЭС) г. Кисловодска и представителей Гидрометслужбы в Кисловодске и Ессентуках, в контакте с Пятигорским НИИ курортологии и физиотерапии (ПНИИКиФ). Задача организации маршрутных измерений компонент аэрозольного загрязнения атмосферы решалась при поддержке администрации г. Кисловодска и администраций других городов КМВ. Совместно с сотрудниками Солнечной станции был создан ореольный солнечный фотометр-коронометр для исследования астроклимата.

Задача контроля радиационного режима атмосферы в регионе (спектральная прозрачность, фотометрия солнечного ореола) решалась совместно с Кисловодским отделением ПНИИКиФ, с сотрудниками которого впоследствии (в 2006 г.) было выполнено исследование эффектов солнечного затмения в пограничном слое атмосферы. Основное внимание в рассматриваемый период времени уделялось исследованиям временной и пространственной изменчивости массовой концентрации нефелометрическим методом, микроструктуры и химического состава атмосферного аэрозоля, включая исследования вариаций содержания сажевого аэрозоля (*Копейкин и др. 1990*).

Следует отметить, что для проведения исследований атмосферного аэрозоля потребовалось создание большого аппаратурного комплекса. В частности, был создан стационарный мониторингопригодный нефелометр, который проработал в Кисловодске более 10 лет, передвижная автомобильная лаборатория с малогабаритным нефелометром, солнечный ореольный фотометр, комплекс оборудования для обеспечения многоточечного мониторинга аэроаллергенов и др.

Наиболее информативными оказались систематические измерения массовой концентрации субмикронного аэрозоля М. В 1985-91 гг. в Кисловодске осуществлялся непрерывный мониторинг М с помощью нефелометра, установленного в мансарде здания Санэпидемстанции города. Временной ход среднемесячных концентраций значений М

показан на рис. 1. Видно, что в 1986-1990 годах наблюдалось постепенное снижение концентрации субмикронного аэрозоля в г Кисловодске. Тренд М в этот период (2 на рис. 1) оказался примерно равным – 1.67 мкг/м^3/год. Большие выбросы М в 1985 и 1986 гг. обусловлены региональными задымлениями атмосферы. По данным синхронных измерений на СЭС в г. Кисловодске, на КВНС и в других пунктах было показано, что в г. Кисловодске летом релиазуется региональный режим загрязнения (основным источником аэрозольного загрязнения являются окружающие город территории), а зимой – локальный или городской режим, когда основным источником загрязнения является сам город (*Горчаков 1990, Емиленко 1990*).

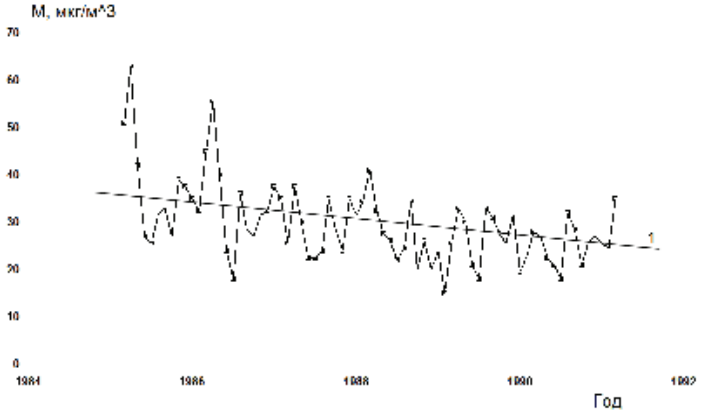


Рис. 1. Временной ход массовой концентрации субмикронного аэрозоля в г. Кисловодске (1-сглаженный временной ход).

Исследование пространственно-временной изменчивости массовой концентрации субмикронного аэрозоля позволило сопоставить уровни аэрозольного загрязнения городов КМВ и окружающих территорий Северного Кавказа. Важную роль в этих исследованиях играл созданный нами малогабаритный нефелометр, установленный на передвижной автомобильной лаборатории (рис. 2) и временные наблюдательные пункты. В частности, в августе – сентябре 1987 года проводились исследования аэрозольного загрязнения воздушных бассейнов городов Ессентуки, Пятигорск и Невинномысск (рис. 3), которые были поддержаны мониторингом массовой концентрации субмикронного аэрозоля на КВНС, расположенной на горе ШатЖатМас (1 на рис. 3), и в г. Кисловодске (2 на рис. 3). Измерения с помощью передвижной автомобильной лаборатории проводились последовательно в городах Ессентуки (3 на рис. 3), Пятигорск (4 на рис. 3) и Невинномысск (5 на рис. 3). Видно, что уровень аэрозольного загрязнения атмосферы в г. Кисловодске и в других городах (рис. 3) заметно выше, чем на КВНС ИФА РАН. В рассматриваемый период времени уровень аэрозольного загрязнения во всех четырех городах был одного порядка величины. Повышенные значения массовой концентрации аэрозоля во второй и третьей декадах сентября 1987 г. были обусловлены дымами, образующимися при сжигании отходов сельскохозяйственного производства на территории региона. Были выполнены исследования сезонной изменчивости, суточного хода, вариаций функции распределения частиц по размерам и другие исследования аэрозольного загрязнения атмосферы в регионе КМВ. Основные результаты исследований состава атмосферы, выполненные ИФА РАН в восьмидесятые годы в регионе КМВ были доложены на организованной А.М. Обуховым в 1990 г. конференции «Состояние и охрана воздушных бассейнов курортных регионов» в которой приняли участие специалисты из многих научных и прикладных организаций.

Рис. 2. А.М. Обухов и Ф.В. Должанский принимают передвижную автомобильную лабораторию, оснащённую малогабаритным нефелометром (1984 г.).

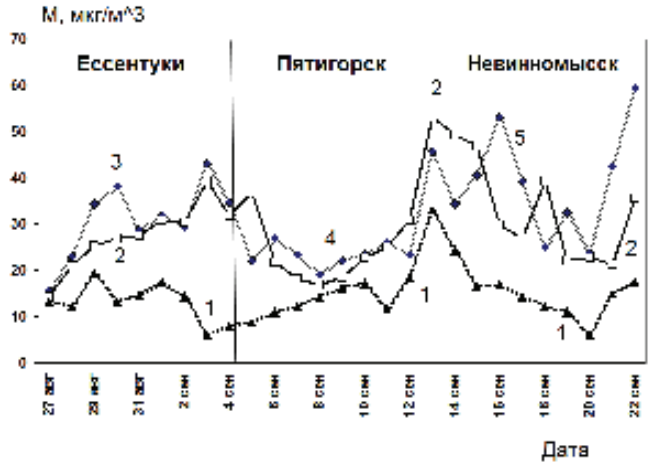


Рис. 3. Вариации массовой концентрации субмикронного аэрозоля в регионе Кавказских Минеральных Вод. (1-КВНС ИФА, 2-Кисловодск, 3-Ессентуки, 4 – Пятигорск, 5-Невинномысск) в 1987 г.

Накопленный при проведении работ в регионе КМВ опыт был использован в дальнейшем при проведении регулярных исследований изменчивости свойств атмосферного аэрозоля в московском регионе. В частности, на Звенигородской научной станции ИФА РАН был организован мониторинг массовой концентрации субмикронного аэрозоля с помощью испытанного в г. Кисловдске нефелометрического метода. На рис. 4 показан временной ход концентрации аэрозоля в приземном слое атмосферы (скользящее сглаживание с интервалом 1 месяц) на ЗНС ИФА в 1991-2017 гг. Отчетливо выявляется заметное повышение массовой концентрации аэрозоля в период примерно с 2003 по 2013 год.

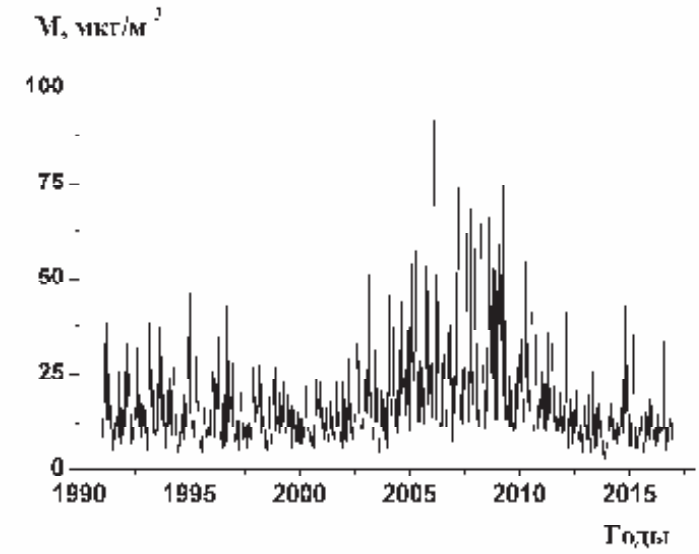


Рис. 4. Временной ход массовой концентрации субмикронного аэрозоля на ЗНС ИФА.

Аппаратурно-методические достижения в исследовании вариаций характеристик атмосферного аэрозоля нашли применение при проведении исследований долгопериодной изменчивости аэрозольного загрязнения атмосферы в Китае в 1996-2015 гг. В табл. 1 приведены результаты регулярных измерений в г. Пекине и в г. Москве массовых концентраций сажевого аэрозоля, который является индикатором антропогенного загрязнения атмосферы. Приведенные в табл. 1 концентрации сажевого аэрозоля отражают результаты целенаправленных усилий правительства Китая по улучшению качества воздуха в Пекине. Основной причиной высоких концентраций сажевого аэрозоля в 1996-1999 гг. было широкое использование каменного угля в г. Пекине. Замена каменного угля на газ в двухтысячные годы привела к снижению концентраций сажевого аэрозоля в 2-3 раза. В последнее десятилетие концентрация сажевого аэрозоля в г. Пекине уменьшалась за счёт снижения вклада транспорта в аэрозольное загрязнения атмосферного воздуха и использования высокотехнологических способов сжигания топлива. В рассматриваемый период времени концентрация сажевого аэрозоля в г. Москве снизилась в 2-3 раза благодаря целенаправленным усилиям Правительства Москвы по улучшению экологической обстановки в городе.

Таблица 1

Массовые концентрации сажевого Аэрозоля в Москве и в Пекине.

Год	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005
Москва	6.64	5.1	5.32	3.82	5.3	4.2	4.3	4.25	4.2	4.39
Пекин	20.4	25.2	24.9	29.2	15.6	16.2	15.5	16.7	15.6	11.0
Год	2006	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013	2014	2015
Москва	4.55	3.63	2.94	3.14	3.71	2.59	2.37	1.62	1.89	2.61
Пекин	9.0	9.0	9.0	10.6	7.7	8.1	7.5	6.9	5.1	5.2

Авторы статьи считают своим долгом отметить большой вклад в исследования аэрозольного загрязнения атмосферы М.А. Свириденкова и В.Н. Сидорова.

Литература

1. *Голицын Г.С., Мохов И.И.* Александр Михайлович Обухов – ученый, основатель ИФА // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Международная конференция, посвященная 100-летию со дня рождения академика А. М. Обухова. (Москва, 16-18 мая 2018г.). Тезисы докладов. М.: Физматкнига, 2018. С. 5-6.
2. *Горчаков Г.И.* Исследование аэрозольного загрязнения атмосферного воздуха // Состояние и охрана воздушных бассейнов курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 44-47.
3. *Горчаков Г.И., Маслова И.В., Свириденков М.А.* Исследование вариаций концентрации и состава пыльцы растений-аллергенов // Состояние и охрана воздушных бассейнов курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 130-134.
4. *Емиленко А.С.* Исследование вариаций концентраций субмикронного аэрозоля в атмосфере города // Состояние и охрана воздушного бассейнов курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 53-60.
5. *Копейкин В.М., Капустин В.Н., Дьячков А.Ф.* Сажевый аэрозоль в воздушном бассейне Кисловодска // Состояние и охрана воздушных бассейнов курортных районов. Кисловодск: ИФА РАН, 1990. С. 47-52.

Влияние А.М. Обухова на формирование новых представлений в механике природных систем

Ю.Д. Чашечкин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, г. Москва

Определяющее влияние А.М. Обухова на развитие физики атмосферы, механики жидкостей в целом, общепризнано. Его творческая жизнь, протекавшая в период великих социальных потрясений и войн, была пронизана гуманистической идеей развития рационального описания природных систем с целью гармонизации условий существования человечества в меняющемся окружении. Еще в студенческий период он пришел к необходимости получения надежных экспериментальных данных и в ходе наблюдения природных процессов в естественных условиях, и в лабораторных установках, необходимых для реализации потенциала математического описания процессов. Да и сам общественно-экономический фон того времени благоприятствовал развитию науки, которому уделялось большое внимание во многих странах после Великой Отечественной войны.

Значимые собственные научные достижения (именно А.М. Обухову принадлежат формулировки «всех третей» для законов турбулентности, в том числе и «пяти третей» для энергетического спектра), активная жизненная позиция, беспартийность, острый юмор и доброжелательность, вызывали большой интерес, желание общаться и представлять результаты и на семинарах, и в редактируемый им журнал «Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана». Но желаемое не всегда просто достигалось. А.М. Обухов поддерживал «сохранение дистанции» во всех ситуациях, а портфель журнала был переполнен рукописями. В то же время создание новых Институтов способствовало росту числа молодых ученых, активно стремившихся к контактам с лучшими представителями старшего поколения.

Мое первая встреча с А.М. Обуховым произошла в 1971 г. на одном из Общемосковских семинаров по турбулентности, руководимом академиком А.Н. Колмогоровым, после доклада А.Т. Онуфриева по турбулентной модели процесса подъема облака атомного взрыва. Сидевшие в первом ряду высокий статный А.М. Обухов и плотный А.С. Монин несколько раз обменялись репликами. Далее в ходе дискуссии А.М. Обухов заметил, что «здесь у вас ошибка» и пояснил в чем, а А.С. Монин добавил, что и в другом расчете тоже, что произвело ошеломляющее впечатление на некоторых слушателей, знавших оригинальность подхода и тщательность работы докладчика. После семинара у меня состоялась краткая беседа с А.С. Мониным об особенностях турбулентности в стратифицированных средах, положившая начало многолетним контактам (А.С. Монин оппонировал мои диссертации – и кандидатскую в 1973 г., и докторскую – в 1981 г.).

Установлению тесных отношений с А.М. Обуховым способствовал его визит с О. Филлипсом (в ту пору фактическим руководителем работ по аэрогидродинамике в США) на научное судно «Дмитрий Менделеев» во время международной конференции IAMAP-IAPSO в Мельбурне в 1974 г. В ходе осмотра лабораторий беседа затронула обсуждение расчета стационарных горных ветров (*Прандтль*, 1949). Филлипс рассмотрел течение на наклонной стенке в стратифицированной жидкости и дополнил расчеты наблюдением подкрашенного течения, индуцированного диффузией, в лаборатории (*Phillips,* 1970). У нас к тому времени уже были построены и асимптотические, и точные решения задачи о течениях, индуцированных диффузией на полуплоскости и цилиндре в нестационарной постановке, опубликованные гораздо позднее (*Кистович, Чашечкин*, 1992; *Кистович*, *Чашечкин*, 1993; *Байдулов*, *Чашечкин,* 1993; *Байдулов*, *Чашечкин*, 1996). Кроме того, были получены теневые изображения, выявившие сложную структуру течения на полюсах и кромках препятствий, которая не воспроизводилась в стационарном приближении. Острая дискуссия

способствовала росту интереса А.М. Обухова к визуализации тонкой структуры стратифицированных течений и организации его визита в лабораторию, который положил начало регулярному и тесному общению.

Следует подчеркнуть, что А.М. Обухов живо интересовался результатами опытов и вникал в детали работы экспериментаторов и в ИФА АН СССР (Ф.В. Должанского, В.А. Довженко, Б.М. Бубнова, Ю.Л. Черноусько), в других научных учреждениях (в частности, М.В. Незлина и Е.Н. Снежкина в ИАЭ им. И.В. Курчатова, К.Н. Федорова в ИОАН, Н.Ф. Бондаренко и Е.З. Гак в Аграрном университете, СПб). Он активно поддерживал новые постановки и способствовал публикации результатов экспериментов. В те годы совершенствование методик опытов шло параллельно с разработкой новых моделей, специфических для изучаемого явления, в частности для задач устойчивости (*Обухов*, 1983) и вихревой динамики (*Гледзер*, *Должанский*, *Обухов*, 1981). В этой связи большой интерес вызвала разработка альтернативного универсального подхода к описанию течений на основе системы фундаментальных уравнений, позволяющего согласовать теоретические и экспериментальные исследования различных проявлений влияния стратификации. Обсуждался и еще один интригующий факт длительного сохранения больших градиентов – тонких структур течений – даже в весьма слабо стратифицированных жидкостях, которые оказалось возможным наблюдать благодаря применению новой техники визуализации.

Собственно оптическая техника не была новой – она была разработана выдающимся оптиком XX столетия Д.Д. Максутовым для настройки телескопов (*Максутов*, 1934) и им же реализована в серии оптических инструментов для визуализации потоков воздуха и ударных волн в аэродинамических трубах (*Васильев*, 1968).

Для переноса техники аэродинамического эксперимента в новые условия потребовалось построить новые бассейны с оптическими иллюминаторами высокого качества и разработать методику оперативной юстировки разделенных частей теневых приборов с шестью степенями свободы каждый, ранее фиксированных на общем мощном фундаменте. В ходе работ с диспергирующими средами были предложены новые методы получения оптических изображений, как черно-белых, так и цветных (*Chashechkin*, 1999).

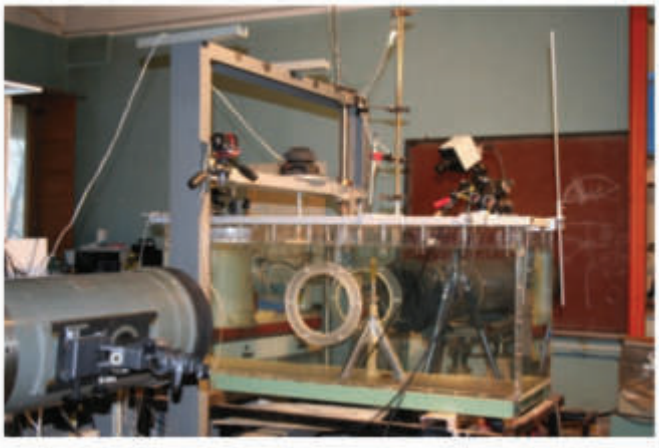


Рис. 1. Стенд для моделирования стратифицированных течений с теневым прибором ИАБ – 451

Попутно следует отметить большие различия в стиле и темпе научной работы в современных условиях и в 70-е годы прошлого века, когда постановки задач длительно обсуждались, проводилось большое число экспериментов, результаты которых тщательно анализировались и в «узком составе», и на различных конференциях, а уже потом публиковались с большой задержкой (иногда в десятилетия).

В качестве научного базиса для проектирования установок и разработки регистрирующей аппаратуры были взяты уравнение состояния стратифицированного по солености водного раствора поваренной соли и дифференциальные уравнения переноса вещества, импульса и температуры (*Ландау*, *Лифшиц*, 1986), объединенные в единую систему условием совместности. Идея оказалась конструктивной и позднее привела к новой универсальной классификации компонентов течений жидкостей, основанной на анализе решений традиционной линеаризованной системы (*Ландау*, *Лифшиц*, 1986). Функции набора полных решений описывают и волны, и неотделимые сопутствующие лигаменты, существование которых обусловлено диссипативными свойствами жидкостей.

В новой классификации под волнами понимаются течения, в которых локальные характеристики временной изменчивости физических полей (частота ω, период T) связаны с мгновенными значениями параметров пространственной картины физических полей (волновым вектором $\mathbf{k}$ или длиной волны λ) функциональным (дисперсионным) соотношением $\omega = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{kA}...)$, где $\mathbf{A}$ – амплитуда.

Лигаменты – сопутствующие волнам тонкие волокна или оболочки, толщины которых δ определяются диссипативными коэффициентами (кинематической вязкости ν, диффузии температуры κ_T или вещества κ_S) и характерным временным параметром (периодом и частотой) волны – $\delta_\omega^\nu = \sqrt{\nu/\omega}$, $\delta_\omega^{\kappa_T} = \sqrt{\kappa_T/\omega}$, $\delta_\omega^{\kappa_S} = \sqrt{\kappa_S/\omega}$. В линейных моделях лигаменты описываются сингулярно возмущенными компонентами полных решений (Chashechkin, 2018).

Вследствие нелинейности нестационарные решения систем фундаментальных уравнений (*Ландау*, *Лифшиц*, 1986) включают решения линеаризованных версий и продукты их взаимодействий: новые суб- и ангармонические волны (*Кистович*, *Чашечкин,* 2002), лигаменты и вихри – нестационарные компактными компоненты с высоким уровнем завихренности $\vec{\omega} = \mathrm{rot}\,\mathbf{v}$. В вихрях свободные твердые тела в толще или на поверхности компактного вихря в жидкости переносятся потоком и одновременно вертятся вокруг собственной оси, а «жидкие маркеры» расщепляются на различимые волокна, образующие структурированные картины, включающие плоские спиральные или пространственные винтовые волокна (*Степанова и др.,* 2012).

Но все это появилось много позже, а в конце прошлого века основное внимание уделялось визуализации и расчету малоинтенсивных течений, в первую очередь индуцированных диффузией на непроницаемом препятствии в покоящейся жидкости, а также внутренних волн и тепловых конвективных процессов в непрерывно стратифицированной жидкости.

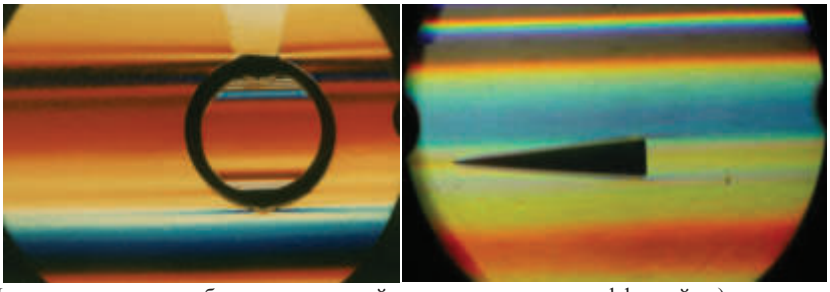


Рис. 2. Цветные теневые изображения течений, индуцированных диффузией: *а*) – на неподвижном пустотелом цилиндре наружным диаметром $D =$ 7.6 см в жидкости с периодом плавучести $T_b = 7$ с, *б*) – на самодвижущемся в сторону своей вершины клине нейтральной плавучести длиной $L =$ 10 см и высотой основания $h = 2$ см, $T_b = 6.1$ с

Типичные теневые картины возмущений, порождаемых прерыванием молекулярного потока стратифицирующего компонента на непроницаемом теле (горизонтальном пустотелом цилиндре и клине с плоскими гранями) показаны на рис. 2. Последовательности разнонаправленных течений у крайних точек контура тела – лигаментов – в теневых картинах проявляются как системы тонких полос цветных полос около полюсов и у вершин погруженных тел. Эволюционирующая система течений не создает глобальных возмущений градиента давления около симметричного тела – цилиндра (*Байдулов*, *Чашечкин*, 1996) или сферы (*Байдулов*, *Матюшин, Чашечкин*, 2006), и формирует заметные горизонтальные градиенты, вызывающие самодвижение свободного несимметричного тела на горизонте нейтральной плавучести (*Allshouse*, *Barad*, *Peacock*, 2010; *Димитриева*, *Чашечкин*, 2018).

При этом картины течения около самодвижущегося и вынужденно ползущего с маленькой скоростью тела радикально отличаются (Рис. 3). На неподвижном теле около каждой вершины наблюдается семейство периодических возмущений (лигаментов), располагающихся симметрично относительно локального полюса (Рис. 3, *а*).

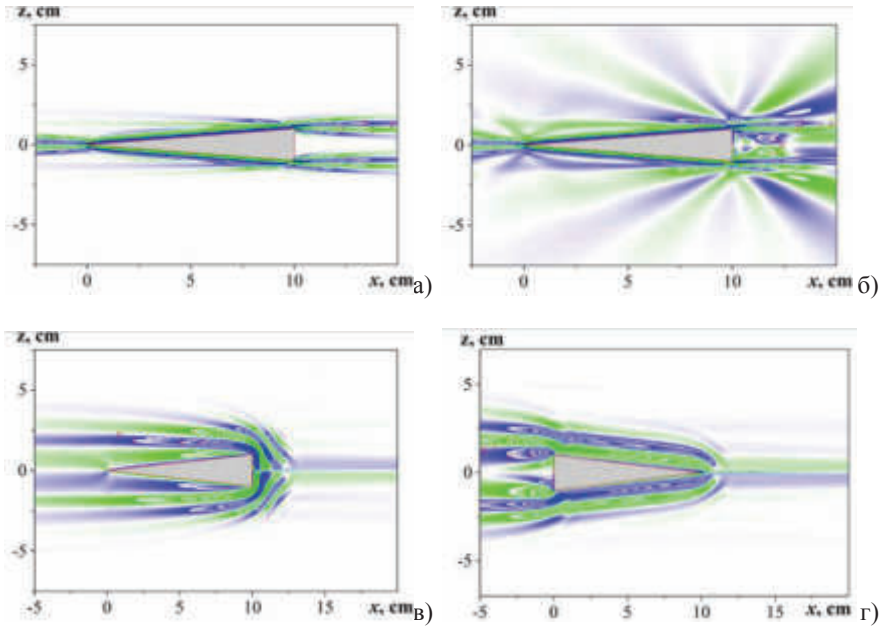


Рис. 3. Расчет картины возмущений поля горизонтальной компоненты вектора градиента солености $\partial s/\partial x$ около клина в стратифицированной жидкости (($L = 10$ cm, $h = 2$ cm, $T_b = 6.28$ s): *а*) – покоящегося, максимальные возмущения порядка градиента порядка $\partial s/\partial x \sim 10^{-5}$ 1/м; *б*) – при $\tau = t / T_b = 2$ после начала движения с равномерной скоростью $U = 0.001$ см/с; *в*, *г*) – установившаяся картина при равномерном движении клина, ориентированного вершиной и основанием в направлении перемещения, со скоростью $U = 0.1$ см/с, возмущения $\partial s/\partial x \sim 10^{-3}$ 1/м (изображение сжато по горизонтали, масштабы по осям не совпадают)

Асимметричная картина лигаментов около вынужденно движущегося клина включает семейства нестационарных внутренних волн (с фазовыми поверхностями, ориентированными в направлении радиус-векторов) и присоединенных волн возле каждой из вершин контура тела, фазовые поверхности которых ориентированы в направлении его движения (Рис. 3, *б*).

Длина присоединенной волны, определяемая по локальной нормали к фазовых поверхностям, определяется скоростью тела U и периодом плавучести $\lambda = UT_b$. Одновременно растет и значение максимальное значение возмущений плотности позади тела и величина ее градиента, образующих оболочку плотностного следа (*Димитриева*, *Чашечкин*, 2018).

Уже при самых малых скоростях позади клина наблюдается выраженная высокоградиентная прослойка, т.е. лигаменты становятся макроскопически выделенным компонентом течения.

При умеренных скоростях тела роль лигаментов становится особенно важной – именно они определяют геометрию течения, в частности, картину следа позади равномерно движущейся сферы – традиционного объекта гидродинамических исследований, начиная с работ Даламбера, Эйлера и Стокса (*Ландау*, *Лифшиц*, 1986). В однородной жидкости при умеренных значениях числа Рейнольдса к донной части тела примыкает кольцевой присоединенный вихрь (Рис. 4, *а*), здесь для его визуализации использована техника электролитической преципитации (*Сысоева*, *Чашечкин*, 1991).

В стратифицированной жидкости форма следа, включающего пару донных вертикальных колонн, радикально изменяется – в сечении плотностной след имеет прямоугольную форму (Рис. 4, *б*). Отношение сторон прямоугольника зависит от значения числа Фруда $\mathrm{Fr} = U / ND$ ($N = 2\pi / T_b$ – частота плавучести, D – диаметр тела). В теневом изображении картины течения (Рис. 4, *в*) четко выражена система присоединенных внутренних волн (гребням и впадинам волн соответствуют границы темных и светлых полос цилиндрической формы), спутный след с погруженными вихрями, теневым изображениям которых соответствует система клиновидных возмущений за телом и разделяющие высокоградиентные оболочки – лигаменты.

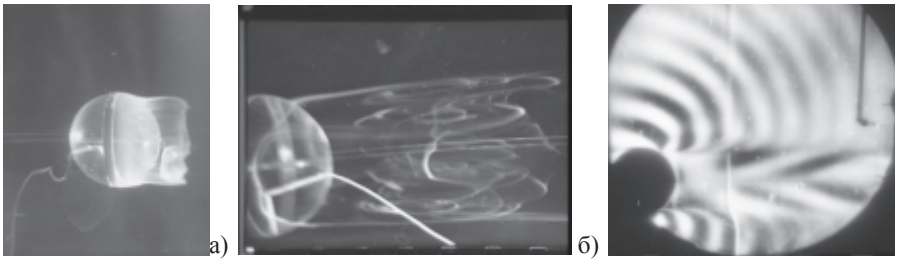

а) б) в)

Рис. 4. Электролитическая (*а*, *б*) и теневая (*в*) визуализация картины течения около шара диаметром $D =$ 5 см, движущегося со скоростью $U = 0.7$ см/с: *а*) – в однородной, *б*, *в*) – непрерывно стратифицированной жидкости с периодом плавучести $T_b = 4.5$ с

При малых значениях $\mathrm{Fr} << 1$ сечение плотностного следа вытянуто по вертикали, при умеренных $\mathrm{Fr} \sim 0.05$ становится близким к квадратному, с дальнейшим увеличением скорости тела при $\mathrm{Fr} \sim 0.2$ область отрыва стягивается в тонкую горизонтальную полоску, а при дальнейшем увеличении угловые точки сглаживаются и в следе формируется кольцевой донный вихрь. Вначале он сжат по вертикали, а с ростом скорости, когда число Фруда становится совсем большим, $\mathrm{Fr} >> 1$, вихрь принимает круговую форму, как и в однородной жидкости (*Сысоева*, *Чашечкин*, 1991). Соответственно меняется и эффективность излучения внутренних волн, расчеты которых были выполнены в (*Dupont*, *Voisin*, 1996) с учетом геометрии реальной картины течения (*Сысоева*, *Чашечкин*, 1991).

Следует отметить, что малое собственное изменение плотности на масштабах тела, не превышающее 0.1%, приводящее к «катастрофе симметрии» следа – изменению его формы от осесимметричной в однородной жидкости до дискретной в слабо стратифицированной, создавало ощущение парадоксальности результата, который вызвал большой интерес

А.М. Обухова, наблюдавшего картину течения в лаборатории "своими глазами", неоднократно обсуждавшего явление в узком кругу, на собственном семинаре, на различных (в ту пору довольно многочисленных) конференциях по стратифицированным течениями, гидродинамической устойчивости, в частности, знаменитой школе «Нелинейный задачи теории гидродинамической устойчивости» мехмата и Института механики МГУ («Незатегиус).

Еще одним предметом постоянного интереса А.М. Обухова были картины тепловых конвективных течений в непрерывно стратифицированной жидкости, так называемой термоконцентрационной или многокомпонентной или двойной диффузионной конвекции около различных источников тепла – вертикальной стенки (*Некрасов*, *Попов, Чашечкин*, 1976), вертикального и горизонтального цилиндра (*Попов*, *Чашечкин*, 1979; *Чашечкин*, *Попов*, 1979), компактного («точечного») источника (*Чашечкин*, *Тупицын*, 1979).

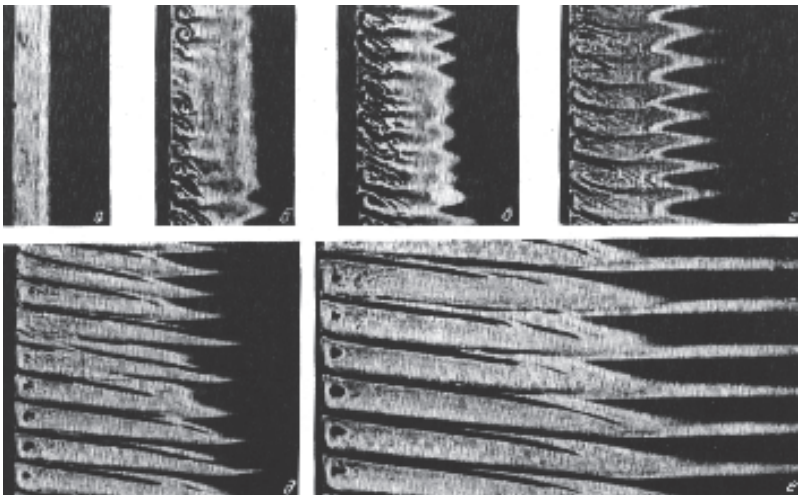


Рис. 5. Теневое изображение картины многокомпонентной конвекции при однородном боковом нагреве непрерывно стратифицированной жидкости $\Lambda = 13$ м, $T_b = 7.2$ с, $\Delta T = 1.3$°К: *а–е*) $t =$ 2, 8, 11, 13, 18, 30 мин

Здесь во всех случаях формируются сравнительно толстые и однородные слои, высота которых определяется условием подъема «нагретой жидкой частицы» на горизонт нейтральной плавучести $h = \alpha \Delta T \Lambda$ (здесь α – коэффициент температурного расширения жидкости, ΔT – температура перегрева, $\Lambda = \left| d \ln \rho / dz \right|^{-1}$ – масштаб плавучести), а толщина разделяющих прослоек соответствует масштабам лигаментов в полях различных физических величин – скорости $\delta_N^{\nu} = \sqrt{\nu / N}$, температуры $\delta_N^{\kappa_T} = \sqrt{\kappa_T / N}$ и солености $\delta_N^{\kappa_S} = \sqrt{\kappa_S / N}$ ($N = \sqrt{g / \Lambda}$ – частота плавучести, g – ускорение свободного падения).

Аналогичные ячейки, разделенные тонкими прослойкаточечнми формируются и в конвективном течении над точечным источником тепла (*Чашечкин*, *Тупицын*, 1979), когда в задаче отсутствует задаваемый геометрически внешний масштаб с размерностью длины, и все структурные характеристики определяются динамикой процесса. В этом случае в картине ярко выражены два базовых компонента малоинтенсивных течений: лигаменты – оболочки ячеек и тонкие волокна («солевые пальцы») внутри и диссипативно – гравитационные волны снаружи прогретой области, которым соответствуют темные и светлые полосы, примыкающие к границам ячеек. Светлый фон правой части изображения конвективных

ячеек и темный левой части свидетельствует об отличии плотности прогретой части жидкости и окружающей среды. В кинематическом описании базовые компоненты течения – и система ячеек, и уходящие внутренние волны – характеризуются ненулевой завихренностью, возникающей вследствие различия геометрий полей плотности и давления, а также неколлинеарности их градиентов.

Одновременно с совершенствованием эксперимента развивалась и теория стратифицированных течений и волн. Вначале разрабатывались аналитические методы, основанные на применении теории возмущений и нелинейной механики, а позднее, с развитием вычислительной техники – и численные в той же постановке. Сопоставимость методик расчетов и наблюдений обеспечивалась выполнением критериев, основанных на масштабном анализе единой системы фундаментальных уравнений.

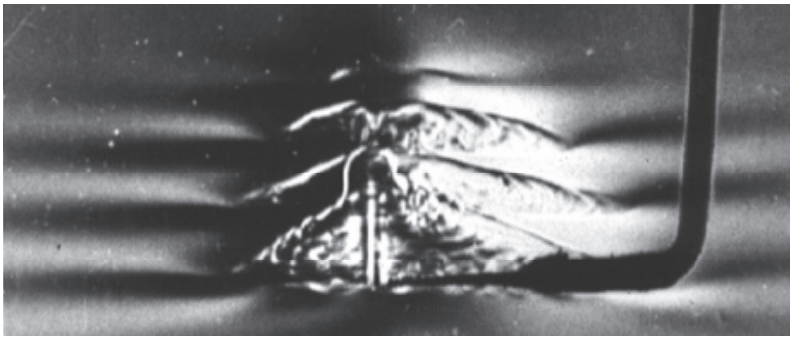


Рис. 6. Теневое изображение картины конвективного течения на «точечным» источником темпа – торцем «одноэлектродной» ячейки датчика удельной электропроводности с коаксиальными цилиндрическими электродами

А.М. Обухов считал полезным максимально широкое ознакомление научной общественности с новыми подходами, активно участвовал в их обсуждении на различных конференциях и семинарах, а также способствовал их включению в программы заседаний высокого уровня. По его настоянию в Программу международной конференции, посвященной столетию со дня рождения А.А. Фридмана (Ленинград, 23 – 26 июня 1988 г.), в работе которой, помимо академика А.М. Обухова приняли участие С. Хоукинг, академик А.Д.Сахаров, академик А.А.Дородницын, академик М.А.Марков, был включен и доклад «Механика неоднородных жидкостей».

В Программу последнего научного собрания, прошедшего под руководством А.М.Обухова – конференции Европейского физического общества «О турбулентности» (Москва, ИПМех РАН, 16 – 21 октября 1989 г.) вошел доклад «Тонкая структура, симметрия и устойчивость трехмерных следов в стратифицированных средах», обсуждение которого способствовало установению долговременных дружеских отношений с такими учеными, как P. Huerre, E. Hopfinger, C. Basdevant, A.K.F.M.Hussein.

Собственные научные достижения, составляющие основу «золотого фонда» механики жидкостей, физики атмосферы, акустики, метеорологии; способность оценить конструктивность новых идей на самом раннем этапе их формирования, в период полной невнимательности научного сообщества; целенаправленная поддержка постановки продуманных экспериментальных работ, способствуют сохранию влияния А. М. Обухова на формирование новых представлений в механике природных систем, которая в настоящее время находится в фазе серьезной структурной перестройки в связи с активным развитием вычислительной техники и информационных технологий в целом, и дополняющих традиционные аналитические и экспериментальные методы исследования окружающей среды, и качественно меняющих их содержание.

Литература

1. *Байдулов В.Г.*, *Матюшин П.В.*, *Чашечкин Ю.Д.* 2006. Эволюция течения, индуцированного диффузией на сфере, погруженной в непрерывно стратифицированную жидкость // Механика жидкости и газа. № 2. С. 119-132.
2. *Байдулов В.Г.*, *Чашечкин Ю.Д.* 1993. Влияние диффузионных эффектов на пограничные течения в непрерывно стратифицированной жидкости // Известия РАН, Физика атмосферы и океана. Т. 29. № 5. С. 666-672.
3. *Байдулов В.Г.*, *Чашечкин Ю.Д.* 1996. Пограничные течения, индуцированные диффузией около неподвижного горизонтального цилиндра в непрерывно стратифицированной жидкости // Известия АН. Физика атмосферы и океана. Т. 32. № 6. С. 818-823.
4. *Васильев Л. А.* 1968. Теневые методы. М., Наука". – 400 с.
5. *Гледзер Е.Б.*, *Должанский Ф.В.*, *Обухов А.М.* 1981. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука. ГРФМЛ. – 368 с.
6. *Димитриева Н.Ф.*, *Чашечкин Ю.Д.* 2018. Тонкая структура стратифицированного течения около неподвижного и медленно движущегося клина // Океанология. Т. 58, № 3. С. 358–368. DOI: 10.7868/S0030157418030024.
7. *Кистович А.В.*, *Чашечкин Ю.Д.* 1992. Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // Доклады АН. Т. 325. № 4. С. 833-837.
8. *Кистович А.В.*, *Чашечкин Ю.Д.* 1993. Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде // Прикладная математика и механика. Т. 57. Вып. 4. С. 50-56.
9. *Кистович Ю.В.*, *Чашечкин Ю.Д.* 2002. Новый механизм нелинейной генерации внутренних волн // Доклады АН. Т. 382. № 6. С. 772-776. doi:10.1134/1.1462093.
10. *Ландау Л.Д.*, *Лифшиц Е.М.* 1986.Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука. – 736 с.
11. *Максутов Д.Д.* 1934. Теневые методы исследования оптических систем. М.: ГТТИ.– 167 с.
12. *Некрасов В.Н.*, *Попов В.А.*, *Чашечкин Ю.Д.* 1976. Формирование периодической структуры конвективного течения при боковом нагреве стратифицированной жидкости // Известия АН СССР. Физика атм. и океана. Т. 12. № 11. С. 1191-1200.
13. *Обухов А.М.* 1983. Течение Колмогорова и его лабораторные модели // Успехи математически наук. Т. 38. Вып. 4 (232). С. 101 – 111.
14. *Попов В.А.*, *Чашечкин Ю.Д.* 1979. О структуре термоконцентрационной конвекции в стратифицированной жидкости // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. Том 15. № 9. С. 964-973.
15. *Прандтль Л.* 1949. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во иностр. лит. – 520 с.
16. *Степанова Е.В.*, *Чаплина Т.О.*, *Трофимова М.В.*, *Чашечкин Ю.Д.* 2012. Структурная устойчивость процесса переноса вещества из компактного пятна в составном вихре // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. Т. 48. № 5. С. 578-590.
17. *Сысоева Е.Я.*, *Чашечкин Ю.Д.* 1991. Вихревые системы спутного стратифицированного течения за сферой // Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа. № 4. С. 82-90.
18. *Чашечкин Ю.Д.*, *Попов В.А.* 1979. Структура свободного конвективного течения над нагретым цилиндром в стратифицированной жидкости // Доклады АН СССР. 248. № 5. С. 822-825.
19. *Чашечкин Ю.Д.*, *Тупицын В.С.* 1979. Структура свободного конвективного течения над точечным источником тепла в стратифицированной жидкости // Доклады АН СССР. 248. № 5. С. 1101-1104.
20. *Allshouse M.R.*, *Barad M.F.*, *Peacock T.* 2010. Propulsion generated by diffusion-driven flow // Nature. Physics. V. 6. P. 516–519.
21. *Chashechkin Yu.D.* 1999. Visualization of a stratified flow around a cylinder // J. Visualization. V.1 No. 4. P. 345-354. DOI: 10.1007/BF03181424.
22. Chashechkin Yu.D. 2018. Waves, vortices and ligaments in fluid flows of different scales // Physics & Astronomy International Journal. V. 2(2). P. 105–108. DOI: 10.15406/paij.2018.02.00070
23. *Dupont P.*, *Voisin B*. 1996. Internal waves generated by a translating and oscillating sphere. Dynamics Atmos. Oceans. 23(1-4). P. 289–298. doi:10.1016/0377-0265(95)00436-x.
24. *Phillips O.M.* 1970. On flows induced by diffusion in a stably stratified fluid // Deep-Sea Res. V. 17. P. 435-443.

Часть 2. Турбулентность

Лидарные исследования ветровой турбулентности в устойчивом пограничном слое атмосферы

В.А. Банах, И.Н. Смалихо, А.В. Фалиц

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

Введение

Изучение турбулентных процессов в устойчиво стратифицированных течениях продолжает оставаться актуальной задачей геофизики. Устойчивая атмосферная стратификация обычно возникает, когда подстилающая поверхность охлаждена по сравнению с вышележащими слоями воздуха. В летнее время это случается ночью над сушей или даже днем над большими ареалами холодной воды. Для устойчивой стратификации в атмосфере характерным является образование низкоуровневых струйных течений (НСТ) на высотах пограничного слоя. Экспериментальные исследования турбулентности в пограничном слое атмосферы ведутся как с использованием ветровых датчиков на метеорологических мачтах, например, *(Бызова и др. 1989)*, так и дистанционными методами с использованием содаров и лидаров.

Экспериментальным исследованиям НСТ с использованием содаров посвящены, в частности, работы *(Kallistratova et al. 2009, Kallistratova et al. 2013, Kallistratova et al. 2012. Prabha et al 2008)*, где представлены данные о частоте повторения НСТ, распределении высот оси и максимальных скоростей струйных течений. Выявлены особенности высотного хода стандартного отклонения горизонтальной компоненты вектора скорости ветра при различной интенсивности струи.

Результаты лидарных исследований НСТ опубликованы в *(Banta et al. 2002, Banta et al. 2006, Banta et al. 2003, Newsom et al. 2003, Pichugina et al. 2008)*. В этих работах из данных, измеряемых 2-микронным импульсным когерентным доплеровским лидаром (ИКДЛ) *(Grund et al. 2001)*, восстановлены высотные профили среднего ветра и дисперсии продольной компоненты вектора скорости ветра σ_V^2. Для получения высотных профилей дисперсии скорости ветра использовалось сканирование зондирующим пучком в вертикальной плоскости вдоль направления ветра. Результаты лидарных *(Banta et al. 2002, Banta et al. 2006, Banta et al. 2003, Newsom et al. 2003, Pichugina et al. 2008)* и содарных *(Kallistratova et al. 2009, Kallistratova et al. 2013, Kallistratova et al. 2012. Prabha et al 2008)* исследований НСТ и флуктуаций скорости ветра в устойчивом пограничном слое атмосферы (ПСА) во многом согласуются и дополняют друг друга. Однако до настоящего времени не проводилось экспериментальных исследований в области НСТ таких параметров, как скорость диссипации турбулентной энергии ε и интегральный (внешний) масштаб турбулентности L_V.

В *(Банах и др. 2009, Smalikho et al.2005)* показано, что из исходных данных, получаемых с использованием ИКДЛ при вертикальном сканировании зондирующим пучком, можно оценивать не только дисперсию флуктуаций скорости ветра, как в *(Banta et al. 2002, Banta et al. 2006, Banta et al. 2003, Newsom et al. 2003, Pichugina et al. 2008)*, но и восстанавливать вертикальные профили ε и L_V. Однако, такой способ дает большую погрешность в случаях, когда возникают узкие струйные течения или сильные горизонтальные сдвиги ветра *(Банах и др. 2013)*.

В *(Smalikho, Banakh 2017)* предложен метод оценивания кинетической энергии турбулентности E, скорости диссипации ε и интегрального масштаба L_V из измерений

ИКДЛ при коническом сканировании зондирующим пучком вокруг вертикальной оси. Метод апробирован в экспериментах с доплеровским ветровым лидаром Stream Line (Halo Photonics) и получены результаты для слоя интенсивного турбулентного перемешивания при нейтральной и неустойчивой термической стратификации в атмосфере, согласующиеся с теорией и известными экспериментальными данными. В настоящей работе с использованием этого метода исследуется ветровая турбулентность в устойчивом пограничном слое атмосферы при наличии НСТ.

Метод определения параметров турбулентности

Суть предложенного в *(Smalikho, Banakh 2017)* метода заключается в следующем. Во время измерения импульсным когерентным доплеровским лидаром применяется коническое сканирование зондирующим пучком, т.е. при фиксированном угле места (угле между оптической осью и горизонтальной плоскостью на уровне лидара) φ зондирующий пучок вращается вокруг вертикальной оси с постоянной угловой скоростью ω_s (Рис.1 в *(Banakh, Smalikho 2016)*). Из исходных данных лидара после предварительной обработки получаем массив оценок радиальной скорости (проекции вектора скорости ветра на ось зондирующего пучка) $V_L(R_k,\theta_m;n)$ для различных расстояний от лидара $R_k = R_0 + k\Delta R$ и азимутальных углов $\theta_m = m\Delta\theta$, где $k = 0, 1, 2, ..., K-1$; ΔR – шаг по дальности; $m = 0, 1, 2, ..., M-1$; $\Delta\theta = \omega_s \Delta t$ – разрешение по азимутальному углу; $\Delta t = N_a / f_P$ – продолжительность измерения исходных данных, используемых для получения одной оценки радиальной скорости (при фиксированных R_k, θ_m и n); N_a – число зондирующих импульсов, используемых для аккумуляции данных; f_p – частота следования импульсов; $M = 2\pi / \Delta\theta$ ($\Delta\theta$ в радианах) – число лучей за одно полное сканирование при изменении азимутального угла от 0° до 360° и $n = 1, 2, 3, 4, ...$ – номер скана. Продолжительность одного сканирования $T_{\text{scan}} = M\Delta t$.

Наряду с массивом оценок радиальной скорости $V_L(R_k,\theta_m;n)$ из тех же измеряемых лидаром данных рассчитывается массив оценок отношения сигнал-шум $\text{SNR}(R_k,\theta_m;n)$, определяемого как отношение средней мощности лидарного эхосигнала к средней мощности шума в полосе частот пропускания приёмника 50 МГц. Информация об отношении сигнал-шум может быть использована для определения максимальной дальности зондирования (расстояния R_{K-1}). Расстояниям R_k соответствуют высоты $h_k = R_k \sin\varphi$.

В предположении, что ветер является стационарным процессом (в пределах одного часа) и статистически однородным по горизонтали, из массива $V_L(R_k,\theta_m;n)$ оценивается вектор средней скорости ветра $<\mathbf{V}(h_k)> = \{<V_z>, <V_x>, <V_y>\}$, где V_z – вертикальная, V_x, V_y – горизонтальные компоненты скорости, угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций. Для нахождения $<\mathbf{V}(h_k)>$ используется синусоидальная подгонка *(Банах и др. 2013)*. Затем рассчитываются флуктуации лидарных оценок радиальных скоростей:

$$V_L'(R_k,\theta_m;n) = V_L(R_k,\theta_m;n) - \mathbf{S}(\theta_m) <\mathbf{V}(h_k)>, \quad (1)$$

где $\mathbf{S}(\theta_m) = \{\sin\varphi, \cos\varphi\cos\theta_m, \cos\varphi\sin\theta_m\}$ – единичный вектор вдоль оптической оси зондирующего пучка. Массив рассчитанных по формуле (1) случайных составляющих лидарной оценки радиальной скорости для каждой высоты h_k используется затем для оценивания усредненных по всем азимутальным углам θ_m и по числу сканирований дисперсии $\overline{\sigma}_L^2$ и азимутальной структурной функция $\overline{D}_L(\psi_l)$ радиальной скорости по формулам:

$$\overline{\sigma}_L^2 = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{M}\sum_{m=0}^{M-1}[V_L'(R_k,\theta_m;n)]^2, \quad (2)$$

$$\bar{D}_L(\psi_l)=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{M-l}\sum_{m=0}^{M-l-1}[V_L'(R_k,\theta_m+\psi_l;n)-V_L'(R_k,\theta_m;n)]^2\ , (3)$$

где N – число сканирований, используемых для усреднения, $\psi_l=l\Delta\theta$ и $l=1,2,3,4,....$ В (1) в качестве оценки вектора $<\mathbf{V}(h_k)>$ может использоваться среднее по числу сканирований значение $<\mathbf{V}(h_k)>=\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\mathbf{V}(h_k;n)$, где $\mathbf{V}(h_k;n)$ – оценка вектора скорости, полученная методом синусоидальной подгонки из лидарных оценок радиальной скорости на n-м сканировании.

В пределах инерционного интервала турбулентности $\psi_l=l\Delta\theta<L_V$ ($\Delta\theta$ в радианах) *(Колмогоров, 1941)* скорость диссипации энергии турбулентности ε определяется из азимутальной структурной функции $\bar{D}_L(\psi_l)$ по формуле *(Grund et al. 2001)*

$$\varepsilon=\left[\frac{\bar{D}_L(\psi_l)-\bar{D}_L(\psi_1)}{A(l\Delta y_k)-A(\Delta y_k)}\right]^{3/2}, (4)$$

где функция $A(l\Delta y_k)=2\int_0^\infty d\kappa_1\int_0^\infty d\kappa_2\Phi(\kappa_1,\kappa_2)H_{\parallel}(\kappa_1)H_{\perp}(\kappa_2)[1-\cos(2\pi l\Delta y_k\kappa_2)]$ *(Smalikho et al. 2017)* рассчитывается теоретически для модели Колмогорова двумерного спектра турбулентности $\Phi(\kappa_1,\kappa_2)=0,0652(\kappa_1^2+\kappa_2^2)^{-4/3}[1+(8/3)\kappa_2^2/(\kappa_1^2+\kappa_2^2)]$, $H_{\parallel}(\kappa_1)=[\exp\{-(\pi\Delta p\kappa_1)^2\}\sin c(\pi\Delta R\kappa_1)]^2$, $H_{\perp}(\kappa_2)=[\sin c(\pi\Delta y_k\kappa_2)]^2$, $\Delta p=c\sigma_p/2$, c – скорость света; $2\sigma_p$ – длительность зондирующего импульса, определяемая по спаданию мощности излучения до уровня e^{-1} справа и слева от точки максимума, $\sin c(x)=\sin x/x$, $A(\Delta y_k)=A(l\Delta y_k)$ при $l=1$, $\Delta y_k=\Delta\theta R_k\cos\varphi$ - поперечный размер зондируемого объема, $l\Delta y_k<L_V$. Для удовлетворения требования $l\Delta y_k<L_V$ при планировании лидарного эксперимента можно воспользоваться известными данными о типичных значениях интегрального масштаба L_V в различных атмосферных условиях и их вариациях с высотой *(Бызова и др. 1989, Монин, Яглом 1967, Lumley, Panofsky 1964)*.

Усредненная по всем азимутальным углам θ_m дисперсия радиальной скорости $\bar{\sigma}_r^2$ определяется как *(Smalikho et al. 2017)*

$$\bar{\sigma}_r^2=\bar{\sigma}_L^2-\bar{D}_L(\psi_1)/2+\varepsilon^{2/3}[F(\Delta y_k)+A(\Delta y_k)/2], (5)$$

где $F(\Delta y_k)=\int_0^\infty d\kappa_1\int_0^\infty d\kappa_2\Phi(\kappa_1,\kappa_2)[1-H_{\parallel}(\kappa_1)H_{\perp}(\kappa_2)]$. В отличие от ранее использовавшихся подходов *(Banta et al. 2002, Banta et al. 2006, Banta et al. 2003, Newsom et al. 2003, Pichugina et al. 2008)*, в (5) учитывается усреднение радиальной скорости по зондируемому объему. Если угол места $\varphi=\mathrm{arctg}(1/\sqrt{2})\approx35,3°$, то из лидарной оценки дисперсии радиальной скорости по формуле (5) можно определить кинетическую энергию турбулентности E по формуле *(Eberhard et al. 1989, Smalikho et al. 2017)*

$$E=(3/2)\bar{\sigma}_r^2. (6)$$

В предположении, что пространственная структура ветровой турбулентности описывается моделью Кармана *(Винниченко и др. 1976)*, для оценки интегрального масштаба из лидарных данных L_V можно использовать формулы *(Смалихо, Банах 2013)*

$$L_V=0,6973\,\bar{\sigma}_r^3/\varepsilon\ (7)$$

или, при $\varphi=35,3°$, *(Smalikho et al. 2017)*

$$L_V=0,3796E^{3/2}/\varepsilon\ . (8)$$

В пределах инерционного интервала турбулентность является локально изотропной, ее структура подчиняется закону "2/3" ("-5/3") Колмогорова-Обухова и структурная функция радиальной скорости зависит только от скорости диссипации ε *(Колмогоров, 1941)*. Дисперсия флуктуаций скорости ветра определяется всеми масштабами турбулентных неоднородностей. На величину этого параметра влияет анизотропия турбулентности, т.е. дисперсия радиальной скорости $\sigma_r^2 = < V_r^2 > - < V_r >^2$, также как и интегральный масштаб L_V, зависит от угла места φ и азимутального угла θ_m. Получаемая по формулам (7), (8) оценка L_V представляет собой интегральный масштаб турбулентности, усредненный по всем азимутальным углам θ_m. Однако зависимость оценки L_V по формуле (7) от угла φ из-за анизотропии турбулентности остаётся.

Если регулярные отклонения скорости ветра, обусловленные его нестационарностью и статистической неоднородностью по горизонтали, сравнимы или превышают уровень турбулентных флуктуаций ветра, то формула (1) не применима, и для определения флуктуационной составляющей лидарных оценок радиальной скорости требуется осуществлять высокочастотную пространственно-временную фильтрацию лидарных данных. При достаточно большом числе N (например, N не менее 30) вначале находятся отклонения оценок радиальной скорости от результата синусоидальной подгонки:

$$V_L''(R_k, \theta_m; n) = V_L(R_k, \theta_m; n) - \mathbf{S}(\theta_m)\mathbf{V}(h_k; n) \quad (9)$$

для каждого отдельного n-го скана. Затем рассчитываются флуктуационные составляющие лидарных оценок радиальной скорости по формуле

$$V_L'(R_k, \theta_m; n) = V_L''(R_k, \theta_m; n) - \tilde{V}_L(R_k, \theta_m), \quad (10)$$

где

$$\tilde{V}_L(R_k, \theta_m) = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} V_L''(R_k, \theta_m; n) \quad (11)$$

– усредненные отклонения оценок радиальной скорости от результатов синусоидальной подгонки, которые могут существенно отличаться от нуля в случае статистической неоднородности ветра по горизонтали. Данный подход применим, если длина окружности сканирования $L_k = 2\pi R_k \cos\varphi$, описывающей траекторию центра зондируемого объема на расстоянии R_k от лидара, как минимум, в 10 раз превышает интегральный масштаб турбулентности L_V.

Точность лидарных оценок скорости диссипации ε, дисперсии $\overline{\sigma}_r^2$ (кинетической энергии E) и интегрального масштаба L_V зависит от инструментальной погрешности оценки радиальной скорости σ_e *(Банах, Смалихо 2013, Banakh et al. 2017, Smalikho, Banakh 2017)*, являющейся функцией отношения сигнал-шум SNR, и интенсивности ветровой турбулентности. Погрешность оценивания турбулентных параметров из лидарных данных рассчитывалась на основе данных замкнутого численного моделирования работы лидара в турбулентной атмосфере по алгоритму *(Смалихо, Банах 2013)*. В качестве входных параметров в этом моделировании использовались полученные в эксперименте значения σ_e, ε и L_V. По результатам моделирования были отобраны данные измерений лидаром Stream Line в ночное время на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН в г. Томске при таких высоких значениях SNR, которые заведомо обеспечивали возможность оценивания параметров турбулентности в устойчивом пограничном слое в области НСТ с приемлемой погрешностью.

Эксперимент

Лидарный эксперимент на Базовом экспериментальном комплексе (БЭК) (широта 56,475448N, долгота 85,048115E) ИОА СО РАН в г Томске проводился в июле 2016 года. Непрерывные измерения лидаром Stream Line с использованием конического сканирования зондирующим пучком вокруг вертикальной оси при угле места $\varphi = 35{,}3°$ выполнялись с 19:00 20-го июля до 14:00 24-го июля. Продолжительность одного конического сканирования $T_{\text{scan}} = 1$ мин, время аккумуляции исходных данных лидара $\Delta t = 0{,}5$ с, число лучей за одно полное сканирование $M = 120$ и разрешение по азимутальному углу $\Delta\theta = 3°$. Для получения оценок параметров ветровой турбулентности использовались данные, измеренные лидаром за $N = 30$ сканирований, продолжительность измерения 30 мин. Шаг по дальности зондирования ΔR был задан равным 18 м, шаг по высоте $\Delta h = \Delta R \sin\varphi \approx 10$ м *(Smalikho et al. 2017)*.

На рисунке 1 приведены полученные в течение трех полных суток 21-23 июля высотные распределения турбулентной энергии, скорости её диссипации и интегрального масштаба турбулентности. Хорошо виден контраст интенсивности турбулентности в ночное и дневное время. Ночью из-за устойчивости термической стратификации турбулентность очень слабая, а днем происходит интенсивное турбулентное перемешивание. Данные для кинетической энергии и скорости её диссипации, рассчитанные по формулам (4)-(6) не противоречат теории пограничного слоя атмосферы *(Зилитинкевич 1970; Монин, Яглом 1967; Lumley, Panofsky 1964)* и хорошо согласуются с результатами измерений акустическим анемометром *(Grund 2001)*. Полученные с использованием формулы (8) значения интегрального масштаба турбулентности для дневного времени, когда температурная стратификация нейтральная или неустойчивая, также вполне соответствуют известным экспериментальным данным *(Бызова и др. 1989)*. Однако в областях, окрашенных белым цветом на рис. 1(г) (области устойчивой температурной стратификации), L_V принимает очень большие значения, явно противоречащие теории. В связи с этим и корректность количественных оценок E и ε в ночное время также вызывает сомнение. Отметим, что во время этого эксперимента отношение сигнал-шум SNR было большим, и погрешность оценивания турбулентных параметров из лидарных данных была мала даже для очень слабой турбулентности.

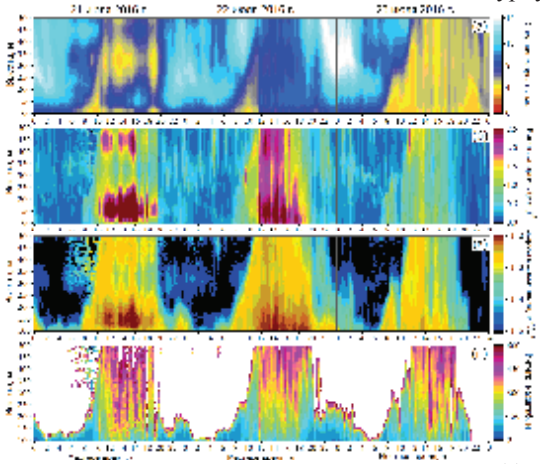


Рис. 1. Пространственно-временные распределения средней скорости (а), кинетической энергии турбулентности (б), скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (в) и внешнего масштаба турбулентности (г), полученных из данных непрерывных измерений лидаром Stream Line на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО АН с 21 по 23 июля 2016 г. На рисунках (в) и (г) черным цветом показаны области, где оценки $\varepsilon < 5\cdot10^{-5}\,\text{м}^2/\text{с}^3$ и белым цветом – области, где оценки $L_V > 600$ м.

Рассмотрим более детально результаты лидарных измерений в ночное время. В период с 20 по 24 июля 2016 г. НСТ образовывались трижды: 1) с 22:00 20-го июля до 05:00 21-го июля, 2) с 21:00 21-го июля до 06:00 22-го июля и 3) с 22:00 22-го июля до 04:00 23 июля (здесь и далее время указано местное). В ночь с 23-го на 24-е июня струйное течение не наблюдалось. Рисунок 2 иллюстрирует изменения скорости и направления ветра с высотой. На каждом графике этого рисунка высотные профили восстановлены из измерений лидаром за одно сканирование (1 мин) через каждый час. Учитывая, что эти измерения проведены при сильно устойчивой температурной стратификации, можно предположить, что изменения профилей ветра в течение часа в значительно большей мере вызваны нестационарностью (мезомасшабным процессом), чем мелкомасштабной турбулентностью. Поэтому применение временной высокочастотной фильтрации данных по формуле (9) является вполне оправданным.

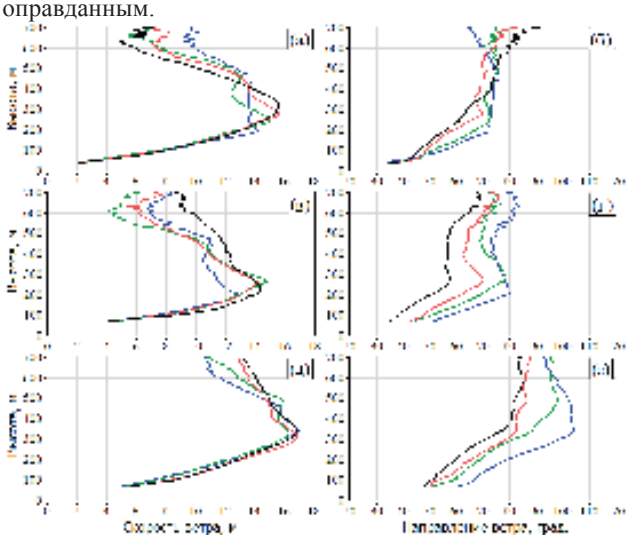


Рис. 2. Высотные профили скорости (а, в, д) и угла направления ветра (б, г, е), восстановленные из измерений лидаром Stream Line 20-21 (а, б), 21-22 (в, г) и 22-23 (д, е) июля 2016-го года через каждый час в 23:00 (черные кривые), 00:00 (красные кривые), 01:00 (зеленые кривые) и 02:00 (синие кривые). Каждый профиль получен из измерений за одну минуту.

Для выявления причин некорректности оценок параметров турбулентности из лидарных измерений в ночное время при образовании струйных течений мы провели анализ неоднородностей ветра. Были рассчитаны отклонения радиальной скорости от результата синусоидальной подгонки в зависимости от расстояния между лидаром и точкой наблюдения и от азимутального угла, т.е. распределения $V_L''(R_k, \theta_m; n)$ по формуле (9). На рисунке 3 приведен пример распределений $V_L''(h_k / \sin\varphi, \theta_m; n)$, полученных из измерений лидаром при четырех последовательных конических сканированиях ($n = 1,2,3,4$), начиная с 23:00 местного времени, в присутствии струйного течения с максимумом скорости на высоте около 350 м (см. рис.2(д)).

Видно, что для прилегающего к Земле слоя до высоты 250 м распределения $V_L''(h_k / \sin\varphi, \theta_m; n)$ имеют случайный характер и случайным образом изменяются от сканирования к сканированию. Нет сомнения, что это турбулентные флуктуации ветра. Однако, выше этого слоя случайные вариации ветра переходят в регулярную периодическую структуру, которая остается практически неизменной в течение всего времени существования струйного течения и исчезает вместе с ним.

Для получения оценок турбулентных параметров мы используем данные, измеренные лидаром за 30 мин. Поэтому рассмотрим распределение осредненных оценок флуктуаций радиальной скорости $\tilde{V}_r(h_k / \sin\varphi, \theta_m)$, рассчитанных по формуле (11), положив $N = 30$. В этом эксперименте продолжительность одного конического сканирования составляла 1 мин. На рисунке 4 приведены два примера таких распределений. Рисунок 5 показывает

зависимости $\tilde{V}_r(h_k,\theta_m)$ от азимутального угла на различных высотах, полученные из измерений лидаром 23-го июля 2016 года (данные взяты из рисунка 4 б).

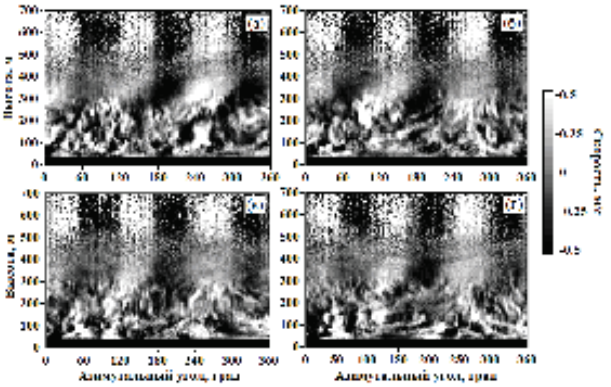


Рис. 3. Распределения оценок флуктуаций радиальной скорости $V_L''(h_k/\sin\varphi,\theta_m;n)$, полученные из измеренной лидаром Stream Line в 23:00 (а), 23:01 (б), 23:02 (в) и 23:03 (г) 22-го июля 2016 года с использованием формулы (9).

Из данных, приведенных на рисунке 4 и рисунке 5, следует, что в результате усреднения по формуле (11) случайные вариации $V_L''(h_k,\theta_m;n)$ сглаживаются, но амплитуды регулярных отклонений лидарных оценок радиальной скорости от синусоидальной подгонки остаются большими. Регулярная неоднородность ветра приводит к завышению оценок турбулентной энергии и внешнего масштаба турбулентности, если пользоваться формулой (1) для получения массива флуктуационных составляющих лидарных оценок радиальной скорости. Чтобы учесть влияние регулярной неоднородности ветра, оценки параметров ветровой турбулентности осуществлялись из массива скорректированных по формуле (10) лидарных оценок флуктуаций радиальной скорости.

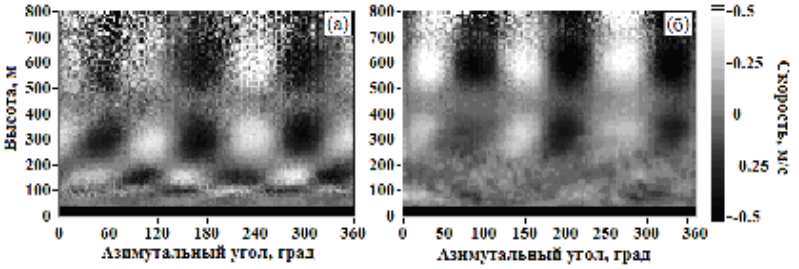


Рис. 4. Распределения осредненных оценок флуктуаций радиальной скорости $\tilde{V}_L(h_k/\sin\varphi,\theta_m)$, полученные из измеренной лидаром Stream Line с 22:00 до 22:30 21.07.2016 (а) и с 00:00 до 00:30 23.07.2016 (б) с использованием формулы (11) при $N = 30$.

По аналогии с *(Smalikho, Banakh 2017)*, мы провели сопоставление азимутальных структурных функций радиальной скорости $\overline{D}_a(\psi_l) = \overline{D}_L(\psi_l) - 2\sigma_e^2$, полученных из эксперимента с использованием формулы (10), и структурных функций, рассчитываемых теоретически для модели Кармана двумерного пространственного спектра флуктуаций скорости ветра:

$$D_\perp(l\Delta y_k) = \varepsilon^{2/3} A(l\Delta y_k; L_V), \tag{12}$$

где в отличие от (4), функция A параметрически зависит от L_V: $A(l\Delta y_k; L_V) = 2\int_0^\infty d\kappa_1 \int_0^\infty d\kappa_2 \Phi(\kappa_1, \kappa_2; L_V) H_{\parallel}(\kappa_1) H_{\perp}(\kappa_2)[1-\cos(2\pi l \Delta y_k \kappa_2)]$ и $\Phi(\kappa_1, \kappa_2; L_V)$ описывается формулой (27) в *(Smalikho, Banakh 2017)*.

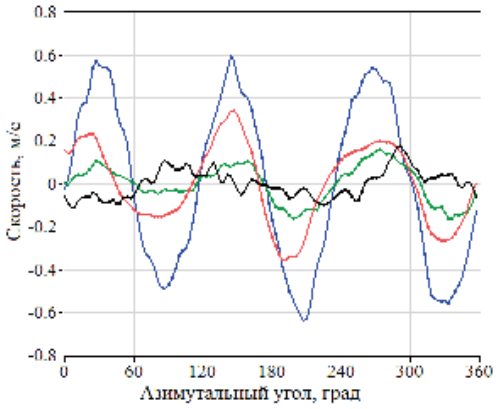


Рис. 5. Зависимости $\tilde{V}_r(h_k / \sin\varphi, \theta_m)$ от азимутального угла θ_m, полученные из измерений лидаром Stream Line с 00:00 до 00:30 23.07.2016 на высотах $h_k = 150$ м (черная кривая), 300 м (красная кривая), 450 м (зеленая кривая) и 600 м (синяя кривая).

Такое сопоставление показывает, что полностью убрать влияние регулярной горизонтальной неоднородности ветра не удается, но величина введенного в *(Smalikho, Banakh 2017)* параметра $\gamma = \left\{ L^{-1} \sum_{l=1}^{L} \left[\bar{D}_a(\psi_l) / D_{\perp}(l\Delta y_k) - 1 \right]^2 \right\}^{1/2}$, характеризующего степень отклонения экспериментальных азимутальных структурных функций от кармановской модели (12), становится намного меньше значений γ, получаемых без использования пространственно-временной высокочастотной фильтрации по формулам (9)-(11). В среднем $\gamma = 0{,}2$, что примерно в два раза больше среднего значения γ для слоя интенсивного турбулентного перемешивания *(Smalikho, Banakh 2017)*.

На рисунке 6 представлены временные зависимости лидарных оценок параметров ветровой турбулентности в области струйного течения на высотах, близких к точке положения максимума скорости ветра. Использование коррекции оценок флуктуаций измеряемой лидаром радиальной скорости по формулам (9)-(11) позволило получить оценки интегрального масштаба турбулентности устойчиво стратифицированного пограничного слоя атмосферы, не противоречащие теории и известным экспериментальным данным *(Бызова и др. 1989, Монин, Яглом 1967, Lumley, Panofsky 1964)*. Видно, что в окрестности максимума скорости струйного течения кинетическая энергия турбулентности не превышает 0,03 $(\text{м/с})^2$, а скорость ее диссипации меньше $3 \cdot 10^{-5}$ $\text{м}^2/\text{с}^3$. Интегральный масштаб турбулентности варьируется в пределах от 40 до 150 м (в среднем около 100 м).

Результаты, представленные на рисунке 6, получены из измерений при SNR от 0,1 до 0,3. Для таких SNR и числе зондирующих импульсов, используемых для аккумуляции исходных лидарных данных $N_a = 7500$, инструментальная погрешность σ_e оценки радиальной скорости по формуле (9) не превышает 0,05 м/с *(Banakh et al. 2017)*. При такой инструментальной погрешности, $M = 120$ и $N = 30$ условие $\left[\bar{D}_L(\psi_l) - \bar{D}_L(\psi_1) \right] >> \bar{D}_L(\psi_1) \sqrt{2/(MN)}$, обеспечивающее высокую точность оценки скорости диссипции из лидарных данных *(Banakh et al. 2017, Smalikho, Banakh 2017)*, выполняется даже при очень слабой турбулентности, когда ε не превышает 10^{-6} $\text{м}^2/\text{с}^3$, и дисперсия σ_e^2 в среднем на порядок меньше значений кинетической энергии турбулентности, представленных на рисунке 6. Согласно нашим расчетам, для данных на рисунке 6

относительные погрешности оценивания энергии турбулентности и скорости диссипации варьируются в пределах от 5 до 7 %, а интегрального масштаба турбулентности – от 9 до 12%.

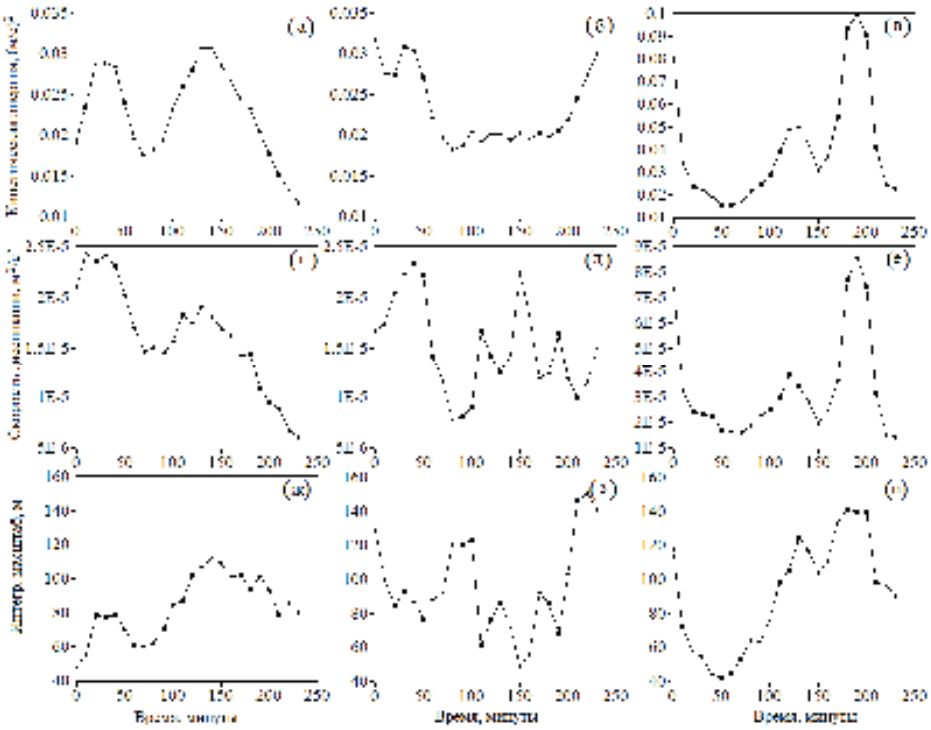


Рис. 6. Временные ходы кинетической энергии турбулентности (а, б, в), ее скорости диссипации (г, д, е) и интегрального масштаба турбулентности (ж, з, и), полученные из измерений лидаром Strem Line, начиная с 22:00 местного времени 20.07.2016 (а, г, ж), 22:00 местного времени 21.07.2016 (б, д, з) и 22:30 местного времени 22.07.2016 (в, е, и) на высотах 307 м (а, г, ж), 254 м (б, д, з) и 317 м (в, е, и).

Заключение

Таким образом, в работе впервые представлены результаты лидарных измерений кинетической энергии турбулентности, скорости её диссипации и интегрального масштаба турбулентности в устойчивом пограничном слое атмосферы на высотах образования низкоуровневых струйных ветровых течений. Обнаружено, что во время существования НСТ в пограничном слое может возникать периодическая регулярная неоднородность поля ветра по горизонтали. Природа возникновения этой регулярной неоднородности ветрового потока не установлена, и ее изучение может стать предметом дальнейших исследований.

Установлено, что азимутальные структурные функции радиальной скорости, измеряемой лидаром на высотах центральной части струйных течений так же, как и в слое интенсивного турбулентного перемешивания *(Smalikho, Banakh 2017)*, хорошо описываются моделью Кармана. Во всех случаях наблюдения струйных течений в центральной части НСТ турбулентность была слабой. Так, кинетическая энергия турбулентности на высотах максимума скорости в центре НСТ не превышает 0,1 $(м/с)^2$, а скорость диссипации составляет величину примерно 10^{-5} $м^2/с^3$. В центральной части НСТ интегральный масштаб турбулентности в среднем составляет около 100 м, что в 2-3 раза меньше эффективных вертикальных размеров струйного течения.

Работа выполнена по проекту РНФ 14-17-00386-П.

Литература

1. *Банах В.А., Смалихо И.Н.* Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Издательство ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
2. *Банах В.А., Смалихо И.Н., Пичугина Е.Л., Брюер А.* Репрезентативность измерений скорости диссипации энергии турбулентности сканирующим когерентным доплеровским лидаром // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т.22. № 10. С. 966-972.
3. *Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К.* Турбулентность в пограничном слое атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.
4. *Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н.* Турбулентность в свободной атмосфере. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1976, 336 с.
5. *Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы Л.: Гидрометеоиздат, 1970. 292 с.
6. *Колмогоров А.Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Доклады АН СССР. 1941. Т. 30. №4. С. 299-303.
7. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч.2. М.: Наука, 1967, 720 с.
8. *Смалихо И.Н., Банах В.А.* Точность оценивания скорости диссипации энергии турбулентности из измерений ветра импульсным когерентным доплеровским лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т.26. № 3. С. 213-219.
9. *Banakh V.A., Smalikho I.N.* Lidar observations of atmospheric internal waves in the boundary layer of atmosphere on the coast of Lake Baikal // Atmos. Measurement Techniques. 2016. V. 9. N 10. P. 5239-5248.
10. *Banakh V.A., Smalikho I.N., and Falits A.V.* Estimation of the turbulence energy dissipation rate in the atmospheric boundary layer from measurements of the radial wind velocity by micropulse coherent Doppler lidar // Optics Express. 2017. V.25. No.19. P.22679-22692.
11. *Banta R. M., Newsom R. K., Lundquist J. K., Pichugina Y. L., Coulter R. L., Mahrt L.* Nocturnal low-level jet characteristics over Kansas during CASES-99 // Bound.-Layer Meteor. 2002. Vol. 105. P. 221–252.
12. *Banta R. M., Pichugina Y. L., Brewer W. A.* Turbulent velocity-variance profiles in the stable boundary layer generated by a nocturnal low-level jet // J. Atmos. Sci. 2006. Vol. 63 P. 2700–2719.
13. *Banta R. M., Pichugina Y. L., Newsom R. K.* Relationship between low-level jet properties and turbulence kinetic energy in the nocturnal stable boundary layer // J. Atmos. Sci. 2003. Vol. 60 P. 2549–2555.
14. *Eberhard W.L., Cupp R.E., and Healy K.R.* Doppler lidar measurement of profiles of turbulence and momentum flux // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 1989. V. 6. P. 809-819.
15. *Grund C.J., Banta R.M., George J.L., Howell J.N., Post M.J., Richter R.A., Weickman A.M.* High-resolution Doppler lidar for boundary layer and cloud research // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2001. Vol. 18. No. 3. P. 376-393.
16. *Kallistratova M.A, Kouznetsov R.D., Kuznetsov D.D. Kuznetsova I.N., Nakhaev M, Chirokova G.* The summertime low-level jet characteristics measured by sodars over rural and urban areas // Meteorologische Zeitschrift. 2009. Vol. 18. No. 3. P. 289-295.
17. *Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D., Kramar V.F., Kuznetsov D.D.* Profiles of wind speed variances within nocturnal low-level jets observed with a sodar // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2013. Vol. 30. No. 9. P. 1970-1977.
18. *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. Vol. 143. P. 159-175.
19. *Lumley J. L. and Panofsky H. A.* The Structure of Atmospheric Turbulence, New York (Interscience Publishers), 1964.
20. *Newsom R. K., Banta R. M.* Shear-flow instability in the stable nocturnal boundary layer as observed by Doppler lidar during CASES-99 // J. Atmos. Sci. 2003. Vol. 60. No. 1. P. 16–33.
21. *Pichugina Y.L., Banta R.M., Kelley N.D., Brewer W.A.* Nocturnal boundary layer height estimate from Doppler lidar measurements // Proceedings of the 18th Symposium on Boundary Layer and Turbulence, Stockholm, Sweden, June 2008. 7B.6.
22. *Prabha T.V., Leclerc M.Y., Karipot A., Hollinger D.Y.* Influence of nocturnal low-level jets on eddy-covariance fluxes over a tall forest canopy // Boundary-Layer Meteorol. 2008. Vol. 126. P. 219-236.
23. *Smalikho I., Köpp F., Rahm S.* Measurement of atmospheric turbulence by 2-μm Doppler lidar // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2005. Vol. 22. No. 11. P. 1733-1747.
24. *Smalikho I.N., Banakh V.A.* Measurements of wind turbulence parameters by a conically scanning coherent Doppler lidar in the atmospheric boundary layer // Atmospheric Measurement Techniques. 2017. V. 10. P. 4191-4208.

Алгоритм расщепления турбулентности для параметризации перемешивания в модели циркуляции океана

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

Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, г. Москва

Введение

В настоящее время в примитивных моделях общей циркуляции океана (МОЦО) для задач воспроизведений климатической изменчивости преобладают два подхода к определению вертикальных турбулентных коэффициентов обмена моментом K_U, теплом K_T и солью K_S. В первом подходе коэффициенты определяются, как функции стратификации и сдвига скорости течения или локального числа Ричардсона. Этот подход используется, например, в модели климатической системы Земли (*Володин и др. 2016*). Во втором подходе используются подсеточные модели, основанные на «двух уравнениях турбулентности» (two-equation turbulence model) (*Warner et al. 2005*). Первым уравнением здесь служит уравнение для кинетической энергии турбулентности k (КЭТ). Второе уравнение замыкает систему. Это уравнение либо для масштаба турбулентности l ($k-kl$ замыкание), либо для скорости удельной диссипации КЭТ вязкостью воды ε ($k-\varepsilon$ замыкание), либо для частотной характеристики диссипации КЭТ или частоты диссипации ω ($k-\omega$ замыкание). Характеристики l, ε, ω связаны алгебраическими соотношениями. В рамках подхода двух уравнениях турбулентности можно описывать, например, влияние на перемешивание вихрей Ленгмюра и стоксова волнового переноса (*Noh et al. 2016*). Наряду с параметризацией развитой турбулентности в верхнем слое, можно описывать процессы слаборазвитой турбулентности в сезонном и основном пикноклинах, перемешивание в глубоком океане (двойная диффузия, эффекты приливов на рельефе) (*Canutoet al. 2010*).

Мы развиваем второй подход и акцентируем свое внимание на улучшении численного метода решения уравнений турбулентности. Уравнения общей циркуляции океана и уравнения турбулентности решаются с помощью единого метода – алгоритма многокомпонентного расщепления. Алгоритм включает расщепление по физическим процессам и геометрическим координатам. Модель турбулентности формулируется в терминах $k-\omega$ параметризации. При выборе этой параметризации алгоритм решения расщепленных уравнений турбулентности является наиболее эффективным.

Уравнения модели турбулентности и метод решения

Будем использовать изобатическую сигма-систему координат: $\sigma=(Z-\zeta)/(H-\zeta)$, где Z – геопотенциальная вертикальная координата, ζ, H – уровень и глубина океана. Уравнения турбулентности в терминах $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ имеют вид (*Warner et al. 2005*):

$$\frac{dk}{dt}-\frac{1}{Z_\sigma^2}\frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{K_U}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial\sigma}-\Lambda k=K_U G^2-K_T N^2-\varepsilon,$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt}-\frac{1}{Z_\sigma^2}\frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{K_U}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial\sigma}-\Lambda\varepsilon=\left[c_1^\varepsilon K_U G^2-c_3^\varepsilon K_T N^2-c_2^\varepsilon\varepsilon\right]\frac{\varepsilon}{k}.$$

$$\frac{dk}{dt}-\frac{1}{Z_\sigma^2}\frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{K_U}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial\sigma}-\Lambda k=K_U G^2-K_T N^2-\left(c_S^0\right)^4\omega k,$$

$$\frac{d\omega}{dt}-\frac{1}{Z_\sigma^2}\frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{K_U}{\sigma_\omega}\frac{\partial \omega}{\partial\sigma}-\Lambda\omega=\left[c_1^\omega K_U G^2-c_3^\omega K_T N^2-c_2^\omega\left(c_S^0\right)^4 k\omega\right]\frac{\omega}{k}, \quad (1)$$

здесь G, N – частоты сдвига скорости и плавучести; Λ – оператор горизонтальной диффузии; величины параметров $c_1^\varepsilon, c_3^\varepsilon, c_2^\varepsilon, c_1^\omega, c_3^\omega, c_2^\omega, c_S^0$ приведены в (*Warner et al. 2005*).

Для решения (1) используем метод расщепления по физическим процессам. Процесс решения уравнений расщепим на два этапа: переноса-диффузии и генерации-диссипации. На этапе переноса-диффузии имеем:

$$\frac{dk}{dt}=\frac{1}{Z_\sigma^2}\frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{K_U}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial\sigma}+\Lambda k,\ \frac{d\varepsilon}{dt}=\frac{1}{Z_\sigma^2}\frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{K_U}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial\sigma}+\Lambda\varepsilon,\ \frac{d\omega}{dt}=\frac{1}{Z_\sigma^2}\frac{\partial}{\partial\sigma}\frac{K_U}{\sigma_\omega}\frac{\partial\omega}{\partial\sigma}+\Lambda\omega.$$

В качестве основного граничного условия на верхней границе океана для КЭТ используем

$$\frac{K_U}{\sigma_k}\frac{1}{H}\frac{\partial k}{\partial\sigma}=-C_g\cdot\left(u_*^S\right)^3,$$

где u_*^S – скорость трения у поверхности океана, C_g – безразмерный параметр ветровой генерации. Заметим, что наиболее часто его значения принимаются равными или 40 (*Nohet al. 2016*) или 10 (*Заславский и др., 2006*) единицам. Далее мы изучим чувствительность решения к этому параметру.

На этапе генерации-диссипации имеем уравнения:

$$\frac{\partial k}{\partial t}=\left[\left(c_S^0\right)^4\left(G^2-\frac{N^2}{\mathrm{Pr}}\right)\frac{k}{\varepsilon}-\frac{\varepsilon}{k}\right]k,\ \frac{\partial\varepsilon}{\partial t}=\left[\left(c_S^0\right)^4\left(c_1^\varepsilon G^2-c_3^\varepsilon\frac{N^2}{\mathrm{Pr}}\right)\frac{k}{\varepsilon}-c_2^\varepsilon\frac{\varepsilon}{k}\right]\varepsilon.$$

$$\frac{\partial k}{\partial t}=\left[\left(c_S^0\right)^4\left(G^2-\frac{N^2}{\mathrm{Pr}}\right)\frac{1}{\tilde\omega}-\tilde\omega\right]k,\ \frac{\partial\tilde\omega}{\partial t}=\left[\left(c_S^0\right)^4\left(c_1^\omega G^2-c_3^\omega\frac{N^2}{\mathrm{Pr}}\right)\frac{1}{\tilde\omega}-c_2^\omega\tilde\omega\right]\tilde\omega,\ (2)$$

где $\tilde\omega=\left(c_S^0\right)^4\omega$, Использованы также соотношения: $K_U=\left(c_S^0\right)^3C_S^U\frac{k^2}{\varepsilon}$, $K_T=\frac{K_U}{\mathrm{Pr}}$, где Pr – число Прандтля.

Видно, что на этапе генерации-диссипации в правую часть $k-\varepsilon$ модели (как и $k-kl$ модели) входит КЭТ. В модели же $k-\omega$ уравнение для ω не зависит от КЭТ и его можно решить как численно, так и аналитически! Именно второй путь обеспечивает высокую эффективность алгоритма. Аналитическое решение (2) имеет вид:

$$\omega=-r_d\cdot(r_m+r_p\cdot a_r)/(r_m-r_p\cdot a_r),\ k=k^0\cdot\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{A/(2B)}\cdot\left(\frac{E_3}{E_4}\right)^{D/(2C)},\ (3)$$

где $r_d=\sqrt{B/C},\ r_m=\omega^0-r_d, r_p=\omega^0+r_d,\ a_r=\exp\left(2\sqrt{BC}\cdot t\right),$

$$E_1=(r_m+r_p\cdot a_r)^2,\ E_2=4\cdot(\omega^0)^2\cdot a_r,\ E_3=4\cdot r_d^2\cdot a_r,\ E_4=(r_m-r_p\cdot a_r)^2;$$

$C=c_2^\omega\cdot\left(c_S^0\right)^4, D=\left(c_S^0\right)^4;$ ω^0 и k^0 – значения в начальный момент времени (на этапе генерации-диссипации).

Коэффициенты A, B можно рассчитывать, используя два варианта:

$$A=\left(C_S^UG^2-C_S^\rho N^2\right)/c_S^0,\ B=\left(c_1^\omega C_S^UG^2-c_3^\omega C_S^\rho N^2\right)/c_S^0,\ (4)$$

или

$$A=C_S^U\left(G^2-N^2/\mathrm{Pr}\right)/c_S^0,\ B=C_S^U\left(c_1^\omega G^2-c_3^\omega N^2/\mathrm{Pr}\right)/c_S^0.\ (5)$$

Здесь C_S^U – безразмерная функция устойчивости для переноса момента, $C_S^\rho=C_S^T$ – функция устойчивости для переноса скаляра, c_S^0 – значения этих функций при нейтральной стратификации. Алгоритм, использующий аналитическое решение (3) для уравнений турбулентности, назовем «алгоритмом расщепления турбулентности» (АРТ). Отметим ещё

одну особенность предложенного подхода – можно «управлять» решением через коэффициенты A и B. Это важно для океанологических аспектов задачи расчёта климатических характеристик океана с помощью МОЦО.

Рассмотрим теперь чувствительность решения к вариациям коэффициентов A и B. Покажем чувствительность к выбору вариантов расчета (4) или (5), а также к выбору функций $C_S^\rho = C_S^T$ или числа Прандтля Pr.

Используем следующие безразмерные функции:

$$\alpha_G = \frac{1}{(c_S^0)^2}\frac{G^2}{\omega^2}, \quad \alpha_N = \frac{1}{(c_S^0)^2}\frac{N^2}{\omega^2}.$$

Прогностические уравнения для напряжений Рейнольдса и турбулентных потоков тепла в предположении локального равновесия напряжений и потоков тепла можно представить как уравнения для функций устойчивости C_S^U и C_S^T в виде (*Mellor, Yamada, 1974; Burchardet al. 1999*):

$$\begin{aligned} a_{11}C_S^U + a_{12}C_S^T &= b_1 \\ a_{21}C_S^U + a_{22}C_S^T &= b_2, \end{aligned} \qquad (6)$$

где коэффициенты – функции от α_G и α_N и константы имеют вид:

$$a_{11} = \quad 2.0424\alpha_G, \qquad a_{12} = 1 + 15.2958\alpha_N, \; b_1 = 1.0465,$$

$$a_{12} = 1 + 2.5392\alpha_G + 3.0636\alpha_N, \; a_{22} = \quad 8.1142\alpha_N, \; b_2 = 0.9888.$$

Ограничения как на развитие свободной конвекции, так и на вырождение турбулентности накладывают ограничения на величину коэффициентов (*Burchardet al. 1999*):

$$\alpha_N \geq -0.064, \; \alpha_G \leq 1.65 + 25\alpha_N.$$

Решение (6) имеет вид:

$$\begin{aligned} C_S^U &= (c_6 + c_7 \cdot \alpha_N)/d, \\ C_S^T &= (c_8 + c_9 \cdot \alpha_G + c_{10} \cdot \alpha_N)/d, \end{aligned} \qquad (7)$$

$$c_1 = 1.0, \qquad c_2 = 18.3594, \; c_3 = 46.8602, \; c_4 = 2.5392, \; c_5 = 38.8391,$$

$$c_6 = 0.9888, \; c_7 = 6.6330, \quad c_8 = 1.0465, \quad c_9 = 3.2061, \quad c_{10} = 0.6377$$

$$d = c_1 + (c_2 + c_3 \cdot \alpha_N) \cdot \alpha_N + (c_4 + c_5 \cdot \alpha_N) \cdot \alpha_G \neq 0.$$

В описываемых ниже расчетах мы будем использовать два варианта АРТ. В первом варианте мы используем формулу (4), а также (7). Во втором варианте – формулу (5) и два предположения. Во-первых (*Burchard et al. 1999*), что

$$C_S^U = c_S^0, \quad (8)$$

во-вторых, что число Прандтля есть функция от числа Ричардсона $Ri = N^2/G^2$ (*Blanke, and Delecluse 1993*):

$$\mathrm{Pr} = \begin{cases} 1, & Ri \leq 0.2 \\ 5 \cdot Ri, & 0.2 < Ri < 2 \\ 10, & Ri \geq 2, \end{cases} \qquad (9)$$

Модель турбулентности $k-\omega$ (1) встроена в модель общей циркуляции океана (МОЦО), которая разработана в ИВМ РАН – INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean general circulation Model). Уравнения INMOM записаны в биполярной ортогональной

сигма-системе координат на сфере. Полюсы расположены на географическом экваторе в точках 120°з.д. и 60°в.д. Прогностическими переменными модели являются горизонтальные компоненты скорости течения, высота уровня океана, потенциальная температура и солёность. Горизонтальный турбулентный обмен моментом описывается как процесс диффузии вдоль геопотенциальных поверхностей. Коэффициенты крупномасштабной боковой диффузии полагаются одинаковыми для температуры и солёности и равными 10^2 м^2/с. В модели учитывается сток основных рек, и эффекты динамики и термодинамики морского льда.

Вертикальный турбулентный обмен описывается оператором второго порядка. Коэффициенты обмена в случае развитой турбулентности имеют вид:

$$K_U = \frac{C_S^U}{c_S^0}\frac{k}{\omega},\ K_T = \frac{C_S^T}{c_S^0}\frac{k}{\omega},\ K_S = K_T \quad , \quad (10)$$

k и ω в (10) рассчитываются по $k-\omega$ модели турбулентности (1) с использованием решения (3). При неустойчивой стратификации потенциальной плотности задаются высокие значения коэффициентов вертикальной вязкости и диффузии, равные 0.5 м^2/с. При перемежающейся турбулентности $k < k_{\min}$ (*Burchardet al. 1999*) задаются малые фоновые значения вязкости и диффузии.

Более подробное описание модели, и численные алгоритмы ее решения, основанные на многокомпонентном методе расщепления, приведены в (*Moshonkinet al. 2011; Мошонкин и др., 2018*).

Численные эксперименты

Область моделирования включает Атлантический океан к северу от 30°ю.ш., Северный Ледовитый океан и Берингово море. Открытые границы области проходят через 30°ю.ш. и проливы Алеутских островов. Кроме того, область включает Средиземное, Черное и Балтийское моря. Шаг сетки по широте и долготе равен 0.25^o(620*440 узлов). По вертикали заданы сорок сигма-уровней со сгущением к поверхности океана. Рельеф дна океана (ETOPO2 2006) сглажен в соответствии с горизонтальным разрешением модели так, чтобы отсутствовали резкие градиенты дна. Модельная глубина ограничена минимальной величиной 10 м. Граничные условия на поверхности океана рассчитывались с использованием характеристик атмосферы по банку данных CORE-2 за период 1948-2009 годов. Потоки явного и скрытого тепла, влаги и напряжение трения ветра рассчитываются с дискретностью в один час по данным CORE-2 о температуре воздуха, влажности, компонентах скорости ветра, а также давлении на уровне моря. При их расчёте используется модельная ТПО. Потоки длинноволновой и коротковолновой радиации задаются с дискретностью одни сутки. Для коротковолновой радиации учитывается её проникающая способность. Интенсивность атмосферных осадков и речного стока задается с дискретностью один месяц. Сток основных рек учитывается косвенно в граничном условии для солености.

Начальные условия представляют собой климатические январские поля температуры и солёности океана, отсутствие движения и морского льда.

В численных экспериментах для INMOM (МОЦО) шаг по времени $\tau_{ост}$ равнялся 1 часу. На стадии расщепления переноса-диффузии уравнения $k-\omega$ модели турбулентности также решались с шагом по времени, равным одному часу. При решении уравнений модели турбулентности на стадии расщепления генерации-диссипации шаг по времени τ_T варьировал от 5 минут до $\tau_T = \tau_{ост}$ = 1 часу (см. далее).

Чтобы продемонстрировать чувствительность вертикальной структуры океана к вариациям параметров, расчёты проведены с граничными условиями конкретного года с учётом всего спектра синоптических возмущений характеристик атмосферы на поверхности океана. Получены модельные профили T(z) и S(z) при различных значениях параметров и

взяты соответствующие профили из Атласа океанов (2010) для сравнения с модельными. Выбран июль, когда при относительно небольшой величине квазиоднородного слоя вертикальная структура наиболее чувствительна к вариациям параметров. В качестве области для анализа выбран Арктический бассейн.

Таблица
Эксперименты и вариации параметров

Эксперимент	Варианты Коэффициентов A и B в (3)	C_g	τ_T
EC40	(4), (7)	40	5 мин
EC10	(4), (7)	10	5 мин
EP40	(5), (8), (9)	40	1 час
EC1h	(4), (7)	40	1 час

В таблице дана характеристика экспериментов с INMOM при использовании АРТ для присоединённой $k-\omega$ модели турбулентности. В эксперименте EC40 в АРТ взяты коэффициенты A и B в форме (4) с функциями устойчивости в форме (7) при величине параметра ветровой генерации C_g=40. Эксперимент EC10 отличается от EC40 только тем, что C_g=10. В эксперименте EP40 коэффициенты A и B аналитического решение (3) уравнений турбулентности используются в форме (5) с учётом числа Прандтля в форме (9) и функции устойчивости для момента в форме (8). При этом в EP40 C_g=40. Эксперимент EC1h аналогичен эксперименту EC40, но функции устойчивости в EC1h не меняются на интервале времени (t_j, t_{j+1}), – равном шагу $\tau_{ост}$ модели циркуляции INMOM, – и равны своим значениям на момент времени t_j. То есть коэффициенты $A = A_j, B = B_j$ в форме (4) на интервале (t_j, t_{j+1}) и не зависят от времени.

На рис. 1 для июля показана вертикальная структура верхнего слоя океана у Северного географического полюса в зоне течения Трансполярного дрейфа. Выявлена высокая чувствительность модельных профилей T(z) и S(z) к смене вариантов параметризаций. Устойчивость стратификации верхнего слоя океана здесь в основном связана с распределением солёности по вертикали. Уменьшение притока КЭТ в океан у поверхности в четыре раза в EC10 по сравнению с EC40 обуславливает более слабое перемешивание. Опреснённые таянием льдов и речным стоком воды проникают на меньшую глубину, и в EC10 воспроизводится слой и 0-15 м, где солёность на 0.6-0.9 PSU ниже по сравнению с EC40. Солёность в EC10 выше, чем в EC40, под уровнем 15 м в галоклине из-за недостатка КЭТ и перемешивания с верхними опреснёнными слоями (рис. 1a). Это обуславливает и воспроизведение в EC10 более высокой температуры воды для июня в верхних 25 метрах по сравнению с EC40 (рис. 1b). В целом S(z) и T(z) в эксперименте EC40 ближе к климатическим данным, чем в EC10.

При использовании функций устойчивости в виде (7) модельное решение лучше соответствует данным наблюдений, чем при задании числа Прандтля как функции от числа Ричардсона (9) в эксперименте EP40 (рис.1). Для EP40 в приповерхностном слое имеет место опреснение, как и в эксперименте EC10. При этом в EP40 в слое 0-20м заметно завышаются как градиент солёности, так и температура воды; возникает завышенная термическая инверсия (рис. 1b). В целом можно сказать, что вариант EP40 соответствует пониженному притоку КЭТ.

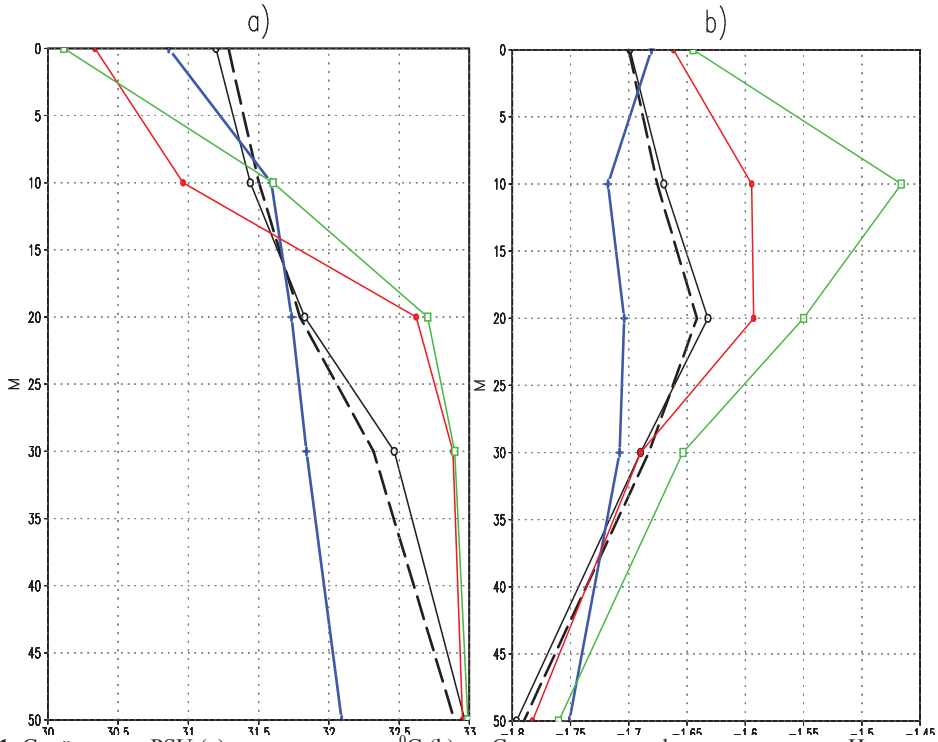


Рис. 1. Солёность в PSU (a) и температура в ^{0}C (b) на Северном географическом полюсе. Июль; слой 0-50м. Синяя жирная линия, крестики – климат (Атлас Океанов 2010). Эксперименты: чёрная линия, полые кружки – EC40; жирный чёрный штрих – EC1h; красная линия, заполненные кружки – EC10; зелёная линия, полые квадраты – EP40.

Важным элементом циркуляции Арктического бассейна является Вихрь Бофорта. Он хорошо воспроизводится в поле уровня океана моделью циркуляции INMOM с присоединённой $k-\omega$ моделью турбулентности. Реакция вертикальной структуры верхнего слоя океана в вихре Бофорта к смене вариантов параметров EC40, EC10, EP40 и EC1h аналогична, приведённой на рис. 1. Также возникает завышено опреснённый слой у поверхности и повышенные градиенты солёности в верхних 30 метрах для экспериментов EC10 и EP40 из-за недостатка энергии турбулентности.

В целом можно сказать, что вариант EP40 соответствует пониженному притоку КЭТ. Действительно, анализ распределения КЭТ в слое 0-20 м показал, что в двух названных областях Арктики КЭТ в EC40 равна около 30 см^2/с^2, а для EP40 – 5-15 см^2/с^2. Заметим, однако, что в определённых физических условиях и районах в EP40 воспроизводилась в верхнем слое КЭТ близкая и даже большая, чем в EC40.

Особо отметим малую чувствительность вертикальной структуры верхнего слоя океана при переходе от эксперимента EC40 к EC1h. Аналитическое решение (3) в EC40 применяется на шаге в 5 мин, а в EC1h на шаге модели циркуляции, равном одному часу. Это говорит о высокой численной эффективности предложенного подхода. Так среднее время счёта на 8-ми процессорах для EC40 одних физических суток равно 2.26 мин, а для EC1h это время равно 1.57 мин.

Толщина верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) – важная характеристика процесса перемешивания в океане. Для определения чувствительности ВКС к вариации параметров выбран период максимального развития свободной конвекции. На рис. 2 показана толщина ВКС для декабря в Северной Атлантике и Арктике в экспериментах EC40 и EP40. Видна

высокая чувствительность толщины ВКС к изменениям коэффициентов A и B в аналитическом решении (3). Разница составляет десятки метров в средних широтах и сотни метров в Норвежском и Гренландском морях.

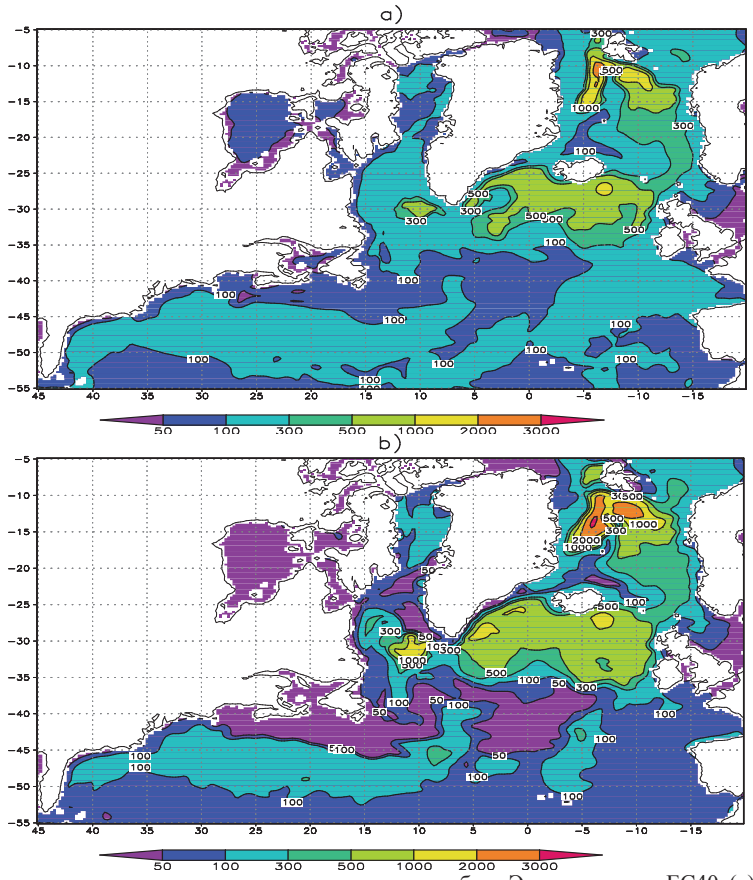


Рис. 2. Толщина верхнего квазиоднородного слоя в декабре. Эксперименты EC40 (a) и EP40 (b). Координаты модельные (см. текст). Показаны очертания берегов. В пределах ВКС потенциальная плотность воды отличается от плотности на поверхности океана менее чем на 0.15 кг/м^3.

Вариант с коэффициентами аналитического решения (3) в форме (4), (7) (эксперимент EC40) лучше, чем вариант с коэффициентами в форме (5), (8)-(9) (эксперимент EP40) соответствует обобщенным данных наблюдений (*de Boyer Montégut et al. 2004*). Использование простой функции числа Прандтля как функции числа Ричардсона занижает толщину ВКС в Северо-Атлантическом течении и завышает – в Норвежском и Гренландском морях (рис. 2).

Выводы.

Предложен новый алгоритм решения $k-\omega$ уравнений турбулентности, встроенных в модель общей циркуляции океана. Алгоритм основан на методе многокомпонентного расщепления. Уравнения турбулентности расщепляются на два этапа: 1) трёхмерные перенос-диффузия и 2) локальные генерация-диссипация. На этапе генерации-диссипации уравнения решаются аналитически, что повышает эффективность расчетов. Метод позволяет при решении уравнений турбулентности использовать временной шаг модели циркуляции.

Использование аналитического решения уравнений $k-\omega$ модели турбулентности открывает новые возможности для моделирования гидрофизических характеристик океана. Приведённые результаты показали способность нового алгоритма решения уравнений $k-\omega$ модели повышать адекватность воспроизведения в численных экспериментах характеристик океана путём вариаций коэффициентов аналитического решения. Изменения коэффициентов в аналитическом решении позволяют более полно изучать чувствительность решения к входным параметрам модели. Приводятся оценки чувствительности к вариациям притока КЭТ на поверхности океана. На примере Арктического бассейна выявляется высокая чувствительность вертикальной структуры океана к изменению коэффициентов аналитического решения, описывающего эволюцию полей на этапе генерации-диссипации.

Отмечается, что устойчивость стратификации верхнего слоя океана в Арктике в основном связана с распределением солёности по вертикали. Использование функций устойчивости, – полученных на основе решения уравнений Рейнольдса, – в коэффициентах A и B аналитического решения (3) улучшает воспроизведение опреснённого слоя по сравнению с использованием простой формы зависимости числа Прандтля от числа Ричардсона.

Показано, что толщина ВКС в период развития свободной конвекции в Северной Атлантике и Арктике высоко чувствительна к изменениям коэффициентов A и B аналитического решения (3). Она может изменяться на десятки метров в средних широтах и сотни метров в Норвежском и Гренландском морях в зависимости от реалистичных вариаций этих коэффициентов.

Работа выполнена в ИВМ РАН при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-77-30001) и РФФИ (гранты 18-05-00177 и 16-05-00534)

Литература

1. *Володин В.М. и др*. Математическое моделирование Земной системы. Под ред. Н.Г. Яковлева. Москва —МАКС ПРЕСС 2016. 328с.
2. *Заславский М.М., Залесный В.Б., Кабатченко И.М., Тамсалу Р.* О самосогласованном описании приводного слоя атмосферы, ветровых волн и верхнего слоя моря // Океанология. 2006. Т. 46, №2. С.178-188.
3. *Мошонкин С. Н., В. Б. Залесный, А. В. Гусев* Алгоритм решения *k*–ω уравнений турбулентности в модели общей циркуляции океана // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54, № 5. С. 1–13.
4. *Blanke B., Delecluse P.* Variability of the tropical atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics // Journal of Physical Oceanography. 1993. V. 23(7). P. 1363–1388.
5. *Burchard H., Bolding K., Villarreal M.* GOTM, a General Ocean Turbulence Model: Theory, Implementation and Test Cases. 1999. EUR / European Commission. Space Applications Institute. https://books.google.ru/books?id=zsJUHAAACAAJ.
6. *Canuto V.M., Howard A.M., Cheng Y. et al*. Ocean turbulence, III: New GISS vertical mixing scheme // Ocean Modelling. 2010. V. 34. No. 3. P. 70–91.
7. *de Boyer Montégut C., Madec G., Fischer A., Lazar A., Iudicone D.* Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2004. V. 109. C12003.
8. *Mellor G., Yamada T.* A hierarchy of turbulence closure models for planetary bound ary layers // Journal of the Atmospheric Sciences. 1974. V. 31(7). V. 1791–1806.
9. *Moshonkin S.N., Alekseev G.V., Bagno A.V., Gusev A.V., Diansky N.A., Zalesny V.B.* Numerical simulation of the North Atlantic-Arctic Ocean-Bering Sea circulation in the 20th century // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modeling. 2011. V.26. No.2. P. 161-178.
10. *Noh Y., Ok H., Lee E.et al.* Parameterization of Langmuir circulation in the ocean mixed layer model using LES and its application to the OGCM // J. Phys. Oceanogr. 2016. V. 46, No. 1. P. 57–78.
11. *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. No. 1-2. P. 81-113.

Исследование структуры атмосферной турбулентности над неоднородным ландшафтом

В.М. Степаненко[1], И.А. Репина[2,1], К.В. Барсков[2,1], А.Ю. Артамонов[2], В.Ю. Богомолов[4,1], М.И. Варенцов[1,2], А.В. Гавриков[3], А.Д. Пашкин[2,1]

[1]Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, г. Москва
[2]Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, г. Москва
[3]Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, г. Москва
[4]Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск

Введение

В современных методах определения характеристик турбулентного обмена между поверхностью Земли и атмосферой используются теории, базирующиеся на гипотезе статистической стационарности и однородности турбулентного потока. Традиционно применяемые в атмосферном моделировании, энергобалансовых и биогеохимических расчетах параметризации основаны на выводах теории подобия Монина-Обухова, которая предполагает подстилающую поверхность, обладающую однородным горизонтальным распределением аэродинамической и температурной шероховатости и турбулентных потоков.

В 1946 году А.М. Обухов определил универсальный масштаб для обменных процессов в приземном слое атмосферы (*Обухов 1946*) $L = -\dfrac{u_*^3}{\kappa\left(\dfrac{g}{T_0}\right)\left(\dfrac{H}{c_p\rho}\right)}$, который связывает между собой параметр плавучести $\left(\dfrac{g}{T_0}\right)$, динамическую скорость u_* и турбулентный поток явного тепла H. Здесь g - ускорение свободного падения, T_0 - температура приземного воздуха, c_p - теплоемкость воздуха, ρ - плотность воздуха, κ - постоянная Кармана. Масштаб L можно интерпретировать как высоту, пропорциональную высоте динамического подслоя, в котором влияние стратификации незначительно (*Монин, Яглом 1965, 1967*). Введение этого масштаба логично повлекло за собой разработку теории для расчета статистических характеристик атмосферной турбулентности (*Монин, Обухов 1954*) – теории подобия Монина-Обухова (ТПМО). Исходя из π-теоремы Букингема (*Kantha, Clayson 2000*), Монин и Обухов установили, что безразмерные профили средней температуры $\left(\dfrac{z}{T_*}\right)\dfrac{\partial\overline{T}}{\partial z}$ и скорости ветра $\left(\dfrac{z}{u_*}\right)\dfrac{\partial\overline{U}}{\partial z}$ являются функциями тех же трех параметров, которые входят в масштаб L, и высоты z, то есть зависят только от одной безразмерной переменной z/L. Эта теория стала основой современной микрометеорологии и разработки экспериментальной аппаратуры для исследования атмосферной турбулентности (*Foken 2006*). Её применимость возможна, прежде всего, при стационарных метеорологических условиях и при существовании слоя постоянных потоков (слоя, в котором вертикальные градиенты потоков тепла и импульса практически отсутствуют) в приземном слое, охватывающем примерно 10 % атмосферного пограничного слоя (АПС) (*Kaimal, Finnigan 1994*). В других терминах, использование ТПМО ограничено нижним слоем атмосферы над однородной поверхностью, в котором параметр устойчивости $|z/L| \le 1-2$ (*Монин, Яглом 1965; Stull 1988; Garratt 1992; Kaimal, Finnigan 1994; Wyngaard 2010*). Требования стационарности и однородности можно сформулировать также следующим образом:

1) Рельеф местности плоский и подстилающая поверхность достаточно однородна, так что поля скорости ветра и температуры однородны по горизонтали;
2) в течение интервалов времени, в которых естественный суточный ход погоды мало заметен, поля скорости ветра и температуры статистически стационарны.

При этих условиях статистические характеристики метеорологических полей могут зависеть лишь от высоты измерений. Несмотря на идеализированность условий ТПМО, эта теория, совместно с теорией Колмогорова о существовании инерционного интервала в спектрах компонент скорости, широко используется для оценок потоков импульса, тепла и влаги, переноса примесей в приземном слое, и в частности, в моделях прогноза погоды и климата как над сушей, так и над морем. При наличии горизонтальных и вертикальных градиентов статистических моментов метеорологических величин (в частности, потоков) применение ТПМО должно приводить к ошибкам, уровень которых к настоящему времени изучен недостаточно. Последние десятилетия наблюдается существенный прогресс в развитии систем и методов измерений характеристик атмосферной турбулентности: разрабатываются новые приборы, усовершенствуются методы коррекции и контроля качества данных (*Lee et al. 2004; Foken 2017*). Это сделало возможным получать качественные экспериментальные данные о турбулентных процессах в АПС, а также определять границы применимости ТПМО в различных фоновых условиях.

Первые эксперименты для оценки применимости ТПМО проводились над ровной, однородной поверхностью, где основные ее положения, в основном, подтверждались (*Цванг 1962; Izumi 1971; Tsvang et al. 1973, 1985*). Но гораздо более распространены неоднородные ландшафты, различные участки которых характеризуются различными альбедо, теплоемкостью, шероховатостью. Поверхностные неоднородности могут приводить к формированию микромасштабных и мезомасштабных циркуляций, которые влияют на структуру АПС и взаимодействие атмосферы с поверхностью. Над неоднородными ландшафтами условия статистической однородности нарушаются.

В случае протяженных ландшафтов с крупными элементами неоднородности (горно-долинный рельеф (*Nadeau et al. 2013; Babic et al. 2016a; Grachev et al. 2016; Stiperski, Rotach 2016*), лес (*Babic et al. 2016b; Барсков и др. 2018*), городская застройка (*Quan, Hu 2009; Wood et al. 2010*), морской лёд (*Волков, Репина 2002; Rodrigo, Anderson 2013; Grachev et al. 2013, 2015*) прибрежные зоны (*Соловьев 2010; Zhao et al. 2013; Kral et al. 2014; Figueroa-Espinoza, Salles 2014; Grachev et al. 2018*) исследования показывают, что при определенных условиях на качественном уровне ТПМО применима. Но в большинстве случаев наблюдения проводились на одной метеорологической мачте с одним или несколькими уровнями измерений. Расширение эксперимента до нескольких многоуровневых постов дает информацию о существенной пространственной изменчивости турбулентности над неоднородным рельефом (*Babic et al. 2016a; Grachev et al. 2016, 2018*). Это может служить и причиной незамыкания теплового баланса – проблемой, согласно которой в большинстве экспериментов суммарная энергия солнечного излучения и потоков тепла через поверхность (лед, снег или поверхность почвы) оказывается больше энергии, уносимой турбулентными потоками явного и скрытого тепла, полученными из пульсационных (EC) измерений (*Панин, Бернхофер 2008; Foken 2008; Leuning et al. 2012*).

Улучшение пространственного разрешения климатических и региональных моделей, включение в модели деятельного слоя озер, рек, неоднородных лесных массивов и урбанизированных территорий, приводит к необходимости вводить в модели взаимодействия атмосферы и поверхности мезо- и микромасштабную изменчивость рельефа и топографии. Особо следует выделить три группы топографических неоднородностей: относительно небольшие замкнутые пространства, окруженные территорией со значительно более высокими элементами шероховатости – городские площади, поляны в лесу, озера; ступенчатое изменение высоты подстилающей поверхности (прямая или обратная ступенька) – лесные опушки, прибрежный рельеф; узкие продолжительные туннели – городские, речные и горные каньоны. Натурные измерения характеристик атмосферной турбулентности в таких

условиях рельефа крайне редки, особенно с учетом пространственной неоднородности атмосферной турбулентности (*Coceal, Belcher 2005; Detto et al. 2008; Belcher et. al. 2012; Queck et al. 2016),* которая приводит к тому, что измеренные различными методами турбулентные потоки дают информацию о значениях потока на некоторой части поверхности (пульсационный метод), в конкретной точке поверхности (метод теплового баланса), но не над ландшафтом в целом. Оценки пространственного распределения характеристик турбулентности при этом в основном опираются на результаты LES моделирования и лабораторных экспериментов (*Глазунов 2014; Глазунов, Степаненко 2015*).

Озера являются важным элементом земной климатической системы, покрывая около 3% поверхности суши. В основном, это небольшие водоемы площадью до 10 км^2. (*Downinget al. 2006*). По своим аэродинамическим, теплофизическим и биохимическим свойствам озера сильно отличаются от окружающего рельефа, что приводит к отличию показателей энерго- и газообмена с атмосферой. Они могут служить значимым источником поступления в атмосферу тепла, влаги, а также парниковых газов, в особенности, углекислого газа и метана. Но параметризации для расчета энерго- и массообмена, разработанные для океана, здесь оказываются неприменимы, особенно для небольших озер, окруженных лесом, в которых отрыв ветрового потока от ступеньки, образуемой деревьями, приводит к формированию мезомасштабных циркуляций и сложно взаимодействующих между собой внутренних пограничных слоев (*Markfort et al. 2010*). Сравнение измеренных пульсационным методом и рассчитанных по ансамблю моделей термодинамики озера с различными схемами вычисления потоков тепла и влаги для двух озер (Большой Коссенблаттер (Германия) и Валькеа-Котинен (Финляндия)) показали, что значение ошибки в расчетах потоков сравнимо со значением самих потоков (*Stepanenko et al. 2013, 2014).* Это связано, во-первых, с тем, что измерения проводились на определенной высоте в одной точке – и турбулентные условия в этой точке зависели от направления ветра и удаления от берега, а во-вторых, с тем, что все расчетные схемы использовали предположения ТПМО. Отсутствие слоя постоянных потоков в этом случае было подтверждено результатами вихреразрешающего моделирования (*Глазунов, Степаненко 2015).* Моделировался поток над небольшим озером, окруженным лесом. Результаты моделирования показали, что потоки тепла и импульса изменяются с высотой, а значительный перенос тепла и влаги происходит в горизонтальном направлении, то есть слой постоянных потоков отсутствует. Получается, что на расстояниях от кромки леса менее 15-20 высот деревьев потоки, измеренные пульсационным методом, определяются сдвигом скорости в набегающем потоке на высоте деревьев, и могут существенно отличаться от потоков через подстилающую поверхность. При этом ТКЭ (турбулентная кинетическая энергия) генерируется, в основном, отрывом ветрового потока на «ступеньке», высота которой примерно равна высоте окружающих озеро деревьев. Данный вывод подтверждается и результатами лабораторного моделирования отрыва ветрового потока от ступеньки в аэродинамической трубе (*Chen et al. 1995; Markfort et al. 2014).* Установлено, что влияние ступеньки на поток импульса ощущается на расстоянии равном 34-100 высот ступеньки. Натурные измерения потоков, проведенные в рамках эксперимента TurbEFA *(Queck et al. 2016),* также показали изменение с высотой потока импульса внутри поляны.

Все вышесказанное подтверждает необходимость проведения специализированных экспериментов в неоднородном ландшафте, исследующих как вертикальную, так и горизонтальную структуру турбулентности в приземном слое атмосферы. В настоящей работе приводятся результаты экспериментов, целью которых является определение условий применимости ТПМО над ландшафтом со значительным изменением характеристик подстилающей поверхности.

Описание экспериментальных работ

Экспериментальные работы продолжительностью 1-2 недели проводились в окрестности Беломорской биологической станции МГУ (ББС МГУ) в 2015, 2017 и 2018 гг (*Barskov et al. 2017; Repina et al. 2017*). Вокруг станции расположены многочисленные небольшие озера, в основном, окруженные лесом (*Краснова и др. 2016*). В 2015 году измерительный комплекс был размещен на озере Верхнем, а в 2017 и 2018 гг. - на озере Кисло-Сладком. Первое озеро размером примерно 200 м × 130 м расположено на расстоянии 3 км к югу от станции и окружено сильно холмистым рельефом с неравномерным лесным массивом. Озеро Кисло-Сладкое находится в 2 км к востоку от станции вдоль побережья Кандалакшского залива Белого моря. Размеры озера составляют около 200 м × 150 м. Южная и западная стороны озера граничат с большим лесным массивом, северная и восточная примыкают к лесной полосе шириной 50-100 м. В полосе имеются два «просвета» шириной около 30 м, связывающие озеро с заливом. Чтобы выделить влияние неоднородного ландшафта на турбулентный обмен в системе атмосфера-поверхность, исключив эффекты термического режима озера, эксперименты проводились в зимнее время над покрытой льдом поверхностью.

В экспериментах 2015 и 2018 гг. исследовалось пространственное распределение турбулентности, а в 2017 году – только вертикальное распределение турбулентных моментов. Схема расположения измерительной аппаратуры приведена на рис. 1, список приборов приведен в табл. 1.

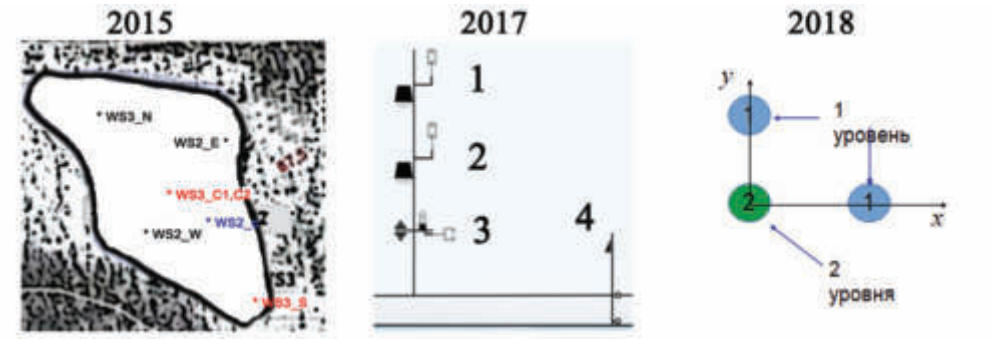


Рис. 1. Схема расположения измерительной аппаратуры на оз. Верхнее (2015 г.) и оз. Кисло-Сладкое (2017, 2018 гг.).

Измерения на озерах сопровождались регистрацией вертикального распределения температуры в пограничном слое атмосферы высотой от поверхности до 1 км с шагом 50 м с использованием микроволнового профилемера МТР-5 (*Кадыгров 2009*) на территории ББС МГУ. Для определения турбулентных потоков использовались: метод турбулентных пульсаций (Eddy Covariance), метод теплового баланса, а также градиентный метод, основанный на теории подобия Монина-Обухова (*Barskov et al. 2017*).

Результаты измерений

По измерениям 2015 года было исследовано пространственное распределение характеристик турбулентности. На Рис. 2 приведено сравнение между динамической скоростью u_* и потоком явного тепла H, полученных из пульсационных измерений в точках WS3_N и WS3_S, то есть в северной и южной части озера. Преобладающее направление ветра было северо-восточное, со стороны лесного массива, то есть точка WS3_N находилась наиболее близко к обратной «ступеньке», на которой происходит отрыв ветрового потока.

Таблица 1

Перечень оборудования измерительных кампаний

Даты измерений	Озеро	Точки измерений	Установленная аппаратура
29.01-3.02.2017	Верхнее	WS2_E	Акустический анемометр Gill WindSonic, 2 горизонтальных компоненты скорости ветра, частота 1 Гц, высота измерений 2м
		WS2_W	Акустический анемометр Gill WindSonic, 2 горизонтальных компоненты скорости ветра, частота 1 Гц, высота измерений 2м
		WS2_C	Акустический анемометр Gill WindSonic, 2 горизонтальных компоненты скорости ветра, частота 1 Гц, высота измерений 2м
		WS3_N	Акустический анемометр Gill WindMaster, 3 компоненты скорости ветра, температура частота 20 Гц, высота измерений 2м
		WS3_S	Акустический анемометр Gill WindMaster, 3 компоненты скорости ветра, температура частота 20 Гц, высота измерений 2м
		WS3_C1,C2 2 уровня	Акустический анемометр Gill WindMaster, 3 компоненты скорости ветра, температура частота 20 Гц, высота измерений 2 и 5 м
25.01-3.02.2017	Кисло-Сладкое	1 (6м)	Акустический анемометр Gill WindMaster: 3 компоненты скорости ветра, температура, частота 20 Гц, метеостанция Davis Instruments: температура и влажность воздуха
		2 (4м)	Акустический анемометр Gill WindMaster: 3 компоненты скорости ветра, температура, частота 20 Гц, метеостанция Davis Instruments: температура и влажность воздуха
		3 (2м)	Акустический анемометр Gill WindMaster: 3 компоненты скорости ветра, температура, частота 20 Гц, метеостанция Davis Instruments: температура и влажность воздуха. Газоанализатор Li-Cor 7500: концентрации углекислого газа и водяного пара, 20 Гц. Датчики Kipp&Zonen: составляющие радиационного баланса
		4	Почвенная станция: температура снежного покрова на поверхности и на нижней границе снега (10 см).
26.01-8.02.2018	Кисло-Сладкое	1	Акустический анемометр Gill WindMaster: 3 компоненты скорости ветра, температура, частота 20 Гц. Температура снежного покрова на поверхности и на нижней границе снега (10 см)
		2 (2 уровня)	Акустический анемометр Gill WindMaster: 3 компоненты скорости ветра, температура частота 20 Гц высота 2 и 5 м, метеостанция Davis Instruments: температура и влажность воздуха высота 1 м и 4 м. Датчики iButton - температура снежного покрова на поверхности и на нижней границе снега (10 см). датчики Kipp&Zonen: составляющие радиационного баланса
		3	Акустический анемометр Gill WindMaster: 3 компоненты скорости ветра, температура частота 20 Гц высота 2 и 5 м. Датчики iButton - температура снежного покрова на поверхности и на нижней границе снега (10 см)

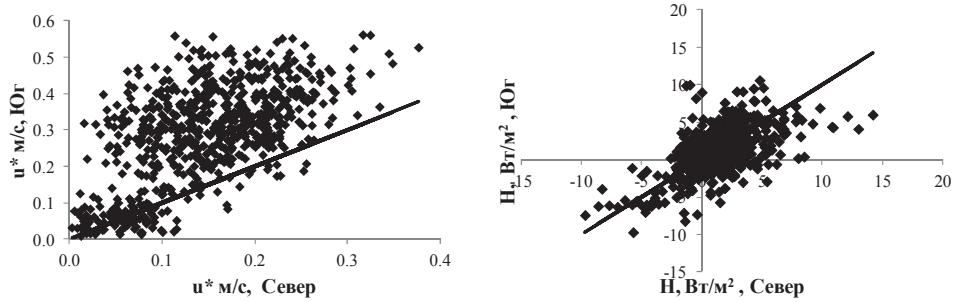


Рис. 2. Сравнение между динамической скоростью u_* и потоком явного тепла H, измеренных в северной и южной точках озера Верхнее (WS3_N и WS3_S). Прямой линией показана биссектриса.

Видно, что потоки тепла в двух точках сравнимы, и различия заметны только при устойчивой стратификации. Но динамическая скорость практически всегда меньше на севере озера, особенно при увеличении скорости ветра. То есть влияние ступеньки заметно в потоке импульса, но не в потоке тепла. Это подтверждает и значение средне-квадратичного отклонения скорости ветра, нормированного на динамическую скорость σ_u / u_* в четырех точках измерений (Рис. 3).

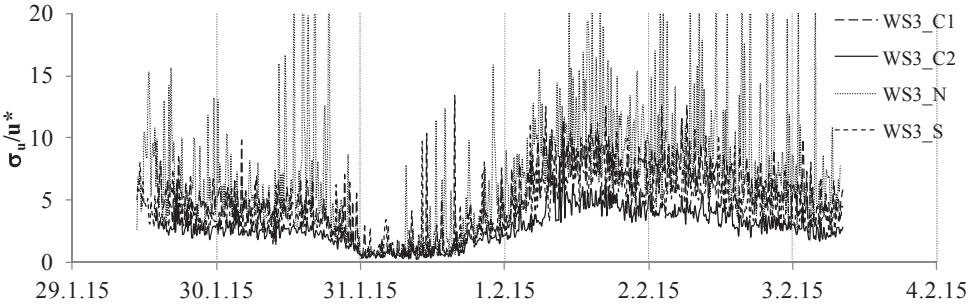


Рис. 3. Среднеквадратичное отклонение скорости ветра, нормированное на динамическую скорость в четырех точках измерений на оз. Верхнее (2015).

Сильная относительная изменчивость скорости в северной точке связана с ее близостью к наветренной границе озера и выраженностью в ветровом потоке вихрей, образующихся при отрыве потока от ступеньки (*Markfort et al. 2010*).

Одним из важнейших параметров, характеризующих турбулентное движение, является турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ) $K = \frac{1}{2}\overline{u_i'^2}$. Уравнение баланса ТКЭ можно записать в виде (*Монин, Яглом 1965*):

$$\frac{\partial \rho K}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \overline{u_j} K\right) = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}\rho \overline{u_i' u_i' u_j'}\right) - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{p' u_j'}\right) - \rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta}\rho \overline{\theta' u_3'} - \rho\varepsilon, \qquad (1)$$

здесь ρ - плотность воздуха; p' - пульсации атмосферного давления; θ и θ' - среднее значение и пульсации потенциальной температуры; u_j и $u'_{j,i}$ - трех компонент скорости ветра *u, v, w*; x_j - три координаты *x, y, z;* ε - скорость диссипации ТКЭ.

По данным измерений на оз. Верхнее возможно оценить порядок членов уравнения (1), связанных с производными по времени, продольной оси x и вертикальной оси z. При этом, турбулентные одноточечные моменты рассчитываются в каждой точке измерений, а производные оцениваются конечными разностями между этими точками. В таблице 2 представлены результаты расчета порядка наиболее крупных членов уравнения (1).

Таблица 2.

Слагаемые уравнения баланса турбулентной кинетической энергии (1) по данным измерений на оз. Верхнее (побережье Белого моря)

№	Слагаемое	Физический смысл	Порядок, $м^2/с^3$
1	$-\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{u}K\right)$	Горизонтальный перенос ТКЭ средним течением	10^{-2}
2	$-\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w}K\right)$	Вертикальный перенос ТКЭ средним течением	10^{-2}
3	$-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{2}\left(\overline{u'u'w}+\overline{v'v'w'}+\overline{w'w'w'}\right)\right)$	вертикальный диффузионный перенос ТКЭ турбулентными вихрями	10^{-2}
4	$-\overline{u'u'}\frac{\partial\overline{u}}{\partial x}$	Генерация турбулентной энергии, обусловленная взаимодействием напряжений Рейнольдса и горизонтального градиента средней горизонтальной скорости	10^{-2}
5	$-\overline{v'w'}\frac{\partial\overline{w}}{\partial z}$	Генерация турбулентной энергии, обусловленная взаимодействием напряжений Рейнольдса и вертикального градиента средней вертикальной скорости	10^{-2}

В случае горизонтально однородной поверхности члены уравнения 1, 2, 4 должны быть пренебрежимо малы, но в нашем случае их порядок сравним с порядком членов 3 и 5, вносящих основной вклад в перенос ТКЭ над однородной поверхностью. Это соответствует результатам вихреразрешающего моделирования (*Глазунов, Степаненко 2015*) о неравномерности генерации и распределения ТКЭ над неоднородным рельефом.

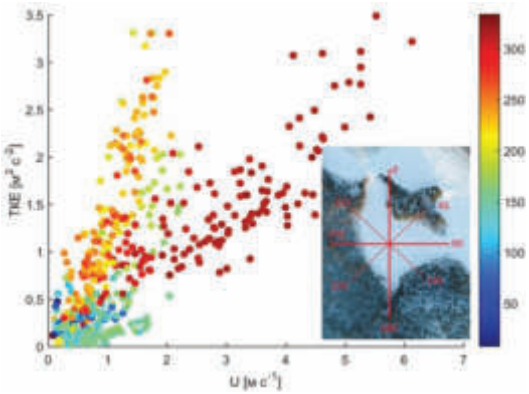


Рис. 4. Зависимость ТКЭ от скорости и направления ветра для оз. Кисло-Сладкое в 2017 г. Направление ветра (°) показано цветом.

В эксперименте 2017 года измерения проводились на нескольких уровнях в одной точке, но наблюдалась изменчивость направления ветра. На рис. 4 представлена зависимость ТКЭ от скорости и направления ветра для озера Кисло-Сладкое. Видно, что когда ветер дует с юга, т.е. с лесного массива (направление 150-250°), угол наклона графика ТКЭ(U) (турбулизация потока), значительно больше, чем когда ветер дует с залива через северный коридор (направление 320°). Приведенный пример также подтверждает выводы работы (*Глазунов, Степаненко 2015*) о генерации ТКЭ сдвигом скорости ветра на вершинах деревьев на переходе лес-озеро.

Далее рассмотрим результаты измерений турбулентных потоков. На рис. 5 показана динамическая скорость ветра, определяемая из потока импульса $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$, полученного из пульсационных измерений в трех экспериментах на разных высотах.

Видно, что во всех случаях поток импульса увеличивается с высотой. А при скорости ветра, стремящейся к нулю, динамическая скорость не равна нулю даже при устойчивой стратификации.

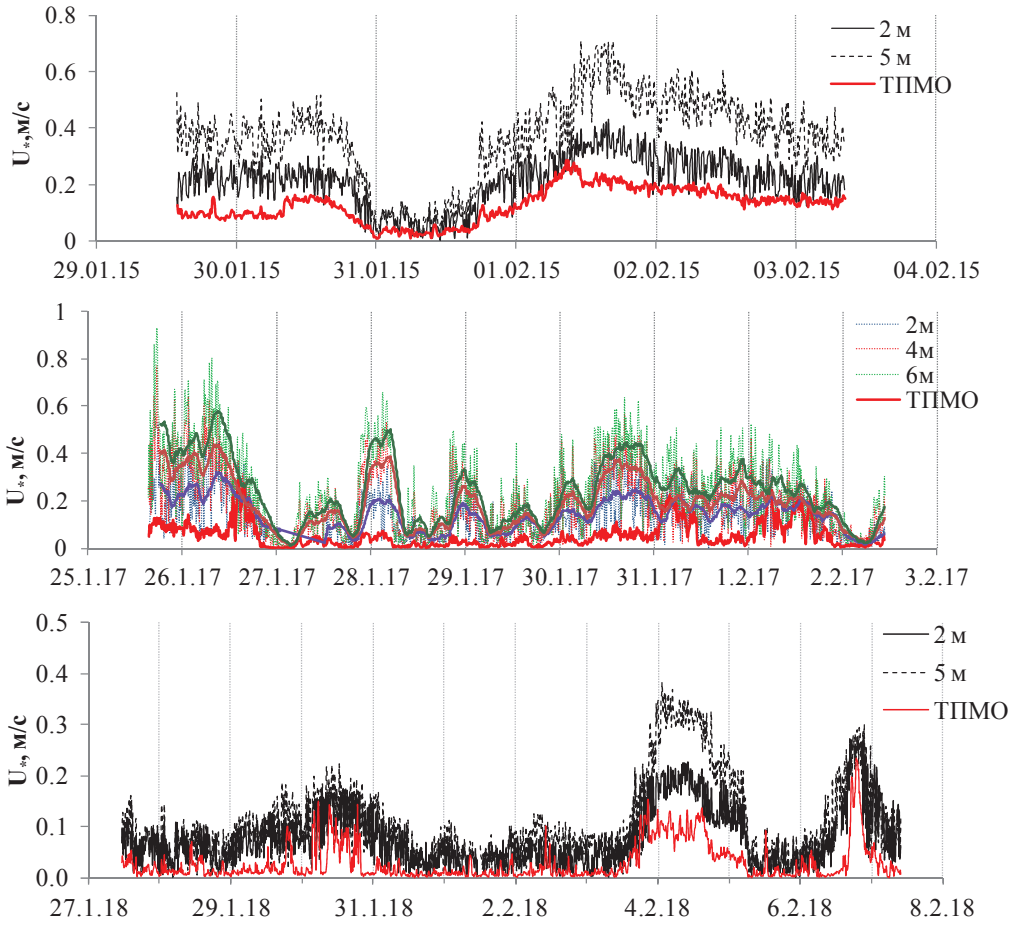


Рис. 5. Временной ход динамической скорости u_* по данным измерений 2015, 2017 и 2018 гг. на разных высотах над подстилающей поверхностью и расчетов из потоково-градиентных соотношений (ТПМО).

Поток импульса, полученный экстраполяцией на поверхность, много меньше потока импульса на стандартных уровнях измерений *(Barskov et al. 2017)*. Он практически линейно увеличивается по модулю с высотой и на уровне поверхности стремится к 0, что также согласуется с численными экспериментами (*Глазунов, Степаненко 2015*).

Поток турбулентного явного тепла H, измеренный пульсационным (ЕС) методом на разных уровнях и рассчитанный по ТПМО для 2017 и 2018 гг. представлен на рис. 6. Также на рисунке показан профиль температуры в пограничном слое атмосферы, полученный по данным дистанционного зондирования (измерения метеорологического профилемера МТП-5). Наибольшее расхождение измеренного потока тепла с рассчитанным по ТПМО наблюдается при наличии инверсии с выраженным вертикальным градиентом температуры в потоке над ландшафтом на высоте около 100 м. В таких случаях скорость ветра незначительна, но существуют адвекция теплого воздуха в средней и верхней части пограничного слоя и турбулентная диффузия сформировавшегося на этих высотах потока тепла к подстилающей поверхности. При этом поток зависит от высоты, увеличиваясь по модулю с высотой.

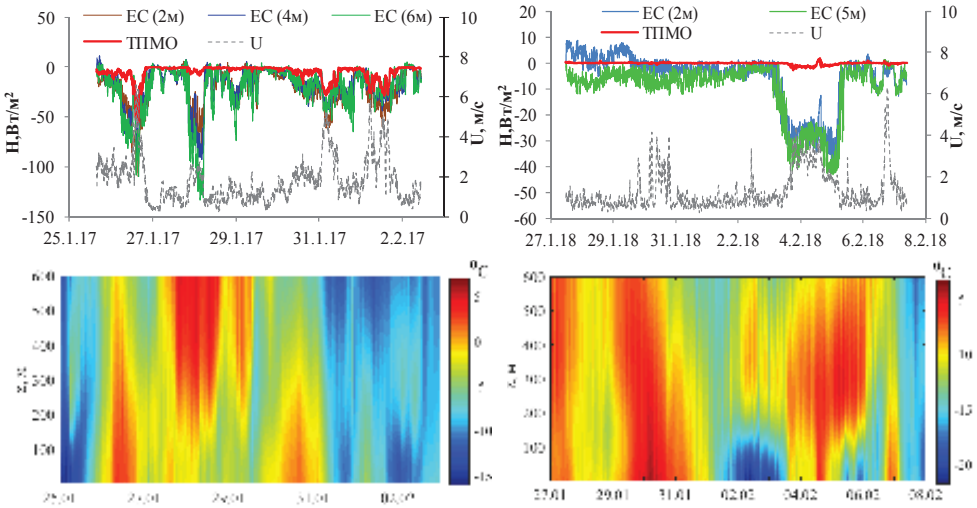


Рис. 6. Поток турбулентного явного тепла H в 2017 и 2018 годах, измеренный на разных уровнях пульсационным (ЕС) методом и рассчитанный по ТПМО (верхний рисунок) и профиль температуры в атмосферном пограничном слое (нижний рисунок).

Уравнение баланса для потока тепла $F = \overline{w'\theta'}$, аналогично (1), имеет вид:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u\frac{\partial F}{\partial x} + v\frac{\partial F}{\partial y} + w\frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{u'w'\theta'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'\theta'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z} - \overline{u_i'\theta'}\frac{\partial \overline{w}}{\partial x_i} - \overline{u_i'w'}\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho}\overline{\theta'\frac{\partial p'}{\partial z}} + \frac{g}{\theta_0}\overline{\theta'^2} + \nu\overline{\theta'\Delta^2 w'} + \kappa\overline{w'\Delta^2\theta'}, \quad (2)$$

где обозначения аналогичны (1), а u, v и w - три компоненты скорости ветра. Данные эксперимента 2018 г. позволяют оценить все члены этого уравнения, кроме турбулентного переноса пульсациями давления. Для проверки гипотезы о диффузии потока тепла из верхних слоев атмосферы достаточно упрощенного варианта уравнения для горизонтально-однородного слоя:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z} - \overline{w'^2}\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho}\overline{\theta'\frac{\partial p'}{\partial z}} + \frac{g}{\theta_0}\overline{\theta'^2} + \nu\overline{\theta'\Delta^2 w'} + \kappa\overline{w'\Delta^2\theta'}. \qquad (3)$$

Первый член этого уравнения $\frac{\partial \overline{w'w'\theta'}}{\partial z}$ определяет дивергенцию турбулентного потока тепла. На рис. 7 временная изменчивость третьего момента $\overline{w'w'T'} \sim -\frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial z}$ сопоставляется с изменчивостью измеренных и рассчитанного потоков тепла для оз. Кисло-Сладкое в 2017 г. (предполагается, что потенциальная температура в нижней части пограничного слоя близка к измеренной температуре воздуха). При его увеличении, которое связано с диффузией тепла сверху, ТПМО показывает заниженные значения потоков турбулентного тепла. Это может быть вызвано уже отмеченным усилением турбулизации атмосферы на уровне высоты деревьев при отрыве ветрового потока. Генерируемые сдвигом скорости ветра на вершинах деревьев вихри могут быть ответственны за перенос потока тепла из слоев воздуха над ландшафтом к поверхности озера.

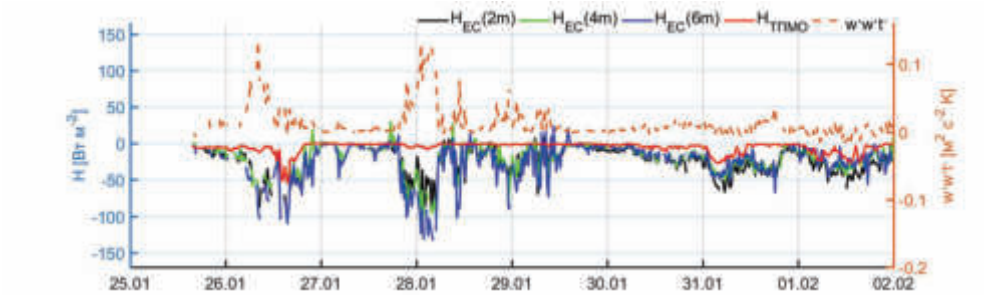


Рис. 7. Временной ход измеренных и рассчитанных потоков тепла на оз. Кисло-Сладкое (2017) и третьего момента $\overline{w'w'T'}$.

Заключение

Представленные примеры показывают, что при определенных условиях расчет характеристик энергообмена над неоднородной поверхностью по традиционным методам, включая выводы теории подобия Монина-Обухова, приводит к значительным ошибкам. В неоднородном ландшафте (поляна, озеро, окруженные лесом, городские и горные каньоны) на уровнях стандартных измерений наблюдается быстрое изменение потока тепла и импульса с высотой, что не позволяет в общем случае ассоциировать измеренные на определенной высоте потоки с потоками на поверхности.

Согласие измеренных турбулентных потоков на уровнях 2-5 м с теорией подобия Монина-Обухова существенно зависит от режима натекающего потока: наибольшее расхождение наблюдается в условиях устойчивой стратификации, при тёплой адвекции сверху и турбулентной диффузии отрицательного потока тепла к поверхности. Данный вывод может быть одним из объяснений известной проблемы воспроизведения метеорологического режима неоднородных ландшафтов в условиях устойчивой стратификации в рамках мезомасштабных моделей атмосферы (*Atlaskin E. and Vihma, 2012; Варенцов и др., 2017*).

Из-за несоответствия небольшой скорости ветрового потока и степени его турбулизации, расчеты по теории Монина-Обухова показывают заниженные по модулю значения турбулентных потоков. Из-за неоднородного перемешивания слой постоянных потоков в этом случае отсутствует, что затрудняет использование теории подобия для

расчета турбулентных потоков. При этом слагаемые, вызванные горизонтальной неоднородностью, могут иметь вклад того же порядка в уравнениях баланса турбулентных моментов, что и слагаемые, присутствующие в однородном пограничном слое.

Затруднения применимости ТПМО над неоднородными ландшафтами связано, прежде всего, с тем, что к локальному турбулентному перемешиванию, вызванному высокочастотной турбулентностью, здесь добавляются нелокальные процессы, вызванные неоднородностью генерации турбулентных движений и различными мезомасштабными циркуляциями. При определенных условиях ТПМО применима и над неоднородной поверхностью, но для расчета характеристик атмосферной турбулентности в этом случае необходим более обобщенный подход, который может содержать, в том числе, и классическую ТПМО как частный случай (*Johanssonet al. 2001; Wilson, 2008*). Реализация этого подхода возможна с включением в функции подобия новых независимых безразмерных групп (*Grachevet al. 2018*) или введением новых эмпирических масштабов (*Барсков и др., 2018*), для чего необходимы дальнейшие исследования.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-17-01210.

Литература

1. *Барсков К.В., Глазунов А.В., Репина И.А., Степаненко В.М., Лыкосов В.Н., Маммарелла И.* О применимости теории подобия для устойчиво-стратифицированного атмосферного пограничного слоя над поверхностями сложной структуры // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54.* № 5. С. 544–554.
2. *Варенцов М.И., Самсонов Т.Е., Кислов А.В., Константинов П.И.* Воспроизведение острова тепла Московской агломерации в рамках региональной климатической модели COSMO-CLM // Вестник Московского университета. Серия 5. География. 2017. № 6. С. 25–37.
3. *Волков Ю.А., Репина И.А.* Влияние структуры подстилающей поверхности в полярных районах на энергообмен атмосферы и океана // Поверхностные и внутренние волны в арктических морях: Сб. / Под ред. И.В. Лавренова и Е.Г. Морозова. СПб: Гидрометеоиздат, 2002. Гл. 11. С. 189–206.
4. *Глазунов А.В.* Численное моделирование устойчиво-стратифицированных турбулентных течений над поверхностью городского типа. Спектры и масштабы, параметризация профилей температуры и скорости // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 4. С. 406–419.
5. *Глазунов А.В., Степаненко В.М.* Вихреразрешающее моделирование стратифицированных турбулентных течений над неоднородными ландшафтами // Известия РАН, Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 4. С. 403–415.
6. *Кадыгров Е.Н.* Микроволновая радиометрия атмосферного пограничного слоя - метод, аппаратура, результаты измерений // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 7. С. 697-704.
7. *Краснова Е.Д., Воронов Д.А., Демиденко Н.А., Кокрятская Н.М., Пантюлин А.Н., Рогатых Т.А., Самсонов Т.Е., Фролова Н.Л.* К инвентаризации реликтовых водоемов, отделяющихся от Белого моря // Комплексные исследования Бабьего моря, полуизолированной беломорской лагуны: геология, гидрология, биота — изменения на фоне трансгрессии берегов (Труды Беломорской биостанции МГУ, т. 12). М., Т-во научных изданий КМК, 2016. С. 211-241.
8. *Монин А.С., Обухов А.М.* Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Труды ГЕОФИАН. 1954. № 24 (151). С. 163-187.
9. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. “Наука”, Год: 1 ч. 1965, 2 ч. 1967, Страниц: 1 ч. 640, 2 ч. 720.
10. *Обухов А.М.* Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере // Труды Ин-та теорет. геофизики АН СССР. 1946. № 1. С. 95-115.
11. *Панин Г.Н., Бернхофер Х.* Параметризация турбулентных потоков над неоднородными ландшафтами // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 6. С. 755-772.
12. *Соловьев Ю.П.* Характеристики внутреннего пограничного слоя над морем при ветре с берега, имеющего горный рельеф // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: Сб. науч. тр. «К 30-летию океанографической платформы в Кацивели» / НАН Украины: МГИ, ИГН, ОФ ИнБЮМ. Севастополь, 2010. Вып. 21. С. 74-87.
13. *Цванг Л.Р.* Измерения турбулентных потоков и спектров температурных пульсаций // В сб.

«Атмосферная турбулентность», Труды института физики атмосферы. 1962. № 4. С. 137-143.
14. *Atlaskin E., Vihma T.* Evaluation of NWP results for wintertime nocturnal boundary-layer temperatures over Europe and Finland // Q. J. Roy. Meteorol. Soc. 2012. V. 138. Pp. 1440-1451.
15. *Babic K., Rotach M.W., Klaic Z.B.* Evaluation of local similarity theory in the wintertime nocturnal boundary layer over heterogeneous surface // Agric. Forest Meteorol. 2016a. V. 774. No. 228–229. P. 164–179.
16. *Babic N., Vecenaj Z., De Wekker S.F.* Flux–variance similarity in complex terrain and its sensitivity to different methods of treating non-stationarity // Boundary-layer meteorol. 2016b. V. 159. No 1. P.123-145.
17. *Barskov K.V., Chernyshev R.V., Stepanenko V.M., Repina I.A., Artamonov A.Y., Guseva S.P., Gavrikov A.V.* Experimental study of heat and momentum exchange between a forest lake and the atmosphere in winter // *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2017. V. 96. No* 1. P. 012003.
18. *Belcher S.E., Harman I.N., Finnigan J.J.* The Wind in the Willows: Flows in Forest Canopies in Complex Terrain // Ann. Rev. Fluid Mech. 2012. V. 44. P. 479–504.
19. *Chen J.M., Clack T.A., Novak M.D., Adams R.S.* A wind tunnel study of turbulent airflow in forest clear cuts // In Wind and Trees. / Eds: Coutts M.P., Grace J. Cambridge Univ. Press, New York: 1995. P. 71–87.
20. *Coceal O., Belcher S.E.* Mean winds through an inhomogeneous urban canopy // Boundary-Layer Meteorol. 2005. V. 115. P. 47–68.
21. *Detto M., Katul G.G., Siqueira M., Juang J.Y., Stoy P.* The structure of turbulence near a tall forest edge: The backward-facing step flow analogy revisited // Ecological Applications. 2008. V. 18. No 6. P. 1420-1435.
22. *Downing J.A., Prairie Y.T., Cole J.J., Duarte C.M., Tranvik L.J., Striegl R.G., McDowell W.H., Kortelainen P., Caraco N.F., Melack J.M., Middelburg J.J.* The global abundance and size distribution of lakes, ponds, and impoundments // Limnology and Oceanography. 2006. V. 51. No 5. P. 2388-2397.
23. *Dutra E., Stepanenko V.M., Balsamo G., Viterbo P, Miranda P, Mironov D, Schär C.* An offline study of the impact of lakes on the performance of the ECMWF surface scheme // Boreal Env. Res. 2010. V. 15. № 2. P. 100–112.
24. *Figueroa-Espinoza B., Salles P.* Local Monin–Obukhov similarity in heterogeneous terrain // Atmos. Sci. Lett. 2014. V. 15. No 4. P. 299–306.
25. *Foken T.* 50 years of the Monin–Obukhov similarity theory // Boundary-Layer Meteorol. 2006. V. 119, No 3. P. 431–447.
26. *Foken T.* Micrometeorology, Springer, Heidelberg, 2017. 362 p.
27. *Foken T.* The energy balance closure problem: An overview // Ecological Applications. 2008. V. 18. No 6. P. 1351–1367.
28. *Garratt J.R.* The Atmospheric Boundary Layer, Cambridge University Press, Cambridge, 1992. 316 p.
29. *Grachev A.A., Andreas E.L, Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.G*. Similarity theory based on the Dougherty-Ozmidov length scale // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 2015. V. 141. No 690A. P. 1845–1856.
30. Grachev A.A., Andreas E.L., Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.G. On the turbulent Prandtl number in the stable atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2007. V. 125. No 2. P. 329–341.
31. *Grachev A.A., Leo L.S., Di Sabatino S., Fernando H.J.S., Pardyjak E.R., Fairall C.W.* Structure of turbulence in katabatic flows below and above the wind-speed maximum // Boundary-Layer Meteorol. 2016. V. 159. No 3. P. 469–494.
32. *Grachev A.A., Leo L.S., Fernando H.J., Fairall C.W., Creegan E., Blomquist B.W., Christman A.J. Hocut C.M.* Air–Sea/Land Interaction in the Coastal Zone // Boundary-Layer Meteorology. 2018. V. 167. No 2. P.181-210.
33. *Izumi Y.* Kansas 1968 Field Program Data Report. Bedford, MA, Air Force Cambridge Research Papers, No. 379, 1971. 79 p.
34. *Johansson C., Smedman A-S., Högström U., Brasseur J.G., Khanna S.* Critical test of the validity of Monin–Obukhov similarity during convective conditions // J. Atmos. Sci. 2001. V. 58. No 12. P. 1549–1566.
35. *Kaimal J.C., Finnigan J.J.* Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement. Oxford University Press, Oxford. 1994. 304 p.
36. *Kantha L.H., Clayson C.A.* Small Scale Processes in Geophysical Fluid Flows. Academic Press, San Diego, 2000. 883 p.

37. *Kral S.T., Sjöblom A., Nygard T.* Observations of summer turbulent surface fluxes in a High Arctic fjord // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2014. V. 140. No 679. P. 666–675.
38. *Lee X., Massman W., Law B.E.* Handbook of micrometeorology: a guide for surface flux measurement and analysis. Springer, Heidelberg, 2004. 250 p.
39. *Leuning R., van Gorsel E., Massman W.J., Isaac P.R.* Reflections on the surface energy imbalance problem // Agric. Forest Meteorol. 2012. V. 156. P. 65-74.
40. *Markfort C.D., Perez A.L.S., Thill J.W., Jaster D.A., Porte-Agel F., Stefan H.G.* Wind sheltering of a lake by a tree canopy or bluff topography // Water Resour. Res. 2010. V. 46. W03530.
41. *Markfort C.D., Porté-Agel F., Stefan H.G.* Canopy-wake dynamics and wind sheltering effects on Earth surface fluxes // Environmental Fluid Mechanics. 2014. V. 14. No 3. P.663-697.
42. *Mironov D., Heise E., Kourzeneva E., Ritter B, Schneider N, Terzhevik A*. Implementation of the lake parameterisation scheme FLake into the numerical weather prediction model COSMO // Boreal Env. Res. 2010. V. 15. № 2. P. 218–230.
43. *Nadeau D.F., Pardyjak E.R., Higgins C.W., Parlange M.B.* Similarity scaling over a steep alpine slope // Boundary-Layer Meteorol. 2013. V. 147. No 3. P. 401–419.
44. *Quan L., Hu F.* Relationship between turbulent flux and variance in the urban canopy // Meteorol. Atmos. Phys. 2009. V. 104. No 1–2. P. 29–36.
45. *Queck R., Bernhofer C., Bienert A., Schlegel F.* The TurbEFA Field Experiment—Measuring the Influence of a Forest Clearing on the Turbulent Wind Field // Boundary-layer meteorol. 2016. V. 160. No 3. P. 397-423.
46. *Repina I.A., Stepanenko V.M., Artamonov A.Y., Barskov K.V., Gavrikov A.V., Guseva S.P., Chernyshov R.V.* Air-surface interaction over small lake in winter // Report series in aerosol science. 2017. V.201. P. 421–423.
47. *Rodrigo J.S., Anderson P.S.* Investigation of the stable atmospheric boundary layer at Halley Antarctica // Boundary-Layer Meteorol. 2013. V. 148. No 3. P. 517–539.
48. *Stepanenko V., Jöhnk K.D., Machulskaya E., Perroud M., Subin Z., Nordbo A., Mammarella I., Mironov D.* Simulation of surface energy fluxes and stratification of a small boreal lake by a set of one-dimensional models // Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography. 2014. V. 66. No 1., P. 21389.
49. *Stepanenko V.M., Martynov A., Jöhnk K.D., Subin Z.M., Perroud M., Fang X., Beyrich F., Mironov D., Goyette S.* A one-dimensional model intercomparison study of thermal regime of a shallow, turbid midlatitude lake // *Geoscientific Model Development. 2013. V. 6.* P. 1337–1352.
50. *Stiperski I., Rotach M.W.* On the measurement of turbulence over complex mountainous terrain // Boundary-Layer Meteorol. 2016. V. 159. No 1. P. 97–121.
51. *Stull R.B.* An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Press, Dordrecht, 1988. 666 p.
52. *Tsvang L.R., Koprov B.M., Zubkovskij S.L., Dyer A.J., Hicks B.B., Miyake M., Stewart R.W., McDonald J.W.* Comparison of Turbulence Measurements by Different Instuments; Tsimlyansk Field Experiment 1970 // Boundary-Layer Meteorol. 1973. V. 3. P. 499–521.
53. *Tsvang L.R., Zubkovskij S.L., Kader B.A., Kallistratova M.A., Foken T., Gerstmann W., Przandka Z., Pretel J., Zelenry J., Keder J.* International Turbulence Comparison Experiment (ITCE-81) // Boundary-Layer Meteorol. 1985. V. 31. P. 325–348.
54. *Wilson J.D.* Monin-Obukhov functions for standard deviations of velocity. Boundary-Layer Meteorol. 2008. V. 129. No 3. P. 353–369.
55. *Wood C.R., Lacser A., Barlow J.F., Padhra A., Belcher S.E., Nemitz E., Helfter C., Famulari D., Grimmond C.S.B.* Turbulent flow at 190 m height above London during 2006–2008: 952 A climatology and the applicability of similarity theory // Boundary-Layer Meteorol. 2010. V. 137. No. 1. P.77–96.
56. *Wyngaard J.C.* Turbulence in the atmosphere. Cambridge University Press, New York, 2010. 393 p.
57. *Zhao Z., Gao Z., Li D., Bi X., Liu C., Liao F.* Scalar flux–gradient relationships under unstable conditions over water in coastal regions // Boundary-Layer Meteorol. 2013. V. 148. No 3. P. 495–516.

Вихри, волны, струйные течения и турбулентность в лабораторных экспериментах

О.Г. Чхетиани, А.Е. Гледзер, Е.Б. Гледзер, М.В. Калашник, А.А. Хапаев

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

Введение

Структуры и течения планетарных масштабов всегда являлись одной из центральных проблем геофизической гидродинамики с учетом изучения таких образований в атмосферах Земли и планет. К ним можно отнести крупные вихри на планетах-гигантах, зональные потоки на восток в атмосфере Земли на средних широтах, также струйные течения в атмосфере и связанные с крупными течениями в океане (Гольфстрим) меандрирования и океанские кольца. В атмосферах Земли и планет подобного рода структуры известны давно (*Воробьев 1960*), а в океане протяженные узкие структуры были обнаружены сравнительно недавно (*Maximenko et al. 2005; Berloff et al. 2011*). Кроме этого, следует особо сказать о блокирующих образованиях, т.е. стационарных обширных областях повышенного давления, связанных с остановкой зонального переноса над обширной территорией (*Обухов и др. 1984; Агаян и Мохов 1989*). К этому же типу движений относятся системы встречных зональных струйных течений в планетных атмосферах демонстрирующих как суперротационное, так и субротационное поведение (*Vasavada and Showman 2005; Porco et al. 2005; Hammel et al. 2005; Sromovsky et al. 1993*).

В идеальной двумерной гидродинамике объяснение укрупнения вихревых образований и протяженных потоков из мелкомасштабных турбулентных возмущений поля скорости не должно вызывать затруднений, поскольку известен механизм обратного каскада энергии с соответствующим переносом энергии в крупномасштабный интервал спектра масштабов (*Мирабель и Монин 1979*). Но уже для относительно тонких слоев, где допустимы вертикальные движения, механизм обратного переноса энергии до конца не прояснен. Как показывают результаты экспериментов для тонких слоев, а также измерения поля скорости в атмосфере, трехмерность потоков оказывается существенным фактором динамики, что в частности, проявляется в переходе продольных структурных функции третьего порядка поля скорости к отрицательным (как в трехмерной турбулентности) значениям (*Гледзер и др. 2011, 2013; Nastrom et al. 1984; Nastrom and Gage 1985*).

Поэтому для теоретического объяснения этих явлений планетарного масштаба в рамках геофизической гидродинамики привлекается ряд физических и гидродинамических механизмов. Некоторые из них в связи с упомянутыми природными наблюдениями и лабораторными экспериментами были рассмотрены в работах (*Espa et al. 2012, 2014; Weeks et al. 1997; Rhines 1997*). Часть механизмов связана с квазидвумерностью геофизических течений. Формирование крупномасштабных структур может быть следствием приближенного сохранения энергии и завихренности в квазидвумерных течениях. Отсюда следует поток энергии от малых масштабов к большим, что и приводит к образованию крупномасштабных вихревых движений (*Lesieur 1988*). Образование струйных течений связывается с анизотропизацией потока энергии в поле возмущений (*Galperin et al. 2006; Espa et al. 2014*), к которому во вращающемся потоке приводит широтное изменение параметра Кориолиса. Этот процесс может сформировать зональные струи в потоке или зональную структуру планетной циркуляции (как на Юпитере и других планетах–гигантах).

В качестве других возможных объяснений образования крупных структур можно указать перемешивание потенциальной завихренности, вследствие чего завихренность становится однородной в некоторой области (*Constantinou et al. 2014*). При этом появляется возможность гомогенизации потенциальной завихренности в изолированных крупномасштабных образованиях, что формирует равнозавихренные разнознаковые крупномасштабные когерентные структуры. Когерентные структуры могут так же спонтанно

появляться на фоне однородной турбулентности и не исчезать долгое время, несмотря на вихревое перемешивание, поскольку взаимодействие вихрей малого размера приводит к обратному каскаду энергии в пределах масштаба Райнса, а за его пределами поток энергии происходит из-за триадного взаимодействия волновых векторов.

Большое значение для вращающихся лабораторных систем имела бы генерация крупномасштабного вихря, производимого мелкомасштабной турбулентностью, возбуждаемой МГД-методом или многочисленными источниками-стоками. Для невращающейся установки такая генерация была обнаружена в работах (*Xia et al. 2008, 2009, Bardóczi et al. 201*2). Образующийся круговой вихрь или «конденсат» (по терминологии этих работ) представляет собой структуру максимального масштаба, допускаемого геометрией канала.

В численном варианте в рамках уравнений мелкой воды для тонких слоев жидкости во вращающемся круговом канале с генерацией мелкомасштабного поля скорости МГД–методом и методом источников–стоков крупномасштабные вихри типа упомянутого конденсата и протяженные струи были получены в работе (*Гледзер 2015*). При этом в численных экспериментах использовались многолучевые конфигурации расположения чередующихся по знакам постоянных магнитов или источников–стоков массы.

Поскольку образование вихря «конденсата» было обнаружено в экспериментах только одной серии работ представляет интерес получить аналогичные результаты в других экспериментах, в частности, в круговых каналах, покоящихся и вращающихся, с учетом β–эффекта и без него. Для выбора экспериментальной конфигурации и конкретизации расположения системы постоянных магнитов можно воспользоваться результатами моделирования работы (*Гледзер 2015*). Здесь существенную роль имеет придонное трение (*Должанский 2011*). Стоит отметить, что детали численных и лабораторных экспериментов могут отличаться с учетом возможных несимметрий для последних, которые в реальности (как в природе, так и в лабораторных системах)всегда присутствуют.

Образование крупномасштабных структур под действием мелкомасштабных квазитурбулентных возмущений может привести к модификации общециркуляционных потоков (ячейки Хэдли и Фарреля), генерируемых взаимодействием конвективных полей скорости от солнечного притока энергии с изменяемой по широте силой Кориолиса. При этом циркуляционные потоки, такие как перенос на восток воздушных масс в средних широтах, могут останавливаться под действием образующейся циркуляции, которая своим источником имеет вихревые образования более мелких масштабов. В результате этого взаимодействия могут образовываться структуры, блокирующие зональный атмосферный перенос.

Лабораторные эксперименты и результаты

В 70-80-е годы прошлого века в ИФА им. А.М. Обухова РАН были начаты эксперименты по лабораторному моделированию процессов подобных, развивающимся в геофизических средах. Эксперименты шли по нескольким направлениям. Использовались различные способы возбуждения движений. Первоначально использовался инерционный метод, основанный 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 (*Гледзер и др. 1975; Gledzer and Ponomarev 1992*). Через 15 лет эта неустойчивость была переоткрыта с помощью метода протяжки боковых гибких границ эллиптического цилиндра.

Этом 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. Метод источников-стоков активно применялся для моделирования волн Россби (*Должанский и др. 1979; Черноусько 1979; Гледзер и др. 2012, 2013б, 2014*).

Магнитогидродинамический метод основан на генерации силы Ампера в слабопроводящей жидкости при наличии системы постоянных магнитов и постоянного электрического тока (*Бондаренко и др. 1979*). Метод использовался для экспериментального моделирования течения Колмогорова (*Батчаев и Довженко 1983; Батчаев и Курганский 1986*) и изучения неустойчивости сдвиговых зональных течений в круговой геометрии (*Довженко и др. 1979*; *Гледзер и др. 1981; Должанский 2011*). В последние годы с помощью МГД генерации исследуются статистические характеристики квазидвумерной турбулентности (*Гледзер и др. 2011, 2013а; Кострыкин и др. 2012; Kostrykin et al. 2014*) эффекты блокирования (*Гледзер и др. 2013б*), проявления циклон-антициклонной асимметрии (*Пономарев и др. 2009*; *Kostrykin et al. 2014; Калашник и др. 2016*). При этом изучается влияние на динамику трехмерных эффектов, возникающих из-за трения тонкого слоя жидкости над твердой поверхностью при выполнении условия прилипания.

Представляемые далее результаты получены для покоящейся или вращающейся установки (периоды вращения T до 1 минуты) со свободной поверхностью. Для данных экспериментов общее вращение с угловой скоростью $|\Omega_0| = 2\pi / T$ осуществлялось по часовой стрелке $\Omega_0 < 0$, что соответствует вращению Земли в южном полушарии. Днища круговых каналов с внутренним и внешним радиусами 1.5 см и $L = 14.5$ см (канал 1) и 5.5 см и $L = 18$ см (канал 2) имеют осесимметричную коническую форму. Высота слоя жидкости на внутреннем радиусе составляет $h_0 = 0.5$ см. Схемы экспериментальных установок представлены в работах (*Гледзер и др. 2013, 2017, 2018*)). Глубина слоя жидкости у внешнего радиуса составляет от 1 см до 3 см. Круговое расположение магнитов вдоль 16 и 32 радиусов на разных расстояниях от оси вращения с различным числом чередующихся по полюсам магнитов по окружности позволяет менять величину силы Ампера $\sim [\mathbf{j}, \mathbf{H}]$, действующую на электропроводящую жидкость (слабый раствор сульфата меди $CuSO_4$) ($\mathbf{j}, \mathbf{H}$ – плотность радиально направленного тока между электродами (4 на рис.1) и напряженность магнитного поля, создаваемого постоянными магнитами).

Расположение постоянных магнитов на конической основе показаны на рис.1 для канала 2 с 32 лучами по 4 магнита на каждом и для канала 1 на рис.2а с 16 лучами и на рис.2б с более частым расположением магнитов на двух внутренних окружностях.

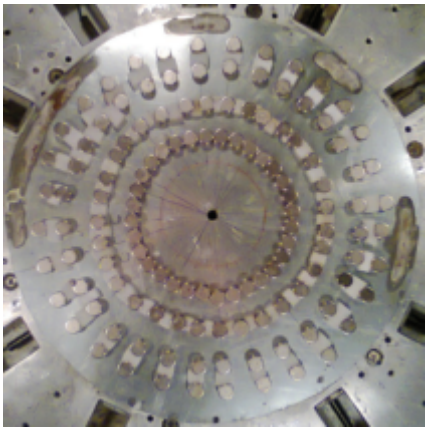


Рис. 1 Расположение постоянных магнитов для канала 2 с 32 лучами по 4 магнита вдоль радиусов.

а) б)

Рис.2 Расположение постоянных магнитов для канала 1 с 16 лучами с равномерным (рис.1а) и с более частым расположением магнитов на двух внутренних окружностях (рис.2б).

Эксперименты проводились как для покоящихся каналов, так и при их вращении с разными периодами.

На рис.3 показаны траектории частиц при визуализации полей скорости, генерируемых в каналах 2 (рис.3а) и 1 (рис.3б) в тонких слоях проводящей жидкости в режимах, когда основными являются поля, непосредственно возникающие при действии силы Ампера. При этом крупномасштабные вихри и протяженные струи не появлялись. Это базисные вихревые мелкомасштабные движения, поля скорости в которых генерируются непосредственно силами Ампера и Кориолиса (если есть внешнеее вращение).

Визуализация полей скорости обеспечивалась предварительным равномерным распределением на поверхности электролита алюминиевой пудры с последующей видеосъемкой и обработкой PIV методом, (*Пейзулаев 2003*). Здесь и далее для лучшего представления линий тока в экспериментальном течении используется «склейка» из последовательных 100 кадров видеосъемки, что соответствует 4.17 сек. физического времени.

На рис.4 показаны траектории, когда в течение некоторого времени возникла протяженная струя, которая затем закольцевалась, охватив часть площади канала 2 (рис.4б).

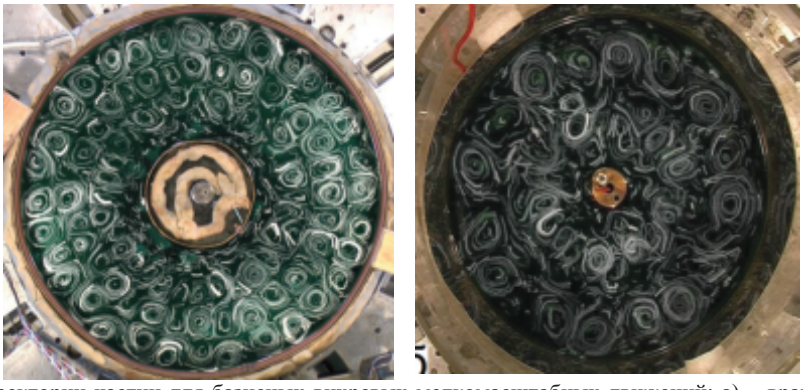


Рис. 3 Траектории частиц для базисных вихревых мелкомасштабных движений: а) – вращающийся канал 2 при периоде вращения T=4.1 сек, толщина слоя жидкости h=1см, б) вращающийся канал 1 при периоде вращения T=5.3 сек и толщине слоя жидкости 1см.

Рис. 4 Образование вихревых кластеров в канале 1: а) период вращения T=15.4 сек.; б) период вращения T=15.4 сек.; в) период вращения T=19.1 сек.

В ряде случаев образуются вихревые кластеры, "омываемые" струйным течением – рис. 4. Более выраженные узкие струи проявляются на рис.5. Закольцованные в укрупненные вихри узкие струи и широкая протяженная струя видны также на рис.6а,б для экспериментов с покоящимся, и медленно вращающимся (T=67 сек) каналом 2. Для более быстрого вращения (T=39.8 сек) струйное течение в разные моменты времени видно на рис.7.

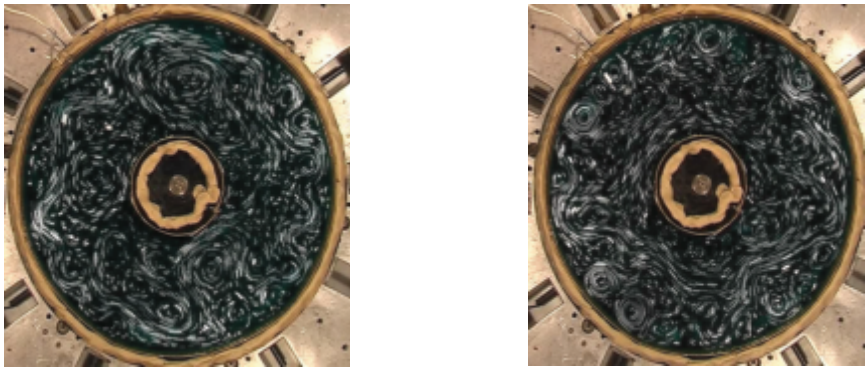


Рис.5 Выраженные узкие струи, канал 2, h = 24мм, а) T=67 сек**,** б) T=39.8 сек.

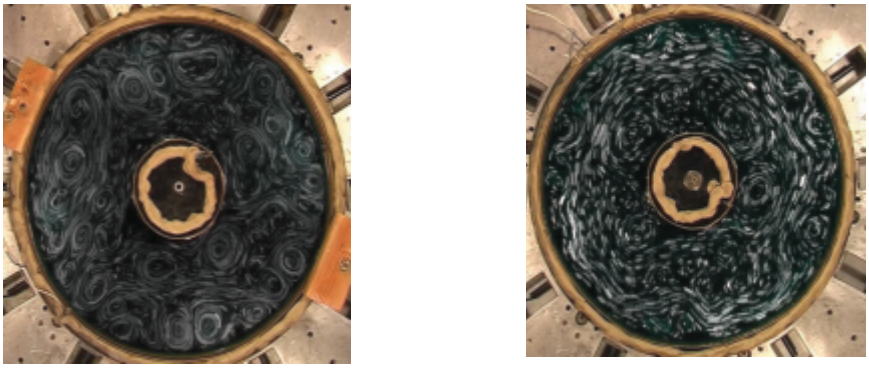


Рис.6 (а) – Закольцованные в укрупненные вихри узкие струи и **(б)** – широкая протяженная струя в канале 2 в покоящемся канале–(а) и (б)–при вращениии T=67 сек.

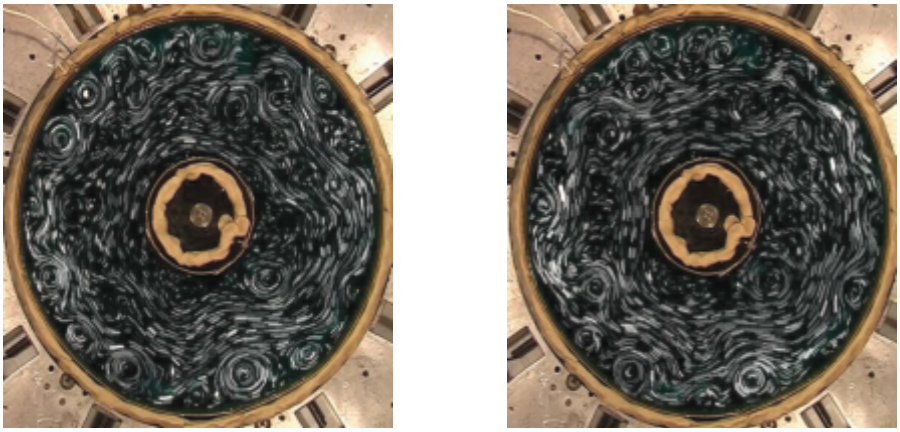


Рис.7 Струйное течение в канале 2 при вращении (T=39.8 сек) в разные моменты времени, h=24 мм.

Более выраженные узкие струи проявляются на рис.5. Закольцованные в укрупненные вихри узкие струи и широкая протяженная струя видны также на рис.6а,б для экспериментов с покоящимся, и медленно вращающимся (T=67 сек) каналом 2. Для более быстрого вращения (T=39.8 сек) струйное течение в разные моменты времени видно на рис.7.

Лучше временная динамика видна для линий уровня временной развертки профиля азимутальной компоненты скорости в произвольном сечении – рис. 8. Наблюдается практически постоянное присутствие мощного струйного течения.

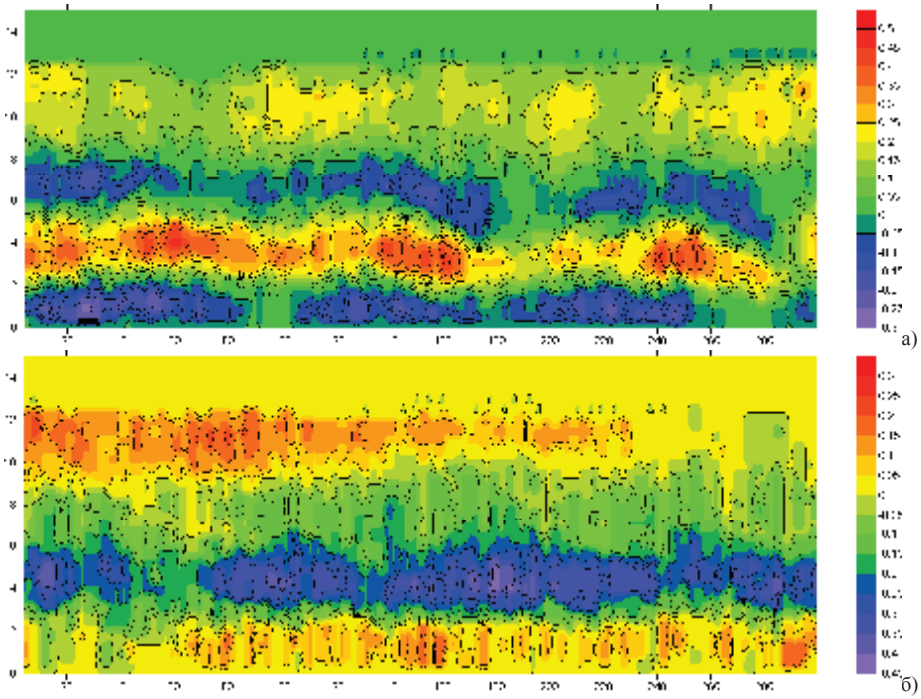


Рис. 8 Временной ход азимутальной компоненты скорости в канале. По верт. оси– радиус в см, по горизонт. оси – время в сек., цветовая шкала значений скорости – см\сек . h=24 мм, а) T=39.8 сек,б) T=67 сек.

Вычисление полей скорости с помощью PIV–метода позволяет получить данные о временном ходе средних по каналу энергии $\langle E \rangle$ и энстрофии $\langle \Omega^2 \rangle$ (а) T=39.8 сек, h=24 мм; б) T=67 сек, h=24 мм (рис.9(а,б)). В процессе эволюции струя меняет свои размеры, прецессирует, изменяется количество мелкомасштабных вихрей. Для более медленного вращения (T=67 сек, h=24 мм) наблюдается определенное нарушение циклон-антициклонной асимметрии, хорошо проявляющейся при относительно быстрых вращениях (T=39.8 сек, рис.9(г)). Площадь областей движений с циклонической завихренностью Ω_+ уже превышает площади с с антициклонической завихренностью Ω_-, но при этом падает интенсивность циклонов, так что возникают области доминирования антициклонических структур в канале (рис.9(д)). Подобные события встречаются и в земных условиях (*Мохов и др. 2015*). Явление циклон-антициклонной асимметрии связано с трехмерной структурой квазидвумерных движений и с такой характеристикой гидродинамического поля скорости, как спиральность. Ниже приводится оценка спиральности для данных лабораторного эксперимента.

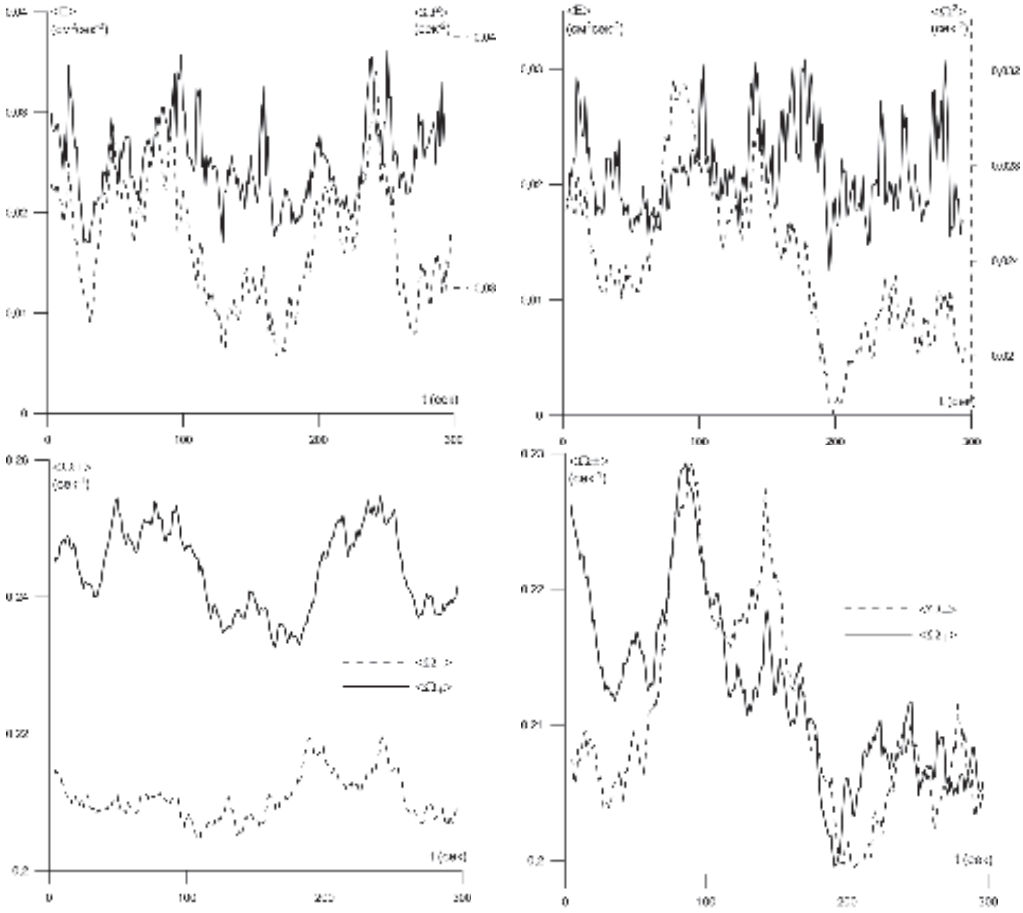


Рис. 9. Временной ход средних по каналу энергии $\langle E \rangle$, энстрофии $\langle \Omega^2 \rangle$ (пунктир): а) T = 39.8 сек, h = 24 мм; б) T = 67 сек, h = 24 мм и средней по каналу циклонической Ω_+ и антициклонической завихренностей Ω_- : в) T = 39.8 сек, h = 24 мм; г) T = 67 сек, h = 24 мм.

Полагаем, что толщина слоя жидкости в канале определяется в основном центробежными силами:

$$h(r) = h_0 - \frac{\Omega^2}{6g}\left(R_{внеш}^2 + R_{внеш}R_{внут} + R_{внут}^2\right) + \frac{\Omega^2 r^2}{2g} - \left(R_{внеш} - r\right)\tan(\varphi).$$

Здесь $\varphi \approx 5^\circ$ - наклон конуса дна, h_0 - толщина слоя жидкости у внешнего края канала без вращения, $R_{внеш}, R_{внут}$ - внешний и внутренний радиусы кольцевого канала, $\Omega = \frac{2\pi}{T}$ - угловая частота вращения, g - сила тяжести. Толщина слоя жидкости такова, что в ней "укладывается" по высоте не более одной вихревой структуры. Это позволяет нам оценить вертикальную скорость из уравнения непрерывности, как $v_z \sim -h\mathrm{div}_\perp v$, где $\mathrm{div}_\perp v = \partial_x v_x + \partial_y v_y$. Тогда, для плотности спиральности поля скорости мы имеем оценку

$$H \approx v_x\partial_y v_z - v_y\partial_x v_z + v_z\Omega.$$

Временной ход средней по каналу спиральности $\langle H \rangle$ в сопоставлении со средней по каналу энергией $\langle E \rangle$ приведен на рис. 10 (а) T = 39.8 сек, h = 24 мм; б) T = 67 сек, h = 24 мм. Следует отметить хорошую корреляцию этих величин, и вполне очевидную знакоопределенность средней спиральности.

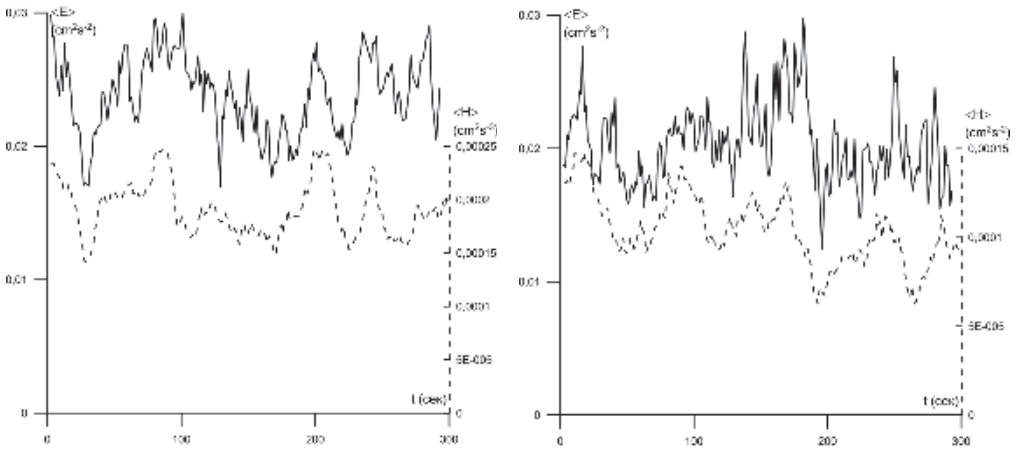


Рис. 10. Временной ход средних по каналу энергии $\langle E \rangle$ и спиральности $\langle H \rangle$ (пунктир): а) T = 39.8 сек, h=24 мм; б) T=67 сек, h=24 мм.

На рис. 11а показаны траектории, когда в течение некоторого времени возникла протяженная узкая струя, которая сформировалась в канале с относительно тонким слоем жидкости (h=15 мм), из-за чего хорошо видны базисные вихри, генерируемые над постоянными магнитами. Струйный характер поля скорости иллюстрирует рис. 11б, где показана осредненная азимутальная компонента поля скорости по разрезу вдоль вертикальной оси от левой внешней границы канала до центра. Видны широкая струя вблизи внешней границы, также различимы базисные вихри.

Если слой жидкости увеличить (рис. 11в), то эти вихревые базисные структуры ослабевают и появляются две струи, разделенные слабыми вихрями. Соответствующая средняя азимутальная компонента поля скорости показана на рис. 11г, в котором проявляется двуструйный характер течения со слабым влиянием базисных вихрей.

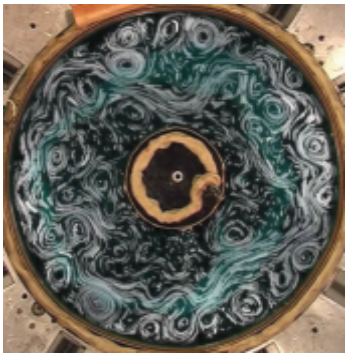
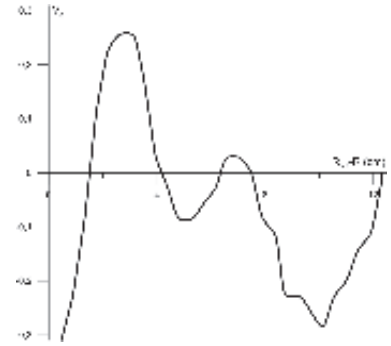
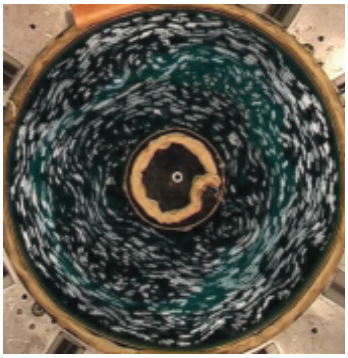
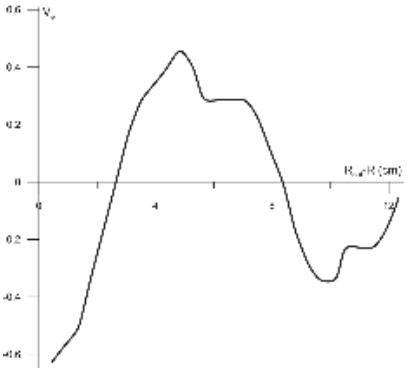





Рис. 11. а) – Узкая струя и базисные вихри во вращающемся (сек.) канале 2 при тонком слое жидкости мм; б) средняя азимутальная компонента поля скорости по разрезу вдоль вертикальной оси от верхней внешней границы канала к центру; в) – двуструйное течение и слабые вихри во вращающемся (сек.) канале 2 с увеличением слоя жидкости мм; г) средняя азимутальная компонента поля скорости по разрезу вдоль вертикальной оси от верхней внешней границы канала к центру.

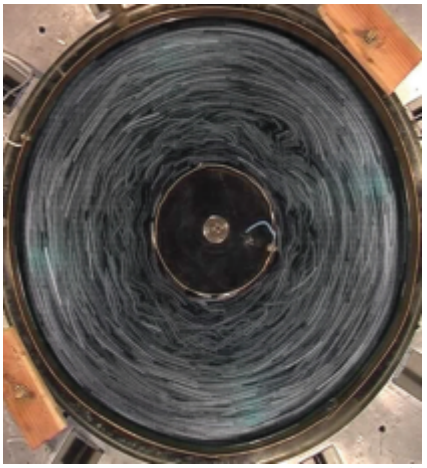


Рис.12 Случайные возмущения и круговой вихрь, канал 2, эксперимент с быстрым вращением (T=4.7 сек) и толщиной слоя у внутренней границы h=10 мм. а) кадр №4300; б) кадр №4800.

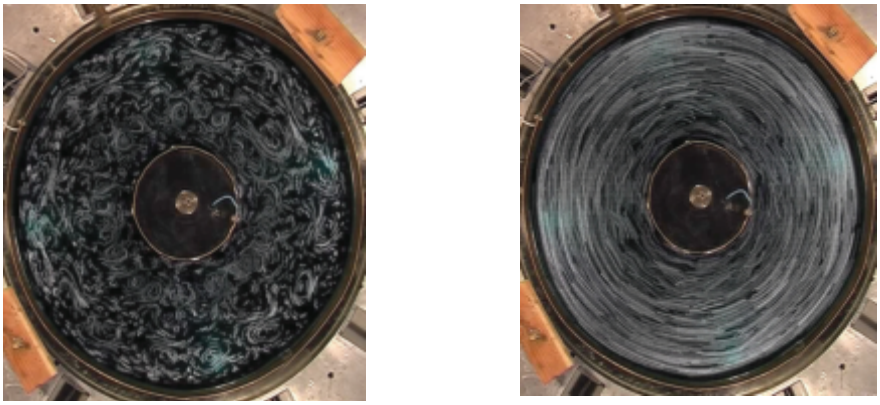


Рис. 13 Случайные возмущения и круговой вихрь, канал 2, эксперимент с быстрым вращением (T=5.8 сек) и толщиной слоя у внутренней границы h=10 мм. а) кадр №500; б) кадр №1200.

В целом, струйные потоки, формируемые в экспериментах, характеризуются значительной временной изменчивостью, как и аналогичные структуры в атмосфере Земли.

Следует подчеркнуть, что в экспериментах появление струйных потоков, узких или широких, рассматривалось как премежуточные состояния от базисных вихревых мелкомасштабных движений к крупномасштабным круговым течениям. Струйные течения в эксперименте появляются как результат нелинейных гидродинамических взаимодействий с влиянием сил Кориолиса, придонного трения и β-эфекта.

При быстрых вращениях жидкости (T=4.7, 5.8 сек) наблюдается временная вспышечная генерация кругового вихря – рис. 12,13 (толщина слоя 1 см). При этом, основное время система проводит в турбулентном состоянии. Подобное поведение хорошо видно для линий уровня временной развертки профиля азимутальной компоненты скорости в произвольном сечении – рис. 14.

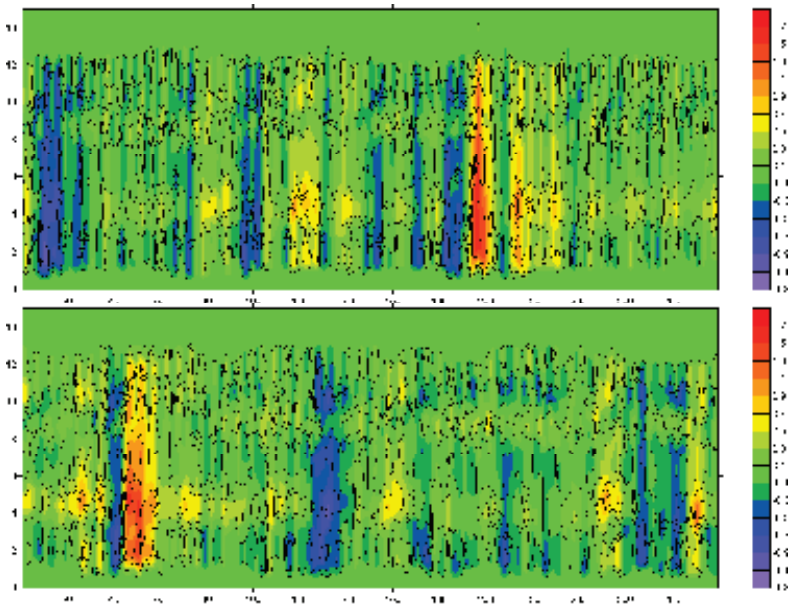


Рис. 14 Временной ход азимутальной компоненты скорости в канале. По верт. оси– радиус в см, по горизонт. оси – время в сек., цветовая шкала значений скорости – см\сек .

С более толстым слоем жидкости и медленном вращении проявляется только круговой вихрь. В этом случае в отсутствие вращения базисные вихри не проявляются. На рис. 15 показаны круговые вихри уже в канале с вращением (T=20.3 сек, 29.8 сек).

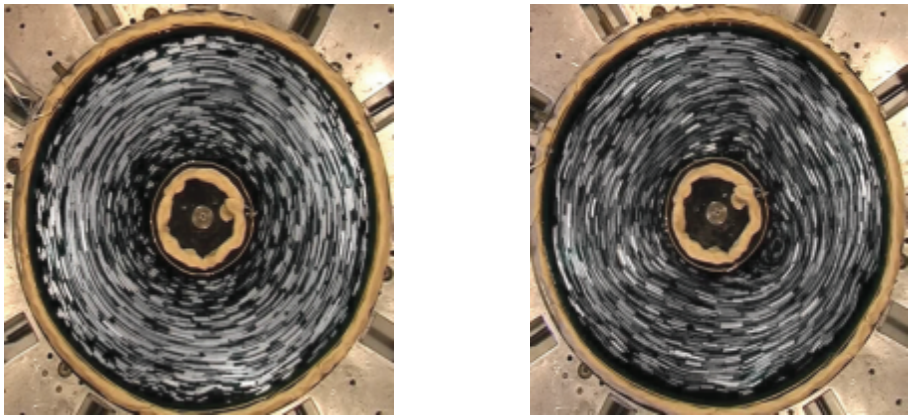


Рис.16 Круговые вихри, $h = 30$ мм: (а) T=29.8 сек,б)– T=20.3 сек.

Показанные на рис. 12,13,15 вихри по форме близки к вихрю-конденсату работ (*Xia et al. 2008, 2009, Bardóczi et al. 2012*), который, как и в ряде экспериментов данной работы, появился в экспериментах без вращений. Отличие состоит в том, что в нашем случае движение в круговом канале, а не в квадратной кювете, и, кроме того, вихрь появляется также при общем вращении и наличии конического дна.

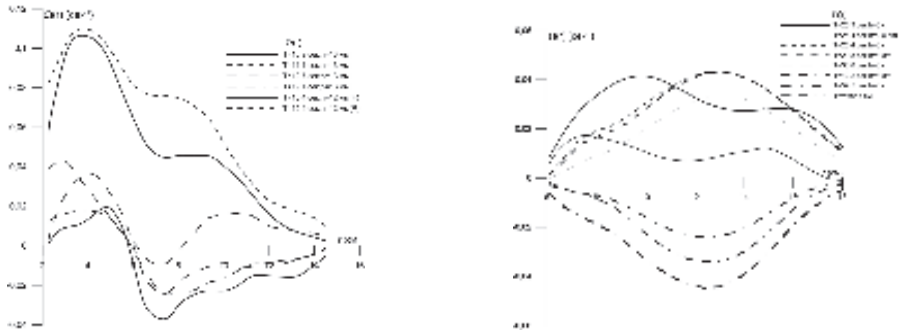


Рис.16 Зависимость угловой скорости $\Omega(r)$ вращения кругового вихря от радиуса r для экпериментов с каналами 1 (а) и 2 (б) с плоским дном ($T = \infty$ соответствует покоящемуся каналу).

Зависимость угловой скорости $\Omega(r)$ вращения кругового вихря (конденсата) от радиуса r для экспериментов с каналами 1 и 2 показаны соответственно на рис.16а,б. Положительные значения $\Omega(r)$ соответствуют режиму субротации – противовращение (против часовой стрелки) по отношению к внешнему вращению канала (по часовой стрелки). Качественно кривые вращения близки (с учетом несимметрий расположения постоянных магнитов у внутреннего электрода), так как конфигурация магнитов приближенно инвариантна относительно поворотов канала на угол $2\pi/16$ (рис.2а,б), в результате чего знаки полюсов магнитов меняются на противоположные, что равносильно изменению знака тока.

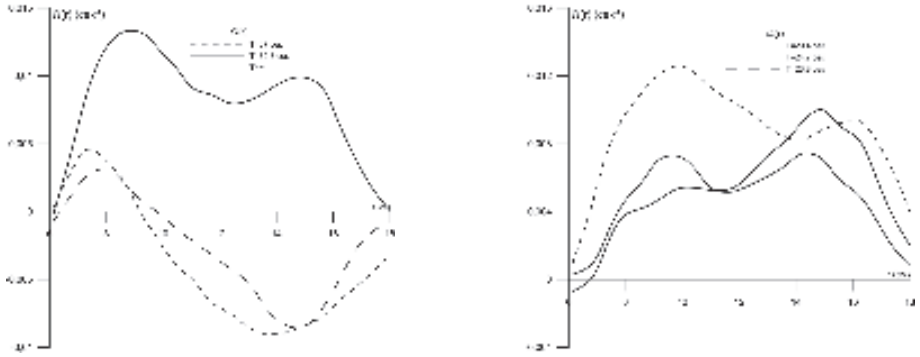


Рис.17 Зависимость угловой скорости $\Omega(r)$ вращения кругового вихря от радиуса r для экпериментов с каналом 2: (а) – с коническим дном, (б) – с плоским дном.

Результаты при использовании конического дна, что уменьшает толщину слоя жидкости, показаны на рис. 17а. Для данных на рис.17б коническое дно не используется, а толщина слоя уменьшена из–за ослабления поля постоянных магнитов с помощью прокладок. Режим суперротации на рис.17а также осуществляется при медленном вращении канала 2. Для относительно быстрого вращения T=20-30 сек на рис.17б имеет место только субротация.

Заключение

Основной, представляемый здесь результат – это экспериментальное обнаружение генерации крупномасштабного вихря и струйных течений при действии мелкомасштабных возмущений поля скорости, образованных взаимодействием внешних магнитных полей и радиального электрического тока. Конфигурации магнитных полей определялись на основе численных экспериментов с уравнениями мелкой воды, когда также образовывались аналогичные вихри (*Гледзер, 2015*).

В зависимости от конфигурации магнитных полей, угловой скорости вращения кругового канала и величины тока в экспериментах получены также и узкие струйные потоки, огибающие мелкомасштабные вихри с циклоническим и антициклоническим вращением. При этом источником как узких, так и широких, заполняющих большую часть канала, струйных течений являются не глобальные факторы, такие как внешне генерируемые сдвиги поля скорости по всей длине канала, а именно мелкомасштабные возмущения полей скорости, возникающие на фоне базисных внешне генерируемых вихрей.

В заключение еще раз отметим, что полученные в экспериментах круговые вихри и струйные потоки генерировались как в покоящихся, так и медленно вращающихся каналах, как с коническим дном, так и без него (т.е. при наличии и отсутствии β–эффекта). Это свидетельствует о том, что крупномасштабная генерация осуществляется через мелкомасштабные внешне генерируемые вихри, а не через вихревые системы, обязанные существованием вращению или β–эффекту, т.е. образований циклонического и антициклонического типа или волн и вихрей Россби. Механизм генерации требует отдельного рассмотрения. Как нам кажется, определенную роль здесь играет слабое нарушение симметрии или крупномасштабная неоднородность. В лабораторных экспериментах в кольцевых каналах присутствует, к примеру, радиальный градиент интенсивности мелкомасштабных движений (см. обсуждение в *Mcewan et al. 1980*). В качестве простой теоретической модели можно рассматривать устойчивость течения Колмогорова с наложенной слабой крупномасштабной модуляцией возбуждающей силы и с учетом эффектов придонного трения. Выполненные в ИФА недавние эксперименты для

квадратной решетки вихрей с вращением и без не дали эффекта заметной крупномасштабной генерации струйных течений при тех же условиях по токам, толщине слоя электролита и его концентрации, что и для кольцевых каналов.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН – № 2 «Нелинейная динамика: фундаментальные проблемы и приложения», РФФИ – проект № 18-05-00831 и РНФ – проект № 14-17-00806П.

Литература

1. *Агаян Г.М., Мохов И.И.* Квазистационарные осенние режимы атмосферы Северного полушария в ПГЭП // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 11. С. 1150–1156.
2. *Батчаев А.М., Довженко В.А.* Лабораторное моделирование потери устойчивости периодических зональных течений //ДАН. 1983. Т. 273. №. 3. С. 582-584.
3. *Батчаев А.М., Курганский М.В.* О неустойчивости периодического течения слабостратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 1. С. 3–9.
4. *Воробьев В.И.* Струйные течения в высоких и умеренных широтах // Ленинград. Гидрометеоиздат. 1960. 234 с.
5. *Гледзер Е.Б., Должанский Ф. В., Обухов, А. М., Пономарев, В. М.* Экспериментальное и теоретическое исследование устойчивости движения жидкости внутри эллиптического цилиндра // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 23. № 10. С. 981-992.
6. *Гледзер А.Е., Должанский Ф.В., Обухов А.М.* Системы гидродинамического типа и их применение // Москва. Наука. 1981. 366 с.
7. *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.
8. *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 // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т.49. №3. С.208–222.
9. *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. № 6. С. 359–365.
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 // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 2. С. 143–155.
11. *Гледзер А.Е.* Численная модель течений, генерируемых источниками и стоками в кольцевом вращающемся канале // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 3. С. 331–343.
12. *Гледзер А.Е.* Генерация крупномасштабных структур и систем вихрей в численных экспериментах во вращающихся системах // Вычисл. мех. сплош. сред. 2015. Т. 8. № 4. С. 408–422.
13. *Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г.* Возникновение суб(супер)-ротации и струйных течений из мелкомасштабных квазидвумерных вихрей в лабораторных экспериментах. Известия Российской академии наук // Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53(6). С. 661-673.
14. *Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г., Шалимов С.Л.* О структурах, наблюдаемых во вращающихся тонких слоях проводящей жидкости, и аномалиях геомагнитного поля // Известия Российской академии наук. Физика земли. 2018. №4. С. 40-52.
15. *Должанский Ф.В., Курганский М.В., Черноусько Ю.Л.* Лабораторное и теоретическое исследование баротропных волн Россби во вращающемся кольцевом канале // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. №. 6. С. 597-608.
16. *Довженко В.А., Новиков Ю.В., Обухов А.М.* Моделирование процесса генерации вихрей в аксиально–симметричном азимутальном поле магнитогидродинамическим методом // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т.15. С. 1199–1202.
17. *Должанский Ф.В.* Основы геофизической гидродинамики. Москва. Физматлит. 2011. 264 с.
18. *Калашник М.В., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г.* О циклон – антициклонной асимметрии в устойчивости вращающихся сдвиговых течений// Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 2. С. 44–55.
19. *Кострыкин С.В., Хапаев А.А., Якушкин И.Г.* О законе затухания квазидвумерной турбулентности //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 95. №. 10. С. 583-588.

20. *Мирабель А.П., Монин А.С.* Двумерная турбулентность // Успехи механики. 1979. Т. 2. № 3. С. 47–95.
21. *Мохов И.И., Ситнов С.А.* Формирование озоновой "мини–дыры" в условиях продолжительного блокирующего антициклона в атмосфере над европейской территорией России летом 2010 года // Доклады Академии Наук. 2015. Т. 460. № 1. С. 74–78.
22. *Мохов И.И., Тимажев А.В.* Возможные изменения атмосферных блокирований в 21 веке при RCP–сценариях антропогенных воздействий // Доклады Академии Наук. 2015. Т. 460. № 2. С. 210–214.
23. *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.
24. *Пейзулаев Ш.А.* Разработка программно–аппаратного комплекса для измерения характеристик поля скорости в турбулентном течении при помощи PIV–технологий. М.: МИФИ, 2003. С. 32.
25. *Пономарев В.М., Хапаев А.А., Якушкин И.Г.* Нелинейное экмановское трение и асимметрия циклонических и антициклонических когерентных структур в геофизических течениях // Доклады Академии наук. 2009. Т. 425, № 6. С. 821–826.
26. *Черноусько Ю.Л.* Лабораторные эксперименты по моделированию баротропных волн Россби // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т.15. С.1084–1087.
27. *Bardóczi L., Berta M., Bencze A.* Inverse energy cascade and turbulent transport in a quasi–two–dimensional magnetized electrolyte system: An experimental study // Phys. Rev. E. 2012. Vol. 85, no. 5. P. 056315.
28. *Berloff P., Karabasov S., Farrar J.T., Kamenkovich I.* On latency of multiple zonal jets in the oceans // J. Fluid Mech. 2011. V. 686. P. 534–567.
29. *Constantinou N.C., Ioannou P.J., Farrell B.F.* Emergence and equilibration of jets in beta–plane turbulence: applications of Stochastic Structural Stability Theory // J. Atmos. Sci. 2014. V. 71. № 5. P. 1818–1842.
30. *Espa S., Bordi I., Frisius Th., Fraedrichs K., Cenedese A., Sutera A.* Zonal jets and cyclone/anticyclone asymmetry in decaying rotating turbulence: laboratory experiments and numerical simulations // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. 2012. V. 106. **6.** P. 557– 573.
31. *Espa St., Lacorata G., Nitto G.D.* Anisotropic Lagrangian dispersion in rotating flows with a β effect // J. Phys. Oceanogr. 2014. V. 44. № 2. P. 632–643.
32. *Galperin B., Sukoriansky S., Dikovskaya N., Read P., Yamazaki Y., Wordsworth R.* Anisotropic turbulence and zonal jets in rotating flows with a β –effect // Nonlinear Process Geophys. 2006. V. 13. P. 83–98.
33. *Gledzer E. B., Ponomarev V. M.* Instability of bounded flows with elliptical streamlines // Journal of Fluid Mechanics. 1992. V. 240. P. 1-30.
34. *Hammel H.B., Pater I. De, Gibbard S. et al*. Uranus in 2003: Zonal winds, banded structure, and discrete features // Icarus. 2005. V. 175, no. 2. P. 534–545.
35. *Kostrykin S. V., Khapaev A. A., Yakushkin I.* G. The influence of nonlinear bottom friction on the properties of decaying cyclonic and anticyclonic vortex structures in a shallow rotated fluid // J. Fluid Mech. 2014. V. 753. P. 217-241.
36. *Lesieur M.* Turbulence in Fluids. Dordchrecht: Kluwer Academic Publishers, 1987. 286 p.
37. *Maximenko N.A., Bang B., Sasaki H.* Observational evidence of alternating zonal jets in the world ocean // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. No. 12. P. L12607.
38. *Mcewan A.D., Angus D.D., Thompson R.O., Plumb R.A.* Mean flows driven by weak eddies in rotating systems // J. Fluid Mech. 1980. V. 99. P. 655–672.
39. *Nastrom G.D., Gage K.S.* A climatology of atmospheric wavenumber spectra of wind and temperature observed by commersial aircraft // J.Atmos.Sci. 1985. V.42. № 9. P. 950–960.
40. *Nastrom G.D., Jasperson W.H., Gage K.S.* Kinetic energy spectrum of large–and mesoscale atmospheric processes // Nature. 1984. V. 310. P.36–38.
41. *Porco C.C., Baker E., Barbara J. et al.* Cassini imaging science: Initial results on Saturn's rings and small satellites // Science. 2005. V. 307, no. 5713. P. 1226–1236.
42. *Rhines P.B.* Jets and Orography: idealized experiments with tip jets and Lighthill blocking // J. Phys. Oceanography. 2007. V. 64. № 10. P. 3627–3639.
43. *Sromovsky L.A., Limaye S.S., Fry P.M.* Dynamics of Neptune's major cloud features // Icarus. 1993. Vol. 105, no. 1. P. 110–141.

44. *Vasavada A.R., Showman A. P.* (2005). Jovian atmospheric dynamics: An update after Galileo and Cassini // Reports on Progress in Physics. 2005. V. 68(8). P. 1935–1996.
45. *Weeks E.R., Tian Y.,Urbach J.S., Ide K., Swinney H.L., Ghil M.* Transitions between blocked and zonal flows in a rotating annulus with topography // Science. 1997. V. 278(5343). P. 1598–1601.
46. *Xia H., Punzman H., Falkovich G., Shats M.G.* Turbulence–condensate interaction in two dimensions // Phys. Rev. Lett. 2008. V.101. № 19. P. 194504.
47. *Xia H., Shats M.G., Falkovich G.* Spectrally condensed turbulence in thin layer // Phys.Fluids. 2009. V. 21. № 12. P.125101.

Некоторые вопросы анализа случайных полей.

И.Г. Якушкин

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

Начиная особенно с работ А.Н. Колмогорова и А.М. Обухова, геофизические поля в атмосфере и океане стали рассматриваться как случайные, которые должны быть описаны на вероятностном языке. К числу таких полей относятся, скалярные поля давления, температуры и плотности среды, а также векторное поле скорости течения. Разработке методов описания важнейших свойств таких полей посвящена значительная часть работ Обухова и его учеников. Это разработка происходила в сотрудничестве, как с математиками, так и с радиофизиками школы С.М. Рытова, которых интересовали сходные проблемы. Общей задачей для геофизиков и радиофизиков оказалась задача о рассеянии волн различной природы в турбулентной среде (*Рытов и др. 1978*). К этому времени А.Н. Колмогоров, А.М. Обухов и их ученики активно развивали теорию турбулентности, т.е. хаотического поведения геофизических полей на малых масштабах, где существенную роль играет диссипация энергии. Среди многих выдающихся учеников Обухова и Рытова нельзя не сказать о недавно ушедшем В.И. Кляцкине, энтузиасте вероятностных методов и сказавших в этой области новое слово. Данная статья, собственно говоря, является отчасти комментарием к последним работам В.И. Кляцкина и размышлением над возможностью их продолжения.

Значительным упрощением при анализе случайных полей является я предположения об их статистической однородности, и гауссовости. Поля с такими свойствами представляют собой сумм статистически независимых спектральных компонент, каждая из которых также является суммой многих независимых величин. Предположение о гауссовости позволяет простым образом вычислять все многоточечные моменты поля, если известен второй (двухточечный) момент. Эта величина носит название функции когерентности и получается усреднением описывающей случайное поле квадратичной формы.

$$\Gamma_2(\Delta x) = \left\langle U_2(x, \Delta x) \right\rangle = \left\langle U(x + \Delta x) U(x - \Delta x) \right\rangle.$$

Такая усредненная величина описывает размеры области, где поля когерентны, т. е. отчасти определены значением в одной точке. Иначе говоря, функция когерентности определяет спектру гауссова поля, т.е. набор спектральных компонент его формирующих

Особое значение имеет изучение слабо негауссовых полей, возникающих при нелинейной эволюции гауссова поля или при рассеянии одного поля на другом. Задача в этом случае, как правило, решается на спектральном языке и сводится к анализу третьих и четвертых моментов, описывающих отклонение поля от гауссовости. При этом часто используется гипотеза о возможности выразить высшие четные моменты через вторые. Это ведет к описанию трехволновых взаимодействий, играющих основную роль в теории волновой (слабой) турбулентности на мелкой воде и в плазме. На этом приближении основана также теория слабо нелинейных акустических волн.

Такие ограничения (слабая негауссовость) явно недостаточны для понимания формирования и эволюции полей разных типов. К числу подобных полей относится сильная турбулентность в жидкости и плазме. Для ее описания устанавливаются соотношения между моментами, а также широко используется теория подобия. Наблюдая как в природе, так и в лаборатории, случайные гидродинамические и электромагнитные поля, мы видим, что в конкретных реализациях присутствуют определенные «яркие» структуры. Такого типа поля были получены экспериментаторами (эксперименты А.С. Гурвича) при изучении прохождения светового пучка через слой турбулентной жидкости. Эти поля состоят из случайно расположенных ярких пятен. Негауссовы случайные поля с интенсивными выбросами возникают и в акустике при формировании ударных волн, и при развитии

неустойчивостей в различных средах. Во всех этих случаях имеют место сильно нелинейные взаимодействия и статистическая зависимость отдельных спектральных компонент. Возникающие структуры представляют собой часть общего хаоса и слабо проявляются при изучении полей с помощью низших моментов. Не дает достаточного представления о структурах и корреляционная функция. Она выделяет усредненную структуру, фактически устраняя редкие области с большими амплитудами.

О важности рассмотрения негауссовых полей и их роли в различных физических ситуациях было сказано также в известной статье Я.Б. Зедьдовича с соавторами. В этой статье был введен термин «перемежаемость», т.е сильная изменчивость случайных процессов и полей, наблюдаемых в природных и лабораторных условиях. В статье было подчеркнуто, что при астрофизических наблюдениях имеет место резкое сгущение частиц или увеличение амплитуды случайных колебаний на отдельных интервалах времени или участках пространства. Фактически под «перемежаемостью» могут пониматься совершенно разные явления. Это может быть явное нарушение статистической однородности или некоторая модуляция, как бы делающая статистические характеристики случайного поля также случайными функциями, или же просто отдельные выбросы исследуемого поля.

На недостаточность описания случайных полей с помощью низших моментов указал также в своих многочисленных работах В.И. Кляцкин, хотя термин «перемежаемость» казался ему совершенно излишним. Большинство, характеризуемых этим термином ситуаций, по его мнению, можно объяснить и описать с помощью соответствующей модели статистически – однородного негауссова случайного поля. Для подобных полей необходимо изучение не столько средних величин, сколько общих свойств отдельных реализаций, принадлежащих данному статистическому ансамблю. Такие свойства были им названы когерентными. Данный термин означает что эти свойства, заложенные в полном описании ансамбля, должны, так или иначе, проявиться при наблюдении отдельной реализации на достаточно большом пространственно- временном масштабе. В качестве примера сильной негауссовости В.И. указывал на логнормальные процессы и поля. Для описания отдельной реализации случайного поля, а также и всего ансамбля реализаций В.И. Кляцкин предложил подход, названный им «статистической топографией» (*Кляцкин 2015*). Этот подход по существу обобщает теорию выбросов случайного процесса, в приложении к случайным полям развитую первоначально Лонге-Хиггинсом. Особенную наглядность этот термин приобретает для двумерного скалярного поля с его вершинами, впадинами и точками перевала. Однако, он может быть использован и для описания трехмерных, а также и векторных полей.

В работах В.И. Кляцкина показано, что основная информация о случайном поле, т.е. о когерентных свойствах его реализаций, содержится не в моментах, а в одноточечной плотности вероятности значений поля и его производных

$$P(U,t) \text{ или } P(U,\nabla U,t).$$

Для векторного поля это плотности вероятности компонент вектора или каких –либо их комбинаций. Случайное поле при этом предполагается статистически- однородными в пространстве, хотя и может эволюционировать во времени.

Основу топографического описания составляет система контуров, соответствующая линиям уровня рельефа. Одноточечная плотность вероятности позволяет описать общую площадь областей, ограниченных линиями данного уровня, полную длину ограничивающих контуров, среднее числа контуров на единицу площади и т.д.

Площадь выбросов за данный уровень и полная длина соответствующих контуров при этом оказываются детерминированными (когерентными) характеристиками любой реализации, зависящими от значения (высоты) уровня. Заметим, что таким образом не значение случайной величины рассматривается как функция координаты, а координаты есть функция (неоднозначная) этой величины.

Для описания эволюции во времени одного случайного поля под воздействием другого при определенных предположениях (диффузионное приближение) могут быть получены уравнения, описывающие эволюцию плотности вероятности Из решения этих уравнений следует ряд важных результатов, таких как кластеризации примеси в случайном поле скорости течения сжимаемой жидкости, локализация волн в случайной среде и т.д..

Задачу о статистической топографии случайного поля можно и несколько расширить, исследуя не только возвышения случайной поверхности и ее наклон в некоторой точке, но и дополнительные свойства ее окрестности. Свойства окрестности точки содержатся в матрице вторых производных - U_{ii}, вычисленных в данной точке, Двумерная поверхность в каждой точке характеризуется, как известно, двумя инвариантами – средней и гауссовой кривизной. Эти величины составлены из элементов матрицы U_{ii} и представляют собой ее детерминант и шпур (след). Если случайное поле есть функция тока ψ, описывающая двумерную несжимаемую жидкость, а поле скорости выражается через функцию тока как $V = e_z \times \nabla\psi$. то эти инварианты есть завихренность Ω и функция Окубо- Вайса K.

$$\Omega = \Delta\psi \ , \ K = \psi_{xx}\psi_{yy} - \psi_{xy}\psi_{yx} .$$

Второй момент завихренности и среднее значение K непосредственно связаны с корреляционной функцией случайного поля. Вместе с тем реализации данных величин и распределения их вероятности намного полнее показывают нам структуру линий уровня функции тока и поля скорости. Значение распределения завихренности как основного источника движения хорошо известно. А функция K своим знаком указывает на существование в течении эллиптических и гиперболических областей, с различным поведением линий тока.

Из подхода с точки зрения статистической топографии следует особая роль отдельных точек в реализации случайного поля, в первую очередь ее экстремумов или нулевых значений градиентного поля или поля скорости. Свойства полей вблизи этих точек представляет первостепенный интерес. В зависимости от знака K эти точки делятся на вершины (впадины) и перевальные точки. Положительная величина К дает возможность оценить степень эллиптичности течения в точке. Для больших выбросов совместные распределения завихренности и функции О.В. позволяют оценить горизонтальные масштабы и площадь данного выброса. Для линий уровня функции тока вблизи точки нулевой скорости справедливо уравнение кривой второго порядка

$$S = ax^2 + 2bxy + cy^2 \ ,$$

которое описывает эллиптическую или гиперболическую окрестность .Функция тока может быть разделена две части: собственно вихревую и обладающую нулевой завихренностью связанную с другими вихревыми областями границей данной области

$$\psi=\psi_1 + \psi_2 = \frac{a+c}{2}\left(x^2 + y^2\right) + \left[\frac{a-c}{2}\left(x^2 - y^2\right) + 2bxy\right] .$$

При анализе двумерного поля скорости сжимаемой жидкости мы можем рассматривать отдельно его потенциальную и вихревую часть. Потенциальная часть есть градиент скалярного поля, и скорость может быть представлена в виде:

$$V = \nabla\varphi + e_z \times \nabla\psi \ .$$

Тем самым векторное поле представляется как совокупность двух поверхностей. Суммарная матрица V_{ii} определяет точечные инварианты как:

$$D = V_{xx} + V_{yy} \ , \ \Omega = V_{xy} - V_{yx} \ , \ K = V_{xy}V_{yx} - V_{xx}V_{yy} .$$

При этом появляется еще один инвариант дивергенция скорости, указывающая на степень сжимаемости. Потенциальная компонента также может быть представлена в виде сумы двух частей – дивергентной и бездивергентной.

Те же характеристики могут быть отнесены и к такому знаково-положительному случайному полю, как поле интенсивности оптического или радиосигнала, рассеянного случайной средой или случайной поверхностью. В простейшем случае это эквивалентно прохождению волной случайного фазового экрана с распределением фазы $s(x,y)$. В плоскости наблюдения распределение интенсивности $I(x,y)$ также может рассматриваться как случайная поверхность, свойства которой зависят от расстояния до экрана. Здесь особенно важны области большой интенсивности, соответствующие случайным фокусировкам. Средняя и гауссова кривизна поверхности в наиболее ярких точках указывают на масштабы не только самих ярких областей в изображении, но и рассеивающих центров исследуемой поверхности или среды.

Более сложная ситуация возникает и при описании трехмерных гидродинамических скалярных или векторных случайных полей. Трехмерное скалярное или векторное поле в окрестности некоторой точки характеризуется кубической матрицей из девяти (или после соответствующего преобразования шести) элементов. Для скалярного поля как, например поле давления или поле потенциальной энергии сплошной среды элементы матрицы указывают на характер деформации окрестности точки по сравнению с состоянием равновесия. Векторное поле, как известно, представляется в виде суммы потенциальной и вихревой компонент

$$V = \nabla\varphi + \nabla \times \mathrm{A} \ ,$$

где A – двухкомпонентный вектор. При разбиении матрицы V_{ii} на симметричную и антисимметричную части, первая из них определяет дивергенцию и трехмерный аналог функции Окубо-Вайса. Компонентам антисимметричной части соответствуют компонентам вектора завихренности.

Исследование полей с точки зрения их статистической топографии еще раз указывает на очевидный во многих случаях контраст между участками с разным рельефом. Вершины и провалы заметно выделяются на основном фоне. Они могут занимать небольшую площадь, но сосредотачивать в себе большую часть общей « массы» поля. Хотя подобное поле остается статистически однородным и может быть описано как единое вероятностным распределением одной или нескольких величин, но в ряде случаев удобнее представить его как совокупность случайно расположенных локализованных в пространстве структур. На достаточно больших наблюдательных участках мы можем рассматривать совокупность выбросов как поле, имеющее дискретный характер и анализируемое независимо от фона, связь с которым представляет собой отдельную задачу. Иначе говоря, случайное поле видится набором некоторых случайно расположенных и ограниченных в пространстве структур

$$U = \sum_{i=1}^{n} U_i(r - r_i) \ .$$

Эти структуры могут зависеть от набора принимающих случайные значения параметров, включая, кроме точки расположения, амплитуду, ориентацию в пространстве и масштаб. Выделение отдельных парциальных полей при наблюдениях связано с различными вариантами фильтрации (усреднения) полного поля. Вместе с тем структурное представление случайного поля может рассматриваться не только как описание его выбросов, но и как самостоятельная модель удобная для интерпретации наблюдений и для решения динамических и статистических задач.

В качестве центральной точки структуры, принадлежащей некоторому случайному полю, естественно выбрать точку нуля или нулевого градиента скалярного поля или нуля поля векторного. Что касается гидродинамических структур, то с физической точки зрения они представляют собой вихри или волновые пакеты. Простейшие вихревые структуры могут быть описана как окрестность центральной точки с определенной границей. Так

возникает аналогия вихревого течения с вращающимся твердым телом, убедительно развитая в трудах А.М. Обухова и Ф.В. Должанского (*Должанский, 2011*). Граница структуры при этом может рассматриваться как фиксированная и как случайная. Если рассматривается структура с некоторым распределением завихренности, то ее центром можно считать точку, где завихренность максимальна. Кроме центров вихрей, в течениях жидкости существуют характерные точки с малой или нулевой завихренностью. В двумерных течениях несжимаемой жидкости это перевальные точки, где больших отрицательных значений достигает функция Окубо-Вайса.

Другого типа структуры (например, волновые пакеты) фактически расположены в фазовом пространстве и могут быть представлены в виде

$$U = -\int U_{ii}\left(q - q_i\right)\exp\left[q\left(r - r_i\right)\right]dq \ ,$$

где $\left(q_i, r_i\right)$- случайная точка фазового пространства.

Состоящее из структур полное случайное поле может при этом рассматриваться как некоторый газ одинаковых или различных «частиц». Вероятностное описание всего ансамбля требует с одной стороны описания отдельных структур, а с другой стороны их расположения в пространстве. Если случайное поле собой комбинацию нескольких составляющих с разными масштабами, то это должно быть учтено в его соответствующем представлении.

Вводя некоторый объем и нумеруя его, мы можем рассматривать среднее для этого объема поле как случайную величину, подчиняющуюся своей статистике. При больших различиях в числе структур внутри разных объемов это может быть трактовано как «перемежаемость» Вместе с тем внутри выделенного объема расстояния между структурами могут оказаться малыми по сравнению с размерами структуры. Тогда полное поле в точке образуется как наложение большого числа независимых величин и распределено по Гауссу. В этом случае свойства структуры непосредственно связаны с локальной корреляционной функцией поля. При этом удобно использовать описание поля в виде квадратичной формы, представленной в фазовом пространстве, т.е. преобразованными по Фурье по разностной координате В полном виде квадратичная форма для случайного поля имеет вид

$$U_2 = \sum U_{2ii}\left(r - r_i, \Delta r\right) + \sum U_{2ij} \ .$$

Вторая сумма выпадает при частичном усреднении по разностной координате. Преобразуя первую сумму по Фурье по разностной координате, получаем структурное представление случайного поля в фазовом пространстве.

Наиболее интересен случай, когда размеры структуры соизмеримы с расстоянием между ними. В двумерном течении несжимаемой жидкости, между двумя близко расположенными структурами с разными знаками завихренности возникает точка с нулевой скоростью и нулевой или малой завихренностью. Это перевальная точка с отрицательным значением функции Окубо-Вайса. Вблизи этой точки в одном направлении происходит растяжение, а в другом сжатие линий уровня случайного поля. Такие одномерные кластеры, являются областями усиленной диффузии или диссипации.

При анализе изображений, формируемых с помощью оптических полей, мы также можем различать выделенные в пространстве координат или в пространстве Фурье структуры. В простейшем случае промодулированное по фазе (фазовый экран) оптическое поле в плоскости наблюдения представляет собой сумму лучевых полей, т.е. вкладов от отдельных участков первичного поля. Это поле также может рассматриваться как структурное т. е. состоящие из фокусирующих и дефокусирующих окрестностей точек нулевого градиента фазы. В зависимости от расстояния от плоскости наблюдения до рассеивающей области (поверхности) мы имеем однолучевые или многолучевые оптические поля. Амплитуда и фаза отдельных лучевых полей связаны с градиентом и функцией Окубо-Вайса распределения фазы на экране. В однолучевой области фокусирующие участки

экрана создают в плоскости наблюдения яркие пятна, параметры которых связаны с окрестностями соответствующих точек на экране. В области многолучевых полей происходит наложение некоторого числа лучевых структур, следствием чего является возникновение мелкомасштабной интерференционной картины.

Необходимо остановиться на способе измерений, позволяющих извлечь максимум информации о структуре рассеивающей области, в данном случае исходного распределения фазы Таким способом анализа является измерение локальных пространственных спектров, которое математически описывающееся «оконным» преобразованием. Фурье, например преобразованием Габора:

$$F\left(x_0, y_0, q_1, q_2\right) = \int U\left(x, y, z\right) \exp\left[-\frac{\left(x - x_0\right)^2}{2a^2} - \frac{\left(y - y_0\right)^2}{2b^2} - 2i\left(q_1 + q_2 y\right) \right] dxdy$$

Это преобразование переводит изображение в фазовое пространство, фиксируя с определенной точностью как точку наблюдения, так и угол прихода луча. В результате оказывается возможным измерение локальных свойств участка фазового фронта. При этом фиксируется не только градиент поля в точке, но и его зависимость от координаты. Подобное преобразование содержит пространственные масштабы, варьируя которые мы можем получить дополнительную информацию. Оптимальный выбор масштабов должен обеспечивать наилучшее выделение структур (фокусирующих участков) на экране. Наиболее удобным является условие максимальной контрастности изображения, которому на вероятностном языке соответствует требованию максимума флуктуаций интенсивности. В случае анализа распределения интенсивности оптического поля прошедшего протяженный слой неоднородной (турбулентной) среды возникает более сложная интерференционная картина, выделить из которой отдельные лучевые структуры уже невозможны. Однако, оптимальная фильтрация выявляет области фокусировки за счет особенно крупномасштабных неоднородностей, собирающих наибольшее число лучевых полей. Заметим, что тот же принцип может быть использован и для фильтрации таких пространственно- временных полей, как поля атмосферных акустических и внутренних волн, регистрируемых в отдельных точках в зависимости от времени (*Якушкин 1987*).

Особый интерес представляет описание и анализ эволюции отдельной вихревой структуры и всего случайного ансамбля во времени. Каждую такую структуру можно рассматривать как движущуюся в пространстве с одновременным изменением ее параметров:

$$U = U\left(r - r\left(t\right), t\right) .$$

Задача о таком движении может быть сформулирована в разных вариантах. Простейшим является кинематическое приближение, когда структура эволюционирует как пассивная примесь под воздействием заданного случайного поля скорости.. Задача при этом сводится к решению системы нелинейных уравнений, описывающих движение точки

$$\frac{dR\left(R_0\right)}{dt} = V\left(R, t\right) ,$$

где функция V принадлежит ансамблю с заданной статистикой. Кинематическое приближение в теории случайных полей было подробно изучено в работах В. И. Кляцкина, в которых были получены важные результаты, касающиеся образования и эволюции структур: кластеризации пассивной примеси, аномальных выбросов волновых полей и т.д. Тот же подход может быть применен и к системе вихрей небольшой интенсивности, движущихся под воздействием внешнего безвихревого поля скорости. Очевидно, что особую роль при этом играют точки нулевой скорости, около которых могут формироваться структуры различного типа. В двумерных безвихревых течениях каждая такая точка характеризуется, как указывалась выше, двумя величинами: дивергенцией и функцией Окубо-Вайса. Около

точек с отрицательной дивергенцией происходит формирование кластеров. В тех случаях, когда внешнее поле скорости меняется не слишком быстро, структуры оказываются почти в него «вмороженными».. В противоположном случае, который в основном и анализировался в работах В.И. Кляцкина, необходимо предварительное временное усреднение. Структуры при этом связаны с нулями усредненной по времени скорости.

В несжимаемой жидкости структуры другого рода образуются около перевальных точек, где велики градиенты компонент скорости, определяющие значение функции Окубо-Вайса. Здесь имеет место своего рода одномерная кластеризация – образование вытянутых в одном направлении структур. Такие структуры ведут к возникновению различных неустойчивостей и турбулизации течения. Для изучения этих явлений нужны более точные математические модели, выходящие за пределы кинематического приближения.

Литература

1. *Должанский Ф.В.* Основы геофизической гидродинамики. Москва. 2011. 254 с.
2. *Кляцкин В.И.* Статистический анализ когерентных явлений в стохастических динамических системах. Москва. 2015. 776 с.
3. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Часть 2 Случайные поля. М.: Наука, Гл. ред. физ-мат литературы, 1978. – 463 с.
4. *Якушкин И.Г.* Многолучевое рассеяние волновых полей в неоднородных и нелинейных средах. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. М. 1987, 32 стр.

Часть 3. Геофизическая гидродинамика

Моделирование энергетики Новороссийской боры

Р.Б. Берзегова, М.К. Беданоков

Майкопский государственный технологический университет, г. Майкоп

Введение

Новороссийская бора – метеорологическое явление, которое проявляется в резком усилении скорости ветра на подветренной стороне прибрежных хребтов в районе Черноморского побережья от Новороссийска до Туапсе. Это явление приводит к резкому изменению температуры, влажности воздуха, сильным порывистым ветрам. Новороссийская бора возникает из-за взаимодействия натекающего крупномасштабного северо-восточного потока и рельефа, при этом максимальные скорости боры наблюдаются на подветренном склоне прибрежного хребта и у его подножия. В настоящей работе исследование боры проводится с использованием гидротермодинамического моделирования, в котором рассматривается обтекания гор воздушным потоком. Подобные модели создаются и совершенствуются уже почти сто лет, но в полной мере проблема остается нерешенной. На раннем этапе разрабатывались и использовались аналитические модели, в которых стандартными математическими средствами решались уравнения, описывающие законы обтекания. При этом использовался ряд упрощений, так что удавалось лишь приближенно моделировать реальные свойства процесса *(Long 1955, Кожевников 1970, Atkinson 1981, Кожевников 1999, Lin 2007)*. В работах *(Кожевников и др. 1977, Кожевников и др. 1986, Кожевников и др. 1993, Кожевников и др. 1998, Кожевников 1999, Еланский и др. 2003, Кожевников и др. 2017)* было проведено исследование данного явления на основе применения нелинейной, стационарной, двумерной, открытой, мезомасштабной, аналитической модели. В модели воздух рассматривался в качестве идеальной жидкости, процессы полагались адиабатическими, полностью учитывалась нелинейность адвективных слагаемых в уравнениях, точно учитывалась форма рельефа. Влияние верхних слоев атмосферы на возмущения в тропосфере модель учитывала приближенно, а именно представлением натекающего потока в виде трех слоев, имеющих одинаковую скорость, но разную устойчивость. Сопоставление расчетов с результатами измерений показало, что модель достаточно качественно описывает характеристики возмущений атмосферы над горами на высотах вне пограничного слоя. Было показано, насколько важно при моделировании учитывать реальную форму гор и их протяженность. Недавно на основе данной модели было проведено подробное исследование обтекания еще одного случая реальных гор, а именно гор, характеризующих рельеф в районе города Новороссийска. Данное исследование было проведено не для одного-двух состояний натекающего потока, как это обычно делается, а для весьма широкого спектра таких состояний. Часть полученных при этом результатов будет использовано в данном исследовании характеристик боры.

В *(Торопов и др. 2013, Ефимов и др. 2013, Торопов и др. 2014, Гавриков и др. 2015, Шестакова и др. 2015)* бора в Новороссийске исследовалась с целью решения проблемы прогнозирования этого опасного явления с использованием численной мезомасштабной негидростатической модели WRF-ARW. Данная модель учитывает больше физических факторов явления, чем аналитические модели, но многие процессы в пограничном слое задаются с использованием параметризаций. Результаты моделирования сравнивались с результатами приземных наблюдений в отдельных точках, что явно недостаточно. Необходимо сопоставление результатов расчета с площадными измерениями у поверхности земли, а еще важнее - с многоуровневыми измерениями в приземном и атмосферном пограничном слое. Но подобные измерения достаточно редки. Несмотря на это, результаты

мезомасштабного моделирования позволили выявить следующие характеристики явления: 1. Бора должна рассматриваться как процесс развития во времени. 2. На первых шагах следует выделять начальную, кульминационную и заключительную стадии ее развития. 3. Форма обтекаемых гор порождает наличие двумерной составляющей в пространственных изменениях возмущений. 4. Во всех случаях наибольшего усиления ветра следует ожидать у подветренного склона обтекаемых гор.

Совершенствование исследования процессов, приводящих к формированию боры, возможно при сочетании методов мезомасштабного моделирования и развития системы наблюдений. Но для лучшего понимания природы явления необходимо также развитие методов аналитического и численного моделирования. Настоящая работа является одним из шагов в этом направлении.

Теоретическая модель.

Моделирование процесса обтекания гор осуществлялось в рамках стационарного, двумерного, нелинейного, негидростатического приближения на основе решения уравнения Гельмгольца для возмущений функции тока ψ' *(Кожевников и др. 1977, Кожевников и др. 1986, Кожевников 1999, Еланский и др. 2003)*. Величина коэффициента уравнения обратно пропорциональна масштабу Лира λ_c *(Lyra 1943, Кожевников 1999)*:

$$\lambda_c = 2\pi\frac{U}{N},\ N^2 = \frac{g(\gamma_a - \gamma)}{T_1}, \quad (1)$$

где U, N - скорость и частота Брента-Вяйсяля в натекающем потоке перед горами, γ и γ_a - вертикальный и сухоадиабатический градиенты темпера-туры, T_1 - характерная температура слоя, g - ускорение силы тяжести (в зарубежных публикациях вместо масштаба Лира используют близкий к нему параметр Скорера). Возможность сведения нелинейной задачи к решению линейного уравнения определялась тем, что рассматривался частный вариант свойств натекающего потока, а именно когда полагалось, что в нем не зависят от высоты скорость и градиент γ:

$$U = const,\ \gamma = const. \quad (2)$$

Такой способ точного учета нелинейности уравнений движения весьма близок тому, какой используется в модели Лонга *(Long 1955)*. Функция тока в натекающем потоке определялась в виде линейной зависимости от высоты $\psi_0 = -Uz$, а полная функция тока - посредством добавления к выписанной величине возмущений ψ'. Возмущения температуры определялись через ψ' в полном соответствии с предположением об адиабатичности вертикальных смещений частиц воздуха по формуле:

$$T' = -\frac{(\gamma_a - \gamma)\psi'}{U}. \quad (3)$$

Горизонтальная и вертикальная компоненты скорости определялись производными от функции тока соответственно по вертикали и горизонтали. Нижний слой в модели представлял тропосферу, средний – нижнюю часть стратосферы, а верхний - всю остальную атмосферу. Скорость натекающего потока полагалась одинаковой во всех слоях, а градиенты температуры – разными. Двумерные характеристики рельефа гор в районе Новороссийска подробно исследовались ранее. При этом было получено, что основные свойства возмущений можно исследовать с помощью моделирования обтекания среднего сечения

рельефа, а весь широкий диапазон состояний натекающего потока свести к следующему диапазону значений масштаба Лира в тропосфере и послойному заданию значений градиента температуры снизу вверх (j=1, 2, 3):

λ_c=3, 4, 5, 6, 6.66, 7, 7.5, 7.8, 9.5, 10, 12.2 км, γ_j=6, 0, 3 град/км. (4)

Предполагалось, что в тропосфере $N \approx 4\pi \cdot 10^{-3}$ 1/с, откуда следует, что U определяется соотношением $2\lambda_c \cdot 10^{-3} \cdot 1/c$, т.е. в м/с скорость равна удвоенной величине λ_c в км. Отсюда легко видеть, что задание значений λ_c в (4) равносильно заданию значений U в диапазоне от 6 до 24.4 м/с. Далее для краткости значения λ_c, γ, U будут даваться соответственно в км, град/км, м/с. Высоты поверхностей раздела в модели задавались равными 10 и 18 км. Шаги расчетной сетки при вычислении поля траекторий составляли 50 м по координате x и 250 м - по z.

1. Поле траекторий.

Было проанализированы разные варианты обтекания гор, в том числе - для 4 различных рельефов при использовании диапазона параметров (4). Первым и основным был рельеф, полученный усреднением высот по методике, апробированной в *(Кожевников и др. 1977, Кожевников и др. 1986, Кожевников и др. 1998, Кожевников 1999, Еланский и др. 2003, Кожевников и др. 2017)* (будем называть его средним). Усреднение проводилось по 10 конкретным вертикальным сечениям местности, перпендикулярным среднему направлению гор. Вторым был рельеф, характеризующий профиль гор для одного из указанных частных сечений, наиболее серьезно отличающегося от среднего. Еще два рельефа были созданы искусственно с целью исследования общих физических закономерностей обтекания реальных гор. При их создании были выполнены требования: 1. Рассматривался один, а не два господствующих хребта. 2. Подветренный склон имел крутизну, примерно совпадающую с крутизной среднего рельефа. 3. Площадь сечения с точностью не менее 7.6 % совпадала с площадью сечения среднего рельефа. При этом у третьего рельефа максимальная высота задавалась равной высоте среднего рельефа, т.е. 541 м, а у четвертого рельефа - равной 350м. Указанные рельефы будем обозначать соответственно как sr, ch, iskV и iskN.

В литературе *(Кожевников 1963, Кожевников 1968, Miles 1968, Кожевников 1999, Lin 2007)* принято характеризовать варианты обтекания значениями числа Фруда F и безразмерной высотой горы L_b, равной обратной величине F. При этом в качестве масштаба используется максимальная высота горы h_m, так что:

$$F = \frac{U}{Nh_m} = \frac{\frac{1}{2}\pi\lambda_c}{h_m},\ L_b = \frac{1}{F} = \frac{Nh_m}{U} = \frac{2\pi h_m}{\lambda_c}. \quad (5)$$

Отсюда получаем, что исследования проводились для следующих диапазонов параметров:

$0.87 < F < 3.59$, $1.14 > L_b > 0.28$. (6)

Процесс обтекания нагляднее всего иллюстрируется траекториями движениями частиц воздуха. На рис.1 представлен один из результатов, а именно траектории движения над средним рельефом при $\lambda_c = 4$. Траектории отождествляются со значениями их высот в натекающем потоке z_0 (в км). Движение частиц направлено слева направо. На рисунке 1 представлены траектории с $z_0 = 0$, 0.35, 0.5 и далее более высокие со значениями, увеличивающиеся с интервалом 0.25 км. Наземная траектория имеет два почти равных по

высоте хребта. Над горами возмущения настолько велики, что траектории с z_0, изменяющимися в диапазоне от 2 до 2.75 имеют роторный характер *(Long 1955)* в области высот 1.5 – 3.5 км (т.е. амплитуда вертикальных колебаний у них порядка 1 км). Нетрудно заметить, что траектория с $z_0 = 3.5$ в какой-то мере повторяет форму рельефа. В этом проявляются две закономерности: периодичность изменений по вертикали и влияние масштаба формы рельефа. В подветренной области возмущения имеют вид периодических волн. На малых высотах 1-1.5 км их амплитуды составляют около 250 м, ниже они быстро уменьшаются, оставаясь значительными в приземном слое - у траекторий с $z_0 = 0.35$ амплитуды над морем составляют не менее 50 м на удалениях до 20 км.

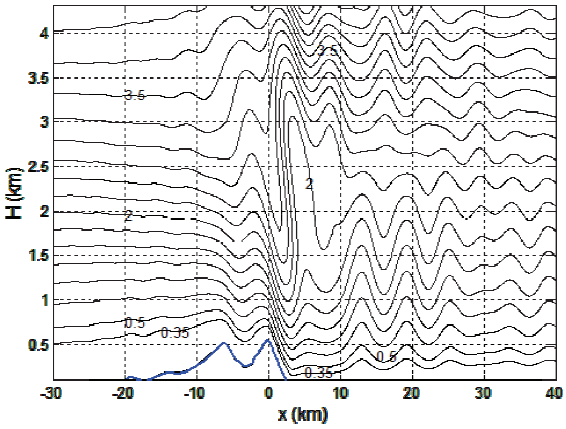


Рис.1. Траектории обтекания среднего рельефа при $\lambda_c = 4$, $\gamma = 6$, $U = 8$, что соответствует значениям $F = 1.18$, $L_b = 0.85$.

2. Возмущения у подветренного склона гор.

Ранее показано, что в зоне возмущений всегда возникают области резкого сгущения траекторий движения – струйные течения. В верхней и нижней частях струй сходимость траекторий имеет разные знаки. Это означает, что скорости в струе на некоторой средней высоте всегда максимальны. Установлено так же, что наибольшие скорости наблюдаются у подветренного склона гор и их значения могут использоваться в качестве меры интенсивности возмущений. На рис.1 можно видеть три такие струи.

Первая расположена у подветренного склона гор в области опускания частиц воздуха вниз, вторая - над горами на высоте порядка 2.5 км в области подъема вверх, третья - еще выше и близка по характеристикам к первой струе. При исследовании боры нас будет интересовать исключительно первая струя. Кроме траекторий у подветренного склона рассчитывались поля скоростей и возмущений температуры, при этом шаги расчет-ной сетки уменьшались - по x до 25, по z до - 10 м. Расчеты проводились для всех рельефов и для всех параметров (4, 6). Было выяснено, что картины возмущений во всех вариантах качественно близки; это позволило проиллюстрировать сказанное одним рис. 2. Здесь представлены изолинии возмущений температуры у подветренного склона для одного из вариантов, а именно для $\lambda_c = 5$. Одновременно эти изолинии качественно характеризуют траектории движений. К примеру, изолиния для возмущения температуры в 2.5 градусов неплохо воспроизводит траекторию с $z_0 = 0.9$. Рисунок показывает, что струя вдоль склона почти однородна и имеет толщину менее 800 м. На достаточном удалении от склона движения частиц воздуха приобретают волновой характер. На рис.1 детали струи у подветренного склона рассмотреть затруднительно, но зато прекрасно виден переход к

подветренным волнам. Представленные данные показывают, что возмущения температуры непосредственно у склона практически отсутствуют, а при удалении от него становятся положительными. При этом во всех вариантах в потоке воздуха у склона толщиной порядка 1 км и в приземном потоке толщиной 300 м возмущения сугубо положительны и лежат в диапазоне 0 – 1.5 градуса. Это соответствует закону адиабатического опускания здесь частиц воздуха. Значит, известные резкие понижения температуры при боре определяются не процессом обтекания, а тем, что в район города и моря поступает воздушная масса иной температуры.

3. Энергетика боры

В *(Кожевников и др. 1977, Кожевников и др. 1986, Кожевников и др. 1993, Кожевников и др. 1998, Кожевников 1999, Еланский и др. 2003, Кожевников и др. 2017)* показано, что используемая в данной работе модель неплохо характеризует возмущения на высотах более 2 км. Но она не может претендовать на высокую надежность описания характеристик возмущений в приземном слое за горами, поскольку не учитывает вязкость и тем более турбулентную вязкость среды. Вместе с тем результаты прежних и настоящих расчетов показывают, что во всех случаях у подветренного склона гор предсказывается струйное течение с большими скоростями. Это позволяет полагать, что в природе в потоке у склона турбулентность подавлена и сосредоточена только в самом его тонком слое у земли. Отсюда можно надеяться, что наша модель достаточно хорошо описывает свойства возмущений в этой части пространства. На этом основании далее будем считать, что интенсивность боры в городе и бухте можно оценивать по величине энергии потока в этой зоне.

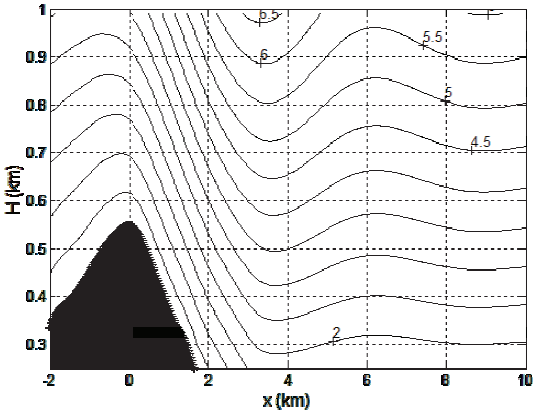


Рис.2. Возмущения температуры у подветренного склона при $\lambda_c = 5$, $\gamma = 6$, $U = 10$. Рельеф зачернен. Изолинии оцифрованы с шагом 0.5 градусов.

Поле скорости у склона было детально исследовано для среднего рельефа при всех λ_c. В первую очередь были рассчитаны изменения значений модуля скорости $V(z,x)$ в зависимости от x на уровне $z = 300$ м (его можно считать характерным). Соответствующие кривые, представленные на рис.3, показывают, что характер изменений $V(z,x)$ одинаков по мере удаления от горы. Вначале скорость монотонно уменьшается (примерно на 1-2.5 м/с в диапазоне удалений до 200 м). Затем ее значения начинают изменяться волнообразно с амплитудами около 1.5 м/с и периодом порядка λ_c. Для простоты энергетику струи у подветренного склона решено было оценивать по среднему значению $V(z,x)$ в слое толщиной 200 м. Эта величина, очевидно, должна характеризовать свойства струи на конкретно выбранной высоте. Если же усреднение проводить на уровне максимальных

скоростей, то получаемая величина будет характеризовать максимальную скорость струи для конкретного значения λ_c. Получаемую величину будем обозначать, как V_b, и называть характерной скоростью струи. Она будет давать представление об энергетике потока у склона, а с этим и об интенсивности всех возмущений. Представленные на рис. 1, 2 данные, обращают внимание на то, что частицы воздуха по мере спуска вдоль склона из самых верхних слоев струи явно не доходят до земли и, значит, формируют некий переходный слой между свободной атмосферой и интересующим нас приземным слоем. Частицы воздуха из самых нижних слоев струи, очевидно, непосредственно участвуют в формировании указанного слоя и его турбулизации. Становится понятным, что энергия турбулентных порывов ветра в нем прямо пропорциональна кинетической энергии струи, и, значит, величине V_b.

Расчеты величины V_b были проведены для всех вариантов. При этом усреднение $V(z,x)$ вдоль горизонтальной координаты каждый раз проводилось на таких двух уровнях высоты, на которых они имели максимальные значения. По полученным таким путем двум значениям определялось среднее значение V_b и диапазон ее разброса dV. Было установлено, что величина dV не превышала 0.17 м/с. Результаты иллюстрируются на рис. 4, 5. Для среднего рельефа кривыми со звездочками представлены сглаженные данные.

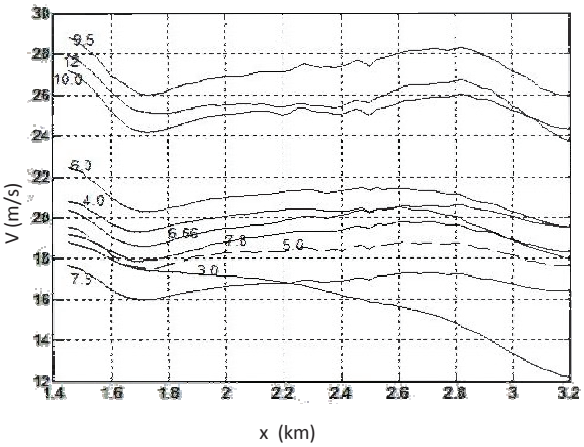


Рис. 3. Изменения модуля скорости потока при удалении от склона. Цифрами у кривых даны значения λ_c.

На рис. 4 показаны изменения величин V_b/U. Они позволяют отметить следующее. 1) При всех λ_c величина V_b/U больше 1. Следовательно, ветер у земли при боре всегда сильнее ветра перед горами. 2) В среднем наблюдается уменьшение V_b/U при увеличении λ_c, т.е. выполняется ранее сформулированный закон сглаживания. 3) В отдельных частях диапазона λ_c закон сглаживания не монотонен. Это особенно заметно в окрестностях значений $\lambda_c = 5$, 7.5, 9.5. При очень больших λ_c значения V_b/U приближаются к единице. 4) Кривая для частного рельефа качественно не отличается от кривой для среднего рельефа; количественно она отличается только тем, что не воспроизводит увеличение V_b/U в районе точки $\lambda_c = 6$. Значит, результаты для среднего рельефа вполне подходят для исследования интенсивности боры. 5) Достоверность выявленных зависимостей подтверждается малостью dV.

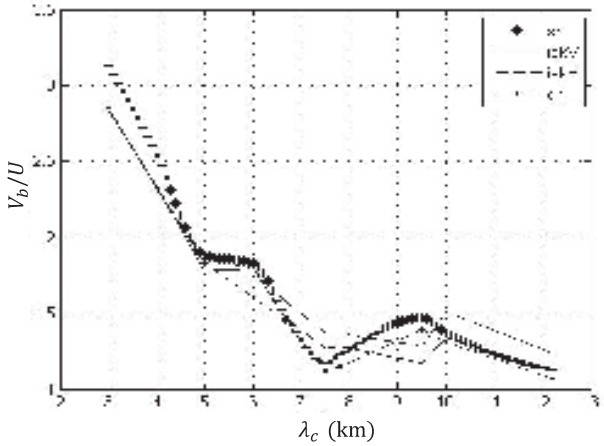


Рис. 4. Зависимость V_b/U от λ_c для различных рельефов.

На рис.5 показано, как изменяются абсолютные значения V_b при увеличении λ_c (и скорости U). Легко видеть, что изменения имеют вид заметных колебаний относительно закона линейного возрастания в среднем. Эти изменения V_b требуют детального анализа. В *(Кожевников и др. 1993, Кожевников и др. 1998, Кожевников 1999, Еланский и др. 2003, Кожевников и др. 2017)* показано, что интенсивность возмущений определяется совместным влиянием трех факторов - возмущающим действием рельефа, собственными волновыми свойствами слоев и динамикой взаимодействия между ними.

а) Влияние рельефа зависит от спектрального состава возмущений, который, в свою очередь, зависит от λ_c, формы и высоты рельефа. Рассмотрим на рис.5 сначала поведение кривых sr и ch, а затем - iskV и iskN. Эти пары кривых относятся к двум принципиально разным по форме рельефам -первая к варианту двух хребтов и ложбины между ними, вторая к варианту достаточно гладкого рельефа с одним хребтом. Следует так же отметить, что у трех из этих рельефов максимальные высоты практически одинаковы и превышают высоту рельефа iskN на 190 м. Попарное сравнение кривых показывает, что качественно зависимость от λ_c у них схожа. Одновременно следует отметить расхождения колебаний по амплитудам. При этом примечательно, что у первой пары различия наименее заметны. Все это позволяет предположить, что колебания связаны в значительной мере с изменениями спектрального состава возмущений при изменении λ_c.

Сравнивая кривые для рельефов iskV и iskN, видим, что при $\lambda_c > 6.3$ кривая для более высокого из них всюду лежит ниже. Это возможно связано с тем, что для более низкого рельефа закон сглаживания возмущений начинает преодолевать эффект обтекания раньше, чем для высокого, и это приводит к понижению амплитуд отдельных волновых составляющих спектра возмущений над рельефом iskV.

Сравнение кривых sr и iskV позволяет в некоей мере выявить роль наличия ложбины между двумя основными хребтами. Рисунок показывает, что рельеф sr практически при всех λ_c сильнее возмущает атмосферу. При сравнении результатов для этих рельефов при $\lambda_c = 5$ отмечено, что максимальный размах вертикальных смещений в роторной области во втором случае уменьшался на 38 %. Данные рис.5 показывают, что в области $\lambda_c < 6.7$ знаки различия скоростей остаются прежними, но величина расхождений почти в 7 раз меньше (порядка 5 %). Это свидетельствует, что наличие ложбины у рельефа значительно сильнее влияет на возмущения в средней тропосфере, чем у подветренного склона.

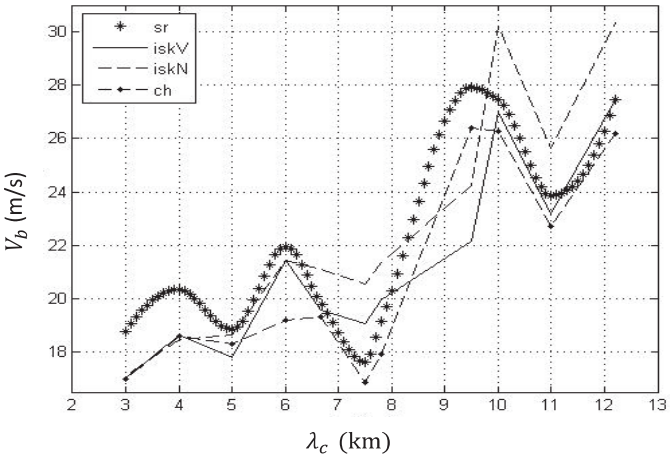


Рис.5. Зависимость V_b от λ_c для различных рельефов

б) О влиянии волновых свойств слоев на колебания судить трудно. Известно *(Кожевников и др. 1993, Кожевников и др. 1998, Кожевников 1999)*, что эти свойства в модели зависят от λ_c, толщины слоев и от процессов их динамического взаимодействия. Ранее частично была раскрыта роль динамического взаимодействия слоев, когда были сравнены результаты расчетов траекторий при $\lambda_c = 5$ для трех вариантов задания градиента в тропосфере: γ=5, 6 и 7. Анализ показал, что при переходе от варианта $\gamma = 6$ к случаю $\gamma = 5$, коэффициент отражения волновой энергии на тропопаузе существенно уменьшился. Этот эффект был замечен по увеличению амплитуд волн в стратосфере. Теперь он был проверен по изменениям величины V_b. Соответствующие расчеты показали, что в указанных вариантах значения V_b по сравнению со значением 18.8, которое видим на рис.5, увеличились на 4 в случае $\gamma = 7$ и уменьшились на 2.8 - в случае $\gamma = 5$. Следовательно, характерная скорость у склона реагирует на изменения энергетического обмена между слоями более четко, чем поле траекторий.

В модели коэффициент отражения на поверхностях раздела при конкретном значении λ_c определяется только разрывом градиентов температуры. Зависимость этого коэффициента от λ_c не определялась, но можно предполагать, что она не столь велика. В таком случае можно ожидать, что при изменении значений послойных γ в (4) представленные на рис.5 значения V_b будут в основном лишь смещаться по вертикали. Это означает, что в первом приближении характеристики энергетики боры выяснены.

3.4. В литературе *(Lin 2007)* широко обсуждается явление обрушения волн над горами. При этом полагается, что оно в первую очередь реализуется в виде разрушения роторных циркуляций. Конкретно появление роторов рассматривается в качестве признака неприменимости используемой в расчетах теоретической модели. Границу применимости модели оценивают по значениям величин F и L_b, введенных в (5). В нелинейных, открытых, негидростатических моделях *(Кожевников 1968, Кожевников 1968, Miles 1968),* посвященных обтеканию горы – полукруга, в качестве h_m использовался радиус горы, а величина L_b рассматривалась в качестве основного параметра проблемы. В (*Кожевников 1968, Miles 1968)* были проанализированы результаты соответственно для L_b=1, 2, 3 и L_b=0.5, 1, 1.27, 1.5. При этом установлено, что при больших значениях L_b над горой волновые

возмущения приобретают роторный характер и это происходит тогда, когда величина L_b находится в диапазоне между значениями 1 и 2 согласно (*Кожевников 1968)* или 1 и 1.27 - согласно (*Miles 1968)*. В (*Кожевников 1968)*, кроме того, показано, что в зоне расположения ротора всегда появляются две области, резко различающиеся по гидростатической устойчивости. В одной из них градиент температуры существенно уменьшается по сравнению с γ, а в другой – увеличивается настолько, что даже может превосходить γ_a. По мере увеличения L_b интенсивность ротора возрастает, в нем появляются частицы, двигающиеся навстречу натекающему потоку, и, в конце концов, в потоке появляется замкнутый вихрь (*Кожевников 1968)*. При этом обе указанные области непрерывно сближаются, а контраст в величине гидростатической устойчивости между ними возрастает настолько, что становится очевидной неизбежность перехода течения из ламинарного режима в турбулентный. Отсюда был сделан вывод, что модель может применяться при достаточно малых значениях λ_b, или больших значениях F, - конкретно приблизительно при L_b<1.2 (или F>0.83). Если провести аналогичную оценку для рассмотренного случая обтекания конкретных реальных гор, то следует использовать значения $\lambda_c = 5$ и $h_m = 0.54$. Тогда получим, что модель по такой оценке видимо, можно использовать при L_b<0.68 (или F>1.47). Выявленное изменение критического значения L_b нельзя связывать только с h_m, оно, очевидно, связано со всей энергетикой взаимодействия натекающего потока с неровностями рельефа, в том числе с наличием верхних слоев потока. Еще важнее обратить внимание на следующее. В *(Long 1955)* Лонг высказал мнение, что роторное течение вообще не может реализовываться в природе. Однако его эксперименты по обтеканию неровности нижней границы в канале показали обратное. В одном из экспериментов в потоке над неровностью наблюдался ротор, в котором частицы двигались навстречу натекающему потоку, и при этом не возникало сомнений в устойчивости его существования. Тем самым был установлен факт того, что течение стратифицированной жидкости может быть заметно более устойчивым, чем течение однородной жидкости. Следовательно, исследования по этой проблеме должны продолжаться.

Заключение

Подтверждено, что характерная скорость потока у подветренного склона гор является важнейшей количественной характеристикой возмущений атмосферы при обтекании. Показано, что она существенно зависит от масштаба Лира. Следует рассматривать два варианта боры. Основным (более частым) можно считать вариант, когда значения масштаба Лира меньше 8 км (скорость натекающего потока меньше 16 м/с). В этом случае при увеличении масштаба Лира значения характерной скорости изменяются нелинейно, но в достаточно узком диапазоне значений 17-24 м/с. Второй вариант боры следует считать более редким и, значит, менее интересным. Изменения температуры воздуха при боре мало зависят от эффекта обтекания и определяются практически тем, насколько температура приходящей массы воздуха отлична от температуры вытесняемой массы. Скорость порывов ветра при боре определяется энергией потока воздуха у подветренного склона гор и последующими процессами турбулизации атмосферы в приземном слое. Эти процессы не моделировались, однако можно полагать, что при боре сила этих порывов всегда превышает характерную скорость - в два и более раз.

Работа выполнена в рамках задания № 5.9533.2017/БЧ на выполнение проекта по теме «Исследование геоэкологии окружающей среды Северо-Западного Кавказа и особо охраняемых природных территорий» и при поддержке гранта РФФИ 16-35-50120 мол_нр.

Литература

1. *Гавриков А.В., Иванов А.Ю.* Аномально сильная бора на Черном море: наблюдение из космоса и численное моделирование // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. т.51. № 3. С. 1-12.
2. *Еланский Н.Ф., Кожевников В.Н., Кузнецов Г.И., Волков Б.И.* О влиянии орографических возмущений на перераспределение озона в атмосфере на примере обтекания Антарктического полуострова // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т.39. № 1. С. 105-120.
3. *Ефимов В.В., Барабанов В.С.* Моделирование Новороссийской боры // Метеорология и гидрология. 2013. т.3. № 3. С. 171-176.
4. *Кожевников В.Н.* К одной нелинейной задаче об орографическом возмущении стратифицированного воздушного потока // Известия АН СССР. Серия геофизизика. 1963. № 7. С.1108-1116.
5. *Кожевников В.Н.* Орографические возмущения в двумерной стационарной задаче // Известия АН СССР. 1968. т.4. № 1. С. 33-52.
6. *Кожевников В.Н.* Обзор современного состояния теории мезомасштабных орографических неоднородностей поля вертикальных токов // Труды ЦАО. 1970. Вып. 98. С. 3-40.
7. *Кожевников В.Н.* Возмущения атмосферы при обтекании гор / Москва. Научный мир. 1999. 160 с.
8. *Кожевников В.Н., Беданоков М.К.* Нелинейная многослойная модель обтекания произвольного профиля // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 6. С. 780-792.
9. *Кожевников В.Н., Беданоков М.К.* Волновые возмущения над горами Крыма. Теория и наблюдения // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. № 4. С. 546-556.
10. *Кожевников В.Н., Бибикова Т.Н., Журба Е.В.* Орографические возмущения атмосферы над Северным Уралом // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1977. Т.8. № 5. С. 451-461.
11. *Кожевников В.Н., Бибикова Т.Н., Журба Е.В.* Орографические волны, облака и роторы с горизонтальной осью над горами Крыма // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т.22. № 7. С. 682-690.
12. *Кожевников В.Н., Еланский Н.Ф., Моисеенко К.Б.* Вариации содержания озона и двуокиси азота в поле орографических волн над Приполярным Уралом // ДАН РАН. 2017.том 475. №6. С. 691-696.
13. *Торопов П.А., Мысленков С.А., Самсонов Т.Е.* Численное моделирование Новороссийской боры и связанного с ней ветрового волнения // Вестник Московского университета. 2013. Серия 5: География. № 2. С. 38-46.
14. *Торопов П.А., Шестакова А.А.* Тестирование мезомасштабной модели (WRF) для задачи прогноза Новороссийской боры // Вестник Московского Университета. Серия 3. География. 2014, № 3. С. 23-29.
15. *Шестакова А.А., Моисеенко К.Б., Торопов П.А.* Гидродинамические аспекты эпизодов Новороссийской боры 2012-2013 гг // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. т.51. № 4. С. 1-13.
16. *Atkinson B.W.* Meso-scale atmospheric circulations / London-New York-Toronto- Sydney- San Francisko: Academic Press. 1981. 482 p.
17. *Lin Y.-L.* Mesoscale Dynamics / Cambridge. Univercity Oress. 2007. 630 p.
18. *Long R. R.* Some aspects of the flow of stratified fluids.// III Continuous density gradients. Tellus. 1955. v.7. № 3.
19. *Lyra G.* Theorie der stationaren Leewellenstromung in freien Atmosphare // Z. Angew. Math. und Mech. 1943. V 23. № 1. P. 1–28.
20. *Miles J.W.* Lee waves in a stratified flow // Part II. Semi-circular obstacle. J. of fluid mech. 1968. V. 33. № 4.

Теоретические исследования атмосферных возмущений, связанных с неоднородностями поля силы тяжести

Л.Х. Ингель[1,2,3], А.А. Макоско[2,3]

[1] ФГБУ «НПО «Тайфун», г. Обнинск
[2] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[3]МЦАИ РАН, г. Москва

1. Введение

В современных исследованиях по геофизической гидродинамике поле силы тяжести обычно принимается однородным и описывается с использованием единственного параметра g. Между тем, известно, что на среднюю силу тяжести у поверхности Земли накладывается широкий спектр аномалий (неоднородностей) силы тяжести (АСТ). Это связано, прежде всего, с неоднородностями распределения массы в земной коре. Вариации силы тяжести, конечно, очень малы по абсолютной величине по сравнению со средним значением g. Но существенно, что при наличии таких неоднородностей появляется составляющая силы тяжести, тангенциальная по отношению к общему земному эллипсоиду. В мезомасштабных моделях, в которых используются декартовы координаты («f -плоскость», «β -плоскость»), это означает необходимость учета дополнительных объемных неоднородных сил с горизонтальной составляющей. По отношению к таким составляющим динамика атмосферы весьма чувствительна. В высокоаномальных регионах тангенциальные («горизонтальные») составляющие силы тяжести на масштабах порядка 100 км могут превышать значения 100 мГал (10^{-3} м/с^2) (*Макоско, Панин 2002*). Тем самым, они могут быть сравнимыми по порядку величины в уравнениях динамики с силами градиента давления в циклонах умеренных широт и другими слагаемыми, необходимость учета которых не вызывает сомнений.

По меньшей мере, с 70-х годов в метеорологической литературе неоднократно высказывались предположения о возможности существенного влияния неоднородностей поля силы тяжести (НПСТ) на динамику некоторых атмосферных процессов (см., например, библиографию в (*Макоско, Панин 2002, Ингель, Макоско 2017a, 2017d*)). В частности, согласно (*Ярошевич 2013, Yaroshevich 2013, Макоско, Ярошевич 2016.*), некоторые натурные данные указывают на возможное влияние АСТ на активность тропических циклонов. Имеется также некоторый опыт численного моделирования (*Макоско и др 2007, Бычкова и др. 2011, Макоско, Рубинштейн 2014*); в этих работах сделаны выводы о возможности заметных атмосферных эффектов НПСТ. Но существует потребность в достаточно строгих и прозрачных аналитических моделях, без которых трудно добиться уверенного понимания физических механизмов влияния НПСТ на динамику атмосферы.

Известна теорема, согласно которой в покоящейся идеальной среде изобары и изопикны должны совпадать с эквипотенциальными поверхностями. Если изобары совпадают с поверхностями равного потенциала силы тяжести, то это означает, что сила градиента давления в каждой точке и в каждом направлении компенсирует силу тяжести. Поэтому существует статическое решение. В этой связи распространено мнение, что неоднородности поля силы тяжести лишь несколько «деформируют», «искривляют» состояние гидростатического равновесия, но не влияют на поле движения.

Но авторы обратили внимание на существование физических механизмов, которые, вообще говоря, могут нарушать это статическое равновесие и влиять на атмосферные течения, а также приводить к генерации внутренних гравитационных волн. Эти механизмы вкратце рассмотрены в настоящей статье.

2. Возмущения геострофического течения под влиянием неоднородностей поля силы тяжести

Прежде всего, статическое равновесие должно нарушаться при наличии фоновых горизонтальных течений. Пока неоднородности поля силы тяжести отсутствуют, и изопикны строго горизонтальны, такие течения, двигаясь касательно к изопикнам, не нарушают состояния гидростатического равновесия. Но когда фоновое течение «наталкивается» на аномалию силы тяжести, оно по инерции, очевидно, стремится сохранять прямолинейное движение в горизонтальном направлении. При этом искривленные изопикны, связанные с неоднородностями поля силы тяжести, вообще говоря, пересекаются горизонтальными течениями, так что появляется адвекция массы, чему соответствуют ненулевые слагаемые типа $u\partial\rho/\partial x$ в уравнениях переноса (здесь u - скорость в направлении горизонтальной оси x, ρ - плотность среды). Таким образом, фоновые горизонтальные течения в этом случае, вообще говоря, должны взаимодействовать с гидростатически равновесным состоянием среды – нарушать это состояние (деформировать изопикны и изобары) или приспосабливаться к нему (т.е. искривляться); в общем случае – и то, и другое. Есть и ещё один фактор, способствующий нарушению гидростатического состояния. Если на подстилающей поверхности задано условие непротекания, то вблизи этой поверхности течение, очевидно, не может иметь нормальную к ней составляющую. А эквипотенциальные поверхности вполне могут иметь нормальные составляющие по отношению к твердой подстилающей поверхности. Это – еще одна (помимо инерции) причина отклонения течений от изоповерхностей, т.е. нарушения гидростатического баланса в неоднородном поле силы тяжести. Заранее нельзя утверждать, что эффекты такого рода метеорологически значимы, но в любом случае имеет смысл их оценить.

В работе авторов (*Ингель, Макоско 2017а*) рассмотрена двумерная линейная стационарная модель атмосферных возмущений, возникающих при воздействии НПСТ на фоновое геострофическое течение. В отсутствие упомянутых неоднородностей задано однородное фоновое геострофическое течение вдоль одной из горизонтальных осей *x*:

$$U = -\frac{1}{f\bar{\rho}}\frac{\partial \bar{p}}{\partial y}. \qquad (1)$$

Здесь *y* – вторая горизонтальная координата (в поперечном течению направлении), *f* – параметр Кориолиса (используется приближение *f*-плоскости), *p* – давление. Предполагается, что фоновые распределения плотности и давления (обозначены чертой) зависят не только от высоты *z*, но и от одной из горизонтальных координат *y*. Удобна для анализа, например, модель

$$\bar{\rho} = \rho_0 \exp\left[-\left(\frac{z}{H}+\frac{y}{L_\rho}\right)\right], \quad \bar{p} = g\rho_0 H \exp\left[-\left(\frac{z}{H}+\frac{y}{L_\rho}\right)\right], \quad U = \frac{gH}{fL_\rho} = \text{const}. \qquad (2)$$

где ось *z* направлена вертикально вверх; смысл постоянных ρ_0, H, L_ρ достаточно очевиден. Такое задание фонового состояния позволяет свести задачу к системе уравнений с постоянными коэффициентами.

В линейном приближении исследуются возмущения, которые вносятся в этот поток двумерными неоднородностями поля силы тяжести. Горизонтальная и вертикальная составляющие этих «дополнительных» сил описываются соответственно величинами $g_x(x,z)$ и $g_z(x,z)$ (имеют размерность ускорения). Полная сила тяжести представляет собой векторную сумму этих возмущений и средней силы тяжести, которая ниже, как обычно, обозначается константой *g*. Если обозначить потенциал силы тяжести через Ф, то

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = -g_x, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = g - g_z, \frac{\partial g_x}{\partial z} = \frac{\partial g_z}{\partial x}. \qquad (3)$$

Линеаризованная система уравнений для двумерных стационарных возмущений скорости, давления и плотности в идеальной несжимаемой среде имеет вид:

$$U\overline{\rho}\frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + f\overline{\rho}\mathrm{v} + \overline{\rho}g_x, \qquad U\overline{\rho}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial y} - f\overline{\rho}u' - fU\rho',$$
$$U\overline{\rho}\frac{\partial w}{\partial x} = -\frac{\partial p'}{\partial z} - g\rho' + \overline{\rho}g_z, \qquad \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \qquad U\frac{\partial \rho'}{\partial x} + \mathrm{v}\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial y} + w\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial z} = 0. \tag{4}$$

Здесь v, w – возмущения составляющих скорости вдоль осей y и z; возмущения других величин обозначены штрихом.

На нижней границе среды задано условие непротекания. На твердой горизонтальной поверхности оно имеет вид

$$w\big|_{z=0} = 0\,. \tag{5}$$

Ещё одно граничное условие – затухание возмущений при $z \to \infty$ (не рассматриваем в настоящем разделе ситуаций, когда возможна генерация внутренних волн).

Возмущение давления удобно искать в виде

$$p' = \overline{\rho}(y,z)\Pi(x,z),$$

где функция $\Pi(x,z)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \Pi}{\partial x} = U\frac{\partial w}{\partial z} + f\mathrm{v} + g_x. \tag{6}$$

Исключая из (4) часть неизвестных, с учетом (2), (3) и (6), можно получить систему двух уравнений с постоянными коэффициентами

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{1}{H}\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{g}{HU^2}w + \frac{f}{U}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial z} = \frac{1}{HU}g_x, \qquad \frac{\partial^2 \mathrm{v}}{\partial x^2} = \frac{f}{U}\left(1 + \frac{U^2}{gH}\right)\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{f}{UH}w + \frac{f}{gH}g_x, \tag{7}$$

которая может быть сведена к одному уравнению

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\Delta_2 w - \frac{1}{H}\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{g}{HU^2}w\right) + \left(\frac{f}{U}\right)^2\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(1 + \frac{U^2}{gH}\right)\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{w}{H}\right] = \frac{1}{HU}\left(\frac{\partial^2 g_x}{\partial x^2} - \frac{f^2}{g}\frac{\partial g_x}{\partial z}\right), \tag{8}$$

где Δ_2 – символ двумерного лапласиана.

Несмотря на относительно громоздкий вид этих уравнений, их анализ, в принципе, несложен. Много информации можно получить, например, рассматривая модель с гармонической зависимостью неоднородностей поля силы тяжести от x, когда задача сводится к обыкновенным дифференциальным уравнениям.

Обозначим характерный пространственный масштаб рассматриваемых неоднородностей поля силы тяжести и связанных с ними атмосферных возмущений через L (в настоящем разделе он предполагается больше или порядка 100 км). Введем безразмерные переменные $X = x/L,\ Z = z/L$. Уравнение (8) принимает вид

$$\frac{\partial^2}{\partial X^2}\left[\xi \mathrm{F}^2\left(\xi\Delta_2 w - \frac{\partial w}{\partial Z}\right) + w\right] + \xi \mathrm{B}\frac{\partial}{\partial Z}\left[\xi\left(1 + \mathrm{F}^2\right)\frac{\partial w}{\partial Z} - w\right] = \frac{U}{g}\left(\frac{\partial^2 g_x}{\partial X^2} - \xi \mathrm{B}\frac{\partial g_x}{\partial Z}\right). \tag{9}$$

Здесь введены обозначения для трех определяющих безразмерных параметров. Число Фруда $\mathrm{F} = U/\sqrt{gH}$ характеризует соотношение сил инерции и плавучести, $\mathrm{B} = f^2L^2/gH$ - обратное число Бургера, характеризующее соотношение эффектов вращения и стратификации, геометрический фактор $\xi = H/L$ имеет смысл отношения аспекта. Число Фруда можно считать малым, по крайней мере, для умеренных скоростей фонового ветра (при $U = 10$ м/с, $H = 10^4$ м, оно порядка 1/30). Рассматриваем достаточно больш*и*е горизонтальные масштабы неоднородностей поля силы тяжести, например, порядка 100 км, так что $L \geq H$. Нетрудно убедиться, что для типичных значений параметров задачи в (9) все упомянутые безразмерные коэффициенты малы. Если сохранить в этом уравнении только слагаемые без малых коэффициентов, получается

$$\frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \approx \frac{U}{g}\frac{\partial^2 g_x}{\partial X^2} \text{ или } w \approx U\frac{g_x}{g}. \tag{10}$$

Но приближенное решение (10) не удовлетворяет условию непротекания на твердой поверхности (5). Это не удивительно, поскольку пока не учтены слагаемые с малыми коэффициентами при старших производных. С учетом этих слагаемых в решении появляется пограничный слой, который обеспечивает выполнение краевых условий. Чтобы получить решение в явном аналитическом виде, рассмотрим простейшую модель с периодической по x неоднородностью поля силы тяжести:

$$g_x = G\exp(-z/L)\cos(x/L),\ g_z = -G\exp(-z/L)\sin(x/L), \qquad (11)$$

где G – амплитуда. Решение для возмущений также ищется в виде горизонтальной гармоники, в частности,

$$w(x,z) = W(z)\cos(x/L). \qquad (12)$$

Для амплитуды W получается уравнение

$$\xi^2\left[\mathrm{B}\left(1+\mathrm{F}^2\right)-\mathrm{F}^2\right]\frac{d^2W}{dZ^2}+\xi\left(\mathrm{F}^2-\mathrm{B}\right)\frac{dW}{dZ}-\left(1-\xi^2\mathrm{F}^2\right)W=-U\frac{G}{g}(1-\xi\mathrm{B})\exp(-Z). \qquad (13)$$

Общее решение последнего уравнения стандартным образом ищется в виде суммы общего решения однородного уравнения W_h и частного решения неоднородного W_n. Последнее, с учетом малости безразмерных параметров F, B, ξ, имеет вид

$$W_n \approx U\frac{G}{g}\exp(-Z)\cdot \qquad (14)$$

Это – частный случай приближенного решения (10). Чтобы удовлетворить краевому условию на поверхности необходимо добавить соответствующее решение однородного уравнения. Его характеристическое уравнение имеет вид

$$\xi^2\left[\mathrm{B}\left(1+\mathrm{F}^2\right)-\mathrm{F}^2\right]\sigma^2+\xi\left(\mathrm{F}^2-\mathrm{B}\right)\sigma-\left(1-\xi^2\mathrm{F}^2\right)=0. \qquad (15)$$

В зависимости от соотношения безразмерных параметров F, B, ξ, вообще говоря, возможны весьма различные ситуации. Рассматриваемая задача имеет общие черты с известной задачей о возмущениях стратифицированного течения над синусоидальным рельефом. В последней имеется область генерации внутренних волн, заключенная в интервале масштабов L между $L_N \equiv U/N$ (где частота плавучести $N=\sqrt{-(g/\overline{\rho})(\partial\overline{\rho}/\partial z)}$ в данной модели равна $\sqrt{g/H}$) и $L_f \equiv U/f$. По обе стороны от нее находятся области, в которых волны не генерируются, и возмущения в различной степени заключены у нижней границы. В настоящей работе, в соответствии с рассматриваемыми масштабами неоднородностей, основное внимание уделяется области

$$L \ge L_f = U/f \ \text{ или } \ \mathrm{B} \ge \mathrm{F}^2, \qquad (16)$$

в которой внутренние волны не генерируются (более точное условие отсутствия волн выглядит громоздко; оно несколько мягче, чем (16)). В этой области дискриминант уравнения (15) отрицателен (т.е. в формуле для σ подкоренное выражение положительно). Согласно краевым условиям, из двух значений σ выбирается отрицательное, так что решение имеет вид

$$\begin{aligned}
w &\approx U\frac{G}{g}\left[\exp\left(-\frac{z}{L}\right)-\exp\left(-|\sigma|\frac{z}{L}\right)\right]\cos\frac{x}{L},\\
u' &\approx U\frac{G}{g}\left[\exp\left(-\frac{z}{L}\right)-|\sigma|\exp\left(-|\sigma|\frac{z}{L}\right)\right]\sin\frac{x}{L},\\
\mathrm{v} &\approx fL\frac{G}{g}\left[\exp\left(-\frac{z}{L}\right)-\left(|\sigma|+\xi^{-1}\right)\exp\left(-|\sigma|\frac{z}{L}\right)\right]\cos\frac{x}{L},
\end{aligned} \qquad (17)$$

где

$$\sigma=\frac{\mathrm{B}-\mathrm{F}^2-\left\{\left(\mathrm{B}-\mathrm{F}^2\right)^2+4\left(1-\xi^2\mathrm{F}^2\right)\left[\mathrm{B}\left(1+\mathrm{F}^2\right)-\mathrm{F}^2\right]\right\}^{1/2}}{2\xi\left[\mathrm{B}\left(1+\mathrm{F}^2\right)-\mathrm{F}^2\right]}<0. \qquad (18)$$

Таким образом, в данном случае к решениям типа (10), (14) добавляется пограничный слой толщиной порядка $L/|\sigma|$, который обеспечивает выполнение краевого условия (5). С учетом малости безразмерных параметров, выражение (18) существенно упрощается:

$$\sigma \approx -\frac{1}{\xi\left[\mathrm{B}\left(1+\mathrm{F}^2\right)-\mathrm{F}^2\right]^{1/2}}. \qquad (19)$$

Отметим, что упомянутый погранслой относительно тонкий ($|\sigma| >> 1$). С увеличением $|\sigma|$ в этом слое возрастает $|\partial w/\partial z|$, следовательно, абсолютная величина горизонтальных составляющих скорости, дивергенции и вихря (последнее видно, в частности, из второго уравнения (7)). Поскольку, согласно (19), $|\sigma| >> \xi^{-1}$, в (17) обе горизонтальные составляющие возмущения скорости практически одинаково зависят от высоты.

Пусть, например, $\mathrm{B} = 2\mathrm{F}^2$ (т.е. условие (16) выполняется с двойным запасом). Тогда $\sigma \approx -1/\xi\mathrm{F} = -(L/U)\sqrt{g/H}$, толщина возникающего пограничного слоя $h_{bl} \sim L/|\sigma| \approx U\sqrt{H/g}$. Если $L = 150$ км, U=10 м/с, $H = 10^4$ м, то $|\sigma| \approx 500$, $h_{bl} \sim 300$ м. Если принять амплитуду неоднородности силы тяжести G=10^{-3} м/с^2, то, согласно (17), в пограничном слое $|u'| \sim |\sigma| UG/g \approx LG/\sqrt{gH} \sim 0.5$ м/с, $\mathrm{v} \sim |\sigma| fLG/g \approx fL^2G/U\sqrt{gH} \sim 1$ м/с (последнее – при $f = 10^{-4}$ м/с). Во втором уравнении (4) в погранслое имеет место приближенный баланс $U\partial \mathrm{v}/\partial x \approx -fu'$.

Легко проверить, что слагаемое $\mathrm{v}\partial\overline{\rho}/\partial y$ в последнем уравнении (4) пренебрежимо мало, откуда

$$\frac{\partial \rho'}{\partial x} \approx -\frac{w}{U}\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial z}; \qquad \rho' \approx \overline{\rho}\frac{L}{H}\frac{G}{g}\left[\exp\left(-\frac{z}{L}\right) - \exp\left(-|\sigma|\frac{z}{L}\right)\right]\sin\frac{x}{L}. \qquad (20)$$

Вне погранслоя изопикны близки к эквипотенциальным поверхностям – мало отличаются от случая отсутствия фоновых течений. Но вблизи поверхности $\rho' \to 0$, следовательно, изопикны, вообще говоря, не совпадают с эквипотенциальными поверхностями. Это означает отклонения от гидростатического баланса и может приводить к возникновению заметных возмущений горизонтальной скорости в рассматриваемом пограничном слое.

3. Генерация внутренних гравитационных волн при воздействии неоднородностей поля силы тяжести на атмосферное течение

Выше рассматривался случай неоднородностей достаточно больших горизонтальных масштабов, когда генерируются захваченные возмущения. При меньших масштабах (но б**о**льших, чем U/N) НПСТ приводят к генерации внутренних гравитационных волн (ВГВ). Этот случай рассмотрен в работе авторов (*Ингель, Макоско 2017с).* Как показано, ситуация в некоторых отношениях аналогична генерации ВГВ при обтекании фоновым течением неоднородностей рельефа подстилающей поверхности. В системе координат, связанной с фоновым течением, решение для вертикальной скорости имеет вид

$$w = \frac{\lambda^2 N^2 G}{Ug\left[1+\left(\lambda\tilde{k}\right)^2\right]}\left\{\exp(-kz)\cos\left[k(x+Ut)\right] - \exp\left(\frac{z}{2H}\right)\cos\left[\frac{z}{\lambda}+k(x+Ut)\right]\right\} \qquad (21)$$

Здесь $k = L^{-1}$, $\tilde{k} = k + 1/2H$, $\lambda = \left[(N/U)^2 - (2H)^{-2} - k^2\right]^{-1/2} \approx U/N$. Первое из слагаемых в фигурных скобках непосредственно описывает обтекание потоком поверхностей равного потенциала. Эти слагаемые не носят волновой характер (не содержат волн, распространяющихся по вертикали) и медленно затухают с высотой на тех же масштабах k^{-1}, что и аномалия силы тяжести. Второе слагаемое описывают внутренние гравитационные

волны, фазовая скорость которых направлена вниз, а групповая – вверх. Амплитуда этих волн в поле скорости растет с высотой как $\exp(z/2H)$. Вертикальная составляющая волнового вектора составляет λ^{-1}, частота – $\omega=kU$, вертикальная фазовая скорость – $k\lambda U$. Для вертикального потока волновой энергии получается приближенное выражение, не зависящее от высоты:

$$F_z \approx \frac{1}{2}\rho_0 \frac{NU^2G^2}{g^2k}. \qquad (22)$$

Этот результат прозрачно интерпретируется: учет воздействия АСТ (искривленные эквипотенциальные поверхности) приводит к эффекту, аналогичному влиянию неоднородностей рельефа той же амплитуды и горизонтальных масштабов.

Если принять амплитуду АСТ $G=10^{-3}$ м/с^2, $k=2\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$ (что соответствует длине полуволны около 150 км), $U=20$ м/с, $N=10^{-2}$ с$^{-1}$, $\rho_0=1$ кг/м^3, то получаем поток энергии около 10^{-3} Вт/м^2. Если $G=2\cdot10^{-3}$ м/с^2, $k=4\cdot10^{-5}$ м$^{-1}$, $U=30$ м/с, то поток энергии получается порядка $0.5\cdot10^{-2}$ Вт/м^2. Такие потоки, в некоторых ситуациях, видимо, могут быть значимыми, хотя чаще не могут конкурировать с наиболее эффективными механизмами генерации ВГВ в атмосфере (склоны эквипотенциальных поверхностей обычно весьма пологи по сравнению с рельефом подстилающей поверхности). Для иллюстрации упомянем, что, согласно (*Jarvis 2001*), средний поток энергии, поступающий из нижней атмосферы в верхнюю, благодаря волновым возмущениям и приливным колебаниям составляет порядка $2\cdot10^{-4}$ Вт/м^2.

4. Атмосферные возмущения, обусловленные вертикальным теплообменом в неоднородном поле силы тяжести

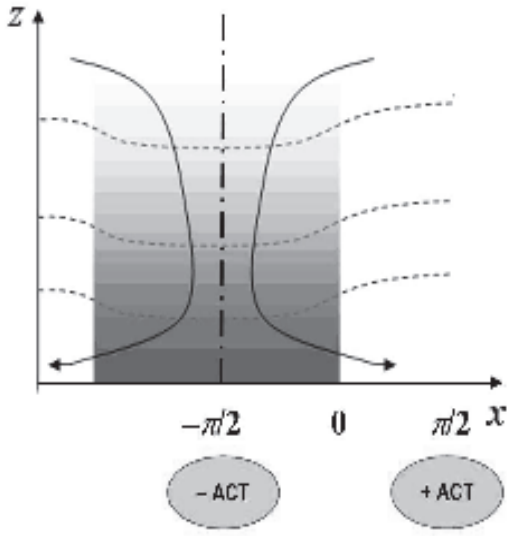
Выше рассматривалась модель идеальной среды, без учета теплообмена. При его учете обнаруживается еще один механизм нарушения гидростатического равновесия и возникновения атмосферных течений в НПСТ.

Геометрия задачи схематически представлена на рисунке (для простоты ограничиваемся двумерной задачей). Штриховыми линиями обозначены эквипотенциальные поверхности, с которыми, согласно вышеупомянутой теореме, совпадают изобары, изопикны и, следовательно, изотермы в состоянии покоя в идеальной среде. В области АСТ эти поверхности деформированы (в случае отрицательной АСТ изогнуты вниз). В этой области должна существовать некоторая горизонтальная температурная неоднородность (в атмосфере в качестве соответствующей переменной удобнее использовать потенциальную температуру). При учете теплообмена с окружающей средой (в атмосфере существен, прежде всего, турбулентный обмен с нижней границей – подстилающей поверхностью) эта неоднородность должна в какой-то мере релаксировать (на рисунке затушевана область, подверженная влиянию теплообмена с нижней границей, температура которой предполагается фиксированной). Это, в свою очередь, должно отражаться на поле давления (при изменении температуры меняется вес столба среды).

Таким образом, учет теплообмена приводит к изменениям пространственного распределения поля давления и, тем самым, к нарушению статического баланса силы тяжести и градиента давления. Тангенциальная (горизонтальная) составляющая силы тяжести теперь (с учетом теплообмена) компенсируется не в полной мере, а это означает возникновение течений. В этом принципиальное отличие от случая однородной силы тяжести, в котором учет вертикального теплообмена меняет лишь вертикальные распределения полей температуры, плотности и давления и может не приводить к возникновению нескомпенсированных горизонтальных сил.

Если рассматривать неоднородности поля силы тяжести с горизонтальными масштабами порядка $100 \div 1000$ км, то эти масштабы много больше характерной толщины атмосферы. Поэтому наиболее существенна диффузия тепла в вертикальном направлении. Если в простейшей модели предполагать температуру горизонтальной нижней границы (подстилающей поверхности) фиксированной и постоянной, то эта граница при учете

теплообмена, очевидно, будет влиять на поле температуры в нижнем слое среды. Изотермы и изобары вблизи границы при этом уже не совпадают с эквипотенциальными поверхностями; баланс горизонтальных сил нарушается в пользу вариаций силы тяжести, что должно приводить к возникновению течений.



Геометрия задачи (пояснено в тексте). Затушевана нижняя часть области аномалии силы тяжести, подверженная термическому влиянию нижней границы. Сплошные линии схематически изображают течения, возникающие вследствие связанного с теплообменом нарушения гидростатического баланса.

Линеаризованная система уравнений гидротермодинамики для двумерной стационарной задачи в приближении Буссинеска с учетом планетарного вращения имеет вид (*Ингель, Макоско 2017b, 2018*):

$$0 = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial x} + fv + \nu\Delta_2 u + g_x,\ 0 = -fu + \nu\Delta_2 v,\ 0 = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} + \nu\Delta_2 w - g\frac{\rho'}{\bar{\rho}} + g_z,$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,\ \gamma w = \kappa\Delta_2\theta,\ \rho' = -\bar{\rho}\alpha\theta \qquad (23)$$

Здесь θ – возмущение потенциальной температуры воздуха; α – коэффициент его теплового расширения; ν – кинематический коэффициент вязкости, κ – коэффициент температуропроводности (предполагаются постоянными); $\gamma > 0$ – фоновый вертикальный градиент потенциальной температуры (предполагается устойчивая фоновая стратификация плотности.

На нижней границе (подстилающей поверхности) предполагается выполнение условий непротекания и прилипания, а также фиксированной температуры (отсутствия температурных возмущений):

$$u = v = w = 0,\quad \theta = 0 \quad \text{при} \quad z = 0. \qquad (24)$$

Вдали от поверхности предполагается выход на статический режим, существующий, при отсутствии теплообмена, т.е., без учета влияния подстилающей поверхности (горизонтальный теплообмен при рассматриваемой геометрии задачи незначителен). Последнее означает, что изобары, изопикны и изотермы вдали от нижней границы совпадают с эквипотенциальными поверхностями, а возмущения скорости затухают. Обозначим через Φ и η соответственно отклонения потенциала силы тяжести и

вертикальные отклонения эквипотенциальных поверхностей, связанные с неоднородностями поля силы тяжести. По определению, $\eta = -\Phi / g = \int g_x dx / g$, где нижний предел интегрирования – «отсчетная» точка, в которой упомянутые отклонения отсутствуют. Соответственно, верхнее граничное условие для температурного возмущения имеет вид:

$$\theta \to -\gamma\eta = -\gamma \int g_x dx / g \quad \text{при} \quad z \to \infty . \tag{25}$$

Удобно, как и выше, анализировать модель с синусоидальной зависимостью неоднородностей поля силы тяжести от горизонтальной координаты *x*. В этом случае задача сводится к решению системы в обыкновенных производных и анализируется достаточно просто. Решение существенно зависит от значений безразмерных параметров $\mathrm{R} = N^2 / \kappa\nu k^4$, $\mathrm{Ta} = f^2 / \nu^2 k^4$ (аналогов чисел Рэлея и Тейлора соответственно). Их значения в рассматриваемых задачах обычно весьма велики. Но в узкой экваториальной зоне значение Ta мало. Этот случай, когда вращение несущественно, исследован в работе (*Ингель, Макоско 2017b).* Решения для двух составляющих скорости (движение в «поперечном» направлении *y* без учета кориолисовых ускорений не возникает) имеют вид

$$u \approx -\frac{1}{2}\Xi\sqrt{\frac{\kappa}{\nu}}\left[\exp\left(-\frac{z}{h}\right) - \frac{2}{\sqrt{3}}\exp\left(-\frac{z}{2h}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{z}{h} - \frac{\pi}{6}\right)\right]\cos kx,$$

$$w \approx \frac{1}{2}hk\Xi\sqrt{\frac{\kappa}{\nu}}\left[\exp\left(-\frac{z}{h}\right) - \frac{2}{\sqrt{3}}\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{z}{h}\right)\cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{z}{h} + \frac{\pi}{6}\right)\right]\sin kx,$$

где введены масштабы длины $h = \left(\kappa\nu / N^2 k^2\right)^{1/6} = k^{-1}\mathrm{R}^{-1/6}$ (вертикальный масштаб течений, возникающих у подстилающей поверхности) и скорости

$$\Xi = \frac{N}{k}\frac{G}{g} \sim N\eta . \tag{26}$$

Возмущения скорости с высотой осциллируют, затухая на вертикальных масштабах порядка *h*. Если $\kappa = \nu = 1$ м^2/с, $k = 0.5 \cdot 10^{-5}$ м$^{-1}$ (что соответствует длине горизонтальной полуволны около 600 км), то $h \approx 300$ м. В области отрицательной АСТ (например, вблизи вертикали $x = -\pi/2$) у поверхности преобладает горизонтальное растекание (положительная горизонтальная дивергенция) и нисходящее движение. Это понятно, поскольку в указанной области баланс горизонтальных сил нарушен в пользу силы тяжести, которая и определяет направление горизонтального движения.

Но вне узкой экваториальной зоны значения Ta велики. Например, при $N = 10^{-2}$ c^{-1}, $f = 10^{-4}$ c^{-1}, $\kappa = \nu = 1$ м^2/с, $k = 2 \cdot 10^{-5}$ м$^{-1}$ (что соответствует длине горизонтальной полуволны около 150 км) $\mathrm{R} \sim 10^{15}$, $\mathrm{Ta} \sim 10^{11}$. В работе (*Ингель, Макоско 2018)* проанализирован весьма общий случай $1 << \mathrm{R}^{2/3} << \mathrm{Ta} << \mathrm{R}$. Приближенное решение имеет вид

$$u \approx \nu k\left(\frac{\nu}{\kappa}\right)^{1/2}\frac{G}{g}\left(\frac{N}{f}\right)^3 \times \left[-\exp\left(-\frac{z}{h_B}\right) + \left(4\frac{\mathrm{Ta}^3}{\mathrm{R}^2}\right)^{1/4}\exp\left(-\frac{z}{h_E}\right)\sin\left(\frac{z}{h_E}\right)\right]\cos kx,$$

$$\mathrm{v} \approx \left(\frac{\kappa}{\nu}\right)^{1/2}\Xi\left[(1-\delta)\exp(-kz) - \exp\left(-\frac{z}{h_B}\right) + \delta\exp\left(-\frac{z}{h_E}\right)\cos\left(\frac{z}{h_E}\right)\right]\cos kx,$$

$$w \approx \nu k\frac{G}{g}\left(\frac{N}{f}\right)^2\left[\exp\left(-\frac{z}{h_B}\right) - 2^{1/2}\exp\left(-\frac{z}{h_E}\right)\cos\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right)\right]\sin kx,$$

$$\theta \approx -\frac{\gamma G}{kg}\left[\exp(-kz) - \exp\left(-\frac{z}{h_B}\right)\right]\sin kx .$$

Здесь введен безразмерный параметр $\delta = (2\mathrm{R})^{1/2}/\mathrm{Ta}^{3/4} = N\nu k/\left(\kappa f^3/2\right)^{1/2} << 1$ и масштабы длины

$$h_B = (k\sigma_1)^{-1} = \frac{1}{k}\left(\frac{\mathrm{Ta}}{\mathrm{R}}\right)^{1/2} = \left(\frac{\kappa}{\nu}\right)^{1/2}\frac{f}{kN}, \qquad h_E = \frac{1}{k}\left(\frac{\mathrm{Ta}}{4}\right)^{-1/4} = \left(\frac{2\nu}{f}\right)^{1/2}.$$

Характерная особенность этой задачи, учитывающей эффекты планетарного вращения, – возникновение вихревых возмущений под влиянием НПСТ. Сходящиеся течения (см. рисунок) в поле кориолисовых сил приводят к возникновению положительной завихренности. Поэтому тангенциальная скорость положительна вплоть до уровней порядка k^{-1}. Вблизи подстилающей поверхности, в пограничном слое, расходящиеся течения, в принципе, должны генерировать отрицательную завихренность. Но поскольку это – тонкий слой, в котором течения эффективно подавляются вязкостью, в рассматриваемом приближении эти слабые движения теряются. Поэтому в области отрицательной аномалии силы тяжести рассматриваемый механизм, в основном, приводит к генерации циклонической завихренности. Отметим, что это качественно согласуется с анализом натурных данных, представленным в (*Ярошевич 2013, Yaroshevich 2013, Макоско, Ярошевич 2016*). В упомянутых работах отмечена положительная корреляция активности тропических циклонов с областями пониженных значений вертикальной составляющей аномалии силы тяжести. Если коэффициенты обмена ν, κ одного порядка, то скорость v возникающего вихревого движения порядка $\Xi \sim N\eta$. При $N = 10^{-2}\ c^{-1}$, отклонении геоида $\eta = 30$ м, $\mathrm{v} \sim 0.3$ м/с.

5. Заключение

Приведенный анализ и цитированные публикации показывают, что, вопреки распространенному мнению, неоднородности поля силы тяжести могут приводить к возмущениям поля ветра. Установлены некоторые физические механизмы этих возмущений. Проанализированы простейшие аналитические модели стационарных линейных атмосферных возмущений, вызываемых неоднородностями поля силы тяжести. Оценки показывают, что влияние НПСТ на поле движения в некоторых ситуациях может быть заметным.

Приведенный выше материал не вполне исчерпывает возможности аналитических исследований. Например, пока рассмотрены лишь двумерные модели. Трехмерные задачи в простейших случаях, видимо, также могут быть исследованы аналитическими методами. Вероятно, можно продвинуться за пределы рассмотренных моделей несжимаемой атмосферы, либо приближения Буссинеска. Помимо внутренних гравитационных волн, возможно, имеет смысл рассмотреть также генерацию инерционно-гравитационных волн, т.е. рассмотреть аналогичную задачу при б*о*льших горизонтальных масштабах неоднородностей, когда существенны кориолисовы ускорения. Представляет интерес также рассмотреть влияние на атмосферные процессы медленных вертикальных движений, возникающих, как показано выше, под влиянием НПСТ.

Работа выполнена при поддержке Программы № 51 фундаментальных исследований Президиума РАН.

Литература

1. *Бычкова В.И., Макоско А.А., Рубинштейн К.Г., Егорова Е.Н.* Воспроизведение начала летнего индийского муссона в экспериментах с моделью общей циркуляции атмосферы Гидрометцентра России // Метеорол. и гидрол. 2011. № 7. С. 16-31.
2. *Ингель Л.Х., Макоско А.А.* Возмущения геострофического течения под влиянием неоднородностей поля силы тяжести // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017а. Т. 53. № 5. С. 579-587.

3. *Ингель Л.Х., Макоско А.А.* Об одном механизме влияния неоднородностей поля силы тяжести на динамику атмосферы // Журнал технической физики. 2017b. Т. 87. № 9. С. 1312-1316.
4. *Ингель Л.Х., Макоско А.А.* Генерация внутренних гравитационных волн при воздействии неоднородностей поля силы тяжести на атмосферное течение // Геофизические исследования. 2017c. Т.18. № 3. С. 60-66.
5. *Ингель Л.Х., Макоско А.А.* Генерация вихревого движения в атмосфере под влиянием неоднородностей поля силы тяжести // Изв. РАН. Физ. атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 6. С. 635-640.
6. *Ингель Л.Х., Макоско А.А.* Введение в теорию влияния неоднородностей поля силы тяжести на динамику атмосферы / Российская академия наук. – М.: Наука, 2017d. 34 с.
7. *Макоско А.А., Панин Б.Д.* Динамика атмосферы в неоднородном поле силы тяжести. Санкт-Петербург: РГГМУ, 2002. 246 с.
8. *Макоско А.А., Рубинштейн К.Г., Лосев В.М., Боярский Э.А.* Математическое моделирование атмосферы в неоднородном поле силы тяжести. М.: Наука, 2007. 58 с.
9. *Макоско А.А., Рубинштейн К.Г.* Исследование спиральности азиатского муссона по данным реанализа и результатам численного моделирования циркуляции атмосферы с учетом неоднородности силы тяжести. Докл. РАН. 2014. Т. 459. № 2. С. 237–242.
10. *Макоско А.А., Ярошевич М.И.* Оценки регрессионных связей характеристик тропических циклонов и аномалий силы тяжести // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 3. С. 267-271.
11. *Ярошевич М.И.* Пространственное распределение тропических циклонов и аномалий силы тяжести // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 3. С. 279-284.
12. *Yaroshevich M.I.* Investigation of possible effect of gravitational field inhomogeneities on tropical cyclones // Trop. Cyclone Res. Rev. 2013. V. 2. N 2. P. 124-130.
13. *Jarvis M.J.* Atmospheric science: Bridging the atmospheric divide // Science. 2001. V. 293. N. 5538. P. 2218-2219.

О гидродинамической неустойчивости вертикальных движений, инициируемых пространственно периодическими распределениями источников тепла в атмосфере

М.В. Калашник[1,2], М.В. Курганский[1]

[1] *Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва*
[2] *Научно-производственное объединение "Тайфун", г. Обнинск*

1. Введение

В исследованиях гидродинамической устойчивости пространственно периодических течений основное внимание уделяется течению Колмогорова (*Мешалкин, Синай 1961, Гледзер и др. 1981, Libin et al. 1987, Kalashnik, Kurgansky 2018*) и его аналогу в стратифицированной жидкости (*Батчаев, Курганский 1986, Balmforth, Young 2002*). Устойчивость пространственно периодического течения в форме монохроматической внутренней гравитационной волны изучалась в работах (*Курганский 1979, 1980, 1983*). В настоящей работе исследуется устойчивость вертикальных движений, инициируемых пространственно периодическими распределениями источников тепла. Такие источники служат грубой моделью конденсационных источников тепла в атмосфере, а сами движения моделируют упорядоченные гряды конвективных облаков, наблюдаемых над океанами. Конвективные механизмы формирования облачных гряд исследовались в работах (*Калашник, Шмерлин 1990, Шмерлин, Калашник 2013*), однако вопрос об их гидродинамической устойчивости ранее не рассматривался в литературе. Второй и третий раздел, а также начало четвертого раздела статьи в целом следуют работе авторов «Гидродинамическая неустойчивость периодической системы восходящих и нисходящих движений в атмосфере», представленной для опубликования в журнале «Метеорология и гидрология», однако подавляющая часть четвертого раздела и весь пятый раздел статьи содержат существенно новый материал.

2. Постановка линейной задачи теории устойчивости.

Рассматриваются двумерные, в вертикальной плоскости (x,z), движения устойчиво стратифицированной атмосферы в присутствии источников тепла, зависящих только от горизонтальной координаты x. В приближении Буссинеска система уравнений динамики и притока тепла имеет вид

$$(\Delta\psi)_t + [\psi,\Delta\psi] - \sigma_x = \nu\Delta^2\psi\,, \qquad \sigma_t + [\psi,\sigma] + N^2\psi_x = \chi\Delta\sigma + q(x)\,. \tag{1}$$

Здесь $u = -\psi_z$, $w = \psi_x$ – компоненты скорости, ψ – функция тока, $\sigma = g\theta/\theta_0$ – плавучесть, θ – отклонение потенциальной температуры от фонового значения θ_0, g – ускорение силы тяжести, ν,χ – коэффициенты мелкомасштабной турбулентной вязкости и температуропроводности, $N > 0$ – частота плавучести, $q(x)$ – источник тепла (плавучести). Квадратными скобками обозначен якобиан по переменным x,z; Δ – оператор Лапласа. Система (1) рассматривается на всей плоскости с условиями ограниченности на бесконечности или периодичности решений. Обусловленная внешними крупномасштабными процессами частота плавучести N далее предполагается постоянной.

В отсутствие диссипации система (1) имеет точное стационарное решение (отмечаем его чертой сверху) $\overline{\sigma} = 0$, $N^2\overline{\psi}_x = q(x)$, или, обозначая $\overline{w}(x) = \overline{\psi}_x$,

$$\overline{w}(x) = N^{-2}q(x)\,. \tag{2}$$

Решение (2) описывает вертикальные движения, возбуждаемые источником тепла. Согласно (2), в отсутствии вязкой диссипации весь нагрев идет на генерацию движений (приток плавучести в точности уравновешивается ее вертикальной адвекцией).

При учете вязкости и теплопроводности стационарное решение находится из системы $\overline{\sigma}_x = -\nu\,\overline{w}_{xxx}$, $N^2\overline{w} = \chi\,\overline{\sigma}_{xx} + q(x)$, которая сводится к одному уравнению

$$\left(\frac{\chi\nu}{N^2}\right)\frac{d^4\overline{w}}{dx^4} + \overline{w} = \frac{q(x)}{N^2}. \tag{3}$$

С учетом (3), для гармонического источника $q(x) = q_0\cos(x/d)$,

$$\overline{w}(x) = \overline{\psi}_x = \frac{q_0\cos(x/d)}{N^2 + \nu\chi d^{-4}}, \qquad \overline{\sigma} = \frac{d^{-2}\nu\, q_0\cos(x/d)}{N^2 + \nu\chi d^{-4}}. \tag{4}$$

Решение (4) описывает пространственно-периодическое течение, которое можно считать грубой моделью облачного ансамбля (системы восходящих и нисходящих потоков). Входящий в (4) масштаб скорости $W = q_0/\left(N^2 + \nu\chi d^{-4}\right)$ можно представить в виде $W = q_0/N^2(1 + (\mathrm{Ra})^{-1})$, где $\mathrm{Ra} = N^2d^4/\nu\chi$ – некоторый аналог числа Релея.

Рассмотрим задачу об устойчивости периодического течения (4). С учетом $\overline{\sigma}_x = -\nu\,\overline{w}_{xxx}$, где $\overline{w}(x) = W\cos(x/d)$, линейная динамика возмущений течения описывается системой

$$(\Delta\psi)_t + \overline{w}(x)(\Delta\psi)_z - \overline{w}''(x)\psi_z - \sigma_x = \nu\Delta^2\psi, \tag{5}$$

$$\sigma_t + \overline{w}(x)\sigma_z + N^2\psi_x + \nu\,\overline{w}'''(x)\psi_z = \chi\Delta\sigma. \tag{6}$$

Здесь ψ, σ – соответствующие отклонения от средних распределений и штрихи означают дифференцирование по x.

В анализе удобно использовать безразмерные переменные. Принимая в качестве пространственного масштаба d, масштаба времени d/W, масштабов функции тока и плавучести соответственно Wd и W^2d^{-1}, запишем безразмерную форму системы (5), (6)

$$(\Delta\psi)_t + (\Delta\psi + \psi)_z\cos x - \sigma_x = \mathrm{Re}^{-1}\Delta^2\psi, \tag{7}$$

$$\sigma_t + \sigma_z\cos x + \mathrm{Ri}\,\psi_x + \mathrm{Re}^{-1}\psi_z\sin x = \mathrm{Pe}^{-1}\Delta\sigma. \tag{8}$$

В эту систему входят три безразмерных параметра: число Рейнольдса $\mathrm{Re} = Wd/\nu$, число Пекле $\mathrm{Pe} = Wd/\chi$ и параметр $\mathrm{Ri} = N^2d^2/W^2$, который является аналогом числа Ричардсона. Отметим, что число Пекле выражается через числа Рейнольдса Re и Прандтля Pr по формуле $\mathrm{Pe} = \mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}$.

3. Метод Галеркина и неустойчивость в отсутствие диссипации

Из теории уравнений с периодическими коэффициентами следует, что система (7), (8) имеет 2π-периодические по координате x решения. Для отыскания таких решений традиционно используется аппарат теории цепных дробей, приводящий к громоздким вычислениям (*Мешалкин, Синай 1961, Должанский 2011 и др.*). Очень хорошую аппроксимацию периодических решений дает классический метод Галеркина с тремя базисными функциями $f_1(x) = 1$, $f_2(x) = \cos x$, $f_3(x) = \sin x$. В соответствии с этим методом, приближенное решение (7), (8) ищется в форме

$$\psi = a(z,t)\cos x + b(z,t)\sin x + c(z,t), \tag{9}$$

$$\sigma = \alpha(z,t)\cos x + \beta(z,t)\sin x + \gamma(z,t), \tag{10}$$

представляющей собой первые три члена разложения решения в тригонометрический ряд. Обозначим угловыми скобками операцию осреднения по периоду $\langle\varphi\rangle = (2\pi)^{-1}\int_0^{2\pi}\varphi\,dx$ и запишем уравнения (7), (8) в абстрактной форме $L_1(\psi,\sigma) = 0$, $L_2(\psi,\sigma) = 0$. Подставляя (9), (10) в эти уравнения и используя условия ортогональности $\langle f_i(x)L_{1,2}(\psi,\sigma)\rangle = 0$, $i = 1,2,3$, приходим к системе из шести уравнений для нахождения коэффициентов разложения. Эта

система распадается на две замкнутые подсистемы, соответственно относительно a,β,c и α,b,γ. Первая подсистема имеет вид

$$\left(a_{zz}-a\right)_t+\left(c_{zz}+c\right)_z-\beta=\mathrm{Re}^{-1}\left(a_{zzzz}-2a_{zz}+a\right),$$

$$c_t+(1/2)a_z=\mathrm{Re}^{-1}c_{zz},\qquad \beta_t-\mathrm{Ri}a+\mathrm{Re}^{-1}c_z=\mathrm{Pe}^{-1}(\beta_{zz}-\beta). \tag{11}$$

Как показано ниже, именно эта подсистема имеет экспоненциально нарастающие со временем решения, описывающие развитие неустойчивости.

Вторая, устойчивая подсистема, записывается в виде

$$\alpha_t+\gamma_z+\mathrm{Ri}b=\mathrm{Pe}^{-1}(\alpha_{zz}-\alpha),\qquad \left(b_{zz}-b\right)_t+\alpha=\mathrm{Re}^{-1}\left(b_{zzzz}-2b_{zz}+b\right),$$

$$\gamma_t+(1/2)\alpha_z+(1/2)\,\mathrm{Re}^{-1}b_z=\mathrm{Pe}^{-1}\gamma_{zz}. \tag{12}$$

В отличие от (11), все решения (12) ограничены во времени.

С использованием (11), (12) легко находятся критерии развития неустойчивости в отсутствие диссипации ($\mathrm{Re}=\mathrm{Pe}=\infty$). В этом случае подсистема (11) сводится к одному уравнению

$$\left(a-a_{zz}\right)_{tt}+(1/2)\left(a_{zz}+a\right)_{zz}+\mathrm{Ri}\,a=0, \tag{13}$$

которое имеет периодические по вертикальной координате решения $a=a_0\exp(\lambda t)\cos(kz)$ (нормальные моды) с волновым числом k и квадратом инкремента нарастания

$$\lambda^2=\frac{k^2(1-k^2)-2\mathrm{Ri}}{2(1+k^2)}. \tag{14}$$

Из (14) следует существование кривой нейтральной устойчивости

$$\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_1(k)=(1/2)k^2(1-k^2), \tag{15}$$

на плоскости (k,Ri). Кривая (15) выходит из нуля при $k=0$ и возвращается в ноль при $k=1$. Значение $\mathrm{Ri}_1(k)$ достигает максимума при $k^2=1/2$, причем это максимальное значение равно $\left(\mathrm{Ri}_1\right)_{\max}=1/8$. Таким образом, при $\mathrm{Ri}>1/8$ течение заведомо устойчиво; при $\mathrm{Ri}<1/8$ – неустойчиво для волновых чисел в диапазоне $k_1^2<k^2<k_2^2$, где $k_{1,2}^2=(1/2)\mp\sqrt{(1/4)-2\mathrm{Ri}}$.

Отметим, что для горизонтальных течений в устойчиво стратифицированной жидкости необходимое условие неустойчивости имеет вид $\mathrm{Ri}<1/4$ (критерий Майлса–Говарда). В частности, это справедливо для так называемого стратифицированного течения Колмогорова (*Balmforth, Young 2002*), в котором профиль скорости синусоидален по высоте. В данной задаче пороговое значение числа Ричардсона в два раза ниже и, соответственно, в $\sqrt{2}$ раз выше необходимое для неустойчивости максимальное значение скорости в струе.

В отсутствие диссипации подсистема (12) сводится к одному уравнению

$$\left(\alpha-\alpha_{zz}\right)_{tt}-(1/2)\left(\alpha-\alpha_{zz}\right)_{zz}+\mathrm{Ri}\,\alpha=0, \tag{16}$$

которое имеет решения $\alpha=\alpha_0\exp(\lambda t)\cos(kz)$, где

$$\lambda^2=-\frac{(1+k^2)k^2+2\mathrm{Ri}}{2(1+k^2)}. \tag{17}$$

Согласно (17), периодические решения уравнения (16) осциллируют во времени, т.е. не приводят к неустойчивости.

4. Диссипативная неустойчивость и ее асимптотическое описание.

Рассмотрим теперь задачу устойчивости с учетом диссипативных факторов. Неожиданный результат состоит в том, что учет диссипации приводит к появлению еще одной экспоненциально нарастающей со временем нормальной моды. Существование этой моды значительно расширяет область неустойчивых параметров.

Для простоты будем рассматривать случай $\mathrm{Pr}=1$, когда $\mathrm{Re}=\mathrm{Pe}$ и имеется только два определяющих безразмерных параметра. Отыскание решений подсистемы (11) в форме $(a,\beta)=(a_0,\beta_0)\exp(\lambda t)\cos(kz)$, $c=c_0\exp(\lambda t)\sin(kz)$, приводит к кубическому уравнению для инкремента нарастания λ. Обозначая $\tilde{\lambda}=\mathrm{Re}\,\lambda$ и $\mathrm{Ri}_2(k)=1-(1/2)k^4$, это уравнение можно записать в виде

$$\mathrm{Re}^{-2}\left(1+k^2\right)\left(\tilde{\lambda}+1+k^2\right)^2\left(\tilde{\lambda}+k^2\right)+\tilde{\lambda}\left(\mathrm{Ri}-\mathrm{Ri}_1(k)\right)-k^2\left(\mathrm{Ri}_2(k)-\mathrm{Ri}\right)=0, \tag{18}$$

где $\mathrm{Ri}_1(k)$ определено выражением (15). Полагая в (18) $\tilde{\lambda}=0$, получим уравнение

$$\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_{cr}(k,\mathrm{Re}^{-1})=1-(1/2)k^4-\mathrm{Re}^{-2}(1+k^2)^3, \tag{19}$$

которое определяет кривую нейтральной устойчивости на плоскости параметров (k,Ri) при фиксированном значении числа Рейнольдса. Правая часть (19) достигает максимума $1-\mathrm{Re}^{-2}$ при $k=0$. Отсюда сразу следуют необходимые и достаточные условия неустойчивости

$$\mathrm{Re}>1, \qquad \mathrm{Ri}<1-\mathrm{Re}^{-2}. \tag{20}$$

При выполнении (20) существует интервал неустойчивых волновых чисел $0<k<k_b$, где $k_b<\sqrt[4]{2}$.

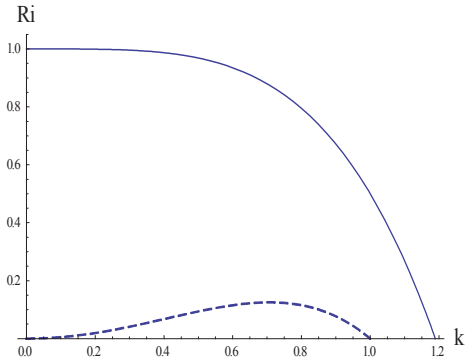


Рис. 1. Кривые нейтральной устойчивости $\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_1(k)$ (штриховая линия) и $\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_2(k)$ (сплошная линия). Области ниже кривых отвечают соответственно невязкой неустойчивости и диссипативной неустойчивости при больших значениях числа Рейнольдса.

Важно подчеркнуть, что нейтральная кривая невязкой неустойчивости $\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_1(k)$ не является пределом нейтральной кривой (19) при $\mathrm{Re}^{-1}\to 0$. Соответствующим пределом является кривая $\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_2(k)$, которая на плоскости параметров (k,Ri) лежит выше кривой $\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_1(k)$ (рис. 1). Наглядную интерпретацию этому факту дают асимптотики корней уравнения (18). Непосредственно из (18) видно, что при $\mathrm{Re}^{-1}\to 0$, мы имеем случай сингулярно возмущенного кубического уравнения с корнями $\tilde{\lambda}_1,\tilde{\lambda}_2,\tilde{\lambda}_3$. Обозначая $\varepsilon=\mathrm{Re}^{-2}$ и отыскивая регулярную асимптотику $\tilde{\lambda}=\tilde{\lambda}^{(0)}+\varepsilon\tilde{\lambda}^{(1)}+\ldots$, для нулевого приближения к первому корню получим уравнение $\tilde{\lambda}\left(\mathrm{Ri}-\mathrm{Ri}_1(k)\right)-k^2\left(\mathrm{Ri}_2(k)-\mathrm{Ri}\right)=0$. Для нахождения асимптотик двух других корней следует положить $\tilde{\lambda}=y/\varepsilon^{\nu}$, где $\nu=1/2$. При этом получим уравнение, аналогичное (14). Таким образом, при $\mathrm{Re}^{-1}\to 0$ имеют место следующие асимптотики для корней

$$\lambda_1=\mathrm{Re}^{-1}k^2\frac{\mathrm{Ri}_2(k)-\mathrm{Ri}}{\mathrm{Ri}-\mathrm{Ri}_1(k)}, \qquad \lambda_{2,3}=\pm\sqrt{\frac{\mathrm{Ri}_1(k)-\mathrm{Ri}}{1+k^2}}. \tag{21}$$

По сравнению с невязким случаем появился новый малый корень λ_1, который не может быть получен предельным переходом из невязкого случая. С учетом явных выражений (21) можно сделать определенные выводы о неустойчивости. В области $\mathrm{Ri} < \mathrm{Ri}_1(k)$, $\lambda_1 < 0, \lambda_3 < 0$, $\lambda_2 > 0$ и неустойчивость невязкая. В области $\mathrm{Ri}_1(k) < \mathrm{Ri} < \mathrm{Ri}_2(k)$, корни $\lambda_{2,3}$ чисто мнимые, а корень λ_1 становится положительным. Здесь мы имеем случай неустойчивости, целиком обусловленной диссипативными факторами. Отметим, что эта неустойчивость, возможно, имеет некоторую аналогию с диффузионной дестабилизацией вихрей, рассмотренной в работе (*McIntyre 1970*).

Непосредственно из первой асимптотики (21) следует, что при больших значениях числа Рейнольдса характерное (безразмерное) время развития диссипативной неустойчивости пропорционально Re^{-1}. Это факт позволяет дать простое асимптотическое описание неустойчивости, не требующее анализа корней кубического уравнения. Положим в (11) $\mathrm{Re}^{-1} = \varepsilon << 1$, перейдем к медленному времени $T = \varepsilon t$ и будем искать решение в форме асимптотического разложения

$$c = c^{(0)} + \varepsilon c^{(1)} + \varepsilon^2 c^{(2)} + \ldots \tag{22}$$

(аналогично для остальных переменных). Для нулевого приближения из (11) получим $a^{(0)} = 0$ и соотношение

$$c^{(0)}_{zzz} + c^{(0)}_z - \beta^{(0)} = 0, \tag{23}$$

связывающее две неизвестные функции $c^{(0)}, \beta^{(0)}$.

Из системы уравнений для первого приближения следуют уравнения

$$(1/2)a^{(1)}_z = -c^{(0)}_T + c^{(0)}_{zz}, \qquad -\mathrm{Ri}a^{(1)} = -\beta^{(0)}_T - c^{(0)}_z + \beta^{(0)}_{zz} - \beta^{(0)}. \tag{24}$$

Исключая из (24) переменную $a^{(1)}$ и учитывая (23), приходим к уравнению, описывающему медленную динамику медленной переменной $c^{(0)}$. Соответствующее уравнение имеет вид (для краткости верхний индекс опущен и использованы стандартные обозначения частных производных)

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{\partial^4 c}{\partial z^4} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} + 2\mathrm{Ri}c\right) - \frac{\partial^6 c}{\partial z^6} + 2(1-\mathrm{Ri})\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} = 0. \tag{25}$$

Легко проверить, что для решений (25) вида $c = c_0 \exp(\lambda t)\sin(kz)$, инкремент нарастания дается формулой $\lambda = \varepsilon^{-1}\lambda_1$, где λ_1 определено выражением (21). Таким образом, при $\mathrm{Ri}_1(k) < \mathrm{Ri} < \mathrm{Ri}_2(k)$ развивается медленная диссипативная неустойчивость.

Аналогичным образом, из подсистемы (12) можно получить уравнение, описывающее медленную динамику переменной $\gamma = \gamma^{(0)}$

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{\partial^4 \gamma}{\partial z^4} - \frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^2} + 2\mathrm{Ri}\gamma\right) - \frac{\partial^6 \gamma}{\partial z^6} + 2\frac{\partial^4 \gamma}{\partial z^4} - 2(1+\mathrm{Ri})\frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^2} = 0. \tag{26}$$

Для пространственно периодических решений (25) инкремент нарастания всегда отрицателен,

$$\lambda = -k^2 \frac{(k^2+1)^2 + 2\mathrm{Ri} + 1}{k^2(k^2+1) + 2\mathrm{Ri}},$$

т.е. решения затухают со временем.

Подчеркнем, что в уравнениях (25), (26) отфильтрованы быстрые переменные, развивающиеся на временном масштабе t и ответственные за развитие неустойчивости в отсутствие диссипации.

5. Описание нелинейной динамики возмущений и слабонелинейная модель невязкой неустойчивости.

Всюду выше рассматривались линейные задачи теории устойчивости. Для описания нелинейной динамики возмущений в левые части уравнений (7), (8) следует добавить соответственно слагаемые $[\psi, \Delta\psi]$ и $[\psi, \sigma]$. Отыскивая решение соответствующих уравнений в форме (9), (10) и используя метод Галеркина, получим нелинейную систему из шести уравнений в частных производных для нахождения коэффициентов разложения. Для краткости записи приведем вариант системы в отсутствие диссипативных факторов. Соответствующую систему при этом удобно разбить на две подсистемы, отвечающие соответственно линейным подсистемам (11), (12). Первая подсистема имеет вид

$$\left(a_{zz} - a\right)_t + c_z + c_{zzz} - \beta - (b_{zz} - b)c_z + bc_{zzz} = 0,$$

$$c_t + (1/2)a_z + (1/2)(ba_z - ab_z) = 0, \qquad \beta_t - \mathrm{Ri}a + (\alpha c_z - a\gamma_z) = 0. \tag{27}$$

Вторая подсистема, отвечающая (12),

$$\left(b_{zz} - b\right)_t + (a_{zz} - a)c_z - ac_{zzz} + \alpha = 0,$$

$$\alpha_t + \mathrm{Ri}b + \gamma_z + (b\gamma_z - \beta c_z) = 0, \qquad \gamma_t + (1/2)(b\alpha - \beta a)_z = 0. \tag{28}$$

Обратим внимание, что в нелинейном случае происходит зацепление подсистем, т.е. их нельзя рассматривать изолированно.

Отыскивая пространственно периодические по координате z решения системы (27), (28), ее можно к системе из пяти нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений (пентаде уравнений). Наиболее простой вывод уравнений пентады состоит в следующем. Ищем приближенные решения неустойчивой подсистемы (27) вида

$$c = c(t)\sin kz, \qquad a = a(t)\cos kz, \qquad \beta = \beta(t)\cos kz, \tag{29}$$

а устойчивой подсистемы (28) вида

$$b = b(t), \qquad \alpha = \alpha(t), \qquad \gamma = \gamma(t). \tag{30}$$

Эти решения периодичны по вертикальной координате с периодом $L = 2\pi/k$. Подставляя(29), (30) в (27), (28) и требуя ортогональности полученных уравнений системе функций $1, \sin kz, \cos kz$ на периоде L, получим пентаду уравнений с квадратичной нелинейностью. Удобно обозначить $Y = b(t)$, $U = \alpha(t)$, $X = a(t)$, $V = \beta(t)$, $Z = k^{-1}c(t)$, а также $m = 1 + k^2$. В этих обозначениях пентада уравнений записывается в виде

$$mX_t - 2\mathrm{Ri}_1(1+Y)Z + V = 0,$$

$$Z_t - (1/2)(1+Y)X = 0, \qquad V_t - \mathrm{Ri}X + (1/2)k^2UZ = 0, \tag{31}$$

$$U_t + \mathrm{Ri}Y - (1/2)k^2VZ = 0, \qquad Y_t - U + (1/2)k^2XZ = 0,$$

где $\mathrm{Ri}_1 = \mathrm{Ri}_1(k)$ определено согласно (15). Последние два уравнения (31) отвечают устойчивой подсистеме (28). Уравнение для $\gamma(t)$ в этой подсистеме сводится к тривиальному уравнению $\gamma_t = 0$, не участвующему в описании нелинейной динамики. Этим определяется число уравнений в (31).

Отметим, что замена переменной $Y_1 = Y + 1$ сводит систему (31) к неавтономной системе – в правой части четвертого уравнения (31) появится вынуждающее слагаемое Ri, описывающее внешний источник тепла. Периодической системе вертикальных движений отвечает точное решение $Y_1 = 1$ и ноль для остальных переменных. В отсутствие источника тепла система (31) моделирует нелинейную динамику свободных возмущений и сохраняет полную энергию

$$\frac{dE}{dt} = 0. \qquad E = \frac{1}{2}\left(mX^2 + 2Y_1^2 + 2k^4Z^2 + \mathrm{R_i}^{-1}(2U^2 + V^2)\right)$$

Также отметим, что система (31) легко обобщается на случай учета диссипации. Так, при $\mathrm{Pr}=1$ в правой части первых трех уравнений (31) появятся соответственно линейные слагаемые $-\mathrm{Re}^{-1}m^2X$, $-\mathrm{Re}^{-1}k^2Z$, $-\mathrm{Re}^{-1}k^2Z-\mathrm{Re}^{-1}mV$, а в правых частях четвертого и пятого уравнений слагаемые $-\mathrm{Re}^{-1}U$, $-\mathrm{Re}^{-1}Y$.

В общем случае нелинейная динамика возмущений исследуется путем численного интегрирования системы (31). Некоторые аналитические результаты можно получить, используя методы слабонелинейной теории, описывающей динамику возмущений вблизи порога неустойчивости. Отправная точка этой теории состоит в анализе линейной задачи устойчивости. Легко проверить, что линеаризованная форма системы (31) распадается на неустойчивую и устойчивую подсистемы, причем первая сводится к одному уравнению $mX_{tt}-(\mathrm{Ri}_1(k)-\mathrm{Ri})X=0$. Как и ранее, отсюда сразу следует, что нулевое решение (для отклонений) неустойчиво при $\mathrm{Ri}<\mathrm{Ri}_1$, и устойчиво $\mathrm{Ri}>\mathrm{Ri}_1$. Для небольших отклонений числа Ричардсона от критического значения $\mathrm{Ri}_1-\mathrm{Ri}=\varepsilon^2 r$ приведенное уравнение сводится к уравнению $mX_{TT}-rX=0$, в терминах медленного времени $T=\varepsilon t$. Входящий в (3) параметр r характеризует отклонение числа Ричардсона от критического значения: докритический случай $r<0$, закритический случай $r>0$.

В общей слабонелинейной теории неустойчивости, восходящей к Ландау, линейное уравнение второго порядка модифицируется следующим образом

$$mX_{TT}-rX=\lambda X^3. \tag{32}$$

Принципиальную роль в теории играет постоянная λ, точнее ее знак. Если $\lambda<0$, то в докритическом случае имеет место устойчивость, а в закритическом случае возникают два новых положения равновесия и происходят колебания вокруг одного из них. Ситуация принципиально меняется при положительном значении λ. При этом в докритическом случае также имеет место неустойчивость, но уже по отношению к возмущениям конечной амплитуды.

Для построения слабонелинейной теории в системе (31) полагается $\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}_1-\varepsilon^2 r$ и осуществляется переход к медленному времени $T=\varepsilon t$. Решение соответствующей преобразованной системы ищется в форме асимптотического разложения $X=\varepsilon X^{(1)}+\varepsilon^2X^{(2)}+\varepsilon^3X^{(3)}+\ldots$ (аналогично для других переменных). Легко проверить, что для функций первого приближения получим

$$V^{(1)}=2\mathrm{Ri}_1Z^{(1)},\qquad X^{(1)}=U^{(1)}=V^{(1)}=0. \tag{33}$$

Из уравнений для функций второго приближения следует

$$V^{(2)}=2\mathrm{Ri}_1Z^{(2)},\qquad X^{(2)}=2Z_T^{(1)},\qquad Y^{(2)}=q^2\left(Z^{(1)}\right)^2,U^{(2)}=0. \tag{34}$$

Ключевую роль играет система уравнений для функций третьего приближения. С учетом (33), (34), ее можно записать в виде

$$\begin{gathered}V^{(3)}-2\mathrm{Ri}_1Z^{(3)}=-mX_T^{(2)}+2\mathrm{Ri}_1Y^{(2)}Z^{(1)},\\ \left(V^{(3)}-2\mathrm{Ri}_1Z^{(3)}\right)_T=-rX^{(2)}-\mathrm{Ri}_1X^{(2)}Y^{(2)}-k^2Z^{(1)}U^{(3)},\\ X^{(3)}=2Z_T^2,\qquad U^{(3)}=Y_T^{(2)}+(1/2)X^{(2)}Z^{(1)},\\ \mathrm{Ri}_1Y^{(3)}=(1/2)k^2\left(Z^{(1)}V^{(2)}+Z^{(2)}V^{(1)}\right).\end{gathered} \tag{35}$$

Дифференцируя первое уравнение системы (35) по времени и учитывая второе уравнение, получим неоднородное уравнение

$$mX_{TT}^{(2)}-rX^{(2)}=\mathrm{Ri}_1X^{(2)}Y^{(2)}+k^2Z^{(1)}U^{(3)}+2\mathrm{Ri}_1\left(Y^{(2)}Z^{(1)}\right)_T. \tag{36}$$

Используя (33), (34), правую часть (36) можно выразить через производную по времени от куба $Z^{(1)}$. Учитывая $X^{(2)} = 2Z_T^{(1)}$ и обозначая $Z^{(1)} = A$, после понижения порядка получим уравнение с кубической нелинейностью и положительной постоянной Ландау λ

$$mA_{TT} - rA = \lambda A^3, \qquad \lambda = (4/3)k^2 \mathrm{Ri}_1(k) + (1/2)k^4. \tag{37}$$

В частности для наиболее опасного возмущения $k_m^2 = 1/2$, $\mathrm{Ri}_1 = 1/8$, эта постоянная $\lambda = 131/24$. Рассматривая уравнение (37) с начальными условиями $A(0) = A_0$, $A_T(0) = 0$ и используя его первый интеграл, можно показать, что наряду с закритической неустойчивостью, в докритическом случае $r < 0$ также имеет место неустойчивость по отношению к возмущениям конечной амплитуды $A_0^2 > 1/\lambda$. Отметим, что уравнение (37) интегрируется в терминах эллиптических функций.

6. Заключение.

Представленный анализ не исчерпывает всех особенностей гидродинамической неустойчивости периодической системы вертикальных движений. Интересные особенности связаны с задачей, дополнительно учитывающей радиационное выхолаживание (теплообмен по Ньютону). Это осуществляется добавлением в правую часть уравнения (6) линейного слагаемого, пропорционального плавучести. Как показывает анализ, радиационное выхолаживание оказывается сильным дестабилизирующим фактором – в его присутствии неустойчивость существует при всех значениях числа Ричардсона (нет порогового значения). Этот новый эффект рассмотрен авторами в работе «Гидродинамическая неустойчивость периодической системы восходящих и нисходящих движений в атмосфере», представленной для опубликования в журнале «Метеорология и гидрология». Кроме того, наряду с основным периодическим течением, в нелинейной задаче с учетом радиационного выхолаживания появляется также вторичное стационарное течение. Результаты численного интегрирования пентады уравнений (31) с вязкостью и теплопроводностью демонстрируют разнообразные сценарии развития неустойчивости, включающие переход от регулярного периодического во времени поведения к хаотической динамике. Эти вопросы будут рассмотрены в отдельных публикациях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 18-05-00414-а и 18-05-00831-а).

Литература

1. *Батчаев А.М., Курганский М.В.* О неустойчивости периодического сдвигового течения слабостратифицированной жидкости // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. №1. С. 3-9.
2. *Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М.* Системы гидродинамического типа и их применение/ Москва. Наука. 1981. 366с.
3. *Должанский Ф.В.* Основы геофизической гидродинамики / М.: ФИЗМАТЛИТ. 2011. 264 с.
4. *Калашник М.В., Шмерлин Б.Я.* О конвективной неустойчивости влажного насыщенного слоя // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26, № 10. С. 1034-1044.
5. *Курганский М.В.* К гидродинамической неустойчивости внутренних волн в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15. №10. С. 1011-1016.
6. *Курганский М.В.* О неустойчивости внутренних гравитационных волн, распространяющихся под малыми углами к вертикали. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16, № 10, с. 1024–1033.
7. *Курганский М.В.* Малокомпонентная модель нелинейного взаимодействия внутренних гравитационных волн // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19. №2. С. 124-134.
8. *Мешалкин Л.Д., Синай Я.Г.* Исследование устойчивости стационарного решения одной системы уравнений плоского движения несжимаемой вязкой жидкости // ПММ. 1961. Т. 25. №6. С. 1700–1705.

9. *Шмерлин Б.Я., Калашник М.В.* Конвективная неустойчивость Релея в присутствии фазовых переходов влаги. Формирование крупномасштабных вихрей и облачных структур. // Успехи физических наук. 2013. Т.183. № 5. С. 497-510.
10. *Balmforth N., Young Y.* Stratified Kolmogorov flow// J. Fluid Mech. 2002. Vol.450. pp. 131-167.
11. *Kalashnik M., Kurgansky M.* Nonlinear dynamics of long-wave perturbations of the Kolmogorov flow // Ocean Dynamics. 2018. Vol. 68. pp. 1001–1012.
12. *Libin A., Sivashinsky G., Levich E.* Long-wave instability of periodic flows at large Reynolds numbers // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. pp. 2984–2986.
13. *McIntyre M.E.* Diffusive destabilization of the baroclinic circular vortex // Geophys. Fluid Dyn.1970. Vol. 1, pp. 19–57.

О прогностическом значении одного критерия оценки спиральности скорости атмосферных движений

А.А. Макоско [1, 2], Л.О. Максименков [1]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Межведомственный центр аналитических исследований в области физики, химии и биологии при Президиуме РАН, г. Москва

Введение

В современных исследованиях по геофизической гидродинамике и динамической метеорологии широко применяется понятие спиральности поля скорости атмосферных движений, прежде всего, в качестве диагностической характеристики интенсивных вихрей. В ряде случаев спиральность имеет и прогностическое значение как предиктор циклогенеза для тропических и средиземноморских циклонов (см. обзор (*Курганский, 2017*)), полярных мезоциклонов (*Вазаева и др., 2017*), начала муссонной циркуляции (*Макоско, Рубинштейн, 2014*). Для этого используются различные критерии оценки или индексы-предикторы спиральности (интегральная, относительная, поток). Однако эти предикторы спиральности как прогностические критерии нуждаются в теоретическом обосновании. При этом желательно повысить их информативность.

Учитывая исключительно высокую актуальность анализа и прогноза атмосферных процессов, обуславливающих опасные явления погоды, и потенциальные свойства интегральной спиральности, цели работы состоят в следующем:

выявить по данным реанализа некоторые новые свойства интегральной спиральности, перспективные при анализе и прогнозе атмосферных движений;

теоретически обосновать прогностическое значение интегральной спиральности;

ввести новый, более информативный и наглядный критерий оценки интегральной спиральности.

Новые свойства интегральной спиральности по данным реанализа

Рассматривались данные за 4 срока наблюдений (00, 06, 12, 18 UTC) следующих реанализов ECMWF:

- над территорией, охватывающей Европейскую часть России, Сибирь и Восточную Европу: 19.04.2018 г. – 23.04.2018 г. (20 сроков наблюдений), 28.05.2017 г. – 30.06.2018 г. (136 сроков наблюдений),
- над территорией, охватывающей Атлантику и восточную часть Северной Америки: 28.08.2011 г. – 11.09.2011 г. (60 сроков наблюдений – тропический ураган «Katia»).

Анализ последовательности карт, построенных по вышеуказанным данным реанализа с шагом 6 час, показывает следующее.

Поля интегральной спиральности представляют собой последовательное чередование максимумов и минимумов. Последние существенно подвижнее барических образований (БО): их скорость перемещения может превышать 100 км/час.

Для рассматриваемых данных реанализа суммарная площадь областей положительных значений интегральной спиральности превышает суммарную площадь отрицательных значений, т.е. доминирует циклоническая циркуляция.

В области развитых БО часто наблюдается дипольная структура максимумов и минимумов в поле спиральности. Особенно четко это прослеживается для тропического урагана. В средних широтах наблюдается вращательное движение дипольной структуры против часовой стрелки вокруг циклона.

Перемещение циклонов происходит, как правило, близко к прямой, соединяющей эти экстремумы в сторону максимума. Для антициклона – соответственно, в сторону минимума, но выражено слабо.

Чем больше разница в поле спиральности между максимумом и минимумом диполя, тем, как правило, глубже циклон.

Чем больше расстояние между этими экстремумами, тем, как правило, выше скорость перемещения циклона.

При исчезновении диполя наблюдается стационирование циклона.

Некоторые из приведенных выводов иллюстрируются рис. 1, 2.

О прогностическом значении интегральной спиральности

Интегральная спиральность поля скорости для атмосферных движений h имеет вид

$$h = \int_0^{H_в} s\,dz,\ s = \vec{V} \cdot rot\vec{V}\ ,$$

где z – высота, $H_в$ – высота верхней границы атмосферы, $\vec{V}$ – вектор скорости ветра.

Как известно, тенденция высоты изобарической поверхности q зависит от значений начальных полей во всех точках пространства. Эта зависимость устанавливается посредством интеграла типа свертки начальных полей с функцией Грина некоторого эллиптического дифференциального уравнения (*Булеев, Марчук, 1958*). При функции Грина под знаком интеграла фигурирует адвекция поля температуры, которая пропорциональна спиральности в квазигеострофическом приближении.

С учетом отмеченного представляется интересным оценить эмпирически, будет ли тенденция высоты изобарической поверхности, например 1000 гПа, пропорциональной интегральной спиральности геострофического потока.

На рис. 3 представлено поле тенденции q, рассчитанное на поверхности 1000 гПа по формуле $q \approx \frac{H^{t+\delta t} - H^{t-\delta t}}{\delta t}$, где $\delta t = 12$ час. Проверочные расчеты, выполненные с помощью выражения $H^{t+\delta t} \approx H^{t-\delta t} - \delta t \cdot b \cdot h_g$, показали хорошее соответствие рассчитанного поля $H^{t+\delta t}$ наблюденному. Коэффициент b принимался равным $b = l/g$, где g – ускорение свободного падения, l – параметр Кориолиса.

Новый прогностический критерий – градиент интегральной спиральности

Учитывая дипольность структуры поля спиральности, логично вытекает в качестве нового прогностического критерия рассмотреть градиент интегральной спиральности

$$M = \overline{\nabla h},$$

где ∇ – оператор Гамильтона, а черта сверху означает осреднение при расчетах по горизонтальной поверхности в пределах двух шагов сетки относительно точки расчета.

Рассмотрим ситуацию 29.05.2017 г. в районе Москвы. Как известно, в этот день наблюдалась конвективная буря в Москве, в результате которой погибло 11 человек и более 160 пострадало. Шквалистый ветер обрушился на Москву во второй половине дня, между 15 и 16 часами местного времени. По области разброс скорости ветра составил от 12 до 30 м/с.

Синоптическая ситуация определялась южной периферией подвижного циклона, который смещался с Финского залива на восток. Ранним утром столицу пересек его теплый атмосферный фронт, Москва попала в теплый сектор циклона – температура повысилась до +25. Во второй половине дня подошел холодный фронт. Обостренный в период максимального прогрева он и стал причиной неблагоприятных и опасных явлений погоды.

На кольцевой карте погоды (вставка справа на рис. 4) за 12 UTC 29.05.2017 г. вдоль зоны сходимости векторов критерия M располагается холодный фронт, на котором наблюдается интенсивная грозовая деятельность, а южнее область сильного юго-западного ветра.

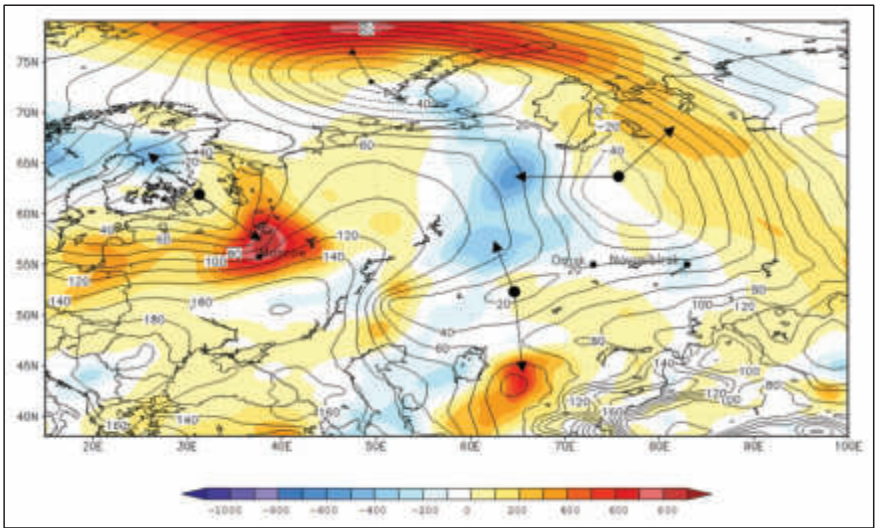


Рис. 1. Поле h ($м^2/с^2$) и поле изогипс H (м) поверхности 1000 гПа за 00 UTC 29.05.2017 г.

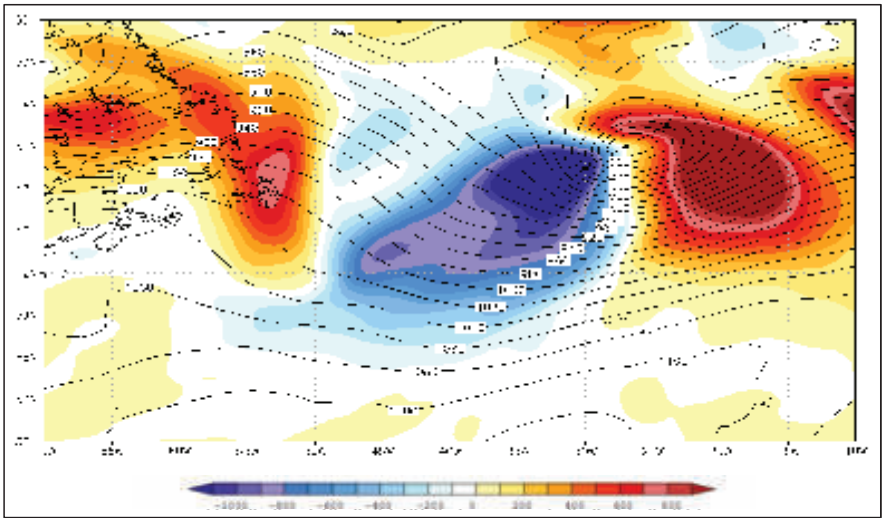


Рис. 2. Поле h ($м^2/с^2$) и поле изогипс H (м) поверхности 1000 гПа за 12 UTC 11.09.2011 г. (Тропический ураган «Katia»)

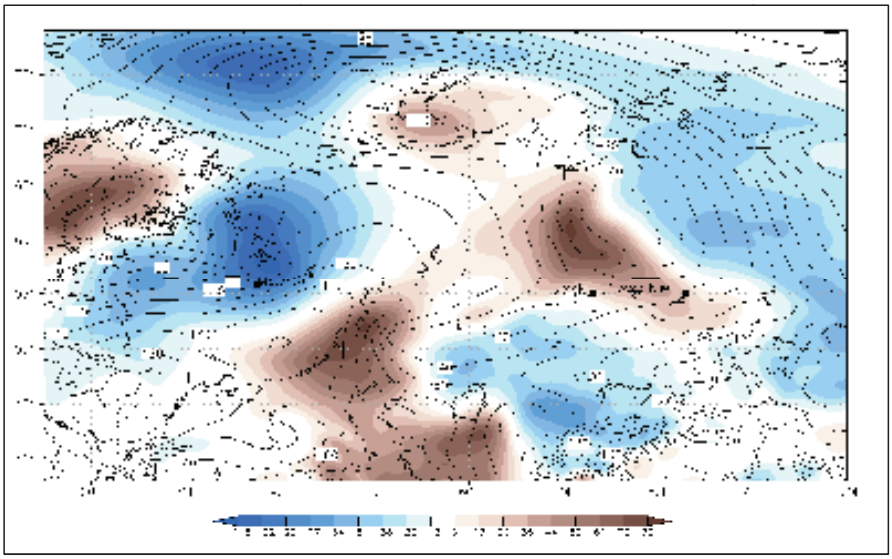


Рис. 3. Поле q (м/с) на поверхности 1000 гПа и поле изогипс H (м) поверхности 1000 гПа за 00 UTC 29.05.2017 г.

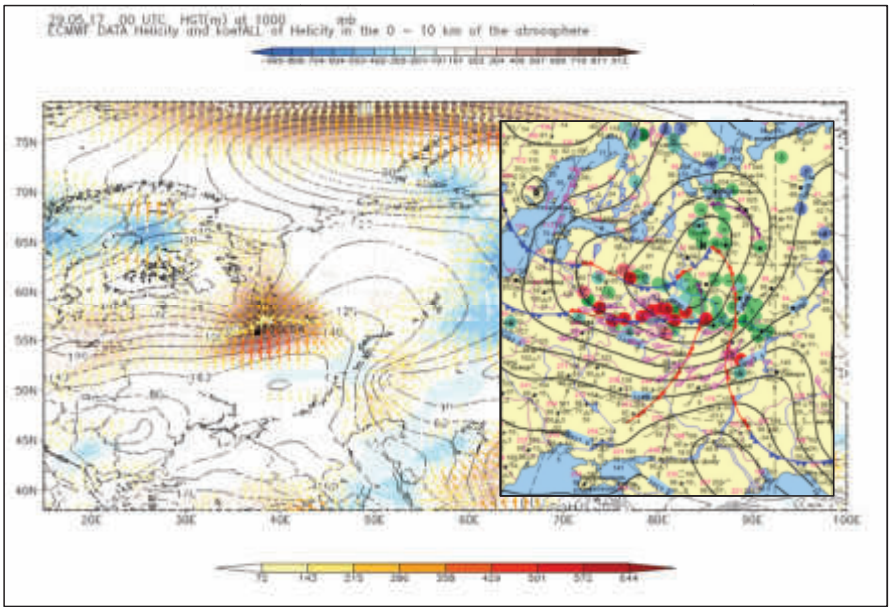


Рис. 4. Векторное поле M (м/с^2, нижняя шкала), поле h (м^2/с^2, верхняя шкала) и поле изогипс H (м) поверхности 1000 гПа за 00 UTC 29.05.2017 г. Вставка справа – кольцевая карта погоды за 12 UTC 29.05.2017 г.

На рис. 4 представлено поле критерия M, поле h и поле H за 00 UTC 29.05.2017 г. над территорией, охватывающей Европейскую часть России, частично Сибирь и Восточную Европу. Анализ этого рисунка показывает, что в 00 UTC 29.05.2017 г. в районе Москвы сформировалась область высоких (до 900 м^2/с^2) значений интегральной спиральности. Эта

ситуация наглядно отражена в поле критерия *M*. Наблюдается резкая сходимость векторов этого критерия: южнее Москвы векторы направлены с юга на север, их значения достигают 600 м/с^2, а севернее области сходимости векторы направлены с северо-запада и с северо-востока, их значения составляют порядка 300 м/с^2.

Сопоставление области резкой сходимости векторов критерия *M* в 00 UTC и зон гроз и интенсивного ветра в 12 UTC указывает на прогностическое свойство (заблаговременность 12 час) и наглядность градиента интегральной спиральности как прогностического индикатора неблагоприятных и опасных явлений погоды.

Подобные конвективные бури могут отмечаться каждый сезон и по нескольку раз за сезон. Однако по статистике, средняя повторяемость такого сочетания факторов составляет 5 лет. Важно отметить, что подобная конвективная буря прогнозируется всего за пару часов, или даже за несколько десятков минут (*Конвективная буря, 2017*). Поэтому предложенный критерий *M*, обеспечивающий заблаговременность прогноза порядка 12 час, может стать важным звеном в технологической линии прогнозов опасных явлений погоды.

Заключение

По данным реанализа выявлены некоторые новые свойства интегральной спиральности, перспективные при анализе и прогнозе атмосферных движений. На наш взгляд, исключительно важным является выявление в поле интегральной спиральности дипольных структур, изучение которых в настоящей статье только намечено.

Показано, что тенденция высоты изобарической поверхности 1000 гПа пропорциональна интегральной спиральности геострофического потока.

Введен новый, более информативный и наглядный критерий оценки интегральной спиральности. Учитывая дипольность структуры поля спиральности в качестве нового прогностического критерия предложен градиент интегральной спиральности. На примере конвективной бури в Москве 29.05.2017 г. показаны его прогностическое свойство (заблаговременность 12 час) и наглядность как прогностического индикатора неблагоприятных и опасных явлений погоды. Учитывая, что подобная конвективная буря прогнозируется всего за пару часов, или даже за несколько десятков минут, предложенный критерий *M*, обеспечивающий заблаговременность прогноза порядка 12 час, может стать важным звеном в технологической линии прогнозов опасных явлений погоды.

Авторы выражают благодарность Р.М. Вильфанду за любезно предоставленные картографические материалы.

Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 51 «Изменение климата: причины, риски, последствия, проблемы адаптации и регулирования», № 56 «Фундаментальные основы прорывных технологий в интересах национальной безопасности», № 55 «Поисковые фундаментальные научные исследования в интересах развития Арктической зоны Российской Федерации».

Литература

1. *Курганский М.В.* Спиральность в атмосферных динамических процессах // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. №2. С. 147-163.
2. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О., Курганский М.В.* Интегральные характеристики полярных мезоциклонов // БШФФ-2017. С. 246-248.
3. *Макоско А.А., Рубинштейн К.Г.* Исследование спиральности азиатского муссона по данным реанализа и результатам численного моделирования циркуляции атмосферы с учетом неоднородности силы тяжести // ДАН. 2014. Т. 459. № 2. С. 237–242.
4. *Булеев Н.И., Марчук Г.И.* О динамике крупномасштабных атмосферных процессов //Труды/ Институт физики атмосферы АН СССР. 1958. № 2. С.66-104.
5. *Конвективная буря* в Москве: детали, причины, статистика. 2017, 30 мая. https://www.gismeteo.ru/news/klimat/23835-konvektivnaya-burya-v-moskve-detali-prichiny-statistika/

О триадных взаимодействиях волн Россби

А.П. Мирабель, Н.В. Вакуленко

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

Введение

Рассматривается три случая построения закритических режимов неустойчивости при взаимодействии волн Россби: 1) неустойчивость одномерной синусоидальной волны Россби, распространяющейся в однородной жидкости на фоне постоянного потока, под действием пространственно-периодических возмущений; 2) неустойчивость плоской синусоидальной волны Россби при действии на неё волновых возмущений, имеющих россбиевскую природу;3) взаимодействие в бароклинном случае трёх волн Россби, для которых выполняется условие резонанса. При анализе неустойчивости волн Россби основное внимание будет уделено случаям нелинейного развития максимально растущих волновых возмущений, приводящим к генерации зональных струйных течений либо медленных («долгоживущих») волн Россби, у которых волновые векторы имеют преимущественно меридиональное направление. Будет показано, что процесс усиления зональной струи может происходить за счет нелинейного взаимодействия волновых возмущений с одномерной волной Россби западного направления. Путем резонансного взаимодействия троек волн Россби в случае точного соблюдения условий фазового синхронизма нельзя добиться концентрации энергии в строго зональном направлении. Однако, задавшись малой расстройкой по частоте, не уничтожающей резонансный эффект, можно получить слабое усиление чисто зональной компоненты волнового возмущения даже в рамках одного триплета волн Россби и с увеличением числа взаимодействующих триад можно ожидать тенденции к кумулятивному эффекту – к формированию сильной зональной струи.Далее, при анализе процесса неустойчивости трех волн Россби в резонансной ситуации, т.е. в форме «распада» основной воны на две другие, резонансно с ней связанные, но с меньшими частотами, оказалось, что наиболее эффективно происходит нарастание такой неустойчивости лишь тогда, когда у одной волны из резонансной тройки волновые векторы почти «прижаты» к меридиану. Это свойство проявится не только при триадных взаимодействиях, но и будет характерным для распада первой моды бароклинной волны. Результаты исследования неустойчивости волн Россби можно применить к проблеме непредсказуемости атмосферы, а также к объяснению струйнообразных движений в атмосфере и в открытом океане (с масштабами синоптической изменчивости).

1. Неустойчивость баротропной волны Россби на фоне постоянного потока

Исходное баротропное уравнение движения на β-плоскости имеет в терминах функции тока $\psi(t,x,y)$ следующий вид:

$$\partial\Delta\psi/\partial t + J(\psi,\Delta\psi) + \beta\,\partial\psi/\partial x = 0, \qquad (1)$$

где Δ и $J(f,g)$ - двумерные лапласиан и якобиан по переменным x и y, t - время, $\beta = df/dy$ - производная параметра Кориолиса по координате вдоль меридиана y(имея в виду, что $f = f_0 + \beta y$). Зональный основной потокдля (1) представляется волной Россби, которая распространяется на запад со скоростью $c = U - \beta/k_0^2$:

$$\psi_0 = -Uy + A\sin k_0(x - ct). \qquad (2)$$

Представим возмущения спектральной суммой вида $\sum_n \psi_n \exp[i(nk_0 x + ly)]$. Тогда из анализа устойчивости (2) в (*Lorenz.1972, Hoskins and Hollingworth. 1973, Loesch.1978*) следует, что можно ограничиться рассмотрением первого приближения $(n = 0,\pm 1)$, т.е.

модами вида $\cos ly, \sin k_0 x_0 \sin ly$ и $\cos k_0 x_0 \sin ly$ (где $x_0 \equiv x - ct$) Роль более высоких приближений, начиная со второго, скажется на форме нейтральных кривых и на величине вклада в показатель роста μ лишь тогда, когда отношение $p = k_0/l$ близко к 1 (согласно критерию неустойчивости Фьортофта имеем $p < k_0$). Результаты линейной теории, связанные с видом нейтральной кривой $\mu = 0$ и кривых максимальной и постоянных скоростей роста на плоскости $\left(p, \tilde{\beta} = \beta L^2/U\right)$, суммированы на рис.1.

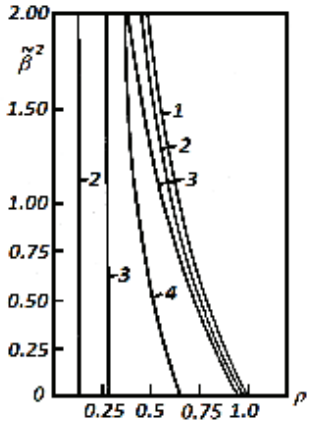


Рис.1. Форма кривых нейтральной устойчивости $\mu = 0$ (кривая 1), постоянной скорости роста при μ, равных 0,01 (2) и 0,02 (3), кривой максимального роста (4) на плоскости $\left(p, \tilde{\beta}^2\right)$.

Подставляя форму вторичного течения

$$\psi = -Uy + A(t)\sin\left[k_0 x_0 + \Phi(t)\right] + B(t)\cos ly + C(t)\sin\left[k_0 x_0 + \varphi(t)\right] \qquad (3)$$

в (1) и применяя процедуру метода Галеркина, действуя в духе идей Обухова (*Должанский и др. 1974*), получаем в результате систему уравнений, которая после процедуры обезразмеривания (в качестве характерных масштабов длины и времени взяты k_0^{-1} и $\left[A(0)k_0^2\right]^{-1}$) принимает вид (4):

$$\begin{aligned} \left(\dot{A}, \dot{B}, \dot{C}\right) &= \frac{1}{2} p\left(BC, -AC, 2a_0 a_1 AB\right)\sin\theta, \\ \dot{\theta} &= -\upsilon + \frac{1}{2}\left[CA^{-1} + 2a_0 a_1 \left(AC^{-1}\right)\right]B\cos\theta, \end{aligned} \qquad (4)$$

где $\dot{A} \equiv dA/dt, \theta = \varphi(t) - \Phi(t), a_0 \equiv -\left(1 - p^2\right)/p^2, a_1 \equiv p^2/\left(1 + p^2\right), \tilde{\beta} = \beta/k_0^2 A_0, \upsilon \equiv \tilde{\beta} a_1$. Для системы (4) выполняются законы сохранения энергии E и энстрофии V, т.е.

$$\begin{aligned} E &= A^2 + p^2 B^2 + \frac{1}{2}\left(1 + p^2\right)C^2 = const, \\ V &= A^2 + p^4 B^2 + \frac{1}{2}\left(1 + p^2\right)^2 C^2 = const, \end{aligned} \qquad (5)$$

и существуют еще три интеграла движения

$$A^2 + B^2 = C_1,\ C^2 + 2a_0 a_1 B^2 = C_2, -\frac{1}{2} pAC\cos\theta - \tilde{\upsilon} B = C_3, \qquad (6)$$

из которых первые два зависимы от (5); постоянные C_i могут быть определены через начальные значения $A(0) = 1, B(0), C(0)$ и $\theta(0)$. Из знакопеременности второй квадратичной формы в (6) при $p < 1$ следует необходимое условие неустойчивости в нелинейном случае,

совпадающее с таким же условием в линейном (т.е. в случае бесконечно малых амплитуд B и C). После несложных преобразований (3) приходим к одному уравнению относительно B:

$$\dot{B}^2 = P(B),\ P(B) = \sum_{i=0}^{4} b_i B^i, \tag{7}$$

где коэффициенты полинома $P(B)$ вычисляются по формулам

$$b_0 = 0{,}25\,p^2 C_1 C_2 - C_3^2,\ b_1 = -2\tilde{\upsilon} C_3,$$
$$b_2 = -0{,}25\,p^2 (C_2 + 2a_0 a_1 C_1) - \tilde{\upsilon}^2,\ b_3 = 0,\ b_4 = 0{,}5\,p^2 a_0 a_1. \tag{8}$$

Анализ устойчивости основного течения ($A \neq 0, B = C = 0$) сводится к вопросу, учитывая, что решение уравнения (7) выражается, как показано ниже, в эллиптических функциях, о том, будет ли расстояние между корнями полинома $P(B)$ сколь угодно малым при стремлении к нулю начальных возмущений $B(0)$ и $C(0)$. В предельном случае нулевых $B(0)$ и $C(0)$ полином вырождается в биквадратную функцию

$$P_o(B) = \alpha B^4 + (-\alpha - \tilde{\upsilon}^2) B^2, \tag{9}$$

где $\tilde{\upsilon}$ и $\alpha = 0{,}5\,p^2 a_0 a_1$ играют роль параметров дисперсии нелинейности соответственно.

Если теперь $B(0)$ дать малое приращение $\varepsilon > 0$, полагая при этом для простоты $C(0) = 0$, то нетрудно с помощью диаграммы Ньютонапоказать, что вместо кратного нулевого корня полинома (9) будем иметь два ненулевых корня e_2 и e_3 порядка ε; причем один из корней e_2 будет равен в точности ε, и эти корни будут разных знаков в случае $|\alpha > \tilde{\upsilon}^2|$ (достаточное условие линейной неустойчивости по Лоренцу), что соответствует значениям $p < p_c \equiv \left[\left(1 + \tilde{\beta}^4\right)^{1/2} - \tilde{\beta}^2\right]$, и одного знака в устойчивом случае $p_c \le p < 1$ и $p > 1$ (рис.2). Именно случай $p < p_c$ и представляет интерес при построении закритических решений.

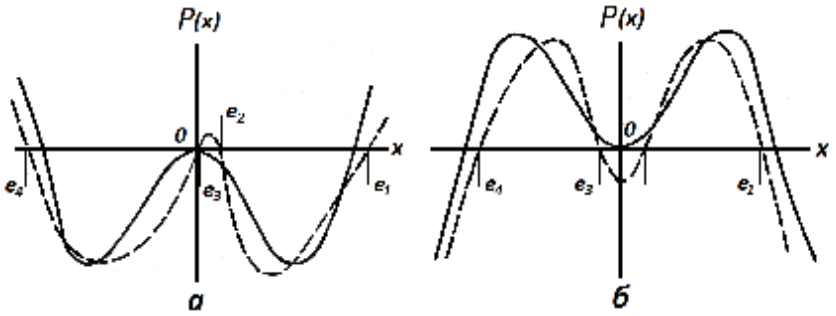


Рис.2. Схематическое изображение полиномов $P_0(x)$ (сплошная линия) и $P(x)$ (пунктирная линия) в устойчивом случае при $p > 1$ (а) и неустойчивом при $p < p_c$ (б) случаях.

Решение уравнения (7) находится из обращения эллиптического интеграла

$$t - t_0 = \int_{B(0)}^{B} [P(x)]^{-1/2}\, dx \qquad . \tag{10}$$

С помощью замены $x = e_4 + \left[e_{41}^{-1} + \left(e_{42}^{-1} - e_{41}^{-1}\right)z^2\right]^{-1}$ (где $e_{ji} \equiv e_j - e_i$) интеграл (10) преобразуется к интегралу Лежандра 1-го рода, обращая который будем иметь

$$z = sn(\tau; k),$$

и тогда для B окончательно получим

$$B(t) = e_4 + \left\{e_{41} / \left[1 + \left(e_{21}/e_{42}\right)sn^2(\tau; k)\right]\right\}, \qquad (11)$$

где $\tau = 0{,}5\left(|\alpha| e_{31} e_{42}\right)^{1/2}\left(t - t_0'\right)$, $k^2 = \left(e_{43}e_{21}/e_{31}e_{24}\right)$ - аргумент и квадрат модуля эллиптического синуса, t_0' - постоянная, определяемая начальным условием. Учитывая, что квадрат модуля в (11) близок к 1, можно использовать аппроксимационные формулы (*Мирабель. 1984а*):

$$\begin{aligned} sn(\tau; k) &= sn\left[(K/\Omega)u; k\right] = th\,\gamma u\left[1 + 0{,}25k'^2 + O\left(k'^4\right)\right], \\ sn(\tau + K; k) &= sn\left[(K/\Omega)(u + \Omega); k\right] = 1 - 0{,}5k'^2 sh^2\gamma u + O\left(k'^4\right), \end{aligned} \qquad (12)$$

где $u = \sqrt{3a}\left(t - t_0'\right), a = \left(|\alpha| - \tilde{\upsilon}^2\right)/12, k'^2 = 1 - k^2 = 4\left[|\alpha| / \left(|\alpha| - \tilde{\upsilon}^2\right)\right]^{3/2} B(0), K = K(k)$ - полный эллиптический интеграл 1-го рода, $\gamma = 1 + O\left(k'^4\right)$, а величина Ω определяет полупериод решения (11):

$$\Omega = 0{,}5\ln\left(16/k'^2\right)\left[1 + O\left(k'^4\right)\right] - 0{,}25k'^2 + O\left(k'^4\right). \qquad (13)$$

На рис.3 представлены в зависимости от временной переменной $\xi = (u/\Omega)$ компоненты кинетической энергии E из (5): A^2, p^2B^2 *и* $0{,}5\left(1 + p^2\right)C^2$, рассчитанные согласно формулам (11), (12) и (6) при $k'^2 = 0{,}2$ (чему соответствует $B(0) = 0{,}053$) и $k'^2 = 10^{-3}$ $\left(B(0) = 2 \cdot 10^{-4}\right)$. В качестве начального взято нейтральное колебание со значениями $C(0) = -2\left[\left(1 - p_c^2\right)/\left(1 + p_c^2\right)\right]^{1/2} B(0)$ *и* $\theta(0) = 0$. при значении $p_m \approx 0{,}42$, определенном из приведенной на рис.1 диаграммы устойчивости. Из рисунка видно, что возмущения в период спада скорости основной волны взято нейтральное колебание со значениями $C(0) = -2\left[\left(1 - p_c^2\right)/\left(1 + p_c^2\right)\right]^{1/2} B(0)$ *и* $\theta(0) = 0$. Расчет проведен при $\tilde{\beta} = 1$ и $p - 1/3$. Такая оценка $\tilde{\beta}$ характерна для крупномасштабных атмосферных движений, для которых отношение $L/a \sim 0{,}1$ (a - радиус Земли) и число Россби $Ro = V/fL \sim 0{,}1$, и для синоптических вихрей открытого океана (здесь $L/a \sim Ro \sim 10^{-2}$). Для $\tilde{\beta} = 1$ находим критическое значение $p_c \approx 0{,}64$; при этом показатель роста будет максимален при значении $p_m \approx 0{,}42$, определенном из приведенной на рис.1 диаграммы устойчивости. Из рисунка видно, что возмущения в период спада скорости основной волны усиливают зональную составляющую течения.

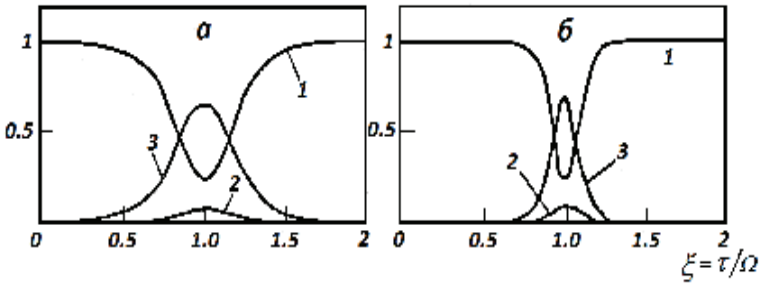


Рис.3.Кривые зависимости составляющих кинетической энергии A^2 (кривая 1), p^2B^2 (2) и $0{,}5\left(1 + p^2\right)C^2$ (3) при значениях квадрата дополнительного модуля k'^2, равных 0,2 (а) и 10^{-3} (б). Значения полупериодов колебаний равны соответственно 2.14 и 4.84.

Полупериоды колебаний Ω при $k'^2 = 0{,}2$ *и* 10^{-2} в силу (13) даются соответственно значениями 2.14 и 4.84. Случай меньшего k'^2 (с $\Omega \approx 4.84$) характеризуется большим промежутком времени T_1, в течение которого уровень амплитуды основной волны $A(t)$ очень слабо отклоняется от своего первоначального значения по сравнению со временем T_2 заметного спадания $A(t)$ к минимальному значению $A_{\min} \approx 0{,}24$ (в масштабах периода волны имеем $T_1 \approx 3$ и $T_2 \approx 1$). В случае $k'^2 = 0{,}2$ будет $T_1 \approx T_2 \approx 1$, т.е. $t = 2\Big/\left(\left|\alpha - \widetilde{\upsilon}^2\right|\right)^{1/2}$.

Глубина модуляции определяется корнем $e_1 = \widetilde{A} + \left[\widetilde{\upsilon}\Big/\left(\left|\alpha\right| - \widetilde{\upsilon}^2\right)\right] \cdot \left[\widetilde{\upsilon}B(0) - 0{,}5pC(0)\right]$, основной вклад в величину которого вносит слагаемое $\widetilde{A} \equiv \left[\left|\alpha\right| - \widetilde{\upsilon}^2\right]^{1/2}$ - показатель превышения эффекта нелинейности над дисперсией, и оказывается при $k'^2 = 10^{-3}$ даже несколько большей за счет члена порядка $O\left[B(0)\right]$ ($e_1 \approx 0{,}8803$ против $e_1 \approx 0{,}8725$ при $k'^2 = 0{,}2$). Поведение разности фаз во времени, рассчитанное согласно (6) и (7) по формуле $\theta = arctg\left[P^{1/2}(B)/(\widetilde{\upsilon}B + C_3)\right]$, характеризуется, прежде всего, тем, что основная волна при росте своей амплитуды опережает волновое возмущение; при достижении максимального значения амплитуд возмущений их фазы совпадают, а на спадающей ветви значений B *и* C наблюдается отставание по фазе основной гармоники. Отметим, наконец, что при варьировании параметров $\widetilde{\beta}$ *и* p в сторону их увеличения происходит уменьшение амплитуды $A(t)$ и при этом уменьшается период колебаний 2Ω.

2. Неустойчивость баротропных волн Россби относительно трехволновых взаимодействий

В рамках уравнения (1) рассматривается неустойчивость волны Россби с фазой $\theta = kx + ly + \omega t$ и законом дисперсии $\omega = \beta k\Big/\left(k^2 + l^2\right)$ в случае, когда налагаемые на волну малые возмущения имеют вид Гилла (*Gill. 1974*): $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \varphi_n e^{i\theta_n}$, где $\theta_n = \theta_0 + n\theta = k_n x + l_n y + \omega_n t$, причем $(k_n, l_n) = (k_0, l_0) + n(k, l), \omega_n = \omega_0 + n\omega = \beta k_n \Big/ \left(k_n^2 + l_n^2\right) + \delta_n$, *где* δ_n – некоторые числа, равные нулю при n=0 и в случае резонанса. Несмотря на такой специальный вид возмущений их инкремент роста был того же порядка, что и скорости роста наиболее неустойчивых мод общего вида, получаемых в (*Coaker. 1977, Mied. 1978*) как собственные значения спектральной задачи для соответствующей линеаризованной системы уравнений относительно возмущений. В линейном анализе (*Gill. 1974*) с тремя гармониками возмущений (ω_0, k_0, l_0) и $(\omega_{\pm 1}, k_0 \pm k, l_0 \pm l)$ были выделены два предельных случая. Первый, называемый «пределом слабого взаимодействия», получается при стремлении к нулю величины отношения амплитуды волны U к характерной фазовой скорости $c = \omega\chi^{-1}$ (где $\chi = \left(k^2 + l^2\right)^{1/2}$), т.е. при $M \equiv U/c << 1$; второй случай -больших M, т.е. когда влияние β-эффекта пренебрежимо мало, и режим неустойчивости подобен неустойчивости сдвигового течения с исходным профилем основной волны. Первый же случай характеризуется, прежде всего, тем, что неустойчивость реализуется только на двух гармониках возмущения $(n = 0, \pm 1)$, которые образуют резонансную тройку волн Россби, удовлетворяющую при $\chi_0^2 < \chi^2 < \chi_1^2$ условию

$$(k, l, \omega) + (k_0, l_0, \omega_0) = (k_1, l_1, \omega_1) \quad . \tag{14}$$

Таким образом, начальную нелинейную стадию указанной выше неустойчивости можно исследовать на простейшей модели трехволнового взаимодействия. При такой

постановке колебания возмущения и основной волны становятся равноправными; специфика же задачи устойчивости скажется лишь при задании начальных условий: начальная амплитуда основной волны должна быть порядка 1 (т.е. $O(1)$), а начальные амплитуды возмущений – много меньшими. Кроме того, следует заметить, что, находясь в рамках россбиевского волнового триплета, нельзя добиться роста или ослабления зональной компоненты $(0,0,l)$: она является лишь катализатором, позволяющим обмениваться энергией двум другим волнам. Достичь генерации этой компоненты удается (*Newell. 1969*) в результате взаимодействия трех резонансных пакетов волн Россби на очень больших временах – порядка M^{-2}; причем этот эффект создается двумя гармониками на боковых частотах (т.е. за счет механизма, подобного механизму неустойчивости поверхностных волн Бенджамена-Фейра), либо за счет резонансных взаимодействий квартета волнРоссби, но уже в более высоком порядке малости по числу M, чем для трио волн.Наконец, если в процессе нелинейного взаимодействия триплета волн будет происходить регулярный сбой фаз и тем самым будет нарушаться условия фазового синхронизма (14), то роль малой расстройки $\delta_1 = \omega_1 - \omega - \omega_0$ сводится не только к уменьшению инкремента роста неустойчивых мод, но и обусловленный ею фазовый рассинхронизм, может выступать в качестве простейшего механизма медленного усиления чисто зональной компоненты резонансных троек волн Россби. В рассматриваемом здесь круге вопросов используется спектральный подход, основанный на трехмодовом приближении уравнения (1). Наше изложение будет сопровождаться примерами взаимодействующих резонансных триад волн Россби как с нулевой, так и с малой расстройкой δ_1. Кроме того, будет указан предельный режим, соответствующий долгой перекачке энергии от основной волны к двум её сателлитам и который отвечает сепаратрисному решению исследуемой динамической системы.

В исходном уравнении (1) представим функцию тока в виде суммы трех линейных волн Россби с частотами ω, ω_0 *и* $\omega_1 = \beta k_1 \chi_1^{-2} = \omega + \omega_0 + \delta_1$ и с комплексными амплитудами $A(t), A_0(t)$ *и* $A_1(t)$, зависящими от времени из-за слабой нелинейности:

$$\psi = Ae^{i\theta} + A_0 e^{i\theta_0} + \overline{A}_1 e^{i\theta_1} + к.с. \qquad (15)$$

С помощью метода Галеркина в трехмодовом приближении (15) получим из (1) уравнения для комплексных амплитуд взаимодействующих волн:

$$\dot{A} = \overline{\sigma} A_0^* A_1,\ \dot{A}_0 = \overline{\sigma}_0 A^* A_1,\ \dot{A}_1 = \overline{\sigma}_1 A A_0 + i\delta_1 A_1, \qquad (16)$$

где A^* - к.с. от A, $A_1 = \overline{A}_1 \exp(i\delta_1 t)$, коэффициенты взаимодействия определяются формулами

$$\overline{\sigma} = \frac{\chi_1^2 - \chi_0^2}{\chi^2}\overline{b},\ \overline{\sigma}_0 = -\frac{\chi_1^2 - \chi^2}{\chi_0^2}\overline{b},\ \overline{\sigma}_1 = -\frac{\chi^2 - \chi_0^2}{\chi_1^2}\overline{b}, \qquad (17)$$

где $\overline{b} = kl_0 - lk_0$ (заметим, что система (16) при $\delta_1 = 0$ является, согласно *(Должанский и др. 1974)*, комплексным расширением уравнения Эйлера вращения гироскопа).Для системы (16) выполняются законы сохранения энергии E и энстрофии V:

$$2E = \chi^2|A|^2 + \chi_0^2|A_0|^2 + \chi_1^2|A_1|^2 = const,\ 2V = \chi^4|A|^2 + \chi_0^4|A_0|^2 + \chi_1^4|A_1|^2\, const. \qquad (18)$$

Для инкремента роста линейной неустойчивости основного состояния, описываемого первым слагаемым в (15), относительно возмущения в виде двух волн с меньшими частотами ω_0 *и* ω_1 получаем выражение

$$\mu = \overline{\sigma}_0\overline{\sigma}_1|A|^2 - \delta_1^2/4 > 0, \qquad (19)$$

если только выполнены неравенства $\chi_0^2 < \chi^2 < \chi_1^2$. Кроме того, условие (19) даёт ограничение на амплитуду линейно неустойчивой основной волны: $|A|^2 > \frac{\delta_1^2}{4}(\overline{\sigma}_0\overline{\sigma}_1)^{-1}$.

Полагая теперь, что соотношения (14) выполняются точно, найдем характеристики возмущений, обеспечивающих наиболее быстро нарастание такой неустойчивости. Построенная кривая максимального инкремента роста μ_{max} (в единицах $\beta M/\chi$, где $M = \chi^3|A|/\beta$) в зависимости от направления распространения основной волны φ° изображена на рис.4.

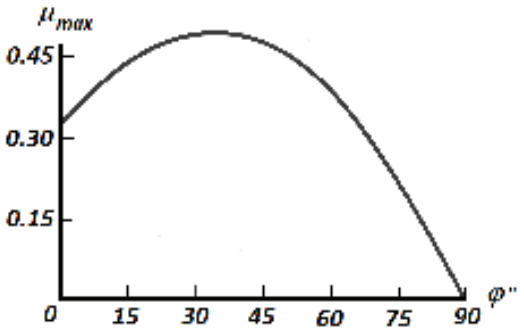


Рис.4. Максимальный инкремент роста возмущений в зависимости от направления распространения основной волны Россби

Из него видно, что наибольшийинкремент достигается для волны при $\varphi \approx 35^\circ$ и равен $\sim 0{,}48\,M$. Безразмерные характеристики волн, максимизирующих λ, представлены табл. 1 в (*Мирабель. 1984б)*. Данные этой таблицы показывают, что при «распаде» основной волны наиболее крупномасшабные возмущения распространяются почти в северном направлении (угловой разброс $<15^\circ$) и могут дать рост спектра зонального течения. Стабилизация возникшей неустойчивости, как будет показано ниже, происходит в процессе нелинейного взаимодействия волн следующим образом. Энергия, теряемая основной волной, распределяется между волнами возмущения с частотами ω_0 *и* ω_1; когда же запас этой энергии истощается и накопленная энергия возмущений перестает расти, направление переноса энергии меняется на обратное, и далее режим перекачки энергии периодически повторяется во времени. Для получения количественных критериев такой периодической перекачки перейдем к решению системы (16). Прежде всего, перепишем её, вводя действительные амплитуды и фазы: $(A, A_0, A_1) = \left(\rho e^{i\varphi}, \rho_0 e^{i\varphi_0}, \rho_1 e^{i\varphi_1}\right)$; затем приведем полученную систему к безразмерному виду, выбрав в качестве характерных масштабов для амплитуды функции тока, длины и времени следующие величины: $\rho(0)$ - начальная интенсивность исходной волны, χ^{-1} *и* $\left[\rho(0)\chi^2\right]^{-1}$. В безразмерных переменных система(16) приобретает вид (*Мирабель. 1984б)*:

$$\begin{aligned}(\dot\rho, \dot\rho_0, \dot\rho_1) &= (\sigma\rho_0\rho_1, \sigma_0\rho\rho_1, \sigma_1\rho\rho_0)\sin\Phi,\\ \dot\Phi &= (\sigma\rho_0\rho_1/\rho + \sigma_0\rho\rho_1/\rho_0 + \sigma_1\rho\rho_0/\rho_1)\cos\Phi + \tilde\beta\delta.\end{aligned} \qquad (20)$$

Здесь $\sigma = \left(p_1^2 - p_0^2\right)b$, $\sigma_0 = -\left(p_1^2 - 1\right)p_0^{-2}b$, $\sigma_1 = -\left(1 - p_0^2\right)p_1^{-2}b$, где $p_0^2 = \chi_0^2\chi^{-2} < 1$, $p_1^2 = \chi_1^2\chi^{-2} > 1$, $b = \bar b\chi^{-2}$, $\tilde\beta\delta$ - параметр расстройки (где $\delta_1 = \beta\chi^{-1}\delta, \tilde\beta = \beta\chi^3\rho^{-1}(0)$ – аналог обратного числа M), влияние которой сказывается через фазу Φ. Удобны для дальнейшего рассмотрения перенормированные переменные

$$x = \rho^2,\ y = -\sigma\sigma_0^{-1}\rho_0^2,\ z = -\sigma\sigma_1^{-1}\rho_1^2.$$

В этих переменных просто записываются интегралы движения системы (20):

$$x + y = const \equiv F_1,\ x + z = F_2,\ \sqrt{xyz}\cos\Phi + \sqrt{\chi}x = F_3. \qquad (21)$$

Здесь согласно (19) считается $\chi = \gamma/\alpha < 1$, где $\alpha = \sigma_0\sigma_1$ *и* $\gamma = \tilde{\beta}^2\gamma^2/4$. Интегралы (21) позволяют привести исследуемую систему (20) к одному уравнению для x вида

$$\dot{x} = \pm 2\sqrt{\alpha P(x)} \tag{22}$$

с начальным условием $x(0) = 1$. Кубический полином $P(x)$ задается формулой

$$P(x) = x(x - F_1)(x - F_2) - (F_3 - \chi^{1/2}x)^2. \tag{23}$$

Зная x, остальные динамические переменные y, z и фазу Φ можно выразить при помощи интегралов (21) следующим образом

$$(y, z) = (y(0), z(0)) + 1 - x = (F_1, F_2) - x,\ \Phi = arctg\left[\sqrt{P(x)}/(F_3 - \chi^{1/2}x)\right]. \tag{24}$$

Пусть вещественные корни уравнения $P(x) = 0$ удовлетворяют условию $x_1 < x_2 < x_3$. Тогда заменой $x \to (x - x_1)/(x_2 - x_1)$ интеграл, возникающий при интегрировании уравнения (22), приводится к эллиптическому интегралу Лежандра 1-го рода, и решение этого уравнения получается в виде

$$x = x_1 + (x_2 - x_1)sn^2(v; k). \tag{25}$$

Здесь $k = [(x_2 - x_1)/(x_3 - x_1)]^{1/2}$ - модуль эллиптического синуса с аргументом $v = (2K/\tau)t + \theta$, где $\tau = 2K[\alpha(x_3 - x_1)]^{-1/2}$ - период колебаний энергии (или характерное время нелинейного взаимодействия), θ - начальная фаза, $K = K(k)$ - полный эллиптический интеграл 1-го рода. В частности, если выполнены условия фазового синхронизма $(\chi = 0)$ и, кроме того, $\varphi_1 = \varphi + \varphi_0$ (т.е. $\Phi = \pi/2$) и $F_1 > F_2$, соответствующем $E > V$, в силу (25) и (24) получим

$$x = F_2 sn^2[(2K/\tau)t + \theta; k],\ y = F_1 dn^2 v,\ z = F_2 cn^2 v. \tag{26}$$

Здесь $\tau = 2K/\sqrt{\alpha F_1}, k^2 = F_2/F_1$. В случае $F_1 < F_2$ в выражениях для x, τ *и* k из (26) F_1 *и* F_2 меняются местами, а в формулах относительно y *и* z следует поменять местами dn *и* cn .Чтобы проследить за зависимостью периодического режима, описываемого (25) и (26), от интегралов F_1, F_2 *и* F_3, значения которых могут быть найдены через начальные условия, рассмотрим поведение фазовых траекторий уравнения (22) на плоскости $(x, \dot{x})$. Это поведение, как известно, определяется характером особых точек системы $\dot{x} = \eta$, $\dot{\eta} = \eta P'(x)/2$. Если $F_1 \neq F_2$ в интервале реальных движений $\dot{x} \le x \le x_2$ имеется одна особая точка $(\dot{x} = 0, x = x_*)$ типа центра, координата которой x_* вычисляется из условия $P' = 0$, $P'' < 0$, а решение вблизи неё задается формулой (25). Роль расстройки δ_1, уменьшающей второе слагаемое в (23), сводится к увеличению периода τ. Траектории решения, соответствующего центру, описывают два типа (т.к. $\cos\Phi = \pm 1$) кривых, представляющих в координатах (x, φ) движение по окружности радиуса $x = x_*$ и с угловой скоростью в одном случае больше собственной частоты ω, а в другом – меньше, чем ω, на одну и ту же величину $(\alpha y_* z_*/x_*)^{1/2}$. Когда $F_1 = F_2$, наряду с особой точкой типа центра на фазовой плоскости будет при $F_3 = \chi^{1/2}$ седловая особая точка $\dot{x} = 0, x = F_1 = F_2 = 1$, если $\delta_1 = 0$. Седло получается и при $x = F_1 = F_2, F_3 = 0$, а его сепаратриса образует петлю с фокусом в $x = x_*$, внутри которой фазовые кривые замкнуты (циклы). Решение, соответствующее сепаратрисе, получим, полагая в (25) $x_1 = \chi$ и $x_2 = x_3 = 1$, в виде

$$x = (1 - \chi)th^2[(\alpha - \gamma)^{1/2}t + \theta] + \chi,\ y = z = (1 - \chi)\sec h^2[(\alpha - \gamma)^{1/2}t + \theta]. \tag{27}$$

В предельном режиме, описываемом (27), возмущения бесконечно долго извлекают энергию от основной волны, а его реализация обусловлена стремлением к нулю начальных интенсивностей $y(0)$ *и* $z(0)$. При этом достаточно сколь угодно малого отклонения от нуля

начальных амплитуд y и z, чтобы изображающая точка фазовой траектории «ушла» с сепаратрисной кривой и вышла на периодический режим (25). Действительно, пусть $\dot{y}(0)=\varepsilon$, где ε - малый параметр, и для простоты $z(0)=0$. Тогда с помощью диаграммы Ньютона находим

$$x_1 = \chi - \varepsilon\chi(1-\chi)^{-1} + O(\varepsilon^2),\ x_2 = 1,\ x_3 = 1 + \varepsilon(1-\chi)^{-1} + O(\varepsilon^2).$$

Подставляя найденные значения x_i (25) и (24), с точностью до членов порядка ε^2 получим

$$\begin{aligned} x(t) &= sn^2(v;k) + \left[\chi - \varepsilon\chi(1-\chi)^{-1} + O(\varepsilon^2)\right]cn^2(v;k), \\ y(t) &= (1-\chi)cn^2(v;k)\left[1 + \varepsilon(1-\chi)^{-2} + O(\varepsilon^2)\right] + \varepsilon, \\ z(t) &= (1-\chi)cn^2(v;k)\left[1 + \varepsilon\chi(1-\chi)^{-2} + O(\varepsilon^2)\right]. \end{aligned} \qquad (28)$$

Здесь $k^2 = 1-\varepsilon(1-\chi)^{-2} + O(\varepsilon^2) \equiv 1-k'^2, \tau = 2K(k'^2)(\alpha-\gamma)^{-1/2}\left[1-\varepsilon(1+\chi)^{-2}/2 + O(\varepsilon^2)\right]$, где $K(k') = 2^{-1}\left[1+0{,}25k'^2 + O(k'^4)\right]\ln(16/k'^4) - 0{,}25k'^4$. Фаза Φ, подсчитанная по второй формуле из (24), меняется на полупериоде волны $\tau/2$ от 0 до $\pi/2$.

Полученные здесь результаты иллюстрируются в (*Мирабель. 1984б)* табл.2, в которой даны в безразмерном виде коэффициенты взаимодействия, используемые ниже для определения амплитуд волн, и времена максимального роста возмущений $\alpha^{-1/2}$ и нелинейного взаимодействия τ при начальной амплитуде возмущений $\varepsilon = 0{,}1$ (тогда $K(k') \approx 2{,}58$). Данные эти получены для условий, когда $\mu = \mu_{max}$ в случаях, что и в табл.1.Так, например, амплитуда основной волны при $\varphi = 30°$ и $\mu = \mu_{max}$ вырастает в ε раз за время $2/M$ периодов основной волны, оцениваемых масштабом $\beta^{-1}\chi$; время же полного обмена энергией внутри резонансного триплета составило 11,0 тех же единиц. Средние амплитуду скорости U и длину волны l, соответствующие волновому решению (25), можно определить с помощью соотношений

$$U = (\rho_{cp}/\tau)^{1/2},\ l = (\rho_{cp})^{1/2}, \qquad (29)$$

где $\rho_{cp} = \tau^{-1}\int_0^\tau \rho(t)dt = \rho(0)\left\{x_1 + k^{-2}(x_2 - x_1)\left[1 - E(k)K^{-1}(k)\right]\right\}^{1/2}$, $E(k)$ - полный эллиптический интеграл второго рода. Для $\varphi = 30^\circ$ (третий случай в табл.2) и при $\varepsilon = 0{,}1$ получим $\rho_{cp} \approx 0{,}67\,\rho(0)$, откуда в силу (29) и зная оценку τ из табл.2 имеем

$$U \approx 0{,}25\rho(0)\chi,\ l \approx 2{,}71\chi^{-1}.$$

3. Резонансные взаимодействия волн Россби в бароклинной среде

Распространим спектральный подход на случай бароклинной среды к задаче о резонансном взаимодействии троек волн Россби, т.е. когда выполнены условие (14) и $\chi_0^2 < \chi^2 < \chi_1^2$. Исходим из безразмерного квазигеострофического уравнения сохранения потенциального вихря ς:

$$\partial\varsigma/\partial t + \partial\psi/\partial x + \varepsilon J(\psi,\varsigma) = 0,\ \varsigma = \Delta\psi + L_V\psi. \qquad (30)$$

Здесь $\psi(t,x,y,z)$ - геострофическая функция тока, z - вертикальная координате, направленная вверх, $\varepsilon = U/\beta L^2$ - внешний параметр нелинейности ($\varepsilon << 1$), $L_V \equiv (\partial/\partial z)(BN^2)^{-1}(\partial/\partial z)$ - вертикальный оператор, где $N(z)$ - частота Вяйсяля, $B = R^2L^{-2}$ - число Бургера ($R = HN_0f_0^{-1}$ - радиус деформации Россби, U, L, H и N_0 - характерные скорость, горизонтальный и вертикальный масштабы длины и характерная частота Вяйсяля).

Воспользуемся методом двухмасштабных разложений, вводя быстрое и медленное времена t и $T = \varepsilon t$ (подобно (*Newell. 1969*)), тогда $\partial/\partial t \to \partial/\partial t + \varepsilon\,\partial/\partial T$.Решение уравнения (30) ищем в виде

$$\psi = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \psi^{(n)} \quad . \tag{31}$$

Подставляя асимптотическое разложение (30) в (30) и приравнивая члены при одинаковых степенях параметра ε, получим при $\varepsilon = 0$ замкнутое линейное уравнение нулевого приближения и цепочку уравнений более высоких приближений (типа уравнений вынужденных колебаний) следующего вида: уравнение первого приближения содержит в правой части члены нулевого приближения и т.д. Представим решение нулевого приближения в виде трех бароклинных волн Россби:

$$\psi^{(o)} = \mathrm{Re} \sum_{j=1}^{3} \sum_{m=0}^{M} A_{j,m}(T) F_m(z) \exp\left(i\theta_{j,m}\right), \tag{32}$$

где $\theta_{j,m} = k_j x + l_j y - \omega_{j,m}$ и $\omega_{j,m} = -k_j / \chi_{j,m}^2$ - фаза и частота j-й волны m-ой- моды (здесь $\chi_{j,m}^2 = \chi_j^2 + \lambda_m^2$), $F_m(z)$ - ортонормированные функции спектральной задачи (*Flierl. 1978*):

$$L_V F_m(z) = -\lambda_m^2 F(z), \ (dF_m/dz)\big|_0^{-1} = 0 . \tag{33}$$

Из условия отсутствия секулярных решений в уравнении первого приближения и в предположении выполнения условия фазового синхронизма $\theta_{1,m} + \theta_{2,m} = \theta_{3,m}$ получим уравнения для медленно меняющихся комплексных амплитуд (*Flierl. 1978)*:

$$\left(\dot{A}_{1,m_1}, \dot{A}_{2,m_2}\ \dot{A}_{3,m_3}\right) = \left(\sigma_{1,2,3} A^*_{1,m_2} A_{3,m_3}, \sigma_{2,3,1} A^*_{1,m_1} A_{3,m_2}, \sigma_{3,1,2} A_{1,m_1} A_{2,m_2}\right). \tag{34}$$

Здесь

$$\sigma_{p,q,r} = \left(b/\chi^2_{p,,m_p}\right)\left(\chi^2_{r,m_r} - \chi^2_{q,m_q}\right)\xi_{m_p m_q m_r}, \ \text{где } b = k_1 l_2 - k_2 l_1, \ \xi_{m_p m_q m_r} == \int_{-1}^{0} F_{m_p} F_{m_q} F_{m_r} dz ,$$

$p,q,r = 1,2,3$ – циклически переставляемые индексы. Заменой $\chi_{j,m_j} A_{j,m_j} = B_{j,m_j}$ система (34) сводится к стандартной форме (*Мирабель. 1985*)

$$\left(\dot{B}_1, \dot{B}_2, \dot{B}_3\right) = \Gamma\left(\omega_1 B_2^* B_3, \omega_2 B_1^* B_3, -\omega_3 B_1 B\ \right), \tag{35}$$

где $\Gamma = (b/3)\cdot \xi_{m_1 m_2 m_3} \left\{ \left[\omega_{1,m_1}\left(k_2 + k_3\right) + \omega_{2,m_2}\left(-k_1 - k_3\right) + \omega_{3,m_3}\left(k_2 - k_1\right)\right] / \prod_{i=1}^{3} \chi_{i,m_i}\omega_{i,m_i} \right\}$ - коэффициент, зависящий от конкретного типа взаимодействующих волн.

Будем считать, что на исходную волну $\left(\vec{k}_2, \omega_{2,m_2}\right)$ с постоянной амплитудой налагаются волновые возмущения $\left(\vec{k}_1, \omega_{1,m_1}\right)$ *и* $\left(\vec{k}_3, \omega_{3,m_3}\right)$ с малыми амплитудами. Тогда, представляя решение системы (35) в виде $e^{\mu T}$, получим для инкремента роста два равносильных выражения:

$$\mu = \left(\sigma_{1,2,3}\cdot\sigma_{3,1,2}\right)^{1/2}\left|A_{2,m_2}\right| = \left(\omega_{1,m_1}\cdot\omega_{3,m_3}\right)^{1/2}\left|\Gamma\right|\left|B_{2,m_2}\right|. \tag{36}$$

Из (36) следует, что линейная (или «распадная») неустойчивость реализуется лишь тогда, когда $\chi^2_{1,m_1} < \chi^2_{2,m_2} < \chi^2_{3,m_3}$ или $sign\,\omega_{1,m_1} = -sign\,\omega_{3,m_3}$.

При переходе к рассмотрению конкретных случаев взаимодействия троек волн Россби, условно обозначаемых в дальнейшем как (m_1, m_2, m_3), удобно в качестве горизонтального масштаба L (определяемого отношением длина волны (2π) и характерной скорости U взять величины χ_2^{-1} *и* $\chi_2 A_{2,m_2}(0)$. Тогда с помощью (35) можно показать, что инкремент роста μ в чисто баротропном случае (0,0,0), т.е. когда $\lambda^2 = 0$, не будет зависеть от масштаба основной волны L, а в тех случаях, когда во взаимодействии участвует хотя бы

одна бароклинная мода $\left(\vec{k}_j, \omega_{j,m_j}\right)$, зависит от L и еще от обратного числа Бургера: $B^{-1} \equiv L^2 R^{-2} = \lambda^2$.

Когда начальная энергия исходной волны $\left[\chi_2 A_{2,m_2}(0)\right]^2/2$ сосредоточена в баротропной моде, т.е. $\lambda = 0$, возможны её взаимодействия либо с двумя баротропными модами, либо с двумя бароклинными модами $(m,0,m)$ (т.к. $\xi_{m_1 m_3} = \delta_{m_1 m_3}$). Первый случай исследовался в пункте 2, там же приведена кривая максимального роста в зависимости от направления основной волны. В случае взаимодействия $(m,0,m)$ эта кривая лежит ниже соответствующей кривой для случая (0,0,0), т.е. «распад» баротропной волны на две бароклинные происходит медленнее, чем на две баротропные и с увеличением масштаба L значения $\mu_{\max}$ в случае $(m,0,m)$ резко убывают. Перейдем к исследованию процесса взаимодействия типа $(m_1,1,m_3)$ с участием первой бароклинной моды в качестве основной волны. Как показано в (*Fu and Flierl. 1980, Richman and al. 1977*), она является наиболее энергозначимой для западной тропической части Северной Атлантики (содержит почти 95% от общего вклада бароклинной кинетической энергии) и в неё охотней передается энергия от баротропной и других бароклинных мод.

Если интересоваться горизонтальными масштабами L большими, чем радиус деформации Россби R_1, то растущие (с увеличением L) инкременты неустойчивости $\mu_{\max}$ в классе $(m_1,1,m_3)$ дают лишь взаимодействия типа $(0,1,1)$; для $(1,1,1)$ получаются конечные значения μ на масштабе $L < R_1$, а при $L > R_1$ значения μ быстро убывают с увеличением L, остальные же $(m_1,1,m_3)$, включающие более высокие, чем первая, моды дают весьма малый инкремент роста. Кривая максимального роста $\mu_{\max}\left(\lambda_1^2\right)$ и зависимость угла наклона волнового вектора основной волны φ_2 от обратного числа Бургера изображены на рис.7. Из этого рис. видно, что с увеличением L максимальный инкремент роста $\mu_{\max}$ растет (почти линейно), а угол φ_2 приближается к нулю, т.е. волны Россби, распространяющиеся почти в зональном направлении, становятся с ростом длины волны $2\pi L$ все более неустойчивыми, и, «распадаясь», они отдают свою энергию россбиевским волнам с почти меридиональными направлениями φ_1 *и* φ_3 волновых векторов $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_3$ и со всё более возрастающими периодами $T_1 = 2\pi/\omega_1$ *и* $T_3 = 2\pi/\omega_3$ (см рис.5).

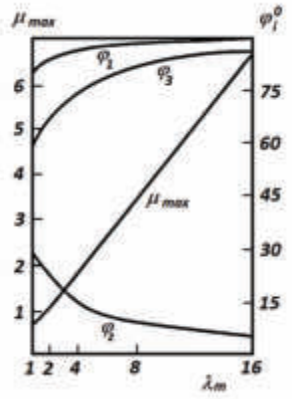


Рис. 5. Зависимости максимального инкремента роста $\mu_{\max}$ и угла наклона волнового вектора основной волны и возмущений φ_2, φ_1 *и* φ_3 от обратного числа Бургера.

Чтобы оценить, на каких временах происходит перекачка энергии основной бароклинной волны в эти «почти» зональные возмущения, определим период нелинейного взаимодействия в триплете $(0,1,1)$, исходя из решения амплитудных уравнений (34). Согласно ч.2 выражения для периода дается приближенной формулой

$$\tau = 2\pi\tilde{\mu}^{-1}(1-\delta/2)K\left(\sqrt{1-\delta}\right), \qquad (37)$$

где $K(s)-$ полный эллиптический интеграл первого рода, $\tilde{\mu} = \varepsilon \cdot \mu_{\max}\beta/2\chi_2 -$ размерный максимальный инкремент роста. Формула (37) была получена в предположении, что начальные интенсивности баротропной и бароклинной волн возмущения равны соответственно малой величине δ и нулю. Тогда находим, что рост амплитуд возмущения $A_{1,0}$ *и* $A_{3,1}$ будет продолжаться до моментов времени $t = \tau/2$. Этим значениям отвечает кривая 4 на рис.6, построенная при $\delta = 0{,}1$ и начальной амплитуде $U(0) = 1 см/с$; такой выбор $U(0)$ был обусловлен тем, чтобы обеспечить заметное превышение времени τ над периодами взаимодействующих волн.

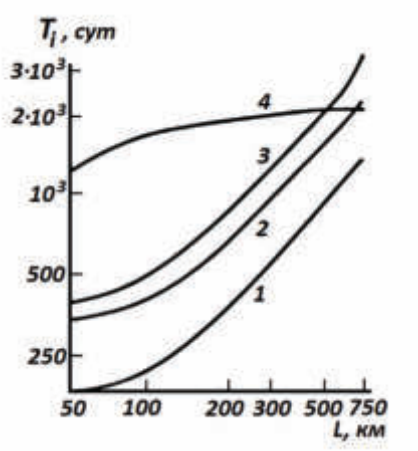


Рис.6. Периоды T_1, T_2, T_3 волн Россби в резонансном триплете (0,1,1) (кривые 1 ,2 и 3 соответственно) и полупериод нелинейного взаимодействия $\tau/2$ в зависимости от масштаба основной волны L (кривая 4).

На рис.7 показано изменение горизонтальных масштабов L_1 *и* L_3 волн $\left(\vec{k}_1, \omega_{1,0}\right)$ и $\left(\vec{k}_3, \omega_{3,1}\right)$. Так, масштаб бароклинной моды возмущения L_3, имея при $L_1 = R_1$ меньшее значение (около 30км), чем масштаб баротропного возмущения L_1 , возрастает гораздо интенсивнее, чем L_1 , и $L_1 \sim L_3$ на масштабе $L \approx 740$км. Эволюция среднего масштаба $L_{cp}\left(\psi_{cp}\tau\right)^{1/2}$, где $\psi_{cp} = \tau^{-1}\int_0^{\tau}\left|A_{2,1}(t)\right|dt$, на нелинейной стадии процесса взаимодействия $(0,1,1)$ показана кривой 3 на том же рисунке. В ходе этой эволюции средняя амплитудная скорость $U_{cp} = \left(\psi_{cp}/\tau\right)^{1/2}$ подрастает от $0{,}2 см/с$ на масштабе $L = R_1$ до $0{,}7 см/с$ на масштабе $L = 16R_1$.

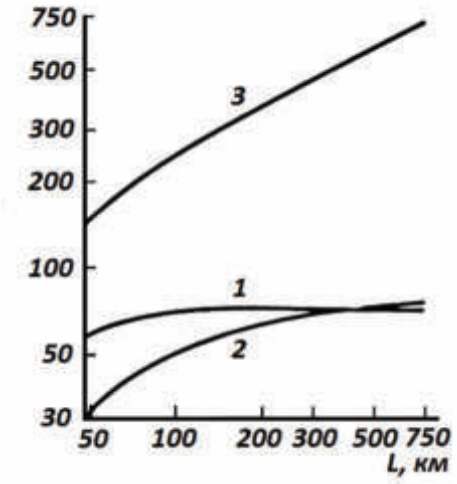


Рис.7. Горизонтальные масштабы L_1 *и* L_3 возмущения в резонансном триплете (0,1,1) (кривые 1 и 2) и средний масштаб волны $L_{ср}$ как функции горизонтального масштаба L (кривая 3).

Заключение

В рамках трехмодового приближения рассматривается неустойчивость баротропной волны Россби, распространяющейся на фоне постоянного зонального течения, при воздействии на них пространственно-периодических возмущений. Построенная нелинейная динамическая система в переменных амплитуда-фаза, сохраняющая энергию и энстрофию и обладающая тремя интегралами движения, допускает замкнутое решение в виде эллиптических функций (ЭФ). Анализируется неустойчивый случай, соответствующий одинаковому влиянию факторов нелинейности и дисперсии (β - эффекта). Найден период амплитудных колебаний системы, зависящий от модуля ЭФ. Из анализа временной зависимости кинетической энергии следует, что наибольшее развитие колебаний возмущений происходит на полупериоде колебаний асистемы. С уменьшением модуля ЭФ, т.е. увеличением роли дисперсии, этот период уменьшается и характеризуется сравнимыми интервалами времени эволюции амплитуд основной волны и возмущений при почти неизменной глубине модуляции. Именно в этом случае на полупериоде колебаний усиливается зональная составляющая течения.

Сформулирован критерий распадной неустойчивости волны Россби относительно возмущений в виде двух волн такого же типа, образующих резонансную триаду. Построена кривая максимального инкремента роста, вид которой определяется числом М и ориентацией основной волны. Построено решение закритического режима с учетом малой расстройки по частоте и дан её качественный анализ. Оценены средняя амплитуда и длина волны основной волны.

Рассмотрены конкретные случаи взаимодействия резонансных троек волн Россби с участием первой бароклинной моды в качестве основной волны. Здесь максимальный инкремент роста зависит от обратного числа Бургера и направлений распространения всех трех волн. Показано, что когда длинная основная волна распространяется почти зонально, то наиболее эффективно происходит рост тех амплитуд возмущений, у которых волновые векторы имеют направление, близкое к меридиональному.

Литература

1. *Должанский Ф.В., Кляцкин В.И., Обухов А.М., Чусов М.А.* Нелинейные системы гидродинамического типа / Москва. Наука. 1974. 163 с.
2. *Мирабель А.П.* О закритических режимах в распространении волн Россби // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана. 1984а. Т.20, №1, С. 3-9.
3. *Мирабель А.П.* Об устойчивости волн Россби в рамках трехкомпонентного анализа // Океанология, 1984б, Т.24. Вып.4. С. 566-573.
4. *Мирабель А.П.* Об эффектах триадных резонансных взаимодействий волн Россби в океане // Океанология. 1985. Т.25, Вып.4. С.558-562.
5. *Coaker S.A.* The stability of Rossby waves // Geophys.and Astrophys Fluid Dyn.1977. V.9. No.1, P. 1-17.
6. *Flierl G.R.* Models of vertical structure and the calibration of two-layer models // Dyn. Atm. and Oceans. 1978. V.2. No.4. P.341-381.
7. *Fu L.-L., Flierl G.R.* Nonlinear energy and enstrophy transfers in realistically stratified ocean // Dyn. Atm. and Oceans. 1980. V.4. No.4. P.219-246.
8. *Gill A.E.* The stability of planetary waves on a finite beta-plane // Geophys. Fluid Dyn. 1974. V.6. No.1. P. 29-47.
9. *Hoskins B.J., Hollingworth A.* The stability of planetary waves on infinity beta-plane // J. Atmos.Sci. 1973. V.30, No.1, P.150-153.
10. *Loesch A.Z.* Finite-amplitude stability of Rossby wave flow // J. Atmos.Sci. 1978. V.35. No.6. P.929-939.
11. *Lorenz E.N.* Barotropic instability of Rossby wave motion // J. Atmos.Sci. 1972, V.29, No.2. P.258-269.
12. *Mied R.P.* The instabilities of finite-amplitude barotropic Rossby waves // J.Fluid Mech. 1978. V.86. No.2, P.225-246.
13. *Newell A.C.* Rossby wave packet interactions // J.Fluid Mech. 1969. V.35. No.2. P.255-272.
14. *Richman J.G., Wunsch C., Hogg N.G.* Space and time scales of mesoscale motion in the Western North Atlantic // Rev.Geophys.Space Phys. 1977. V.15. No.4. P.385-420.

Развитие теории случайных процессов и полей и ее геофизические приложения

М.И. Фортус

Институт физики атмосферы РАН, г. Москва

С самых первых лет существования Института физики атмосферы (ИФА) А.М. Обуховым была поставлена задача развития теории случайных процессов и полей с целью применения ее в геофизике и конкретно физике атмосферы. Это было вполне своевременно,так как отвечало запросам техники (авиация, связь), потребности в повышении надежности прогнозов погоды, и особенно – в связи с появлением искусственных спутников. Начиная с 50-х годов достижения в теории случайных процессов и полей в нашей стране были вполне на мировом уровне, а иногда и выше (что не всегда было известно на Западе по причине отсутствия общения с ними). Упомянем хотя бы докторские диссертации А. М.Обухова (*Обухов 1954*) и А. М. Яглома (*Яглом 1955*). Многие достижения сейчас у нас забыты (хотя некоторые внедрены в метеорологическую практику). Цель настоящей работы – сделать короткий обзор важнейших результатов, которые были опубликованы в различных журналах, но почти неизвестны более поздним поколениям исследователей.

В 50-х годах в ряде научных учреждений СССР началось методическое изучение статистических характеристик реальных процессов и полей (*Обухов и др. 1968*). Это послужило основой при разработке методик прогнозирования и объективного анализа, а также при построении теоретических моделей статистической структуры различных геофизических процессов и полей.

Важнейшим методом получения статистических выводов из метеорологической информации является метод ЭОФ (эмпирических ортогональных функций) - см. обзор (*Фортус 1980*) (а также статьи, указанные в списке литературы). Ортонормированный базис ЭОФ состоит из собственных векторов ковариационной матрицы, оцененной по конечной выборке. Существенно, что собственные векторы нумеруются в порядке убывания соответствующих собственных значений (СЗН). Преимущество представления случайных полей (процессов) в виде разложения по ЭОФ – в том, что часто интересующие нас свойства поля (процесса) описываются относительно небольшим числом первых (главных) ЭОФ и соответствующих им коэффициентов разложения.

Впервые метод ЭОФ использовал Э.Н. Лоренц для статистического анализа полей метеоэлементов, заданных на произвольно взятой ограниченной территории (*Багров 1959*). Несколькими годами позже А.М. Обухов воспользовался этим методом для описания вертикальных профилей метеоэлементов в тропосфере (*Обухов 1960*). Дальнейший анализ показал, что именно в этом случае применение метода ЭОФ физически обосновано, так как тропосфера «энергетически замкнута», т.е. нет заметного обмена энергией с верхними слоями атмосферы. Это обусловило статистическую устойчивость первых ЭОФ при переходе от одной выборки к другой, что было подтверждено и в других работах (*Монин и др. 1967*).

Вслед за работой (*Обухов 1960*) метод ЭОФ был использован в ИФА для решения некорректных задач, а именно, путем статистической регуляризации обратной задачи удалось одновременно определить температуру поверхности океана, вертикальные профили температуры, влажности и т.п. (*Малкевич и др. 1964, Малкевич и др. 19*65). Проблемы, возникающие при решении некорректных задач, связаны с тем, что многие метеорологические характеристики измеряются на фоне существенного шума. Идея предложенного метода в том, что результаты измерений проектируются на несколько главных ЭОФ, что позволяет отфильтровать значительную долю шума, сохранив существенную информацию о наблюдаемой величине.

Однако, особенность базиса ЭОФ *(*его отличие от, например, тригонометрического базиса*)* – в том, что он зависит от взятой выборки, и его информативность высока, если велик объем выборки, а выбор исходных данных физически обоснован. Так как ЭОФ и коэффициенты разложения являются выборочными оценками, то при определении совокупности первых (главных) ЭОФ желательно, чтобы соответствующие СЗН как можно дальше отстояли друг от друга – настолько,что и их доверительные интервалы (ДИ) практически не пересекались. Заметное пересечение ДИ двух соседних СЗН означает, что для другой выборки эти СЗН могут поменяться местами, а это может привести к изменению совокупности главных компонент. Из сказанного ясно, что использование метода ЭОФ начинается с анализа соотношений между СЗН и с построения ДИ.

В работе (*Глуховский и др. 1982*) на примере отрезка статистически стационарного временного ряда с экспоненциально затухающей ковариационной функцией методом Монте-Карло были вычислены средние, дисперсии и коэффициенты вариации собственных значений и компонент ЭОФ при различных объемах выборки T и подробно изучены их зависимости от T, от скорости затухания корреляций и от плотности расположения точек наблюдения на отрезке. С учетом того, что точные формулы для определения ДИ очень сложны, самый важный вывод состоит в том, что с ростом T задолго до того, как достигается удовлетворительная точность оценивания., становятся пригодными асимптотические формулы для вычисления средних и дисперсий, а распределения вероятностей СЗН и ЭОФ приближаются к нормальному. По-видимому, во многих случаях при построении ДИ можно считать оцениваемые величины нормальными и пользоваться простыми асимптотическими формулами для их средних и дисперсий.

Как показал опыт М.С. Малкевича, близость нескольких ЭОФ к тригонометрическим функциям должна свидетельствовать о том, что наблюдаемый временной ряд можно считать статистически стационарным. Отсюда возникает вопрос: верно ли, что ЭОФ для отрезка статистически стационарного временного ряда близки к тригонометрическим функциям? Аналогичная математическая задача для конечного отрезка случайного процесса от непрерывного аргумента была решена в (*Фортус 1973*). В этом случае аналоги ЭОФ – это собственные функции интегрального оператора, ядром которого являются ковариационная функция. Для класса процессов с дробно-рациональным (ARMA) спектром $f(k)$ описан алгоритм вычисления СЗН и собственных функций и показано, что действительно многие собственные функции (исключая самые крупномасштабные) близки к тригонометрическим. Оказалось, что при безграничном росте длины T отрезка наибольшее СЗН интегрального уравнения, деленное на 2π приближается к $f(k_{\max})$, где $k_{\max}$ это точка абсолютного максимума спектра f. *В* работе (*Фортус 1975*) решена аналогичная задача для статистически однородного случайного поля, заданного на круге.

Класс задач, решаемых с помощью метода ЭОФ, связан с проблемой диагноза для случайных функций, рассматриваемых на конкретном отрезке (конкретной территории). Хотя нередко метод ЭОФ используют при прогнозировании (экстраполяции), получаемый прогноз не является оптимальным, т. е. ошибка такого прогноза (экстраполяции) не является минимальной. Задачам прогноза (экстраполяции) посвящено большое число работ (начиная с (*Яглом 1955*)). Для приложений наиболее актуальны проблемы прогноза величин, осредненных по некоторому временному периоду (области пространства). В работе (*Яглом 1990*), содержащей обширную библиографию, дан подробный обзор литературы по этой тематике. Большая часть этой статьи посвящена методу канонических корреляций. Важно отметить, что пионерская работа на эту тему была выполнена студентом 3-го курса А.М. Обуховым (*Обухов 1938, 1940*). Им была предложена общая классификация всевозможных корреляционных зависимостей между двумя случайными векторами и указан метод приведения этой зависимости к простому каноническому виду. Соответствующая теория получила название теории канонических корреляций и стала одним из центральных разделов многомерного статистического анализа.

Остановимся подробнее на проблеме долговременной памяти стационарного случайного процесса. Очевидно, что долговременной памятью обладают те процессы, чьи спектры растут при стремлении частоты к нулю. Известно, что такими являются некоторые эмпирические спектры. Важным примером случайного процесса с неограниченно возрастающим спектром является автомодельный процесс «дробного броуновского движения» со спектром $f(\omega) = C/\omega^{2\alpha}$. При $1/2 < \alpha < 3/2$ это процесс со стационарными первыми приращениями. В работе (*Фортус 198*3) рассмотрена задача отыскания наилучшим образом прогнозируемых функционалов (канонических функционалов) и соответствующих канонических корреляций при прогнозе будущих значений временного ряда $x(t),\ t > T > 0$ по всему известному прошлому $x(t),\ t < 0$ Показано, что, в силу автомодельности, канонические корреляции не зависят от T и заполняют интервал $0 \le \rho \le \rho_1$, где. $\rho_1 = |\sin \pi\alpha|$. Максимальная каноническая корреляция ρ_1 определяет максимум коэффициента корреляции между линейной функцией от значений $x(t)$ при $t > T > 0$ и ее линейным прогнозом по значениям $x(t)$, при $t < 0$. Значение ρ_1 во всех случаях заметно выше, чем коэффициент корреляции «значения в точке» $x(t),\ t > 0$ с наилучшим линейным прогнозом этого значения по всему прошлому ($t < 0$.), равным $\rho_0 = \left[1 - \Gamma(2-\alpha)/\Gamma(3-2\alpha)\Gamma(\alpha)\right]^{1/2}$, где Γ - гамма-функция. В частности, если $\alpha \to 1/2$, то $\rho_1 \to 1$, в то время, как $\rho_0 = 1/\sqrt{2} \approx 0.7$.

В заключение считаю необходимым включить в список литературы две монографии (*Яглом 2018*) и (*Yaglom 1987*), автор которых, мой учитель, выдающийся ученый Акива Моисеевич Яглом в течение многих лет работал в ИФА:

Литература

1. *Багров Н.А.* Аналитическое представление последовательности метеорологических полей посредством естественных ортогональных составляющих // Труды ЦИП. 1959. вып. 74 С. 3-24.
2. *Глуховский А.Б. , Фортус М.И.*// Известия. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1982. Т.18. № 5. С. 451-459.
3. *Малкевич М. С., Монин А. С., Розенберг Г. В.* Пространственная структура поля излучения как источник метеорологической информации. // Изв. АН СССР. Сер. геофиз.. 1964. № 3. С. 394-407.
4. *Малкевич М.С., Татарский В.И.* Определение вертикального распределения температуры атмосферы по спектру уходящего излучения в полосе поглощения углекислого газа. // Космические исследования. 1965. т.3. вып.3. С. .444-456.
5. *Монин А. С., Обухов А. М.* Статистические исследования крупномасштабных атмосферных процессов./ Динамика крупномасштабных атмосферных процессов Труды Международного симпозиума.. Москва, 23-30 июня , 1965. Москва. Наука.. 1967. С. 194-198.
6. *Обухов А. М*. Нормальная корреляция векторов // Известия АН СССР. Отд. естеств. и матем. наук 1938. №3. С.339-370.
7. *Обухов А. М*. Теория корреляции векторов // Ученые записки МГУ. Сер. матем. 1940. Вып. 45. С. 73-92.
8. *Обухов А .М.* Статистическкое описание случайных полей // Труды. Геофиз. Ин-та АН СССР. 1954. №24 (151), С.3-42.
9. *Обухов А. М.* О статистически ортогональных разложениях эмпирических функций // Изв. АН СССР, сер. Геофиз.1960. №3. С. 432-439.
10. *Обухов А.М, Фортус М.И.* О статистическом описании общей циркуляции атмосферы // Метеорологические исследования. №16. Наука. Москва. 1968. С. 27-29.
11. *Фортус М.И.* Статистически ортогональные функции для конечных отрезков случайного процесса. // Известия. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1973. Т.9. № 1. С. 34-46.

12. *Фортус М.И.* Статистически ортогональные функции для случайного поля, заданного в конечной области плоскости. // Известия. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т.1, № 11, С.1107-1112.
13. *Фортус М.И*. Метод эмпирических ортогнальных функций и его применение в метеорологии // Метеорология и гидрология. 1980. №4. С. 113-119.
14. *Фортус М. И*. Канонические корреляции и канонические функционалы для стационарного случайного процесса со степенной спектральной плотностью // Докл. АН СССР. 1983. Т.271. №6. С. 1325-1328.
15. *Яглом А. М.* Теория корреляции непрерывных процессов и полей с приложением к задаче о статистическом экстраполировании временных рядов и к теории турбулентности. Диссертация. Геофиз. Ин-т АН СССР 1955
16. *Яглом А.М.* Метод канонических корреляций и его метеорологические приложения. .// Известия. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т.26. № 12. С. 1248-1266.
17. *Яглом А. М*. Корреляционная теория стационарных случайных функций. / Москва ЛЕНАНД. 2018. 280 с.
18. *Yaglom A.M.* Correlation Theory of Stationary and Related Random Functions. I Basic Results / New York. Springer-Verlag. 1987. 526 p.
19. *Yaglom A.M.* Correlation Theory of Stationary and Related Random Functions. II Supplementary Notes and References / New York. Springer-Verlag. 1987. 258 p.

Часть 4. Динамика атмосферы и климатической системы

Циклоническая активность в высоких широтах Северного полушария по данным реанализа и расчетам с региональными климатическими моделями

М.Г.Акперов[1], И.И.Мохов[1,2], М.А.Дембицкая[1], М.Р.Парфенова[1]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Самые быстрые и сильные изменения климата отмечаются в Арктике *(Paulsen 2011, Мохов_и др. 2013*). Приповерхностная температура в Арктике с конца XIX в. увеличивалась в среднем более чем вдвое быстрее, чем для Северного полушария в целом. При этом в течение последних десятилетий она росла со скоростью около 2 К за 30 лет, а для Северного полушария в целом – со скоростью около 0.8 К за 30 лет *(Мохов 2015)*.

Так называемое арктическое усиление, характеризующее соотношение более резких температурных изменений в высоких широтах по сравнению с более низкими, связано с влиянием ряда климатических обратных связей. На проявление арктического усиления влияют зависимость теплового излучения и альбедо системы от температуры, изменения вертикальной температурной стратификации атмосферы, меридионального теплопереноса, содержания в атмосфере водяного пара (основного парникового газа в земной атмосфере) и облаков *(Алексеев 2014, Pithan, Mauritsen 2014)*. Сокращение площади и толщины морских льдов в арктическом бассейне, приводит к увеличению потоков тепла из океана в атмосферу и ведет к изменению циклонической активности в арктическом регионе.

Изменения циклонической активности в арктической атмосфере связаны с изменениями бароклинной неустойчивости и статической устойчивости (см., напр., *(Мохов и др. 1992а,б; Мохов 1993; Мохов и др. 1993; Акперов, Мохов 2013)*. На изменения циклонической активности в Арктике влияют также региональные особенности *(Inoue et al. 2012)*. Различия в модельных оценках изменений циклонической активности связаны с особенностями моделей, в частности с особенностями воспроизведения вертикальной и горизонтальной температурной стратификации и ее изменений в тропосфере арктических широт в связи проявлениями температурных инверсий *(Акперов, Мохов 2013)*.

Уже при первых оценках чувствительности циклонической активности к изменениям климата были отмечены разные возможные тенденции в связи с изменениями бароклинной неустойчивости и статической устойчивости в атмосфере (*Мохов и др. 1992а,б*) (см. также *(Акперов, Мохов 2013)*). При этом следует учитывать особенности полярных широт с проявлением мощных полярных мезоциклонов, генерация которых связана с конвективными процессами в атмосфере *(Rasmussen, Turner 2013)*.

Одна из ключевых проблем при анализе циклонической активности в полярных широтах связана с относительно низкой плотностью сети метеорологических станций, от которой зависит качество анализируемых данных. Существенно улучшают возможности исследований спутниковые наблюдения, однако и с их использованием могут быть восстановлены не все необходимые данные для анализа характеристик циклонической активности и их изменчивости. Наиболее полный набор данных с достаточно хорошим пространственным и временным разрешением можно получать по расчетам с климатическими моделями, в частности, с использованием региональных моделей для Арктики. На основе современных моделей с ассимиляцией доступных данных наблюдений формируются данные реанализа. В настоящее время существуют данные разных систем реанализа глобального и регионального масштаба, которые используются для исследования циклонической активности в атмосфере, в том числе в полярных широтах.

В *(Akperov et al. 2015)* было проведено сравнение характеристик циклонов, полученных по расчетам с региональной моделью HIRHAM для Арктики *(Dethloff et al. 1996)*, в сопоставлении с полученными по данным реанализа ERA-40 *(Uppala et al. 2005)* с относительно грубым пространственным разрешением. Для более детального анализа особенностей циклонической активности в арктических широтах и возможности их моделирования целесоообразно использовать ансамбль региональных климатических моделей.

В данной работе представлены результаты соответствующего анализа по расчетам с ансамблем региональных климатических моделей (РКМ) в рамках международного проекта Arctic-CORDEX в сопоставлении с разными данными реанализа, в частности с данными ERA-Interim для периода 1981–2010 гг. При анализе использовались поля атмосферного давления на уровне моря с шагом 6 часов при горизонтальном разрешении от 15 до 50 км для разных региональных моделей и 0.75 градуса для реанализа ERA-Interim. Вертикальное разрешение анализировавшихся региональных моделей также различается (от 23 до 60 уровней по вертикали). При сравнительном анализе для моделей в качестве граничных условий на границах арктической области (полярнее 65^{o} с.ш.) и на нижней границе атмосферы использовались данные реанализа. Статистическая значимость результатов (на уровне значимости $p<0.1$) оценивалась с помощью t-критерия Стьюдента.

Для идентификации арктических циклонов, в том числе их повторяемости, интенсивности и размеров для разных сезонов, использовался метод, описанный в *(Акперов и др. 2007; Акперов, Мохов 2010),* с адаптацией для арктических широт *(Akperov_et al. 2015)*. Циклоны определялись как области пониженного давления, ограниченные замкнутыми изобарами, а интенсивность (глубина) циклона определялась разностью давлений в его центре и на последней замкнутой изобаре. Как показано в *(Голицын и др. 2007),* энергетику циклона (его кинетическая энергия) можно характеризовать квадратом интенсивности (глубины) циклона. Характерный размер (радиус) циклона определялся расстоянием от геометрического центра циклона до последней замкнутой изобары. Характеристики циклонов, детектируемых на основе данного метода, хорошо согласуются с характеристиками, полученными с использованием других методов идентификации циклонов *(Акперов, Мохов 2007; Neu et al. 2013; Ulbrich et al. 2013)*, в частности для полярных широт Северного полушария.

На рис. 1 представлены оценки повторяемости циклонов для зимы и лета по данным реанализа и по расчетам с ансамблем региональных моделей для периода 1981-2010 гг. В целом модели способны воспроизводить пространственные особенности повторяемости циклонов в Арктике, отмеченные по данным данными реанализа для разных сезонов. Зимой максимумы повторяемости циклонов идентифицируются в Атлантическом секторе Арктики над морем Баффина, проливом Дэвиса, к юго-востоку от Гренландии. По сравнению с зимой, летом повторяемость циклонов ниже над регионом между Гренландией и Баренцевым морем и выше над континентами, в частности над Восточной Сибирью, Чукоткой, Аляской и над центральной Арктикой. Наиболее значительные межмодельные различия повторяемости циклонов отмечены над морем Баффина, заливом Фокса и над Восточной Сибирью зимой, а также над островами Королевы Елизаветы и над Аляской летом.

Коэффициенты пространственной корреляции (R) для повторяемости зимних арктических циклонов для разных моделей с данными реанализа ERA-Interim получены в диапазоне от 0.87 (WRF3.3.1) до 0.98 (CCLM) для моделей без спектрального притягивания и от 0.97 (CanRCM4) до 0.99 (HIRHAM5-awi) для моделей со спектральным притягиванием. Для летних арктических циклонов R оценены в диапазоне от 0.75 (RRCM) до 0.98 (CRCM5) для моделей без спектрального притягиванием и от 0.97 (CanRCM4) до 0.99 (HIRHAM5-awi) для моделей со спектральным притягиванием (рис. 1). Соответствующие пространственные стандартные отклонения (СКО) для повторяемости циклонов для обоих типов моделей лежат в диапазоне от 4 до 8 циклонов за сезон (для обоих сезонов), за исключением модели RRCM. Коэффициенты пространственной корреляции для повторяемости циклонов для

мультимодельного среднего для моделей с притягиванием / без притягивания для зимы и лета составляют 0.99 / 0.97 и 0.99 / 0.95, при СКО 4.80 / 5.00 и 6.40 / 5.52 (циклонов за сезон), соответственно.

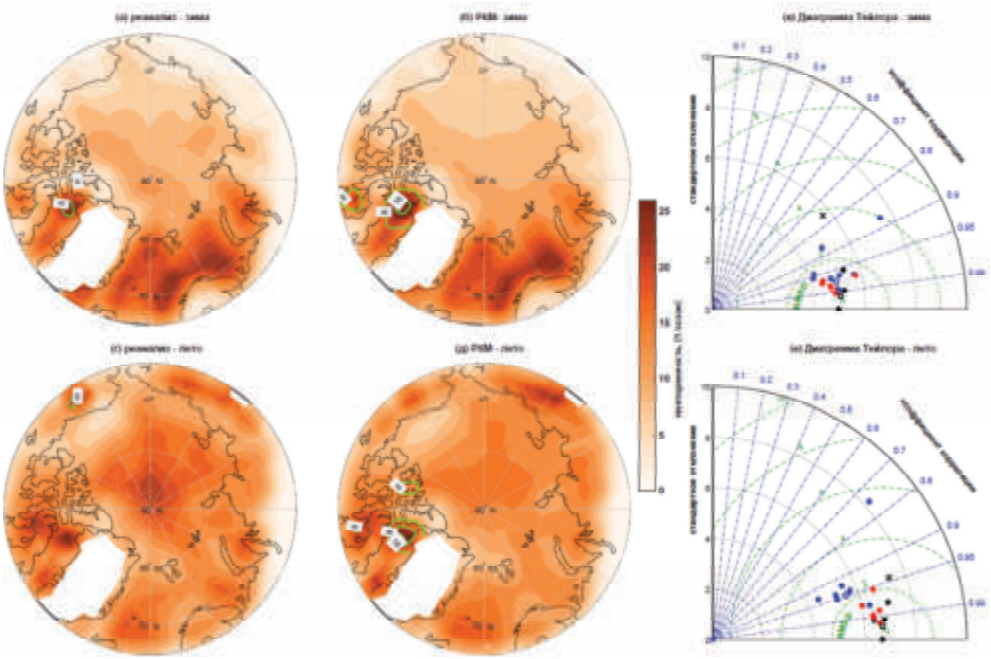


Рис. 1. Пространственные распределения повторяемости зимних и летних циклонов по данным реанализа и по расчетам с региональными моделями. Черные точки на диаграммах Тейлора (справа) – по данным реанализа, красные – по расчетам с моделями с “притягиванием”, синие – по расчетам с моделями без “притягивания”.

Для большинства региональных моделей повторяемость зимних арктических циклонов меньше, чем по данным реанализа (рис. 2). Летом повторяемость арктических циклонов для 5 моделей (одна из которых со спектральным притягиванием) также меньше, чем по данным реанализа. При этом для большинства анализировавшихся региональных моделей повторяемость глубоких зимних и летних циклонов меньше, чем по данным реанализа. Различия оценены в диапазоне от 2% (CRCMSN) до 50% (MAR3.6) зимой и до 60% (MAR3.6) летом для моделей со спектральным притягиванием. Для моделей без притягивания различия оценены в диапазоне от 4% (REMO) до 27% (RCA-QUESS) зимой и до 70% (RCA-GUESS) летом. Различия для частоты арктических циклонов по разным данным реанализа существенно меньше, чем по расчетам с разными региональными моделями. Следует отметить, что повторяемость зимних и летних арктических циклонов по данным реанализа MERRA2 больше, чем по данным реанализа ERA-Interim). Это различие связано с неглубокими циклонами (Zahnet al. 2018).

Повторяемость циклонов над континентами по разным модельным расчетам существенно различается, но в целом для всех анализировавшихся моделей, она больше (как зимой, так и летом), чем по данным реанализа ERA-Interim. Отличия от оценок по данным реанализа получены в диапазоне от 9% (HIRHAM5-awi) до 23% (RCASN) для моделей со спектральным притягиванием и от 10% (REMO) до 59% (RRCM) для моделей без притягивания зимой. Летом соответствующие различия получены в диапазоне от 2%

(RCASN) до 34% (MAR3.6) и от 4% (RCA-GUESS) до 45% (RRCM). Над океаном, наоборот, для большинства моделей повторяемость арктических зимних и летних циклонов меньше, чем по данным реанализа ERA-Interim. Эти различия могут достигать 20% (WRF3.3.1) зимой и 23% (REMO) летом. Для моделей со спектральным притягиванием различия существенно меньше - до 10% (RCASN) зимой и 3% летом. Полученные результаты свидетельствуют, что изменения повторяемости арктических циклонов в моделях связаны с изменчивостью частоты циклонов над континентами.

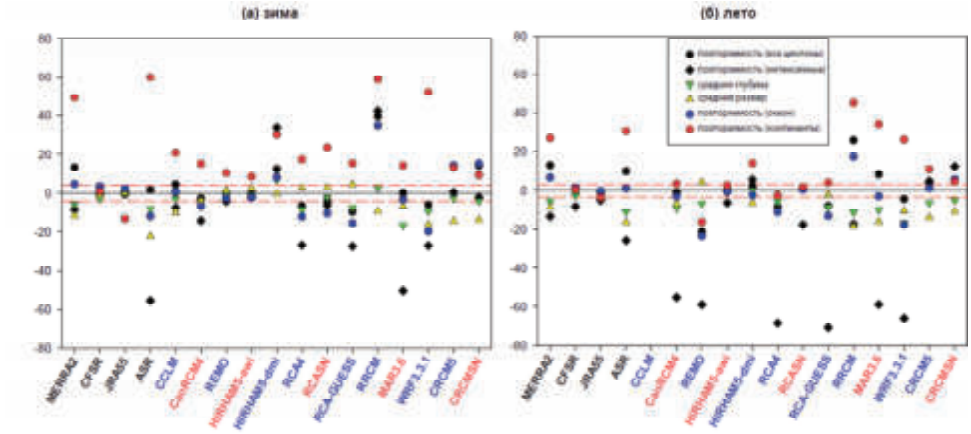


Рис. 2. Относительные (в %) различия характеристик зимних (а) и летних (б) арктических циклонов по расчетам с региональными моделями по сравнению с полученными по данным реанализа ERA-Interim.

Годовой цикл повторяемости циклонов достаточно хорошо воспроизводится всеми анализировавшимися региональными моделями с высокой повторяемостью циклонов летом и низкой зимой для всех циклонов и обратным годовым циклом для повторяемости глубоких циклонов (рис. 3). При этом для моделей со спектральным притягиванием отмечена меньшая межмодельная изменчивость повторяемости арктических циклонов по сравнению с моделями без притягивания.

По расчетам с моделями достаточно хорошо воспроизводятся пространственные особенности для средней глубины и размера циклонов в разные сезоны. Зимой наиболее глубокие циклоны отмечаются между Гренландией и Баренцевым морем, летом проявляется их смещение к полюсу. Наиболее крупные зимние и летние циклоны отмечаются над центральной Арктикой. Полученные результаты согласуются с ранее полученными оценками для глубины и размеров арктических циклонов с использованием различных данных реанализа (ERA-40, NCEP-CFSR) и модельных расчетов *(Shkolnik, Efimov 2013; Simmonds et al. 2008; Akperov et al. 2015)*.

Анализ тенденций изменения повторяемости арктических циклонов за последние три десятилетия (1981-2010 гг.) выявил, что для большинства анализировавшихся моделей проявляется снижение повторяемости зимних и летних циклонов, однако эти тенденции статистически незначимы (рис. 4). Зимой по данным двух системы реанализа проявляется увеличение повторяемости циклонов, тогда как для двух других – уменьшение. Летом по данным для трех из четырех использовавшихся систем реанализа отмечены тенденции уменьшения повторяемости циклонов. По модельным расчетам со спектральным притягиванием проявляются разные тенденции как зимой, так и летом: для трех моделей (CanRCM4, RCA4 и CRCMSN) отмечены те же тенденции изменения повторяемости циклонов, что и по данным реанализа ERA-Interim, а для двух других моделей согласуются с данными систем реанализа CFSR и JRA55. Лишь для 4 из 7 моделей без притягивания

проявляются те же тенденции изменения повторяемости циклонов, что и по данным реанализа MERRA2.

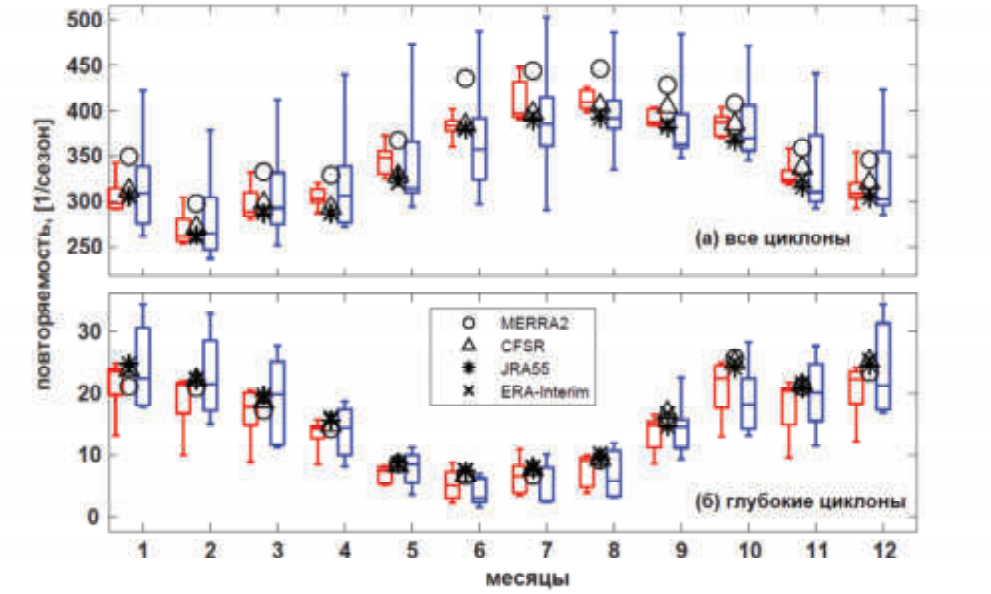


Рис. 3. Годовой ход повторяемости всех и глубоких арктических циклонов по данным реанализа и модельным расчетам в виде диаграммы Бокса и Вискера, где красные фигуры представляют собой модели с “притягиванием”, а синие – модели без “притягивания”. Каждая фигура показывает медиану, нижний и верхний квартили распределения.

Для большинства данных реанализа отмечено увеличение частоты глубоких арктических циклонов зимой и уменьшение летом (рис. 4). При этом для большинства анализировавшихся моделей проявляется уменьшение повторяемости глубоких циклонов зимой и увеличение летом. Для трех моделей со спектральным притягиванием отмечены те же тенденции повторяемости, что и по данным реанализа для зимы и лета. Для всех арктических циклонов наиболее сильные положительные (REMO) и отрицательные (CanRCM4 и CRCMSN) тренды повторяемости глубоких циклонов проявляются летом. Для глубоких циклонов наиболее сильные тренды повторяемости глубоких циклонов отмечаются зимой: положительные для WRF3.3.1 и отрицательные для CRCM5.

Тенденции изменения средней глубины арктических циклонов по модельным расчетам в целом соответствуют полученным по данным реанализа. Однако только для половины моделей (в том числе для 4 моделей с притягиванием) отмечены те же тренды изменений средней глубины циклонов для обоих сезонов, что и по данным реанализа (рис. 4). Проявляется небольшое увеличение зимой и снижение летом. Летние тенденции изменения средней глубины циклонов являются статистически значимыми для 2 из 13 моделей и для всех анализировавшихся данных реанализа. Аналогичные оценки по модельным расчетам и данным реанализа отмечены для тенденций изменения размеров циклонов - увеличение зимой и уменьшение летом. Для большинства анализировавшихся моделей (5 моделей с притягиванием и 2 моделей без притягивания) получены тенденции изменения размеров циклонов, подобные полученным по данным реанализа.

Для зимних арктических циклонов по модельным расчетам, как и по данным реанализа, отмечено увеличение повторяемости циклонов для периода 1981-2010 гг. над

Норвежским морем, проливом Дэвиса, над Шпицбергеном, морем Лаптевых и севернее Канадского архипелага, а также уменьшение над Баренцевым и Карским морями, над Гренландским морем и на юго-востоком Гренландии. Летом согласие для повторяемости циклонов по данным реанализа и по модельным расчетам отмечается над Баренцевым морем, над Карским морем и морем Лаптевых, над Канадским архипелагом, над Восточной Сибирью, а также над заливом Баффина, Гренландским и Норвежским морями и над Восточной Сибирью, над Чукотском морем и морем Бофорта. Различия между модельными расчетами и данными реанализа отмечены для средней глубины и размеров циклонов зимой над Норвежским морем. По данным реанализа отмечено увеличение средней глубины и размеров арктических циклонов над этим регионом, а по расчетам с большинством анализировавшихся моделей проявляется уменьшение.

Отмеченные различия в характеристиках арктических циклонов и их тенденциях, можно связать с воспроизведением особенностей зонального ветра в арктической атмоосфере. Проведенные исследования свидетельствуют о значительной роли струйных течений для адекватного представления активности циклонов над Северной Атлантикой в региональных климатических моделях. Полученные новые результаты подтверждают, что по расчетам с большинством моделей с притягиванием достаточно хорошо воспроизводятся пространственные особенности для характеристик циклонов и оцениваются их тренды. При этом только 3 из 5 моделей со спектральным притягиванием могут адекватно воспроизводить пространственные особенности для трендов всех анализировавшихся характеристик арктических циклонов.

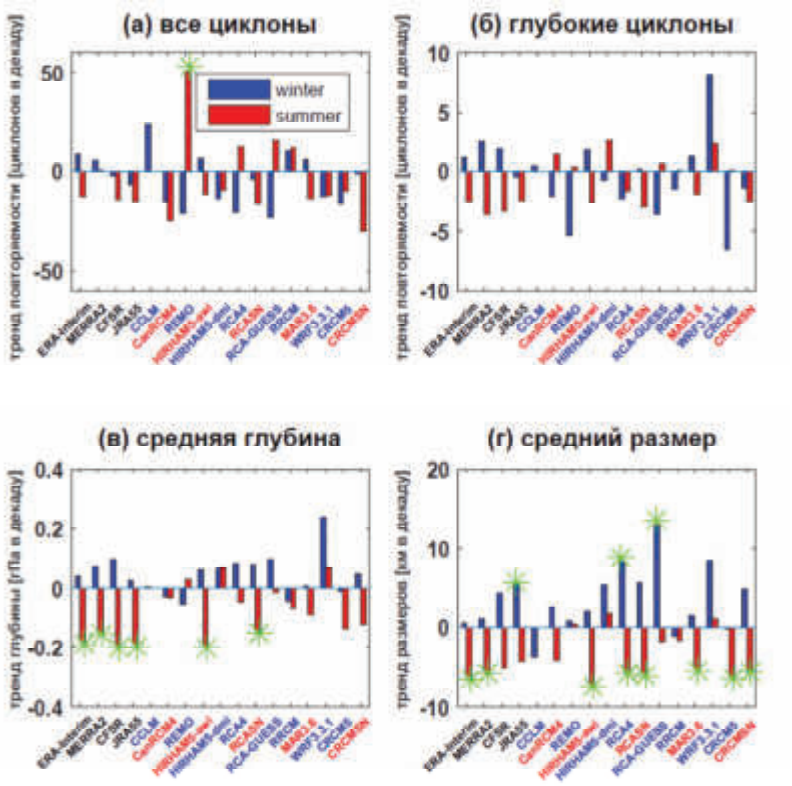


Рис. 4. Изменения (тренды) характеристик зимних и летних арктических циклонов за 30 лет (для 1981-2010 гг.) по разным данным реанализа и модельным расчетам. Статистически значимые оценки трендов отмечены зелеными звездочками.

Таблица 1

Основные параметры моделей и данных реанализа: *U* – зональный ветер, *V* – меридинальный ветер, *T* – температура, *Q* – влажность.

Тип данных	Данные	Оригинальное разрешение (вертикальное, горизонтальное)	Тип "притягивания"	Толщина морского льда
Реанализ	ERA-Interim	L60, 0.75^0 (~ 75 км)		
	MERRA2	L72, 0.5^0x0.625^0 (~50 км)		
	CFSR	L64, 0.5^0 (~50 км)		
	JRA55	L60, 1.25^0 (~ 60 км)		
РКМ	CCLM	L60, 0.125^0 (~15 км)		Климатология PIOMAS
	CanRCM4	L32, 0.44^0 (~45 км)	спектральное (*U, V,* выше 850 гПа)	Пространственно варьирующаяся месячная климатология
	REMO	L40, 0.5^0 (~50 км)		2 м
	HIRHAM5-awi	L40, 0.5^0 (~50 км)	точечное (*T, U, V, Q*)	2 м
	HIRHAM5-dmi	L31, 0.44^0 (~45 км)		2 м
	RCA4	L40, 0.44^0, (~45 km)		1 м
	RCASN		спектральное (*U, V, T,* выше 850 гПа)	
	RCA-GUESS	L40, 0.44^0, (~45 км)		1 м
	RRCM	L25, 50 км (~0.5^0)		1.5 м
	MAR3.6	L23, 50 км (~0.5^0)	спектральное (*U, V, T* для нижней стратосферы)	0.5 м
	WRF3.3.1	L51, 0.44^0, (~45 км)		3 м
	CRCM5	L55, 0.44^0, (~45 км)		0.001-2.5 м
	CRCMSN		спектральное (*U, V,* выше 850 гПа)	

При этом для двух из пяти моделей со спектральным притягиванием (CanRCM4 и CRCMSN) отмечены высокие коэффициенты пространственной корреляции с данными реанализа ERA-Inerim для трендов частоты циклонов, но меньшие коэффициенты пространственной корреляции для средней глубины и размеров циклонов. В этих двух моделях в качестве корректируемых в рамках процедуры спектрального притягивания модельных переменных использовали лишь компоненты ветра, в то время как для других моделей дополнительно использовалась процедура корректирования (“притягивания”) температуры на разных уровнях (Таблица 1). Это способствовало улучшению воспроизведения таких характеристик арктических циклонов, как глубина и размеры, и их изменений. Таким образом, межмодельные различия можно связать с разным представлением вертикального и горизонтального распределения температуры в моделях, и, как следствие, с разными оценками устойчивости атмосферы, от которых зависит циклоническая активность.

В целом отмечено, что характеристики арктических циклонов и их региональные особенности по модельным расчетам в целом согласуются с полученными по данным реанализа в годовом ходе и межгодовой изменчивости. Модели со “спектральным притягиванием” способны более адекватно, чем модели без “спектрального притягивания”, воспроизводить вариации циклонической активности. При этом характеристики циклонов чувствительны к выбору корректируемых (“притягиваемых”) в рамках процедуры “спектрального притягивания” переменных.

Наиболее сильные межмодельные различия, отмеченные для повторяемости наиболее мелких арктических циклонов, могут быть связаны с тем, что в модели с достаточно высоким пространственным разрешением возможно детектирование полярных мезоциклонов с проявлением особенностей, зависящих от описания в модели ключевых региональных процессов, способствующих генерации. Для воспроизведения мелких полярных мезоциклонов необходимы модели с более высоким пространственным разрешением и с адекватным описанием мезомасштабных процессов в Арктике.

Отмечена связь между изменениями зонального ветра и характеристиками арктических циклонов. По расчетам для большинства анализировавшихся региональных моделей зональная скорость ветра в арктической атмосфере как зимой, так и летом, в целом меньше, чем по данным реанализа. С этим могут быть связаны, в частности, соответствующие различия глубины арктических циклонов и частоты глубоких циклонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №18-35-00091-мол_а.

Литература

1. *Акперов М.Г., Бардин М.Ю., Володин Е.М., Голицын Г.С., Мохов И.И.* Функции распределения вероятностей циклонов и антициклонов по данным реанализа и модели климата ИВМ РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43, № 6. С. 764-772.
2. *Акперов М.Г., Мохов И.И.* Сравнительный анализ методов идентификации внетропических циклонов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 5. С. 620–637.
3. *Акперов М.Г., Мохов И.И.* Оценки чувствительности циклонической активности в тропосфере внетропических широт к изменению температурного режима // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 2. С. 129-136.
4. *Алексеев Г.В.* Арктическое измерение глобального потепления // Лёд и снег. 2014
5. *Голицын Г.С., Мохов И.И, Акперов М.Г., Бардин М.Ю.* Функции распределения вероятности для циклонов и антициклонов в период 1952-2000 гг.: инструмент для определения изменений глобального климата // Доклады АН. 2007. Т.413. № 2. С. 254-256.
6. *Метеорологические* и геофизические исследования. М.: Paulsen, 2011. 352 с.
7. *Мохов И.И.* Диагностика структуры климатической системы. СПб: Гидрометеоиздат. 1993. 271 с.
8. *Мохов И.И.* Современные изменения климата Арктики // Вестник РАН. 2015. Т. 85. № 5–6. С. 478–484.. № 2 (126). С. 53–68.
9. *Мохов И.И., Гряник В.М., Доронина Т.Н., Лагун В.Е., Мохов О.И., Наумов Э.П., Петухов В.К., Тевс М.В., Хайруллин Р.Р.* Вихревая активность в атмосфере: Тенденции изменения. М.: Институт физики атмосферы РАН. 1993. 96 с.

10. *Мохов И.И., Мохов О.И., Петухов В.К., Хайруллин Р.Р.* Влияние глобальных климатических изменений на вихревую активность в атмосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1992а. Т. 28. № 1. С. 11-26.
11. *Мохов И.И., Мохов О.И., Петухов В.К., Хайруллин Р.Р.* О влиянии облачности на вихревую активность атмосферы при изменениях климата // Метеорология и гидрология. 1992б. № 1. С. 5-11.
12. *Мохов И.И., Семенов В.А., Хон В.Ч., Погарский Ф.А.* Изменения распространения морских льдов в арктике и связанные с ними климатические эффекты: диагностика и моделирование // Лёд и снег. 2013. № 2(122). С. 53–62.
13. *Akperov M., Mokhov I., Rinke A., Dethloff K., Matthes H.* Cyclones and their possible changes in the Arctic by the end of the twenty first century from regional climate model Simulations // Theoretical and Applied Climatology. 2014. doi: 10.1007/s00704-014-1272-2.
14. *Dethloff K., Rinke A., Lehmann R., Christensen J.H., Botzet M., Machenhauer B.* Regional climate model of the Arctic atmosphere // J. Geophys. Res. 1996. V. 101D(18). P. 23401–23422.
15. *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. №. 7. P. 2561-2568.
16. *Neu U., Akperov M.G., Benestad R., Blender R., Caballero R., Cocozza A., Dacre H., Feng Y., Grieger J., Gulev S., Hanley J., Hewson T., Hodges K., Inatsu M., Keay K., Kew S.F., Kindem I., Leckebusch G.C., Liberato M., Lionello P., Mokhov I.I., Pinto J.G., Raible C.C., Reale M., Rudeva I., Schuster M., Simmonds I., Sinclair M., Sprenger M., Tilinina N.D., Trigo I.F., Ulbrich S., Ulbrich U., Wang X.L., Wernli H., Xia L.* IMILAST – a community effort to intercompare cyclone detection and tracking algorithms: quantifying method-related uncertainties // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2013. V. 94(4). P. 529–547.
17. *Pithan F. Mauritsen T.* Arctic amplification dominated by temperature feedbacks in contemporary climate models // Nature Geoscience. 2014. V. 7. P. 181–184.
18. *Polar Lows*. Rasmussen E. and J. Turner, Eds., Cambridge Univ. Press. 2003. 612 p.
19. *Simmonds I., Burke C., Keay K.* Arctic climate change as manifest in cyclone behavior // J. Climate. 2008. V. 21. P. 5777–5796.
20. *Shkolnik I.M., Efimov S.V*. Cyclonic activity in high latitudes as simulated by a regional atmospheric climate model: added value and uncertainties // Environ. Res. Lett. 2013. V. 8. 045007, doi:10.1088/1748-9326/8/4/045007.
21. *Ulbrich U., Leckebusch G.C., Grieger J., Schuster M., Akperov M., Bardin M.Yu., Feng Y., Gulev S., Inatsu M., Keay K., Kew S.F., Liberato M.L.R., Lionello P., Mokhov I.I., Neu U., Pinto J.G., Raible C.C., Reale M., Rudeva I., Simmonds I., Tilinina N.D., Trigo I.F., Ulbrich S., Wang X.L., Wernli H. and the IMILAST team.* Are Greenhouse Gas Signals of Northern Hemisphere winter extra-tropical cyclone activity dependent on the identification and tracking algorithm? // Meteorol. Z. 2013. V. 22. No. 1. P. 61–68.
22. *Uppala S.M., Kållberg P.W., Simmons A.J., Andrae U., da Costa Bechtold V., Fiorino M., Gibson J.K., Haseler J., Hernandez A., Kelly G.A., Li X., Onogi K., Saarinen S., Sokka N., Allan R.P., Andersson E., Arpe K., Balmaseda M.A., Beljaars A.C.M., van de Berg L., Bidlot J., Bormann N., Caires S., Chevallier F., Dethof A., Dragosavac M., Fisher M., Fuentes M., Hagemann S., Hólm E., Hoskins B.J., Isaksen L., Janssen P.A.E.M., Jenne R., McNally A.P., Mahfouf J.-F., Morcrette J.-J., Rayner N.A., Saunders R.W., Simon P., Sterl A., Trenberth K.E., Untch A., Vasiljevic D., Viterbo P., Woollen J.* The ERA-40 re-analysis // Quart. J. R. Meteorol. Soc. 2005. V. 131. P. 2961–3012.

Динамика индекса континентальности Горчинского при изменениях климата

Г.А. Александров, А.С. Гинзбург, Г.С. Голицын

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

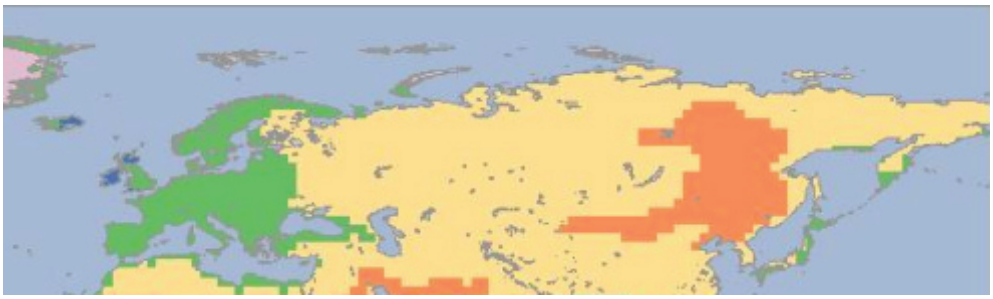
Любому состоянию климатической системы соответствует определенный набор региональных климатических условий, или, кратко, локальных климатов. Существенные изменения состояния климатической системы сопровождаются изменениями набора локальных климатов. Одной из наиболее общих характеристик локального климата является сезонный ход среднемесячной температуры воздуха (*Александров 2017*). Локальный сезонный ход среднемесячной температуры воздуха представляет собой нелинейный отклик климатической системы в целом на сезонные изменения в пространственном распределении радиационного баланса. В результате, амплитуда сезонного хода среднемесячной температуры воздуха существенно различается между точками наблюдений, расположенными на одной широте и, соответственно, получающими примерно одинаковое количество среднемесячной солнечной радиации. Различия в амплитуде сезонных изменений температуры воздуха, не связанные с амплитудой сезонных изменений приходящей солнечной радиации, описываются индексами континентальности. Статистические характеристики глобального пространственного распределения индекса континентальности могут рассматриваться как количественный показатель состояния климатической системы (*Александров и др. 2018*). Ниже обсуждается взаимосвязь между медианой распределения индекса континентальности Горчинского между 30-й и 60-й широтой северного полушария и медианой распределения среднегодовой температуры воздуха при изменении климата, которое может быть вызвано повышением углекислого газа в атмосфере.

Индекс континентальности Горчинского (ИКГ) был предложен польским климатологом Владиславом Горчинским в начале XIX-го века (*Gorczynski 1920*). Поскольку Горчинский известен как пионер актинометрических наблюдений (пиранометр Молля-Горчинского), то можно предположить, что его интерес к проблеме «измерения» континентальности был связан вопросом, поставленным в классической монографии Воейкова (*Воейков 1884, С.5*), опубликованной в 1884 году: «... везде температура воздуха выше, чем можно было ожидать по получаемой разными параллелями солнечной теплоте, по сравнению с экватором. Не следует ли вывести отсюда заключение о том, что умеряющее действие воды замечается не только в том, что уменьшаются крайности температуры зимы и лета, но кроме того и разности между широтами тоже уменьшаются?»

Горчинский обратил внимание на то, что разность между среднемесячной температурой воздуха самого теплого месяца и среднемесячной температурой самого холодного месяца (A_o) над океаном между 30-й и 60-й широтой южного полушария (т.е. в области, наиболее удаленной от континентов) зависит от синуса широты: $A_o(\phi)= 12\sin\phi$, предложил измерять континентальность по отклонению разности между среднемесячной температурой воздуха самого теплого месяца и среднемесячной температурой самого холодного месяца (A) от A_o: $K=c(A-A_o(\phi))/\sin\phi$ – и определил численное значение коэффициента c по данным наблюдений в Верхоянске: $c=100/(A_{\text{Верхоянск}} - A_o(\phi_{\text{Верхоянск}}))=1{,}7$ – полагая климат Верхоянска стопроцентно континентальным. Другими словами, c представляет собой «градуировочный» коэффициент, значение которого выбрано так, что K равно 100% для климатических условий Верхоянска (т.е. в области, наиболее удаленной от океанов при западной розе ветров).

Индекс континентальности Горчинского (ИКГ) нередко применяется для характеристики климатических условий европейского континента (*Poltaraus and Staviskiy 1986*, *Vilchek et al. 2016*). Он вычисляется по формуле: $K=1{,}7A/\sin\phi - 20{,}4$, где K – величина ИКГ в %, A разность между среднемесячной температурой воздуха самого теплого месяца и

среднемесячной температурой самого холодного месяца (в °C), ϕ – географическая широта характеризуемой местности в градусах. Климатические условия местности называются умеренно морскими, если $0 \le K < 33$, континентальными, если $33 \le K < 67$, и резко континентальными, если $67 \le K < 100$ (Рис.1.)



- морской умеренно морской, - континентальный, - резко континентальный

Рис. 1. Зоны морского, умеренно морского, континентального и резко континентального климата, в климатологических данных MPI-ESM для последнего тысячелетия, выделяемые по индексу Горчинского.

На Рис.1. представлены значения ИКГ рассчитанные для набора локальных климатов, определяемых климатологией MPI-ESM для последнего тысячелетия. MPI-ESM – одна из наиболее известных моделей климатической системы (*Giorgetta et al. 2013*). Результаты численных экспериментов, проведенных на этой модели, включают данные о среднемесячной температуре воздуха в узлах географической сетки координат с размерностью 96×192 (т.е. с пространственным разрешением около 1,8 градуса по широте и долготе). Эти данные были использованы для вычисления глобальных полей ИКГ не только для последнего тысячелетия, но и для 1961-90гг, и для 2071-2100 гг. при сценарии RCP 8.5 (*Мосс и др. 2008*).

Анализ полученных таким образом глобальных полей ИКГ выявил взаимосвязь между ИКГ и среднегодовой температурой воздуха (СГТ). Медиана распределения значений ИКГ в узлах географической сетки координат между 30-й и 60-й широтой северного полушария в расчетных климатологических данных MPI-ESM для последнего тысячелетия равна 26,9%, для 1961-90 гг. – 25,6%, а для 2071-2100 гг. (сценарий RCP 8.5) – 23,8%. А медианы распределения значений среднегодовой температуры равны 7,4°C, 8,0°C и 11,7°C, соответственно.

Взаимосвязь между ИКГ и СГТ, выявленная в расчетных климатологических данных MPI-ESM, обнаруживается и в данных метеорологических наблюдений на метеостанции ВВЦ (Москва). Анализ временного ряда среднемесячной температуры воздуха показал, что в период 1951-2000гг. повышение СГТ сопровождалось снижением ИКГ (Рис. 2*a*).

Для выявления взаимосвязи между СГТ и ИКГ в данных наблюдений на метеостанции ВВЦ использовался метод скользящих средних. Временной ряд среднемесячной температуры воздуха был преобразован во временной ряд 30-летнего скользящего среднего среднемесячной температуры:

$$T_{30}(m,n) = \frac{1}{30}\sum_{k=n-14}^{n+15} T(m,k) \quad (1)$$

где $T(m,k)$ – среднемесячная температура воздуха в m-м месяце k-го года, а $T_{30}(m,n)$ – среднемесячная температура воздуха в m-м месяце, осредненная за 30 лет, начиная с (n-14)-

го года и заканчивая (n+15)-м годом, где n принимает значение от 1965 до 2000. А затем, исходя из значений $T_{30}(m,n)$, были вычислены 30-летние скользящие средние ИКГ и СГТ, представленные на Рис. 2*а*.

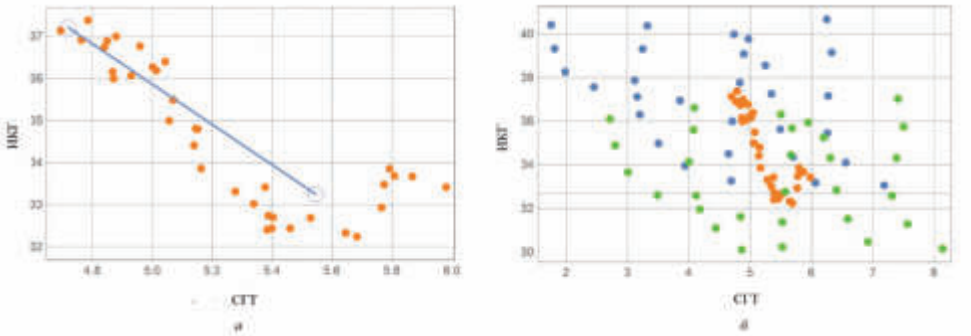


Рис. 2. Взаимосвязь между ИКГ и СГТ, выявленная в расчетных климатологических данных MPI-ESM для узлов, покрывающих территорию Центрального федерального округа РФ (синий цвет), и в данных метеорологических наблюдений на метеостанции Москва-ВВЦ (оранжевый цвет): (а) сравнение временного ряда 30-летних скользящих средних (оранжевый цвет) и медиан пространственного распределения в климатологических данных для последнего тысячелетия и для 1960-90 гг. (синий цвет); (б) сравнение временного ряда 30-летних скользящих средних (оранжевый цвет) и значений в узлах географической сетки, покрывающих территорию Центрального федерального округа, для последнего тысячелетия (синий цвет) и для 1960-90гг. (зеленый цвет).

На этом же рисунке показаны значения медианы ИКГ и СГТ, рассчитанные по климатологическим данным MPI-ESM для узлов географической сетки, заключенных между 51-й и 59-й широтой северного полушария и 31-м и 42-м восточным меридианом, т.е. покрывающих значительную часть Центрального федерального округа. Они демонстрируют насколько хорошо взаимосвязь между ИКГ и СГТ, выявленная в климатологических данных MPI-ESM для этого региона, подтверждается данными метеорологических наблюдений.

Анализ динамики индекса континентальности Горчинского при изменениях климата представляет собой дальнейшее развитие исследований, начатых Елисеевым и Моховым в начале 2000-х.

В работе (*Eliseev and Mokhov. 2003*), был применен метод амплитудно-фазовых характеристик (*Мохов, 1985*) для анализа глобальных полей метеорологических данных. В этой работе было показано, что на большей части суши наблюдается отрицательная корреляция между СГТ и амплитудой годового хода температуры воздуха (АГТ). Положительная корреляция была обнаружена только в Северной Африке и Центральной Америке. В 2006 году, они применили метод амплитудно-фазовых характеристик для анализа глобальных полей температуры воздуха, полученных в численных экспериментах на моделях климатической системы, и обнаружили в модельных расчетах отрицательную корреляцию между СГТ и АГТ на значительной части суши (*Елисеев и др. 2006*).

Исследования по данной теме (*Eliseev and Mokhov. 2003, Елисеев и др. 2006, Stine and Huybers 2012*, *Qian and Zhang 2015*, *Lynch et al. 2016, Cornes et al. 2017*) показывают, что статистические характеристики глобального распределения АГТ являются показателем состояния климатической системы, которые имеет смысл использовать для диагностики изменений климата наряду с таким традиционным показателем как СГТ.

На величину АГТ влияет амплитуда годового хода приходящей солнечной радиации (АГР), свойства подстилающей поверхности и циркуляция атмосферы (*Stine and Huybers, 2012*). Поскольку АГТ над океанами значительно ниже, чем над сушей, снижение АГТ над сушей нередко рассматривают как признак усиления процессов переноса тепла с океана на сушу.

ИКГ учитывает циркуляцию атмосферы в большей степени, чем АГТ. Так как АГР зависит от широты, частное от деления АГТ на синус широты в меньшей степени зависит от АГР, чем АГТ. Поэтому медиану пространственного распределения ИКГ между 30-й и 60-й широтой северного полушария можно рассматривать как косвенную характеристику интенсивности переноса тепла с океана на сушу. Кроме того, в отличие от АГТ, временные ряды ИКГ можно сравнивать с пространственными рядами ИКГ (Рис.2б), что дает возможность принять или отвергнуть гипотезу об эргодичности циркуляционных процессов для тех или иных регионов (*Дымников 2007*, *Drótos et al. 2016*).

Литература

1. *Александров Г.А.* К вопросу о выборе общего показателя для мониторинга экоклиматических изменений// Проблемы экологического мониторинга и моделирования экосистем. 2017. Т. XXVIII. № 1. С. 73-82.
2. *Александров А.Г., Гинзбург А.С., Голицын Г.С.* Динамика индекса континентальности при изменениях климата. В сб.: Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Международная конференция, посвященная столетию со дня рождения академика Александра Михайловича Обухова. Москва. 16–18 мая 2018 г. Сборник тезисов докладов. М.: Физматкнига. 2018. С. 58.
3. *Воейков А.И.* Климаты земного шара / Санкт-Петербург. Картографическое заведение А. Ильина. 1884. 723с.
4. *Дымников В.П.* Устойчивость и предсказуемость крупномасштабных атмосферных процессов / Москва. ИВМ РАН. 2007. 283 с.
5. *Елисеев А.В., Мохов И.И., Гусева М.С.* Чувствительность амплитудно-фазовых характеристик годового хода приповерхностной температуры к изменению среднегодовой температуры: Сравнение данных реанализа и результатов расчетов с климатическими моделями // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т.42. N.3 С.326-340
6. *Мосс Р., Бабикер М., Бринкман С., Кальво Э., Картер Т., Эдмондс Д., Эльгизули И., Емори С., Ерда Л., Хиббард К., Джоунс Р., Кайнума М., Келлехер Д., Ламарк Ж. Ф., Мэннинг М., Мэтьюз Б., Мил Дж., Мейер Л., Митчелл Дж., Накиченович Н., О'Нейл Б., Пичс Р., Риахи К., Роуз С., Рунчи П., Штуффер Р., ван Вуурен Д., Вейант Дж., Уилбэнкс Т., Паскаль ван Иперселе Ж., Зюрек М.* О новых сценариях анализа выбросов, изменения климата, воздействий и стратегий реагирования. Техническое резюме / Женева. Межправительственная группа экспертов по изменению климата. 2008. 42 с.
7. *Мохов И.И.* Метод амплитудно-фазовых характеристик для анализа динамики климата//Метеорология и гидрология. 1985. №5. С. 80-89.
8. *Cornes R.C., Jones P.D., Qian C.* Twentieth-Century Trends in the Annual Cycle of Temperature across the Northern Hemisphere // J. Climate. 2017. V.30. P.5755–5773.
9. *Drótos G., Bódai T., Tél T.* Quantifying nonergodicity in nonautonomous dissipative dynamical systems: An application to climate change //Physical Review E. 2016. V. 94. №. 2. P. 022214.
10. *Eliseev A.V., Mokhov I.I.* Amplitude-phase characteristics of the annual cycle of surface air temperature in the Northern Hemisphere // Adv. Atmos. Sci. 2003. V.10. N.1. P.1-16.
11. *Giorgetta M. A. et al.* Climate and carbon cycle changes from 1850 to 2100 in MPI-ESM simulations for the coupled model intercomparison project phase 5// J. Adv. Model. Earth Syst. 2013. V. 5. P. 572–597.
12. *Gorczynski W. L.* Sur le calcul du degré de continentalisme et son application dans la climatologie // Geogr. Ann. 1920. V.2. P. 324–331.
13. *Lynch C., Seth A., Thibeault J.* Recent and Projected Annual Cycles of Temperature and Precipitation in the Northeast United States from CMIP5 //J. Climate. 2016. V.29. P.347–365.
14. *Poltaraus B. V., Staviskiy D.B.* The changing continentality of climate in central Russia //Soviet Geography. 1986. V. 27. №. 1. P. 51-58.
15. *Qian, C., Zhang X.* Human Influences on Changes in the Temperature Seasonality in Mid- to High-Latitude Land Areas // J. Climate. 2015. V.28. P.5908–5921.
16. *Stine A.R., Huybers P.* Changes in the Seasonal Cycle of Temperature and Atmospheric Circulation // J. Climate. 2012. V.25. P.7362–7380.
17. *Vilček J., Škvarenina J., Vido J., Nalevanková P., Kandrík R., Škvareninová J.* Minimal change of thermal continentality in Slovakia within the period 1961–2013 // Earth Syst. Dynam. 2016. V.7. P.735-744.

Влияние переносов в атмосфере и океане и аномалий температуры воды в низких широтах на колебания климата Арктики

Г.В. Алексеев[1], Н.И. Глок[1], С.И. Кузмина[2], А.Е. Вязилова[1], А.В. Уразгильдеева[1]

[1] Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург
[2] Научный фонд «Нансен-центр», г. Санкт-Петербург

Необычно теплая зима в Арктике в 2015–2016 гг. исследователями объясняется вторжением в приатлантическую Арктику мощного циклонического вихря из Северной Атлантики с влажными и теплыми воздушными массами, способствовавшими увеличению потока нисходящей длинноволновой радиации (*Alexeev et al. 2017, Boisvert et al. 2016, Cullather et al. 2016, Gong et al. 2017, Kim H., Kim B. 2017, Park et al. 2015, Lee et al. 2017*), а также росту турбулентного потока тепла к поверхности (*Kim H., Kim B. 2017, Yim et al. 2016, Alexeev et al. 2017*).

Интрузии с циклоническими системами полагаются (*Woods et al. 2013, Woods and Caballero 2016, Graham et al. 2017*) важными источниками водяного пара, влияющим на увеличение нисходящей длинноволновой радиации (НДВР). Woods et al. (*2013*) нашли, что с 1990 по 2010 г. 28% общего переноса влаги через 70° с.ш. в основном из Северной Атлантике в Баренцево и Карское моря, а также из Тихого океана приходится на такие события. Исторические записи температуры показывают (*Graham et al. 2017*), что зимние потепления наблюдались на большей части Арктического океана с конца 19 столетия. Они связаны с штормовыми системами, происходящими из Атлантического или Тихого океанов, причем из Атлантического океана в два раза чаще.

Сильные потепления в районе Северного полюса отмечались в 1930-е годы (*Дзердзеевский 1943, Виттельс 1946*). В работах (*Cullather et al. 2016, Yim et al. 2016, Woods and Caballero 2016, Woods et al. 2013, Lee et al. 2017*) в качестве главного фактора увеличения нисходящей длинноволновой радиации рассматривается приток водяного пара. (*Gong et al. 2017, Wang et al. 2017, Park et al. 2015, Kim H., Kim B. 2017, Ghatak and Miller 2013*) указывают и на вклад повышения температуры воздуха, что соответствует используемым при расчетах ДВР эмпирическим формулам (*Makshtas et al. 1991*), имеющим общий вид

$$F_{dn} = \varepsilon_*(n, T, e)\sigma T^4 ,$$

где ε_* – эффективная длинноволновая излучательная способность атмосферы, являющаяся функцией облачности (n), температуры (T) и давления водяного пара (e) на уровне 2м.

Kim H. and B. Kim (*2017*) рассчитали переносы как скрытого (водяного пара) так и явного тепла по данным реанализа ERA-Interim и нашли, что средние интегральные по вертикали переносы влаги и тепла зимой через северо-европейский сектор 0-90°E, 70-90°N связаны со средними значениями НДВР в секторе с коэффициентами корреляции 0.80 и 0.62, соответственно. Тем самым они подтвердили зависимость НДВР от притоков как влаги, так и тепла и показали соответствие изменений обеих переносов. Oort (*1974*) также считал, что в среднем за год большая часть энергии, необходимой для баланса радиационного охлаждения в полярной шапке, поступает с атмосферными переносами через южную границу. При этом приток явного тепла плюс потенциальная энергия доминирует над притоком скрытой теплоты.

В предыдущих исследованиях, в которых выполнялись расчеты атмосферных переносов в Арктику по результатам глобальных моделей, по данным реанализов и аэрологических наблюдений не удавалось получить согласованных заключений об их влиянии на потепление, о трендах переносов, о соотношении между переносами в атмосфере и океане, о распределении переносов по вертикали. Оценки по результатам экспериментов с глобальными моделями климата не дали однозначного ответа о роли атмосферных переносов

в усилении потепления климата Арктики. Kay et al. (*2012*) в ансамбле моделей климата разной сложности нашли, что локальные обратные связи более важны, чем перенос тепла к полюсу. Hwang et al. (*2011*) получили в моделях с большим арктическим усилением более сильную альбедную, а также длинноволновую радиационную обратные связи, и лишь слабый рост или даже уменьшение переноса энергии в Арктику. Woods et al. (*2013*) показали, что зонально осредненный интегральный перенос влаги по расчетам на моделях из CMIP5 согласуется с расчетами по данным реанализа, но значительной недооценкой переноса через атлантический сектор и переоценкой для тихоокеанского сектора. Koenigk et al. (*2013*) обнаружили в расчетах на глобальной модели климата EC-Earth2.3 при сценарии RCP8.5 уменьшение меридионального атмосферного переноса тепла в Арктику.

Также противоречивы оценки роли атмосферных переносов тепла и влаги в усиление потепления в Арктике, выполнявшиеся по данным реанализов и аэрологических наблюдений. Graversen et al. (*2006*, *2008*) по данным реанализа ERA-40 нашли наибольшее усиление роста температуры выше поверхности, которое авторы отнесли на счет атмосферного переноса, более заметного в летнюю половину года. Но Screen, Simmonds, (*2010*), Screen et al. (*2012*) определили по данным реанализа ERA/Interim максимальные тренды температуры воздуха у поверхности и заключили, что главная роль в усилении потепления в Арктике принадлежит сокращению площади морского льда, а увеличение содержания водяного пара в атмосфере в результате сокращения ледяного покрова может усилить потепление летом и в начале осени.

Наши исследования (*Алексеев и др. 2016*) восполнили пробелы в оценках роли атмосферных переносов в потеплении Арктики, обратив особое внимание на их пространственно-временное распределение и вклад в изменчивость температуры воздуха отдельно для зимы и лета. При этом наряду с данными реанализа ERA-Interim, были использованы результаты экспериментов на глобальных моделях климата из CMIP5, чтобы оценить способность моделей воспроизвести результаты, полученные из реанализа. Дальнейшие исследования показали влияние на переносы тепла и влаги в Арктику аномалий температуры в низких широтах океана, которое осуществляется при участии океанических переносов (*Алексеев и др. 2017*).

Материалы и методы исследования

Для исследования использованы расчеты переносов явного и скрытого тепла в Арктику через «атлантические ворота» на 70° с.ш. в зимний период (декабрь-февраль) 1980–2015 гг. (*Алексеев и др. 2016*), выполненные по данным реанализа ERA/Interim (*Dee et al. 2011*). Аномалии ТПО оценивались по данным океанического реанализа HadISST (http://hadobs.metoffice.com.hadsst/) с пространственным разрешением 1×1° за период с 1951 по 2015 гг. Колебания поступления воды из Атлантики в Баренцево море оценивались по температуре воды в слое 50–200м на разрезе по Кольскому меридиану по данным ПИНРО (*Карсаков и др. 2009*).

Инструментом количественной оценки влияния аномалий ТПО послужил многомерный взаимно-корреляционный анализ использованных рядов для определения максимальных коэффициентов корреляции (ρ_{mk}) между аномалиями ТПО и характеристиками климата и соответствующих им запаздываний. Расчеты коэффициентов корреляции выполнялись при запаздываниях от 0 до 5 лет:

$$\rho_{mk} = \frac{1}{N-k}\sum_{g=1}^{N-k}\left(T_{mg} \times M_{g+k}\right) ,$$

где *T, M* – нормированные значения ТПО и МАПТ, g = 1,2,…N – годы, N – длина ряда, m = 1,2…,12 – месяцы, k = 0,1,2,... – запаздывание (годы).

Результаты

Расчеты меридиональных атмосферных переносов тепла и влаги в Арктику показали, что основной приток явного и скрытого тепла в высокоширотную Арктику в зимний период происходит через атлантическую часть ее южной границы по 70° с.ш. (от 0° до 80° в.д.) в слое от поверхности до 750 гПа. Вклад этого притока в межгодовую изменчивость средней зимней температуры воздуха на поверхности составляет более 50 % и его величина возрастает (рис. 1).

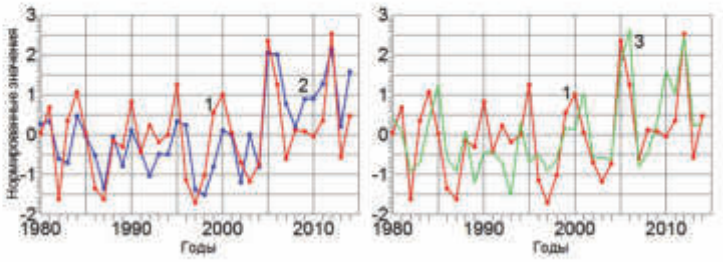


Рис. 1. Нормированные температура (1) в области 70–90° с.ш. и переносы явного (2) и скрытого (3) тепла зимой через атлантические «ворота» на 70° с.ш. (от 0 до 80° в.д.)

Летом основной вклад в потепление вносят радиационные притоки тепла к поверхности, в частности, нисходящая длинноволновая радиация, которая увеличивается вследствие роста содержания водяного пара в атмосфере, а перенос тепла и влаги через 70° с.ш. не влияет на температуру воздуха и содержание водяного пара в нижней тропосфере, где преобладает вынос из Арктики (рис. 2).

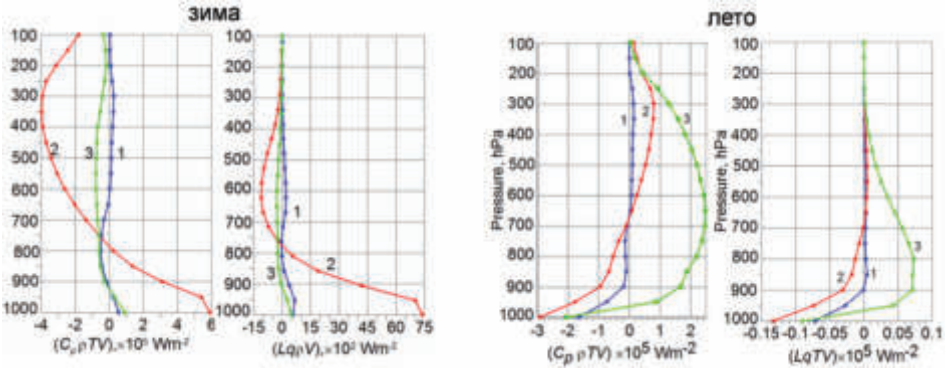


Рис. 2. Вертикальные профили средних меридиональных переносов явного и скрытого тепла через 70° с.ш. зимой и летом. 1 – средний перенос через весь круг широты, 2 – через атлантическую часть (0–80° в.д.), 3 – через тихоокеанскую часть (200–230° в.д.)

Многолетние изменения общего содержания водяного пара в арктической атмосфере показывают рост во все месяцы года параллельно с сокращением площади льда, в то время как перенос водяного пара через 70° с.ш. в летние месяцы не увеличивается (табл. 1).

Таблица 1.

Тренды интегрального содержания (СВП, кг/(м^2·год)), переноса (ПВП, кг/(м·с·год)) водяного пара в область 70–90° с.ш. и площади льда в Северном Ледовитом океане (ПМЛ, 10^3 км^2/год) за1979–2014 гг.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	год
СВП	**0.011**	0.005	0.004	**0.014**	**0.018**	**0.027**	**0.028**	**0.037**	**0.022**	**0.016**	**0.014**	**0.013**	**0.017**
ПВП	0.022	-0.013	0.004	0.020	0.012	0.007	-0.016	-0.001	-0.010	-0.002	**0.046**	0.021	0.009
ПМЛ	**-25.4**	-23.45	-18.58	**-17.84**	**-21.07**	**-39.34**	**-64.3**	**-71.89**	**-84.87**	**-75.05**	**-42.46**	**-30.29**	**-42.88**
Примечание. Жирным шрифтом выделены значимые тренды.													

Летнее таяние и сокращение площади льда ведут к росту содержания водяного пара и нисходящей длинноволновой радиации (табл. 2).

Таблица 2

Корреляция между интегральным содержанием водяного пара в атмосфере (СВП) и нисходящей длинноволновой радиацией (ДВР) на поверхности в области 70–90° с.ш. в летние месяцы 1979-2016

ДВР	СВП			
	Июнь	Июль	Август	Сентябрь
Июнь	0.88	0.57	0.49	0.32
Июль	0.70	0.77	0.60	0.59
Август	0.64	0.78	0.94	0.53
Сентябрь	0.63	0.69	0.72	0.89

Можно оценить обратное влияние этого процесса на сокращение площади льда в линейном приближении зависимостей между ними:

$$\Delta S_R = \rho_{SR}\frac{\sigma_S}{\sigma_R}\times\rho_{RQ}\frac{\sigma_R}{\sigma_Q}\times\rho_{QS}\frac{\sigma_Q}{\sigma_s}\Delta S.$$

Откуда получаем

$$\frac{\Delta S_R}{\Delta S} = \rho_{SR}\cdot\rho_{QR}\cdot\rho_{SQ},$$

где ρ – коэффициенты корреляции между площадью льда *S*, нисходящей длинноволновой радиацией на поверхности *R*, осредненной по области 70–90° с.ш., интегральным содержанием водяного пара в столбе атмосферы *Q*, осредненным по области 70–90° с.ш.
Результаты расчетов по формуле приведены в таблице 3.

Таблица 3

Относительная часть аномалии площади льда в Северном Ледовитом океане (СЛО) и в Сибирских арктических морях (САМ: Карское, Лаптевых, Восточно-Сибирское, Чукотское моря), связанная с усилением/ослаблением сокращения площади за счет обратной связи «сокращение площади – рост содержания водяного пара – увеличение нисходящей ДВР – сокращение площади» в период таяния льда

	июнь	июль	август	сентябрь
СЛО	0.33	0.44	0.43	0.43
САМ	0.35	0.28	0.28	0.26

Данные таблицы показывают, что сокращение площади льда летом самоускоряет процесс летнего очищения СЛО от льда: при появлении пространств открытой воды растет содержание водяного пара, увеличивающего приток нисходящей длинноволновой радиации, в результате ускоряется таяние льда как в СЛО, так и в сибирских арктических морях.

На потепление в Арктике и, особенно, на сокращение площади морских льдов влияет поступление теплой и соленой воды из Северной Атлантики в Баренцево и Гренландское моря. Межгодовые изменения в переносе тепла из Северной Атлантики в Арктику отражаются в колебаниях температуры воды на Кольском разрезе в Баренцевом море (*Карсаков и др. 2009*), которые подтверждают сильное влияние притока атлантической воды на морской ледяной покров в приатлантической Арктике в холодную часть года (рис. 3).

Коэффициенты корреляции между температурой воды и площадью льда равны 0.92(-0.83) для Северного Ледовитого океана и -0.87(-0.76) для Баренцева моря. В скобках указаны коэффициенты корреляции после удаления тренда. Тесная связь между температурой воды и площадью льда сохраняется в течение всего периода роста площади льда с декабря до начала таяния в июне (табл. 4). Причина (механизм) этой связи состоит в восполнении потерь тепла с поверхности моря притоком теплой и соленой воды из Северной Атлантики.

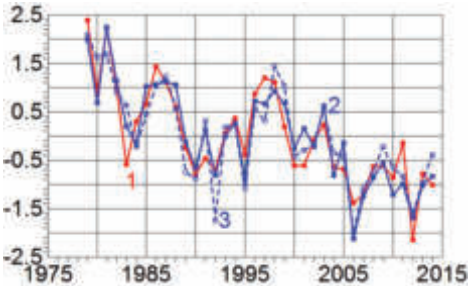


Рис. 3. Температура воды на Кольском разрезе (1), площадь морского льда в СЛО (2) и в Баренцевом море (3) в мае

Таблица 4

Корреляция между температурой воды в слое 50–200м на Кольском разрезе [7] и площадью льда в Баренцевом море 1979–2014 гг.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
К-т	**-0.83**	**-0.82**	**-0.70**	**-0.78**	**-0.87**	**-0.83**	-0.67	-0.48	-0.26	-0.28	-0.44	-0.70

Таким образом, атмосферный и океанический переносы тепла из прилегающих областей Северной Атлантики в Арктику составляют важный источник развития потепления и межгодовой изменчивости ее климата. Воздействие на переносы оказывают аномалии ТПО на поверхности Атлантического, Индийского и Тихого океанов (рис. 4), спустя 2–3 года проявляющиеся в аномалиях переносов тепла в Арктику, и через них в температуре воды, воздуха и площадь льда в Северном Ледовитом океане.

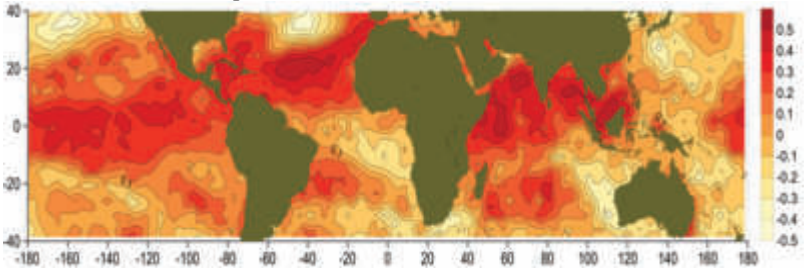


Рис. 4. Области в низких широтах Тихого, Атлантического и Индийского океанов, октябрьские аномалии ТПО в которых коррелированы с зимними переносами тепла в Арктику спустя 27 месяцев.

а б

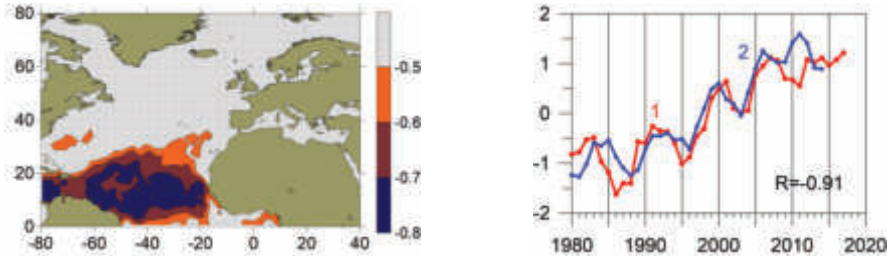


Рис. 5. Аномалии ТПО (октябрь) в Северной Атлантике (а), нормированные аномалии ТПО и площади льда (б). а – область в Северной Атлантике, октябрьские аномалии ТПО в которой коррелированы с площадью льда в Северном Ледовитом океане в декабре спустя 38 месяцев; б – нормированные аномалии ТПО (1) и площади льда (2), сглаженные скользящим осреднением по 3 года. Годы соответствуют аномалиям площади льда. R – коэффициент корреляции между (1) и (2).

На площадь льда в Северном Ледовитом океане наиболее сильное влияние оказывают аномалии ТПО в экваториальной области Северной Атлантики (рис. 5). При этом аномалии площади льда отстают на 38 месяцев от аномалий ТПО в октябре.

Обсуждение

Выполненные до сих пор исследования влияния низкоширотных аномалий ТПО на Арктику предполагают в качестве основного механизма циркуляцию атмосферы. Аномалии ТПО влияют на атмосферные циркуляционные моды, переносящие тепло и влагу в высокие широты. При этом реакция характеристик погоды и климата в Арктике на аномалии ТПО наступает с запаздыванием от 1–2 недель для атмосферных характеристик (*Yooet al. 2011*) до нескольких месяцев для летнего морского льда в Арктике (*Wettstein, Deser 2014*).

Запаздывания в несколько лет могут быть лишь при участии океана в совместном механизме передачи влияния низкоширотных аномалий ТПО на Арктику с участием атмосферных и океанических циркуляционных мод (рис. 6).

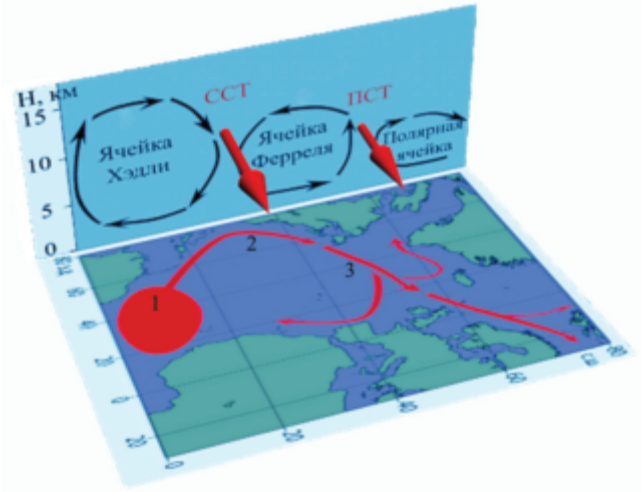


Рис. 6. Схема передачи влияния аномалий ТПО в низких широтах Северной Атлантики в Арктику. 1 — аномалия ТПО, 2 — Гольфстрим, 3 — Северо-Атлантическое течение и его продолжение в виде Норвежского и Западно-Шпицбергенского течений, ССТ — субтропическое струйное течение в атмосфере, ПСС — полярное струйное течение (*Алексеев, Глок 2016*).

Предполагается, что аномалии ТПО в низких широтах усиливают атмосферные циркуляционные ячейки Хедли и Ферреля, отражающие увеличение меридиональной атмосферной циркуляции, ослабляют Северо-Атлантическое колебание в атмосфере, что способствует уменьшению потерь тепла океаном и все это вместе увеличивает океанический перенос тепла в системе Гольфстрим, Северо-Атлантическое, Западно-Шпицбергенское и Норвежское течения. Конечное звено в схеме – усиление океанического притока тепла в Норвежское и Баренцево моря и атмосферных переносов в Арктику.

Влияние аномалий ТПО (АТПО) в низких широтах трех океанов на поступление атлантической воды (АВ) в Баренцево море подтверждается корреляций между АТПО и температурой воды на разрезе по Кольскому меридиану (Ткм), являющейся репрезентативным показателем притока АВ (*Карсаков и др. 2009*). На рис. 7 показаны графики рядов нормированных аномалий ТПО в низкоширотной области Северной Атлантики и Ткм, подтверждающие высокую степень согласия между их межгодовыми изменениями.

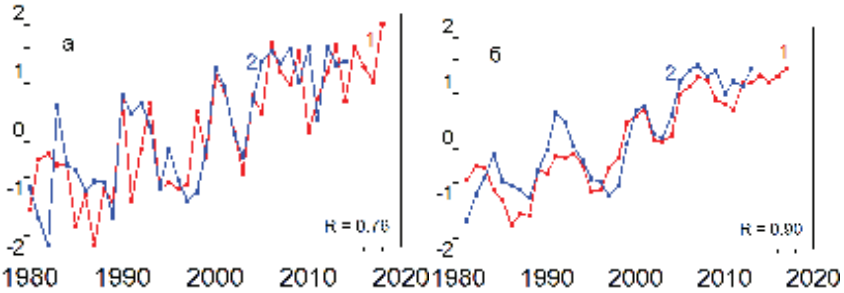


Рис. 7. (а) – Межгодовые изменения нормированных аномалий ТПО в низкоширотной области Северной Атлантики (1) и температуры воды в слое 50–200м на ст. 3–7 на разрезе по Кольскому меридиану (2). (б) – то же после сглаживания рядов скользящим осреднением по 3 года. R – коэффициент корреляции между рядами (1) и (2).

Наибольшее влияние на приток атлантической воды в Баренцево море связано с аномалиями ТПО в Атлантическом и Индийском океанах, причем с одинаковым запаздыванием. Это означает, что влияние аномалий ТПО передается через одну и ту же атмосферную циркуляционную моду, влияющую на океанический перенос тепла в Северной Атлантике. Такой циркуляционной модой может быть Северо-Атлантическое колебание (САК), изменяющееся под влиянием аномалий ТПО в Атлантическом и Индийском океанах. Это предположение подтверждается анализом связи между аномалиями ТПО и индексами Северо-Атлантического колебания, который показал отрицательную корреляцию для всех трех океанов.

Наиболее заметная корреляция (-0.68) отмечена между аномалиями средних за год значений атлантической ТПО и индекса САК. В работе (*Hoerling et al. 2001*) была отмечена отрицательная связь между аномалиями ТПО в низких широтах океана и индексом САК, а также отрицательная корреляции между САК и ТПО в Северной Атлпнтике выше 40° с.ш.. Такое соответствие между САК и ТПО особенно ярко проявляется при экстремально низком и высоким среднегодовых значениях САК (рис.8).

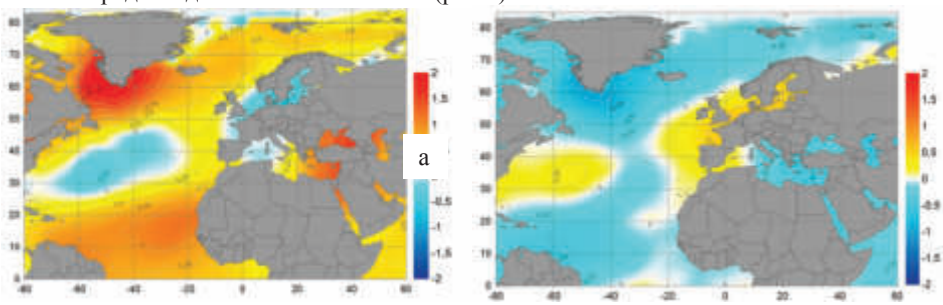


Рис. 8. Среднегодовые аномалии ТПО при экстремальных среднегодовых значениях индекса САК за 1950-2015 гг.: (а) – при отрицательном САК в 2010 году, (б) – при положительном САК в 1989 году.

Из рисунка следует, отрицательный индекс САК соответствует положительной аномалии ТПО в низких широтах и в области севернее 50° с.ш., а при положительном индексе аномалии распределены противоположным образом. Такое соответствие сохраняется в межгодовой изменчивости САК и ТПО в 1980-2015 гг. При отрицательной фазе САК зональная составляющая ветра над Северной Атлантикой ослаблена, а ее максимум находится южнее 40° с.ш. При положительном индексе САК зональный ветер усилен с максимумом севернее 50° с.ш., что способствует охлаждению океана и формированию отрицательной аномалии ТПО (см. рис. 5,б).

Положительная аномалия ТПО в области севернее 40° с.ш., соответствующая положительной аномалии ТПО в тропиках Северной Атлантики и отрицательному индексу САК, через три года проявляется в Норвежском и Баренцевом морях (рис. 9).

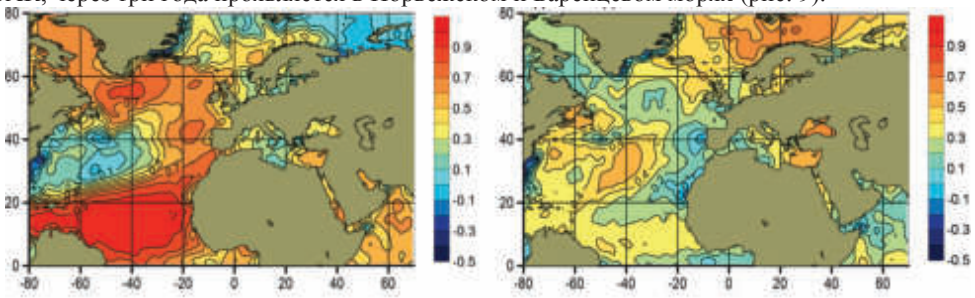


Рис. 9. Поле корреляций между аномалией среднегодовой ТПО в тропической области Северной Атлантики и аномалиями среднегодовой ТПО на всей акватории в 1980-2015 гг. (а) – синхронная корреляция, (б) – с запаздыванием 3 года относительно ТПО в тропиках.

Положительной аномалий ТПО в Норвежском и Баренцевом морях соответствует с усиление зимних атмосферных переносов через «атлантические ворота» в Арктику, судя по корреляции между переносом и температурой воды на Кольском меридиане (рис. 10). Максимум корреляции зимних атмосферных переносов явного тепла с температурой воды на Кольском меридиане приходится на температуру в феврале.

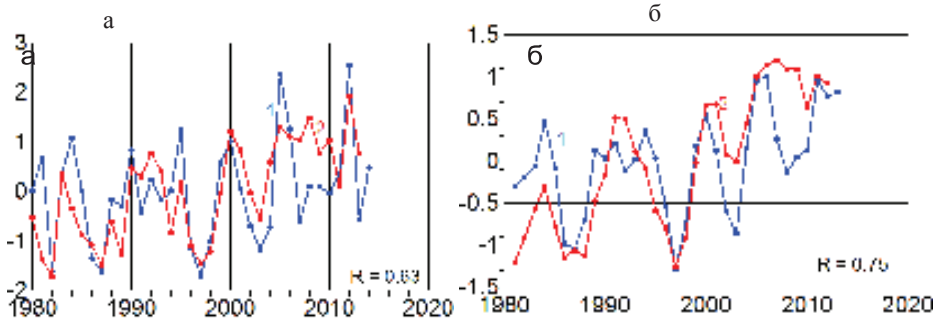


Рис. 10. (а) – нормированные значения зимних атмосферных переносов тепла в Арктику на 1000 гПа через «атлантические ворота» на 70° с.ш. (1) и температура воды в слое 50–200м на разрезе по Кольскому меридиану в феврале (2). (б) – то же после сглаживания по 3 года. R – коэффициент корреляции между (1) и (2).

Заключение

Механизм влияния аномалий ТПО в низких широтах включает взаимодействие циркуляции океана и атмосферы, посредством которого климатический импульс от аномалий ТПО воздействует на Арктику. Аномалии ТПО в низких широтах океанов усиливают меридиональную составляющую атмосферной циркуляции, ослабляют Северо-Атлантическое колебание в атмосфере, что способствует уменьшению потерь тепла океаном и все это вместе увеличивает океанический перенос тепла в системе Гольфстрим, Северо-Атлантическое, Западно-Шпицбергенское и Норвежское течения. Конечное звено – усиление океанического притока тепла в Норвежское и Баренцево моря и атмосферных переносов тепла и влаги в Арктику, где через 2.25 года отмечается рост температуры воды в Баренцевом море и увеличение зимних атмосферных переносов тепла влаги через «атлантические ворота» на 70° с.ш.

Летом основная роль в развитии потепления и сокращения площади льда принадлежит притоку коротковолновой и длинноволновой радиации, которые растут в результате

действия обратных связей с участием альбедо поверхности и роста содержания водяного пара. Схематически процесс развития потепления в Арктике с участием атмосферных и океанических переносов представлен на рис. 11.

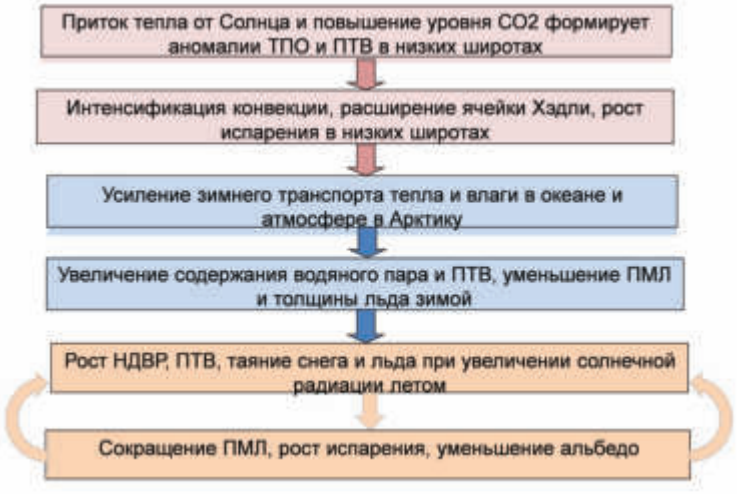


Рис. 11. Схема развития и усиления потепления в Арктике

Исследование поддерживается грантом РФФИ 18-05-00334.

Литература

1. *Алексеев Г.В., Глок Н.И.* Влияние приэкваториальной Северной Атлантики на потепление и сокращение площади морского льда в Арктике // Проблемы Арктики и Антарктики. 2016. № 4. С. 80–87.
2. *Алексеев Г.В., Кузмина С.И., Уразгильдеева А.В., Бобылев Л.П.* Влияние атмосферных переносов тепла и влаги на усиление потепления в Арктике в зимний период // Фундаментальная и прикладная климатология. 2016. Т. 1. С. 43–63.
3. *Алексеев Г.В., Кузмина С.И., Глок Н.И.* Влияние аномалий температуры океана в низких широтах на атмосферный перенос тепла в Арктику // Фундаментальная и прикладная климатология. 2017. Т. 1. С. 106–123.
4. *Виттельс Л.А.* Циклоны северных морей и потепление Арктики // Метеорология и Гидрология. 1946. № 5. С. 32–40.
5. *Дзердзеевский Б.Л.* К вопросу о потеплении Арктики // Изв. АН СССР., сер. геофизическая и географическая. 1943. № 2. С. 60–69.
6. *Карсаков А.Л.* Океанографические исследования на разрезе «Кольский меридиан» в Баренцевом море за период 1900-2008 гг./ Мурманск. Изд-во ПИНРО. 2009. 139 с.
7. *Alexeev V.A., Walsh J.E., Ivanov V.V., Semenov V.A., Smirnov A.V.* Warming in the Nordic Seas, North Atlantic storms and thinning Arctic sea ice // Environmental Research Letters. 2017. V. 12. No.8. 084011. https://doi.org/10.1088/1748-9326/aa7a1d
8. *Boisvert L.N., Petty A.A., Stroeve J.C.* The impact of the extreme winter 2015/16 Arctic cyclone on the Barents-Kara Seas // Monthly Weather Review. 2016. V. 144. No. 11. P. 4279–4287.
9. *Cullather R.I., Lim Y.K., Boisvert L.N., Brucker L., Lee J.N., Nowicki S.M.* Analysis of the warmest Arctic winter, 2015–2016 // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. No. 20. P. 10,808–10,816.
10. *Dee D.P. et al.* The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2011. (137). P. 553–597.
11. *Ding Q., Wallace J.M., Battisti D.S., Steig E.J., Gallant A.J.E., Kim H-J., Geng L.* Tropical forcing of the recent rapid Arctic warming in northeastern Canada and Greenland // Nature. 2014. V. 509. P. 209–213.

12. *Ghatak D., Miller J.* Implications for Arctic amplification of changes in the strength of the water vapor feedback // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2013. V. 118(14). P. 7569–7578.
13. *Gong T., Feldstein S., Lee S.* The role of downward infrared radiation in the recent Arctic winter warming trend // Journal of Climate. 2017. V. 30(13). P. 4937–4949.
14. *Graham R.M., Cohen L., Petty A.A., Boisvert L.N., Rinke A., Hudson S.R., ... & Granskog M.A.* Increasing frequency and duration of Arctic winter warming events // Geophys Res. Lett. 2017. V. 44. No. 13. P. 6974–6983. https://doi.org/10.1002/2017GL073395
15. *Graversen R.G.* Do changes in the midlatitude circulation have any impact on the Arctic surface air temperature trend? // Journal of Climate. 2006. V. 19. No. 20. P. 5422–5438.
16. *Graversen R.G., Mauritsen T., Tjernstrom M., Kallen E., Svensson G.* Vertical structure of recent Arctic warming // Nature. 2008. V. 451. P. 53–56.
17. *Hoerling M.P., Hurrell J.W., Xu T.* Tropical origins for recent North Atlantic climate change // Scien. 2001. V. 292. P. 90–92.
18. http://hadobs.metoffice.com.hadsst/
19. *Hwang Y.T., Frierson D.M., Kay J.E.* Coupling between Arctic feedbacks and changes in poleward energy transport // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. No.17. L17704.
20. *Kay J.E., Holland M.M., Bitz C.M., Blanchard-Wrigglesworth E., Gettelman A., Conley A., Bailey D.* The influence of local feedbacks and northward heat transport on the equilibrium Arctic climate response to increased greenhouse gas forcing // J. Clim. 2012. V. 25. No. 16. P. 5433–5450.
21. *Kim H.M., Kim B.M.* Relative Contributions of Atmospheric Energy Transport and Sea Ice Loss to the Recent Warm Arctic Winter // J. Clim. 2017. V. 30. No. 18. P.7441–7450.
22. *Koenigk T., Brodeau L., Graversen R.G., Karlsson J., Svensson G., Tjernström M., ... & Wyser K.* Arctic climate change in 21st century CMIP5 simulations with EC-Earth // Climate Dynamics. 2013. V. 40(11-12). P. 2719–2743. https://doi.org/10.1007/s00382-012-1505-y
23. *Lee S., Gong T., Feldstein S.B., Screen J.A., Simmonds I.* Revisiting the Cause of the 1989-2009 Arctic Surface Warming Using the Surface Energy Budget: Downward Infrared Radiation Dominates the Surface Fluxes // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. No. 20. P. 10,654–10,661.
24. *Makshtas A.P.* The heat budget of Arctic ice in the winter / Cambridge, UK: International Glaciological Society. 1991.
25. *Oort A.H.* Year-to-year variations in the energy balance of the arctic atmosphere // Journal of Geophysical Research. 1974. V. 79. No.9. P. 1253–1260. https://doi.org/10.1029/JC079i009p01253
26. *Park D.S.R., Lee S., Feldstein S.B.* Attribution of the recent winter sea ice decline over the Atlantic sector of the Arctic Ocean // Journal of Climate. 2015. V. 28. No. 10. P. 4027–4033.
27. *Park H.S., Lee S., Son S.W., Feldstein S.B., Kosaka Y.* The impact of poleward moisture and sensible heat flux on arctic winter sea ice variability // J. Clim. 2015. V. 28. No. 13. P. 5030–5040.
28. *Screen J.A., Deser C., Simmonds I.* Local and remote controls on observed Arctic warming // Geophysical Research Letters. 2012. V.39. L10709. https://doi.org/10.1029/2012GL051598
29. *Screen J.A., Simmonds I.* The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification // Nature. 2010. V. 464. P. 1334–1337. https://doi.org/10.1038/nature09051
30. *Wang S.Y.S., Lin Y.H., Lee M.Y., Yoon J.H., Meyer J.D., Rasch P.J.* Accelerated increase in the Arctic tropospheric warming events surpassing stratospheric warming events during winter // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. No. 8. P. 3806–3815. https://doi.org/10.1002/2017GL073012
31. *Wettstein J.J., Deser C.* Internal Variability in Projections of Twenty-First-Century Arctic Sea Ice Loss: Role of the Large-Scale Atmospheric Circulation // J. Clim. 2014. V. 27. No. 2. P. 527–550.
32. *Woods C., Caballero, R., Svensson G.* Large-scale circulation associated with moisture intrusions into the Arctic during winter // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. No. 17. P. 4717–4721.
33. *Woods C., Caballero R.* The role of moist intrusions in winter Arctic warming and sea ice decline // J. Clim. 2016. V. 29. No. 12. P.4473–4485. https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0773.1
34. *Yim B.Y., Min H.S., Kim B.M., Jeong J.H., Kug J.S.* Sensitivity of Arctic warming to sea ice concentration // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. 2016. V. 121(12). P. 6927–6942.
35. *Yoo C., Feldstein S., Lee S.* The impact of the Madden-Julian Oscillation trend on the Arctic amplification of surface air temperature during the 1979–2008 boreal winter // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. No. 24. doi: 10.1029/2011GL049881.

Прогноз вертикальных распределений температуры и ветра в атмосферном пограничном слое с использованием модели WRF-ARW и усвоением данных содара и температурного профилемера

Н.В. Вазаева[1,2], О.Г. Чхетиани[1], Л.О. Максименков[1], М.А. Каллистратова[1], Р.Д. Кузнецов[1,3], С.Н. Куличков[1], Е.А. Миллер[4,5], В.П. Юшков[6]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, г. Москва
[3]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки
[4] Центральная аэрологическая обсерватория, г Долгопрудный, Московская обл.
[5] НПО "АТТЕХ", г Долгопрудный, Московская обл.
[6]Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Введение

В настоящее время актуальна задача исследования возможностей улучшения прогнозов характеристик метеорологических полей и турбулентности в нижней тропосфере и в атмосферном пограничном слое (АПС) за счет своевременного и надежного учета оперативных данных о турбулентности, вертикальных и горизонтальных ветровых сдвигах, боковом и продольном ветре в АПС.

Открытая мезомасштабная негидростатическая атмосферная модель WRF-ARW позволяет вычислять поля скорости и температуры для заданной территории и имеет возможности оперативного усвоения данных расположенных на ней измерительных комплексов, таких как метеостанции, содары, температурные профилемеры и др.

В последние годы технологии усвоения асиноптических данных для улучшения прогноза погоды приобретают большое значение. Такие технологии применяются в сфере ветроэнергетики, где весьма актуальны предварительные данные о ветровой обстановке на высотах размещения турбин (60-100 м) (*Zack et al. 2010a*). В работе (*Benjamin et al. 2004*) проанализирован опыт использования данных допплеровских радаров в прогнозе погоды в США, приведены многочисленные примеры эффективности усвоения данных допплеровских радаров для успешного прогноза относительной влажности и температуры катастрофических погодных явлений (уменьшение ошибки на 5-15%). Усвоение данных при помощи 4-х мерного вариационного (4DVAR) метода приведено в (*Ishihara et al. 2006*) для операционной сети ветровых профилемеров «Wind profiler Network and Data acquisition System» (WINDAS). Сеть состоит из 31 профилемера, расположенных на основных островах Японского архипелага с разнесением по пространству на расстояния около 130 км (улучшение точности прогнозной системы, в особенности для случаев сильных ливневых осадков). В работах (*Zack et al. 2010a, 2010b, 2011*) рассматривается многофазный проект WindSENSE – развитие системы наблюдательных станций и стратегии их размещения для получения преимущества в 1-6 часовом прогнозе скорости ветра на высоте ступицы ветрогенераторов (80 м); показано, что усвоение данных единичного содара обладает заметным преимуществом при повышении качества прогноза по сравнению с использованием данных наземных автоматических метеостанций. В работе корейских исследователей (*Park et al. 2010*) в качестве базовой модели прогноза используется открытая модель WRF-ARW и связанные с нею методики вариационного усвоения данных. Эти результаты представляют для нас особый интерес, поскольку модель WRF-ARW выбрана для прогнозирования системы, представленной в настоящем исследовании. Три допплеровских радара использовались для трехмерного вариационного усвоения данных (метод 3DVAR) при моделировании состояния атмосферы в АПС, интервал усвоения данных варьировался для исследования преимуществ временного разрешения радара.

Описание модели

В качестве базовой модели прогноза выбрана открытая исследовательская негидростатическая мезомасштабная атмосферная модель WRF (версия 3.9.1) – Weather Research and Forecasting (*Вельтищев и Жупанов 2010*; *Skamarock et al. 2008*). В настоящее время модель WRF является одной из наиболее широко применяемых открытых систем моделирования атмосферы. (*Рубинштейн и др. 2010*; *Набокова 2010*).

Усвоение данных наблюдений производится вариационным способом на базе метода 3DVAR. Программные модули динамического ядра модели и физических параметризаций написаны на языке Фортран-90 и допускают возможности внедрения новых схем параметризаций.

Характеристики ветра, порывов, турбулентности в данной модели получены с усвоением данных акустических локаторов (содаров) и температурного профилемера.

Турбулентность в подобных моделях определяется на основе упрощенных градиентных схем типа Меллора-Ямады (*Mellor and Yamada 1974*), либо на подсеточном уровне. В предлагаемой модели выбрана параметризация турбулентности в пограничном слое Меллора-Ямады-Янича. Мезомасштабные движения могут рассчитываться также в рамках модели типа RANS (Reynolds Averaged Navier Stockes) (*Курбацкий 2007*), учитывающей потоки турбулентной спиральности в АПС, разрабатываемой в ИФА РАН им. А.М. Обухова.

Исходные данные для моделирования

Область численного моделирования и вложенная область показаны на рисунках 1 и 2.

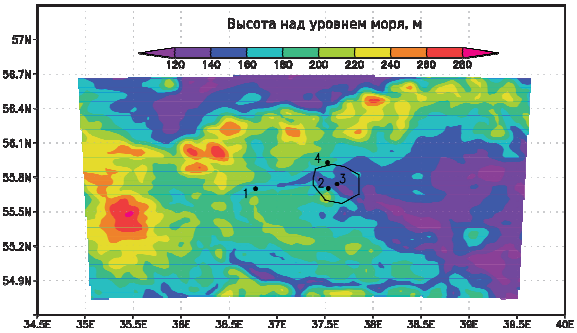


Рис. 1. Область моделирования , охватывающая московский регион: 300 на 225 км сетка 100x75 узлов по горизонтали с шагом 3000 м. Цифрами обозначены пункты размещения сети измерений на ЗНС и в г. Москве: 1) ЗНС, 2) МГУ, 3) ИФА РАН, 4) ЦАО.Цветовая шкала – высоты н.у.м. в метрах.

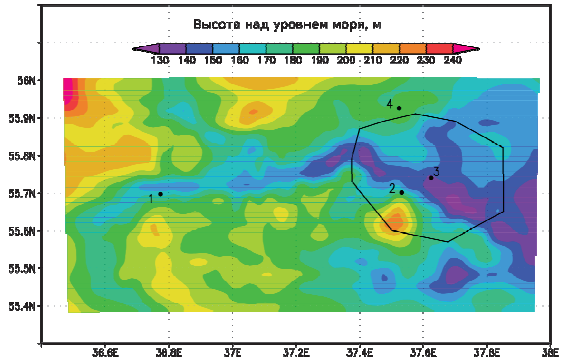


Рис. 2. Вложенная область детализованного расчета 96 на 72 км, сетка 97x73 узла с шагом 1000 м. Цифрами обозначены пункты размещения сети измерений на ЗНС и в г. Москве: 1) ЗНС, 2) МГУ, 3) ИФА РАН, 4) ЦАО.Цветовая шкала – высоты н.у.м. в метрах.

Расчетная область 300 на 225 км рассчитывается на крупной сетке 100x75 узлов по горизонтали с шагом 3000 м. Вложенная область детализованного расчета 96 на 72 км, в котором проводится усвоение данных содаров – на сетке 97x73 узла с шагом 1000 м. По вертикали все области имеют 35 уровней до высоты 20000 м со сгущением в пограничном слое. В качестве начальных и граничных данных использованы поля реанализа NCAR. Одному шагу расчета по времени для крупной области соответствуют 3 шага расчета по времени вложенной области. Интегрирование по времени осуществляется по схеме Рунге-Кутта 3-го порядка с уменьшенным шагом по времени для расчета акустических и внутренних гравитационных волн.

В качестве исходных полей расчета используются данные GFS (Global Forecast System), доступные с разрешением 1 градус и обновляемые каждые 6 часов.

Эксперимент проводился 18-19 октября 2011, 18 апреля 2012 и 14-16 июля 2014 гг.

В качестве усваиваемых величин в настоящих расчетах используются данные измерений вертикальных профилей компонент скорости ветра содарами (метод акустического зондирования) с временным разрешением 20 секунд и вертикальным разрешением – 10 метров. Для усвоения берутся значения температуры, амплитуды скорости ветра и угла поворота, усредненные за 30 минут.

Каждый час проходит усвоение данных 3 экземпляров разработанного в ИФА РАН доплеровского трехлучевого моностатического содара ЛАТАН-3М (*Kouznetsov 2009*) с частотно-кодированным зондирующим импульсом. Многочастотное акустическое зондирование увеличило помехоустойчивость содаров и повысило статистическую обеспеченность данных по сравнению с одночастотным зондированием (*Кузнецов 2007*). Также в эксперименте использовался профилемер МТП-5. Содары были расположены в точках:

1 – ИФА РАН. Акустический локатор (содар) расположен на крыше Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН в центральном административном округе Москвы. Координаты: 55.7391° с.ш., 37.6232° в.д.

2 – МГУ. Содар расположен на крыше физического факультета Московского Государственного Университета, в западном административном округе Москвы. Координаты: 55.701° с.ш., 37.531° в.д.

3 – Пункт ЗНС (Звенигородская научная станция). Содар и температурный профилемер расположен на Звенигородской научной станции ИФА им. А.М. Обухова в 40 километрах к западу от Москвы в сельской местности. Координаты: 55.6969° с.ш., 36.775° в.д.

Взаимное расположение содаров и ЦАО позволяет рассмотреть широкий набор метеоусловий и параметров. Ниже в таблице даны соответствующие расстояния между пунктами размещения содаров и станцией ЦАО в г.Долгопрудный.

Расстояния между пунктами размещения содаров и ЦАО.

	ЗНС	МГУ	ИФА	ЦАО
ЗНС		47.5 км	53.5 км	53.1 км
МГУ	47.5 км		7.2 км	24.9 км
ИФА	53.5 км	7.2 км		21.5 км
ЦАО	53.1 км	24.9 км	21.5 км	

В качестве начальных и краевых условий в настоящее время используется объективный анализ и прогнозы NCAR/NCEP – США в 1 градусной сетке, получаемые по сети Интернет 4 раза в сутки (00, 06, 12 и 18 UTC) и прогнозы от каждого анализа (через 6 часов до 5 суток).

Сетевой график запуска расчетов с усвоением

Сетевой график запуска расчетов с усвоением приводится на схеме на рисунке 3. В вертикальной колонке указано время запуска расчета по модели, в верхней строке – время прогноза.

Для получения прогнозируемых параметров на максимальный срок четыре раза в сутки в 04, 10, 16 и 22 часа UTC+4 запускается расчет прогноза на 36 часов от доступных в этот момент начальных полей на 00, 06, 12 и 18 UTC соответственно, затем четыре раза каждый час модель запускается на 24 часа от уже полученных начальных полей.

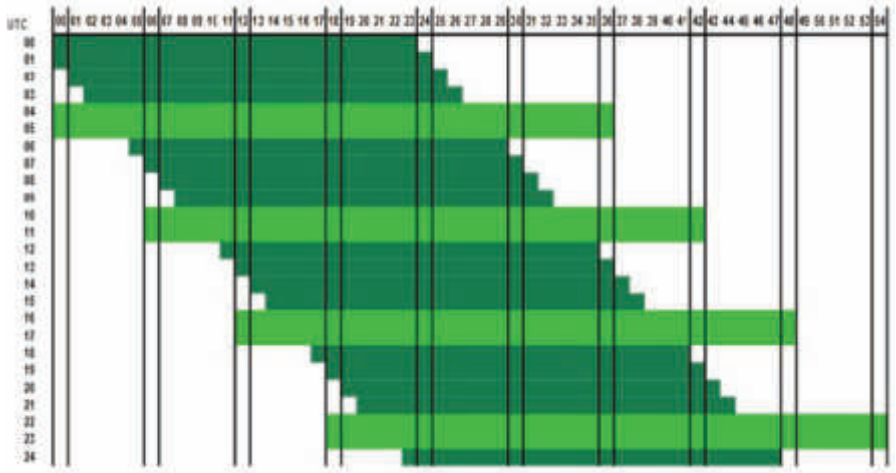


Рис. 3. Сетевой график запуска расчетов с усвоением. По вертикальной оси отложено текущее время суток, по горизонтальной оси — время в прогнозе, светло-зелеными линиями обозначены запуски модели на срок 36 часов, темно-зелеными — запуски на 24 часа. Вертикальные линии обозначают моменты запуска модели с обновившимися глобальными данными прогноза.

Таким образом достигается максимальный срок прогнозирования с усвоением данных наблюдений с минимизацией вычислительных затрат.

Результаты прогноза и измеренные вертикальные профили скорости ветра и температуры

В качестве упрощенного критерия сравнения выбрана относительная ошибка прогноза скорости и температуры на разных уровнях, определяемая как разность между вычисленными и наблюдаемыми значениями величины, деленная на наблюдаемую величину:

$$dV = \frac{V_{\text{выч}} - V_{\text{набл}}}{V_{\text{набл}}},\ dT = \frac{T_{\text{выч}} - T_{\text{набл}}}{T_{\text{набл}}},$$

.

Рассмотрим 2 серии экспериментов, **а)** и **б),** отличающиеся выбором наблюдаемой и сравниваемой станции.

а) В первом эксперименте в качестве сравниваемых данных использовались данные аэрологического зондирования в Центральной аэрологической обсерватории (Московская область, г. Долгопрудный). Станция Центральной аэрологической обсерватории входит в сеть Всемирной метеорологической организации, и дежурное зондирование проводится два раза сутки в полночь и в полдень по гринвичскому времени. В этом эксперименте усваивались данные акустического зондирования от всех трех пунктов. В данных испытаниях не проводилось усвоение данных по температуре.

На рисунках 4 и 5 показано сравнение прогноза с данными аэрологического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии: рассчитана относительная ошибка прогноза скорости в зависимости от времени прогноза без усвоения и с усвоением данных содаров. Относительная ошибка прогноза скорости стремится к минимуму при более краткосрочных прогнозах: 6 и 3 часа; особенно в случае с усвоением данных содаров.

Как правило, расчеты без усвоения в большей степени завышают амплитуду скорости ветра в пограничном слое, чем расчеты с усвоением. Надо подчеркнуть, что процесс работы модели непрерывен и 3-часовый прогноз является продуктом всей предыдущей работы комплекса, начинающейся за 24 часа.

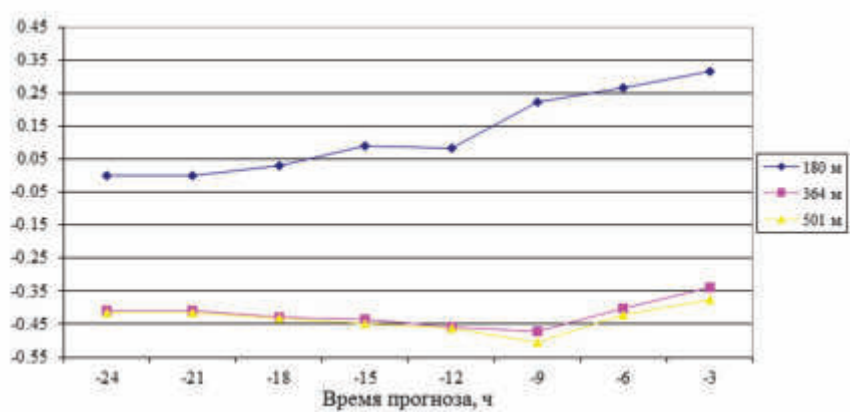


Рис. 4. Сравнение прогноза с данными аэрологического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии (180 м, 364 м, 501 м) 18 апреля 2012 г. 00 UTC, без усвоения содарных данных. По оси ординат - относительная ошибка прогноза скорости *dV*, по оси абсцисс – время прогноза, ч.

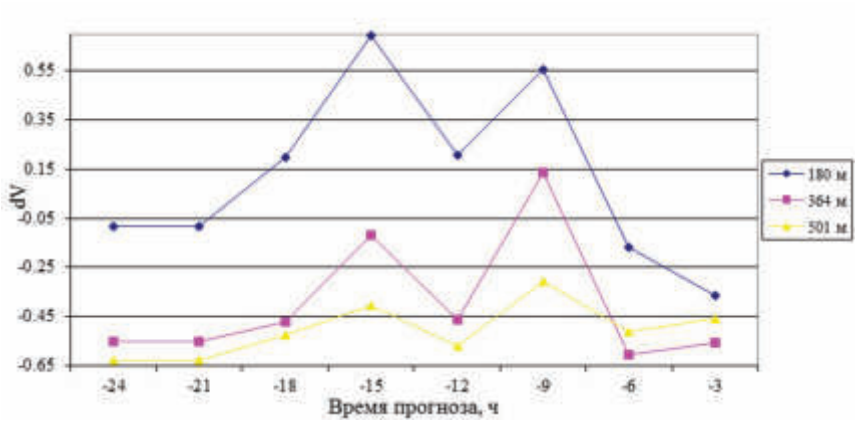


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для расчета с усвоением данных содарного зондирования профилей скорости ветра в 3-х пунктах.

На рисунках 6 и 7 представлены рассчитанные относительные ошибки прогноза температуры в зависимости от времени прогноза без и с усвоением данных содарного зондирования скорости ветра. Относительная ошибка прогноза температуры стремится к минимуму также при более краткосрочном прогнозе в случае с усвоением данных, особенно это заметно для 3х-часового прогноза.

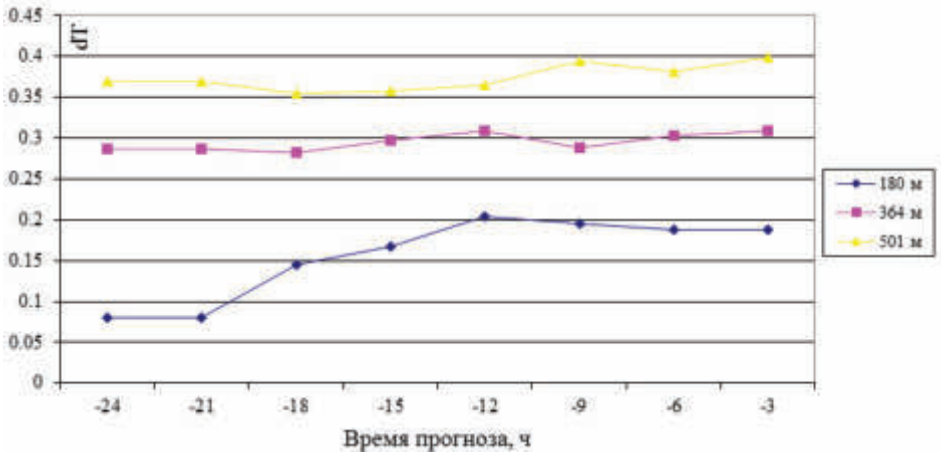


Рис. 6. Сравнение прогноза температуры с данными аэрологического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии (180 м, 364 м, 501 м) 18 апреля 2012 г. 00 UTC, без усвоения данных. По оси ординат - относительная ошибка прогноза температуры *dT*, по оси абсцисс – время прогноза, ч.

б) Во втором эксперименте в качестве наблюдаемого профиля скорости ветра использовались данные акустического зондирования в центре Москвы, в ИФА им. А.М. Обухова РАН. Проводилось усвоение данных 2-х содаров: в районе Звенигорода (Звенигородская станция ИФА РАН, Московская обл., с. Новошихово) и в МГУ им. М.В. Ломоносова (г. Москва, Ленинские горы). Усвоение данных по температуре не проводилось.

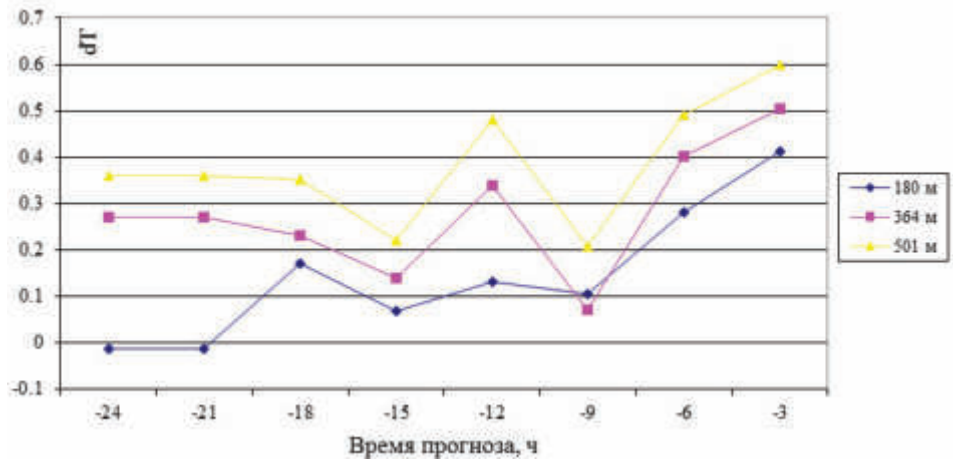


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для расчета с усвоением данных содарного зондирования профилей скорости ветра в 3-х пунктах.

На рис. 8 проведено сравнение прогноза профиля скорости в центре Москвы с данными содара ИФА при усвоении данных зондирования на ЗНС и в МГУ и без усвоения данных. Приведены абсолютные значения горизонтальной скорости ветра, полученной с 30 минутным осреднением. Результаты данного эксперимента показывают хорошее совпадение рассчитанных при помощи модели профилей ветра с реально наблюдаемыми в нижней части пограничного слоя. Наилучшее соответствие, как правило, прослеживается для ближнего прогноза – за 3 часа.

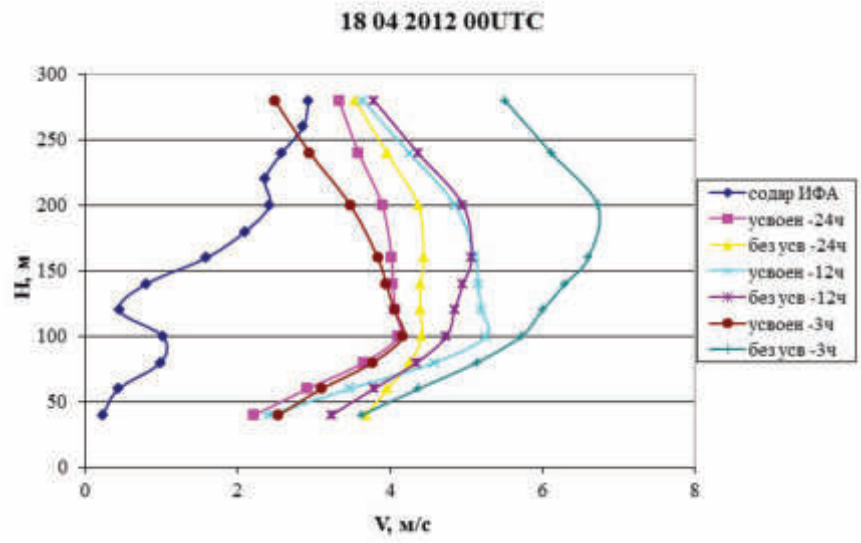


Рис. 8. Профили скорости ветра в точке ИФА. 18.04.2012. 00 UTC.

На рисунке 9 показан временной ход скорости ветра на ЗНС на высоте 300 м. Видно, что расчёты с усвоением, обновляемые каждые 30 минут, в целом лучше показывают ход скорости ветра по амплитуде и по характеру временного хода и его колебаниям.

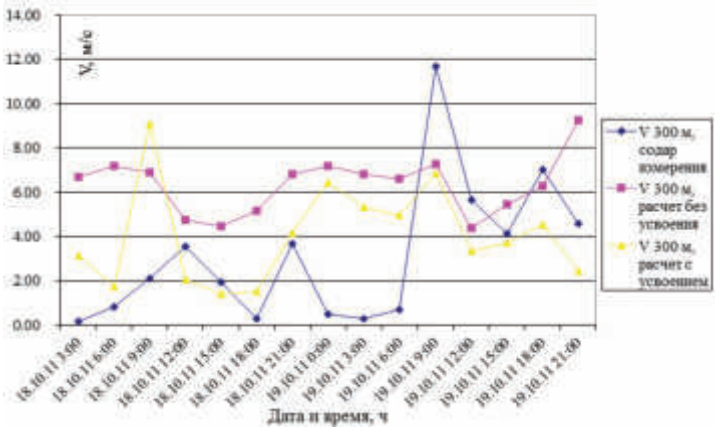


Рис. 9. Временной ход скорости ветра, ЗНС. 18-19 октября 2011

Усвоение данных содаров и температурного профилемера

Температурный профилемер МТП-5 (*Кадыгров и Кузнецова 2015*), расположенный на ЗНС ИФА им. А.М. Обухова РАН, позволяет получить распределение температуры до высоты 600 м. Усвоение данных содаров на ЗНС и в ИФА РАН и данных профилемера на ЗНС проводилось с 14 по 15 июля 2014 года. Для сравнения использовались данные аэрологического зондирования в ЦАО.

Усвоения данных профилемера в дополнение к усвоению скорости и направления ветра приводит к заметному улучшению точности прогноза поля ветра в нижней части атмосферного пограничного слоя, особенно для краткосрочного прогноза (см. рисунки 10-14).

Рис. 10. Относительная ошибка прогноза скорости *dV* на 9-ти уровнях зондирования, м. в зависимости от времени прогноза, ч, Расчеты без усвоения, 15.07.2014. 12 UTC

Рис. 11. То же, что на рис. 10, но расчеты проведены с усвоением данных содаров и температурного профилемера.

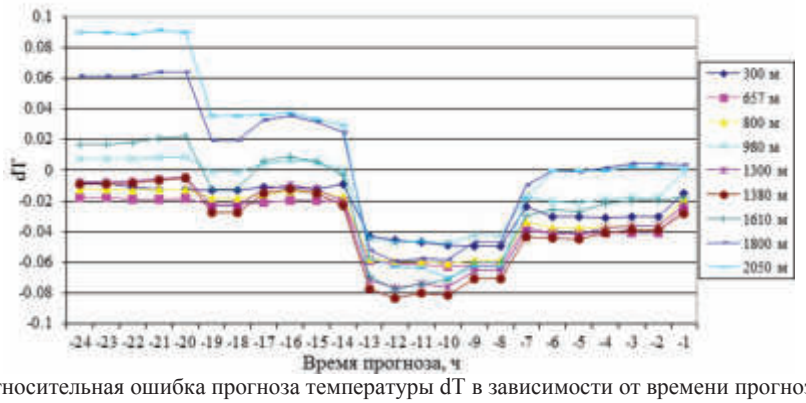


Рис. 12. Относительная ошибка прогноза температуры dT в зависимости от времени прогноза, ч, на 9-ти уровнях зондирования, м. Расчеты без усвоения, 15.07.2014. 12 UTC.

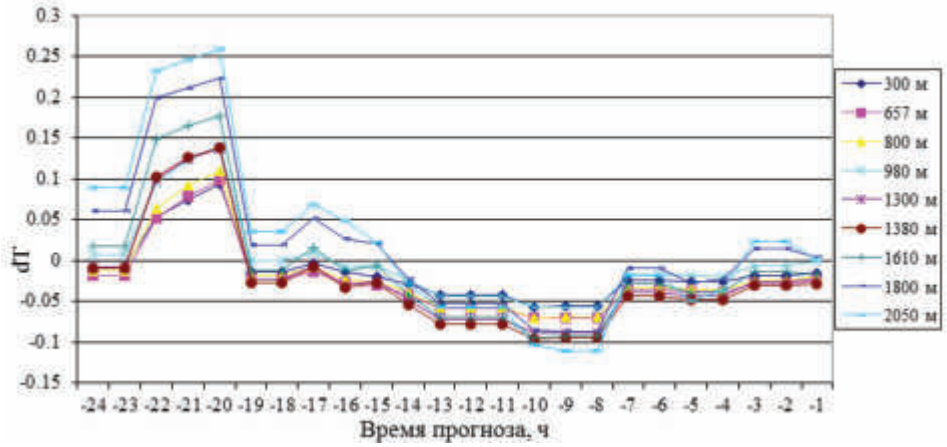


Рис. 13. То же, что на рис. 12, но расчеты проведены с усвоением данных содаров и температурного профилемера.

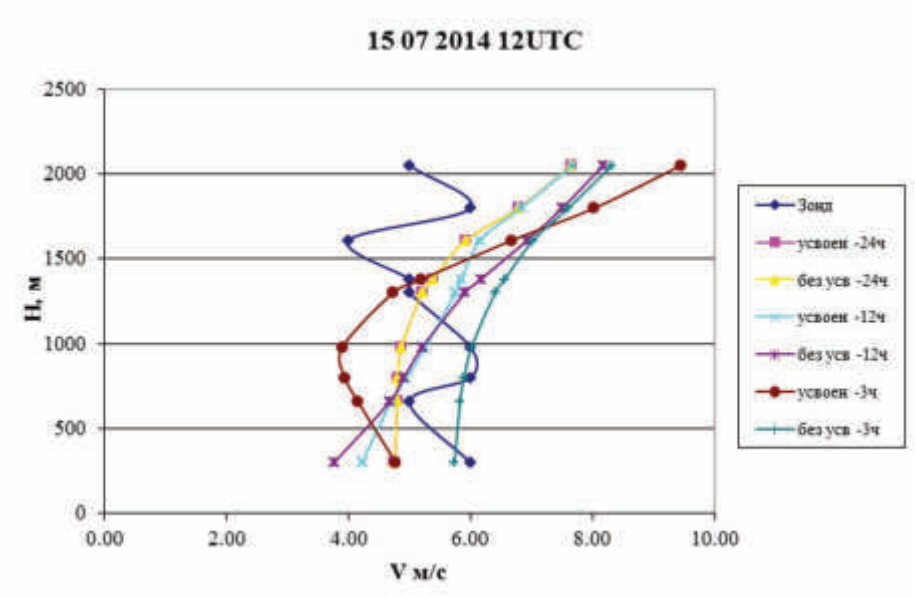


Рис.14. Профиль скорости в ЦАО по данным аэрологии и расчетов модели с усвоением и без усвоения. 15.07.2014. 12 UTC.

Оценка порывов ветра

Для оценки изменчивости скорости ветра и расчета порывов ветра можно использовать турбулентную кинетическую энергию (ТКЭ). Если рассматривать ТКЭ как дисперсию скорости ветра (*Смирнова и др. 2014*), то формула для оценки порывов скорости ветра:

$$\mathrm{WGE} = U + 3\sigma = U + \sqrt{q}.$$

Здесь WGE – оценка порывов скорости ветра, q – ТКЭ. Для данных содара (*Kouznetsov et al. 2004*):

$$q = \frac{\sigma_{R1}^2+\sigma_{R2}^2}{2sin^2\varphi} - \sigma_z^2\left(\frac{1}{tan^2\varphi} - \frac{1}{2}\right).$$

σ_i^2 – дисперсии лучевых скоростей ветра (т.е. составляющих скорости в направлениях лучей содара R_1, R_2, z); φ – зенитный угол наклонных лучей содара R_1 и R_2.

Оценены порывы ветра для различных высотных уровней z. Предложенная модель позволяет получить прогнозную метеорологическую информацию на высотах, больших 150-200 м, где данные содаров становятся недостаточно надежными. Прослеживается достаточная корреляция между посчитанными и наблюдаемыми с помощью содара в ИФА профилями порывов ветра (рисунок 15).

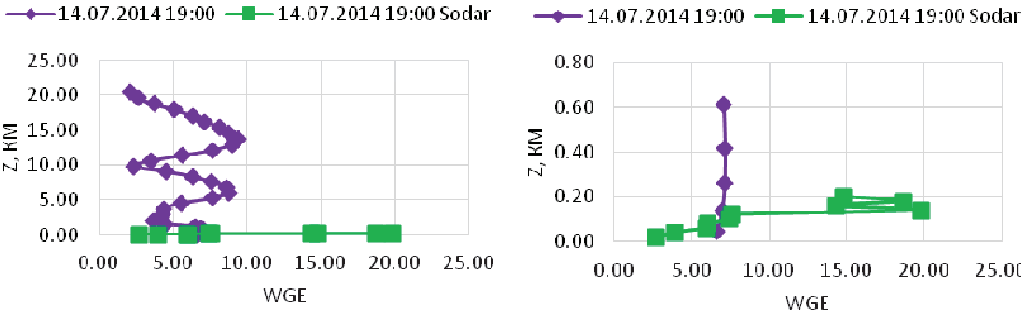


Рис. 15. Профили порывов ветра, полученные из модели (фиолетовые линии) и наблюдаемые с помощью содара в ИФА (зеленые линии). 14 июля 2014 г. 19:00 по московскому времени.

Заключение

Проблема численного восстановления, пространственного и временного прогнозирования ветра и ветровых сдвигов (и других метеорологических характеристик) в приземном и пограничном слоях атмосферы на «не освещенной» в метеорологическом отношении территории в условиях минимума исходной метеорологической информации еще далека от своего решения.

В данной работе показана возможность использования модели WRF-ARW с усвоением данных о вертикальных профилях температуры и ветра, получаемых с использованием соответственно температурного профилемера и содаров, для прогноза ветровых сдвигов и порывов ветра на высотах, превышающих 150-200 метров. Используемая в настоящей работе модель с усвоением данных содаров и температурного профилемера позволяет достичь уменьшения относительной ошибки прогноза скорости и температуры, в особенности для краткосрочных прогнозов. Отдельной задачей является оптимизация расположения оборудования внутри исследуемой области для получения максимальной эффективности от процесса усвоения данных.

Авторы благодарны В.С. Люлюкину, В.Ф. Крамару и Д.Д. Кузнецову за конструктивные замечания и существенный вклад в подготовку и проведение натурных экспериментов. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН - № 56. Содарные измерения и первичная обработка данных проводились при поддержке РФФИ, проекты №№ 13-05-00846, 16-05-01072 и 16-05-00704.

Литература

1. *Вельтищев Н.Ф., Жупанов В.Д.* Численные прогнозы погоды по негидростатическим моделям общего пользования WRF-ARW и WRF-NMM / М.: ТРИАДА, ЛТД. 2010. С. 94-135.
2. *Кадыгров Е.Н., Кузнецова И.Н.* Методические рекомендации по использованию данных дистанционных измерений профилей температуры в атмосферном пограничном слое микроволновыми профилемерами: теория и практика / Долгопрудный. Физматкнига. 2015. 171 с.
3. *Кузнецов Р.Д.* Акустический локатор ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 8. С. 749-753.
4. *Курбацкий А.Ф.* Введение в моделирование турбулентного переноса импульса и скаляра. Новосибирск. Академическое изд-во "ГЕО". 2007. 331 с.
5. *Набокова Е.В.* Опыт применения модели WRF с учетом двух методов параметризации городского подслоя для прогноза температуры воздуха и скорости ветра // Труды Гидрометцентра РФ. 2010. № 344 "Физика атмосферы и прогноз погоды". С. 180-195.
6. *Рубинштейн К.Г., Набокова Е.В., Игнатов Р.Ю., Смирнова М.М., Арутюнян Р.В., Семенов В.Н., Сороковикова О.С., Фокин А.В.* Влияние методов параметризации процессов в пограничном слое в модели WRF на прогноз ветра и результаты моделирования распространения примесей. // Труды Гидрометцентра РФ. 2010. № 344 "Физика атмосферы и прогноз погоды". С. 196-213.
7. *Смирнова М.М., Рубинштейн К.Г., Курбатов Г.А.* Сравнение различных методов расчета скорости порывов ветра // Турбулентность, динамика атмосферы и климата / Под ред. Г.С. Голицына, И.И. Мохова, С.Н. Куличкова, М.В. Курганского, О.Г. Чхетиани. М. ГЕОС. 2014. С. 400-404
8. *Benjamin S.G., Schwartz B.E, Szoke E. J., Koch S.E.* The value of wind profiler data in U.S. weather forecasting // Bulletin of the American Meteorological Society. 2004. V. 85. P. 1871-1886
9. *Ishihara M., Kato Y., Abo T., Kobayashi K., Izumikawa Y.* Characteristics and performance of the operational wind profiler network of the Japan Meteorological Agency // J. of the Meteorological Society of Japan. 2006. V. 84. P. 1085-1096.
10. *Skamarock W.C., Klemp J.B., Dudhia J., Gill D.O., Barker M., Duda K.G., Huang X.-Y, Wang W., Powers J.G.* A description of the Advanced Research WRF Version 3 / NCAR Technical Note TN-475+STR. 2008. P. 1-113.
11. *Kouznetsov R.D.* Multi-frequency sodar with high temporal resolution // Meteorologische Zeitschrift. 2009. V. 18. P. 169-173.
12. *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 // Meteor. Atmos. Phys. 2004. V. 85. P. 93–99.
13. *Mellor G.L., Yamada T.* A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers // J. Atmos. Sci. 1974. V. 31. P. 1791-1806.
14. *Park S.Y., Lee H.W., Lee S.H. and Kim D.H.* Impact of Wind Profiler Data Assimilation on Wind Field Assessment over Coastal Areas // Asian J. of Atmos. Environment. 2010. V. 4. P. 198-210.
15. *Zack J., Natenberg E., Young S., Van Knowe G., Waight K., Manobianco J., Kamath C.* Application of Ensemble Sensitivity Analysis to Observation Targeting for Short-term Wind Speed Forecasting in the Tehachapi Region Winter Season. / LLNL Technical Report. 2010. LLNL-TR-460956.
16. *Zack J., Natenberg E., Young S., Van Knowe G., Waight K., Manobianco J., Kamath C.* Application of ensemble sensitivity analysis to observation targeting for short term wind speed forecasting in the Washington-Oregon Region / LLNL Technical Report. 2010. LLNL-TR-458086.
17. *Zack J., Natenberg E. J., Knowe G. V., Waight K., Manobianco J., Hanley D., Kamath C.* Observing System Simulation Experiments (OSSEs) for the Mid-Columbia Basin / LLNL Technical Report. 2011. LLNL-TR-499162.

Исследование динамики пограничного слоя атмосферы с использованием беспилотных летательных аппаратов

М.И. Варенцов [1,2], А.Ю. Артамонов [1], А.Д. Пашкин[1,2], И.А. Репина[1,2]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва
[2] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

Введение

Мониторинг метеорологических условий (температуры, влажности, ветра и т.д.) внутри атмосферного пограничного слоя (АПС) необходим для решения различных задач в области метеорологии, исследования динамики и состава атмосферы, процессов взаимодействия атмосферы и подстилающей поверхности, усовершенствования моделей прогноза погоды и изменений климата. Но, несмотря на многочисленные измерительные кампании, потребность в экспериментальных данных остается актуальной. В основном, измерения проводятся на мачтах и метеорологических башнях и охватывают только приземный слой высотой до нескольких десятков метров *(Jonassen et al. 2015; Kral et al. 2018)*. Напротив, аэрологическое зондирование не разрешает тонкий приземный слой, на сетевых станциях проводится 1-2 раза в сутки, а повышение дискретности измерений требует больших затрат. Приборы дистанционного зондирования (содары, лидары, температурные профилемеры) также плохо разрешают приземный слой, дороги в эксплуатации и имеют ряд ограничений *(Эзау и др. 2013; Beyrich 1997; Lang, McKeogh 2011*).

Стремительное развитие беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) открывает новые и широкие возможности для метеорологических измерений в АПС. Существует два основных типа БПЛА: самолеты и многороторные вертолёты (обычно создаваемые по схеме квадрокоптера или октокоптера, далее называемые мультикоптерты). Ключевыми преимуществами мультикоптеров по сравнению с беспилотными самолетами являются маневренность, способность зависать над данной точкой, а также взлетать или приземляться в ограниченном пространстве. Их недостатками является относительно малое время полета (обычно не более 30 минут на одной батарее) и соответствующие ограничения по дальности и потолку полета.

В настоящее время мультикоптеры широко используются в сельскохозяйственном (*Patel et al. 2013; Roldán et al. 2015*) и лесном мониторингах (*Денисов и др. 2016*), для создания цифровых моделей рельефа высокого разрешения *(Воскресенский et al. 2018; Ajayi et al. 2017*), для оценок глубины снега (*Cimoli et al. 2017*) и для мониторинга и картирования температуры поверхности земли и водных объектов с использованием инфракрасных фотокамер и радиометров *(DeMario et al. 2017; Li et al. 2018; Nishar et al. 2016; Patel et al. 2013*).

БПЛА разных типов являются многообещающим инструментом для атмосферных измерений, а именно для исследований вертикального или горизонтального распределения температуры, влажности, скорости ветра, характеристик атмосферной турбулентности и т.д. Методика таких измерений разработана и хорошо протестирована для беспилотных самолетов по результатам многочисленных измерительных кампаний (*Boer et al. 2018; Jonassen et al. 2015; Kral et al. 2018; Spiess et al. 2007; Wildmann et al. 2017*). Опыт подобных измерений с использованием мультикоптеров меньше, вероятно, из-за более жестких ограничений по времени и дальности полета. Но, в отличие от беспилотных самолетов, мультикоптеры способны выполнять строго вертикальные разрезы и совершать полеты на малой скорости, что способствует уменьшению инерции датчиков (*Jonassen et al. 2015*).

Ранее мультикоптеры были использованы для атмосферных измерений в нескольких полевых кампаниях, включая полевые экспериментальные измерения в Арктике (*Kral et al. 2018*), исследование вертикальной структуры городского острова тепла Сингапура (*Chow, Ho 2016*) и измерения на антарктических станциях *(Jonassen et al. 2015*). Тем не менее, многие

методологические вопросы измерений остаются нерешенными и обсуждаемыми, включая вопросы об оптимальном расположении датчиков *(Roldán et al. 2015*), об инерции датчиков и о дополнительных атмосферных возмущениях, вызываемых мультикоптером в полете.

В данной работе показан опыт измерений, выполненных с использованием квадрокоптера DJI Phantom 4 Pro в зимних условиях. БПЛА был оснащен метеорологическими датчиками и использовался для измерений на вертикальных и горизонтальных разрезах в АПС.

1. Данные и методы

1.1. Измерительная система на базе квадрокоптера

Нами использован популярный «массовый» квадрокоптер DJI Phantom 4 Pro. Его максимальная высота полета программно ограничена высотой 500 м, горизонтальный диапазон - 1-2 км, время полета на одной батарее составляет около 25 минут. Квадроптер оснащен набором датчиков iMet-XF производства International Met Systems (http://www.intermetsystems.com). Он включает в себя центральную плату со встроенным датчиком давления и несколькими внешними датчиками, в том числе датчиком температуры и влажности воздуха EE03, термистор NTC (Negative Temperature Coefficient), инфракрасный датчик температуры поверхности и приемник GPS (табл. 1). Система может быть дополнена и другими совместимыми датчиками.

Данные от датчиков собираются на центральную плату и передаются на последовательный выход с частотой 1 Гц. Для записи данных на карту Micro SD использован регистратор (дата-логгер) Logomatic v2 производства SparkFun Electronik (https://www.sparkfun.com/). Система питается от внешнего аккумулятора (напряжение 5 В). Центральная плата iMet-XF, регистратора данных и аккумулятор размещены в пластиковой коробке, установленной на шасси с правой стороны квадрокоптера.

Таблица 1

Список и характеристики датчиков, используемых в рамках системы iMet-XF.

Название и тип датчика	**Производитель**	**Диапазон измерений**	**Точность**	**Время отклика**
Датчик давления, встроенный в центральную плату iMet-XF	International Met Systems	10–1200 гПа	±0.24 гПа	8 мс
Датчик температуры воздуха (термистор NTC Shibaura PSB-S5)		-95–50 °C	±0.3 °C	1 с
Температура воздуха (T) и влажность (RH) с полимерным сенсором HC103 модуль EE03	E+E Electronik	-40–80 °C (T) 0-95% (RH)	±0.3 °C (T), ±3 % (RH) при 20°C	1 с
Инфракрасный термометр (IR)	Melexis	-50–125 °C	±0.3 °C	1 с
GPS приемник (CAM-M8Q)	UBlox	-	-	-

Результаты измерений, выполняемых на базе летательных аппаратов, чувствительны к расположению датчиков относительно воздушного потока и, соответственно, к методу их расположения. Но для мультикоптеров единая методика установки датчиков относительно корпуса аппарата и его пропеллеров пока отсутствует. Одним из возможных вариантов установки датчиков является их монтаж на горизонтальной трубе за пределами области воздействия пропеллеров (*Kral et al. 2018*) или сверху, на вертикальной стреле над летательным аппаратом, что может уменьшить влияние вращающихся пропеллеров (*Jonassen et al. 2015*). С другой стороны, установка датчиков непосредственно выше или позади одного из пропеллеров способствует лучшей вентиляции (*Kral et al. 2018)*. В нашем исследовании датчики NTC и EE03 были помещены в конце пластиковой трубки под левым задним пропеллером близко друг к другу. Датчик NTC был отделен на ≈5 см от модуля EE03 и

выдвинут на несколько мм из металлического корпуса. Датчик ИК-температуры был установлен в центральной части пластиковой трубки и направлен на поверхность.

1.2. Экспериментальные кампании

1.2.1. Беломорская кампания. Измерительная система на базе квадрокоптера использовалась в рамках полевой экспериментальной кампании, проходившей на территории Беломорской биологической станции (ББС) Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова на побережье Белого моря (66,554 ° с.ш., 33,104 ° в.д.) в феврале 2018 г. Целью проводимых на биостанции измерений является исследование атмосферной турбулентности в неоднородном ландшафте (*Barskov et al. 2017)*. Измерительная система на пирсе ББС включала автоматическую метеорологическую станцию (АМС) Vaisala WX150 и микроволновый температурный профилимер (сканирующий радиометр) МТР-5НЕ (*Эзау и др., 2013; Kadygrov, Pick, 1998*). Профилемер осуществлял измерения вертикального профиля температуры на высотах до 1000 м с 5-минутной частотой сканирования и вертикальным разрешением 50 м.

Во время измерений наблюдались различные погодные условия, в том числе ясная и безветренная погода с интенсивными приземными температурными инверсиями. Основное время измерений солнце было ниже горизонта или наблюдались облачные условия, поэтому датчики не подвергались воздействию прямого солнечного нагрева.

Проводились следующие виды измерений:

1. Полеты в фиксированной точке вблизи АМС над пирсом выполнялись для калибровки датчиков и изучения возмущений, вызванных движением винтов.

2. Вертикальные разрезы над пирсом проводились в пределах нижних 500 м с целью получения вертикальных профилей влажности и температуры, и сравнения последних с данными профилемера МТР5-НЕ. Такие полеты проводились дважды в день с 3 по 7 февраля 2018 года. Всего выполнено 10 полетов. Каждый заключался в непрерывном подъеме со скоростью примерно 2 м/с, зависание на 30-60 секунд в верхней точке и последующем спуске со скоростью примерно 2 м/с.

3. Серия горизонтальных разрезов была выполнена на разных высотах над незамерзающей полыньей в проливе Большая Салма, формирование которой обусловлено локальными течениями. Целью таких полетов было исследование влияния полыньи на профили температуры и влажности в атмосфере. Край полыньи был удален на 300 м от пирса ББС, ее ширина составляла примерно 500 м.

1.2.1. Эксперимент в Обнинске. Дополнительные испытания измерительной системы на базе квадрокоптера были проведены в городе Обнинск Калужской области (55,11°с.ш., 36,598°в.д.) 11 марта 2018 года вблизи Обнинской высотной метеорологической мачты (ВММ-310, далее – ВММ). Мачта высотой 310 м оборудована датчиками температуры, влажности, скорости и направления ветра на высоте 2, 25, 73, 121, 217 и 301 м над землей (*Локощенко и др. 2016; Новицкий и др. 2011*). Было выполнено 10 вертикальных разрезов, из них 6 выполнялись так же, как описано выше, а 4 с более низкой скоростью подъема/спуска (≈1 м/с) в пределах нижних 250 м. При проведении измерений стратификация атмосферы была близка к адиабатической. Присутствовали облачные условия, и датчики не подвергались воздействию прямого солнечного излучения.

1.3. Обработка данных

В рамках разработанного алгоритма обработки данных используются измерения датчиков iMet-XF, а также данные бортового компьютера квадрокоптера, которые доступны для загрузки с помощью программного обеспечения DJI Assistant. Бортовой компьютер ведет запись большого числа параметров, характеризующих состояние двигателей, навигационной системы и т.д. Эти данные используются для определения точных моментов взлета/посадки и как один из источников данных о высоте.

1.3.1. Определение высоты. Точное определение высоты над поверхностью является неотъемлемой частью измерений, выполняемых с использованием различных летательных средств. Нами рассмотрено два различных метода определения высоты. Во-первых, высота определяется навигационной системой квадрокоптера и сохраняется в памяти бортового компьютера. Далее будем ее называть высотой DJI. Для ее определения используются данные встроенного барометра, GPS и ультразвуковых локаторов (последние – только вблизи поверхности). Во-вторых, барометрическая высота может быть получена из показаний датчика атмосферного давления iMet-XF. Для расчета последней применен итерационный метод, работающий на сетке в барической системе координат:

$$z_i = z_{i-1} - {}^{\Delta p}/_{g \cdot \rho_i}$$

где Δp = 0,5 гПа - шаг вертикальной сетки в барической системе координат, $\rho_i = p_i/R \cdot T_i$ – плотность воздуха, p_i и T_i – давление воздуха и его температура, выраженная в Кельвинах, для i-го уровня, $R = 287.058$ - удельная газовая постоянная для сухого воздуха. Используемый в расчетах профиль средней температуры ($T_{i=1\ldots n}$) задается по показаниям датчика NTC (как показано ниже, он характеризуется меньшими погрешностями). При анализе вертикальных разрезов осреднение температуры выполняется отдельно для восходящего и нисходящего сегмента полета.

Сравнение двух методов показало значительное превышение высоты DJI над барометрической высотой, до 10% для самых холодных дней (500 м против 450 м для потолка полета). Поскольку квадрокоптер не имеет встроенного датчика температуры, для определения высоты DJI используется температурный профиль для стандартной атмосферы. В холодном воздухе вертикальный барический градиент больше, чем для стандартной атмосферы, что объясняется наблюдаемое завышение высоты DJI над барометрической высотой, рассчитанной с учетом температуры. Дальнейший анализ использует данные о высоте и вертикальные профили на основе давления, пересчитанные для регулярной вертикальной сетки с шагом 5 м.

1.3.2. Коррекция инерции датчиков. Инерция датчиков температуры и влажности является известной проблемой радиозондирования атмосферы *(Локощенко и др. 2016; Ivanov et al. 1991*) измерений на базе БПЛА (*Jacobi et al. 1995; Jonassen et al. 2015*). Ее простым решением для вертикальных разрезов могло бы быть осреднение данных измерений, сделанных на восходящем и нисходящем сегменте полета. Но для горизонтальных разрезов и более сложных задач требуется более универсальное решение. Для температуры нами был использован простой метод коррекции инерции, основанный на сдвиге временных рядов:

$$T_1(t) = T_o(t + \Delta t)$$

где T_o и T_1 являются исходными и скорректированными временными рядами, t - время, а Δt - значение временного сдвига. Подбор оптимальных значений Δt для датчиков NTC и EE03 исследован в разделе 2.2.

Чтобы учесть коррекцию инерции измерений температуры, дополнительная коррекция была применена к показаниям относительной влажности модуля EE03. Это необходимо, потому что емкостной датчик влажности EE03 реагирует на абсолютное влагосодержание, а для расчета относительная влажность рассчитывается с учетом измеренных значений температуры. С учетом вышесказанного, коррекция относительной влажности определена как:

$$RH_1(t) = RH_0(t + \Delta t_{EE03}) \cdot \frac{E\ (T_0(t))}{E\ (T_0(t + \Delta t_{EE03}))}$$

где Δt_{EE03} - инерционная коррекция для модуля EE03 (такая же, как для температуры), а давление насыщенного водяного пара E рассчитывается по известной формуле Мангуса.

2. Результаты

1.1. Полеты возле АМС

В двух экспериментах на ББС неподвижные измерения с летательным аппаратом, установленным на штативе рядом с АМС, чередовались с полетом в одной точке вблизи АМС. Эти эксперименты проводились при различных погодных условиях с различной скоростью ветра и приповерхностного градиента (табл. 2). Сравнение значений температуры по данным изменений АМС (10-секундная частота) и датчиков на квадрокоптере для 06.02.2018 показано Рис. 1, при этом для датчика EE03 уже устранена систематическая погрешность относительно датчика NTC. Значение этого систематического смещения ($\Delta T_{NTC}^{EE03} = T_{EE03} - T_{NTC}$) составляет 1,3 °C для рассматриваемого случая и для других случаев варьируется от 1 до 1,4 ° C.

Проведенные сравнения не выявили существенных различий между измерениями в полете (П) и в неподвижных условиях (Н) в масштабах изменчивости температуры и влажности, и систематических ошибок для этих величин (табл. 2). Следовательно, можно предположить, что индуцированные полетом квадрокоптера возмущения температуры и влажности намного меньше их естественной изменчивости.

Таблица 2

Погодные условия и статистические характеристики измерений в полете (П) и неподвижных (Н) условиях вблизи АМС. V_{AWS} – средняя скорость ветра по данным АМС, γ_{MTP5} – средний вертикальный градиент температуры в нижних 100 м по данным МТР-5, σ – стандартное отклонение показаний температуры (T) и влажности (RH), Δ – систематическое смещения между двумя указанными временными рядами

Дата	V_{AWS} [м/с]	γ_{MTP5} [°C/100 м]	σT_{NTC} [°C]		σT_{EE03} [°C]		σRH_{EE03} [%]		ΔT_{NTC}^{EE03} [°C]		ΔT_{AWS}^{NTC} [°C]		ΔRH_{AWS}^{EE03} [%]	
			П	Н	П	Н	П	Н	П	Н	П	Н	П	Н
06.02.2018	5.5	-0.78	0.58	0.57	0.51	0.50	0.51	0.50	1.31	1.35	-0.01	-0.07	-1.32	-0.77
07.02.2018	1.4	-0.47	0.12	0.11	0.10	0.08	0.10	0.08	1.16	1.13	-0.11	-0.19	-2.17	-1.72

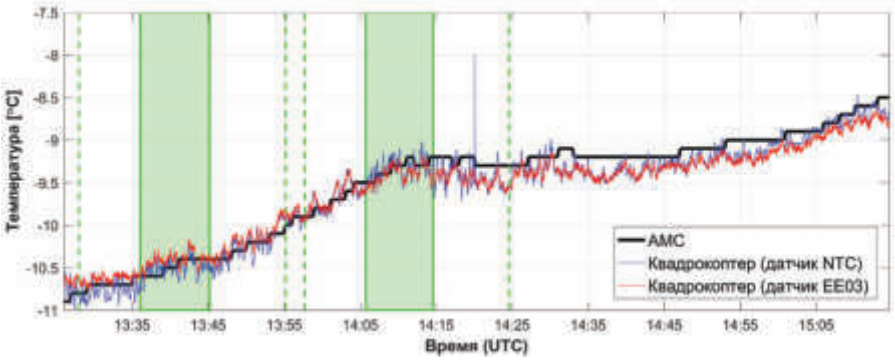


Рис 1. Сравнение измерений температуры по данным АМС и датчиков на квадрокоптере для измерений в полете и в неподвижных условиях. Периоды измерений в полете выделены зеленым цветом. Пунктирными линиями выделены периоды, для которых рассчитана статистики в табл. 2 (10 минут до взлета и 10 минут после посадки). Для датчика EE03 устранена систематическая ошибка относительно датчика NTC.

2.2 Вертикальные разрезы

Вертикальные профили температуры, измеренные на ББС и в Обнинске с использованием квадрокоптера, сравнивались с эталонными наблюдениями (МТР-5 и ВММ). Также анализировались различия между восходящими и нисходящими профилями, определяемые, в первую очередь, инерцией датчиков. На рис. 2а-в показаны типичные

различия для профилей температуры, измеренных на восходящем и нисходящем сегментах полета. На рис. 2а видно, что эти различия влияют на оценку такого важного параметра, как высота инверсии. Оптимальные значения временного сдвига Δt, определённого в разделе 1.3.2 и используемого для коррекции инерции, были найдены отдельно для каждого полета, чтобы минимизировать следующую функцию:

$$F = RMSD\left(T_{EE03}^{asc}, T_{EE03}^{dsc}\right) + RMSD\left(T_{NTC}^{asc}, T_{NTC}^{dsc}\right) + URMSD\left(T_{NTC}^{asc}, T_{EE03}^{asc}\right) + URMSD\left(T_{NTC}^{dsc}, T_{EE03}^{dsc}\right)$$

где RMSD (T_1, T_2) среднеквадратичная разность между профилями $T_1(z)$ и $T_2(z)$, URMSD – среднеквадратичная разность для указанных величин после удаления систематической (средней) ошибки, верхние индексы asc и dsc соответственно обозначают восходящий и нисходящий профили, нижние индексы обозначают тип датчика.

Оптимальное значение Δt зависит от типа датчика и от способа его монтажа. Для первых 6 полетов на ББС с исходной установкой датчиков средние значения Δt равны 9 и 11 с для датчиков NTC и EE03 соответственно. Разделение датчиков друг от друга уменьшает значения Δt, особенно для датчика NTC. Средние значения Δt, осредненные для полетов с разнесенными датчиками (4 полета на ББС и 10 в Обнинске), составляют 1 и 9 секунд для NTC и EE03. Значимых зависимостей между значениями Δt и скоростью подъема/спуска и характеристикам атмосферной стратификации не было обнаружено.

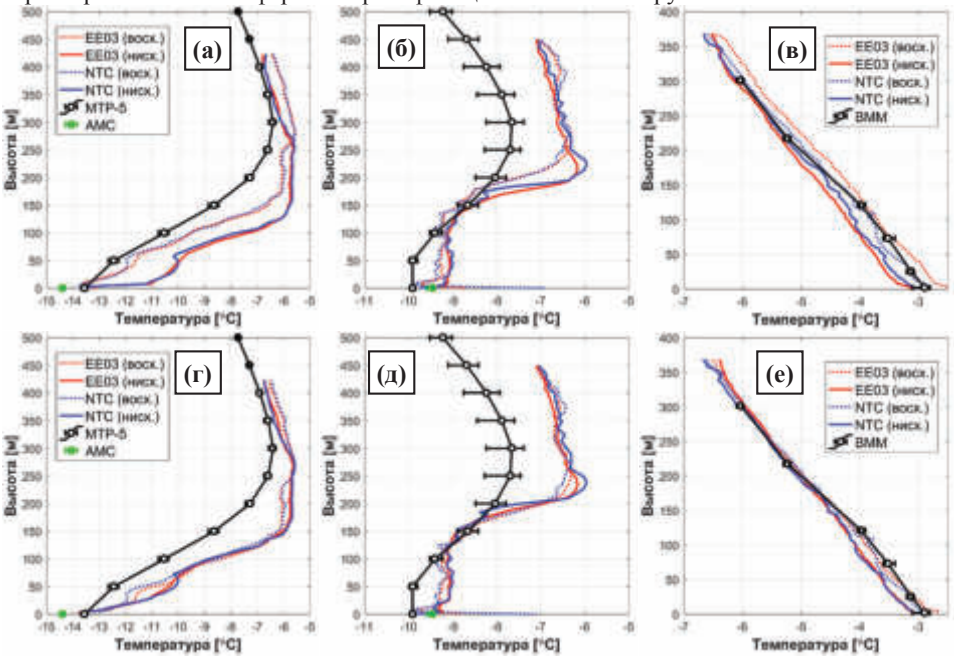


Рис. 2. Вертикальные профили температуры, построенные по данных исходных (а,б,в) и скорректированных (г,д,е) измерений датчиков EE03 и NTC для двух полетов на ББС (а, б, г, д) и одного полета в Обнинске (в, е), в сравнении с данными «эталонных» наблюдений (профилимера МТР-5 и ВММ), осредненных за время полета. Горизонтальные «усы» указывают диапазон изменчивости для «эталонных» данных за время полета. Коррекция инерции выполнена с использованием среднего Δt (режим С2 из табл. 3). Для датчика EE03 устранена систематическая ошибка относительно датчика NTC.

Восходящие и нисходящие профили температуры, построенные по скорректированным данным измерений (рис. 2г,д,е), показывают лучшее согласие друг с другом, чем профили , построенны по исходным данным (рис. 2а,б,в). Это подтверждается значениями RMSD и коэффициентами корреляции между восходящими и нисходящими профилями температуры и влажности (табл. 3). Для профилей температуры и влажности,

построенных по скорректированным данным, RMSD близки к заявленной точности датчиков. Близкие результаты получаются с использованием значений Δt, определенных отдельно для каждого полета (режим C1 в табл. 3), и с использованием средних значений Δt (режим C2 в табл. 3).

Эксперимент в Обнинске показал хорошее согласие между измерениями, выполненными с квадрокоптера, и наблюдениями датчиков на ВММ. Среднее значение RMSD между вертикальным профилями, построенными по данным измерений с квадрокоптера, и данными ВММ после всех поправок составляет 0,33 °C, что близко к заявленной точности датчиков. Средние коэффициенты корреляции превышают 0,97. Сравнение между измерениями с квадрокоптера на ББС и данными профилимера МТР-5HE показывает худшие результаты: среднее значение RMSD составляет ≈1,3 °C, а средний коэффициент корреляции равен 0,77. Но профилимер МТР-5 является устройством дистанционного зондирования и не может считаться эталоном. Тем не менее, данные контактных и дистанционых измерений хорошо согласуются по определению наличия инверсий и их высоты (рис. 2д, е).

Таблица 3

Статистические параметры сравнения (RMSD и коэффициенты корреляции R) между восходящими и нисходящими профилями температуры и влажности, построенными с использованием различных методов коррекции инерции: без коррекции; с коррекцией на основе значений Δt, определенной отдельно для каждого полета (C1); с коррекцией, основанной на средних значениях Δt (C2).

Компания и размещение датчиков	**Коррекция**	T_{NTC}^{asc} **vs** T_{NTC}^{dsc}		T_{EE03}^{asc} **vs** T_{EE03}^{dsc}		RH_{EE03}^{asc} **vs** RH_{EE03}^{dsc}	
		RMSD [°C]	**R**	**RMSD [°C]**	**R**	**RMSD [%]**	**R**
ББС, датчики рядом	нет	0.98	0.72	0.92	0.78	5.61	0.60
	C1	0.51	0.90	0.31	0.97	3.75	0.74
	C2	0.53	0.87	0.34	0.95	3.56	0.65
ББС, датчики разнесены	нет	0.32	0.87	0.51	0.68	2.60	0.48
	C1	0.28	0.93	0.38	0.88	2.17	0.55
	C2	0.31	0.89	0.40	0.85	1.96	0.59
Обнинск, датчики разнесены	нет	0.25	0.98	0.36	0.99	2.56	0.97
	C1	0.23	0.98	0.18	0.99	0.88	0.98
	C2	0.25	0.98	0.19	0.99	0.83	0.97

2.3 Горизонтальные разрезы над незамерзающей полыньей

Арктические полыньи привлекают внимание благодаря их значительному вкладу в тепловой баланс приземного слоя атмосферы в зимних условиях *(Burk et al. 1997, Репина, Аниферов 2018)*. Ряд современных модельных исследований указывает необходимость дополнительных натурных наблюдениях конвективных пограничных слоев (КПС), которые формируются над полыней (*Esau 2007; Vihma et al. 2014)*. В нашем исследовании рассмотрен опыт использования квадрокоптера для исследования колебаний температуры и влажности внутри КПС, который формируется над незамерзающей полыньей в проливе Большая Салма. В ходе кампании на ББС было выполнено 6 полетов над полыньей. Каждый полет включал горизонтальные разрезы на высотах 5, 10-20 и 40-50 м. Маршрут и высота полета контролировалась вручную, поэтому траектории полетов несколько различаются. В дальнейшем анализе рассматриваются проекции траекторий полета на линию, идущую от пирса ББС через пролив (Рис. 3а). Поправки на инерцию применялись, как описано выше, с использованием средних значений Δt.

Предварительные результаты эксперимента по изучению КПС над полыньей показаны на примере двух случаев с более сильной (рис.3б) и более слабой (рис. 3в) температурной инверсией (рис. 2а и 2б). Данные измерений ИК температуры поверхности позволяют определить края полыньи (диаграммы 3б,с верхние панели). Температура открытой воды (≈-3°C) немного ниже точки замерзания (-1.8°C), что может быть объяснено

наличием тонких ледяных пятен на воде. Температура поверхности значительно ниже для льда (≈ -10°C) и заснеженной суши (до -15°C). Неопределенность положения краев полыньи (±25 м) обусловлена различиями между траекториями полета квадрокоптера на разных высотах и различным наклоном квадрокоптера.

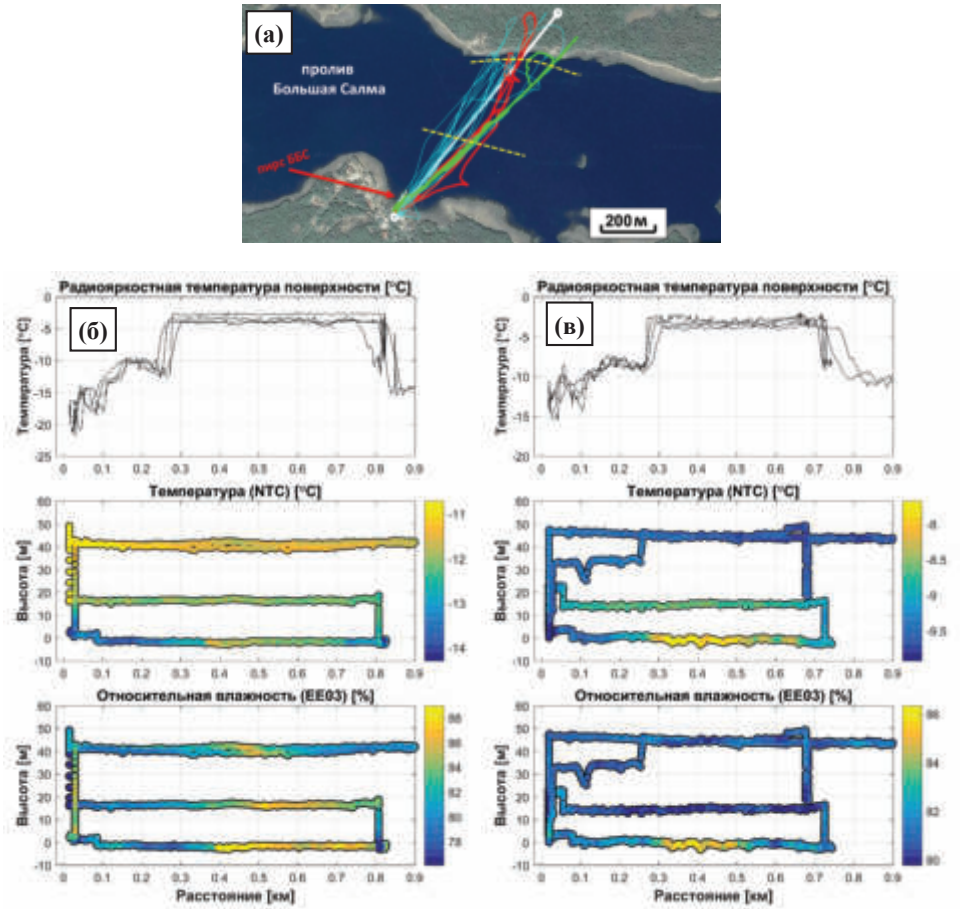


Рис. 3. Траектории всех полетов над полыньей, которые выполнялись на ББС (а), где траектории двух рассмотренных полетов (б, в), показаны зеленым и красным цветом соответственно. Желтые пунктирные линии указывают на приблизительное положение краев полынья. Для двух рассматриваемых полетов распределение ИК-температуры поверхности, температуры воздуха и относительной влажности отображено вдоль проекции на отрезок, показанный белой линией на схеме (а). Ноль на оси абсцисс - точка взлета вблизи пирса.

Все выполненные приповерхностные разрезы (на высотах порядка 5 м) указывают на повышение температуры воздуха до 2 °C над полыньей. В двух рассмотренных случаях сплошная область повышения температуры наблюдается в средней части полыньи, ближе к ее южному краю. Но в других точках над полыньей наблюдается несколько обособленных областей повышения температуры, что свидетельствует о существовании различных режимов конвекции. Области повышения температуры совпадают с областями повышения влажности (рис. 3в, нижние панели). Горизонтальные разрезы выше 20 м показывают преимущественно однородное распределение температуры без каких-либо заметных возмущений над полыньей. То же самое касается влажности, за исключением одного случая,

показанного на рис. 3б. Для этого случая с сильной инверсией температуры увеличение влажности над полыньей прослеживается даже на высоте 40 м.

Полученные результаты позволяют предположить, что над полыньей развивается тонкий КПС. Его высота может быть очень грубо оценена в 20-40 м, что согласуется с толщиной облачного слоя, формирующегося над полыньей в благоприятных условиях, с предыдущими оценками высоты КПС над той же самой полыньей *(Степаненко и др. 2011*) и с модельными исследованиями, которые предполагают высоту КПС около 50-100 м для полыньи шириной ≈1 км (*Esau 2007; Vihma et al. 2014*).

3. Заключение и выводы

Проведенное исследование показало, что даже относительно недорогой, «массовый» квадрокоптер может быть полезным инструментом для метеорологических измерений в АПС. Квадрокоптер модели DJI Phantom 4 Pro, оснащенный метеорологическими датчиками iMet-XF, успешно использован для различных типов измерений во время зимней исследовательской кампании на севере России. Сравнение между измерениями, выполненными с использованиями квадрокоптера, и эталонными наблюдениями (температурный профилемер МТР-5НЕ на ББС и высотная метеорологическая мачта ВММ-310 в Обнинске) подтвердило, что квадрокоптер можно успешно использовать для получения вертикальных профилей температуры и влажности. Более того, использование квадрокоптера позволяет диагностировать особенности вертикального строения атмосферы, не разрешаемые методами дистанционного зондирования. Особую перспективность использованию БПЛА такого типа придает возможность восстановления данных о скорости и направлении ветра по данным наклоне летательного аппарата, регистрируемых бортовым компьютером (*Neumann, Bartholmai, 2015)*. Эта возможность будет проверена в наших дальнейших исследованиях.

Горизонтальные разрезы над незамерзающей полыньей показали возможность проведения контактных измерений метеорологических характеристик над труднодоступными областями и позволили изучить влияние полыньи на температуру и влажность приводного слоя атмосферы. Такой опыт открывает широкие возможности для новых экспериментальных кампаний, которые могли бы улучшить общее понимание атмосферных процессов над неоднородными ландшафтами, такими как лесные озера (*Barskovet al. 2017*), полыньи (*Burket al. 1997; Esau, 2007*)и урбанизированные территории, включая мегаполисы *(Варенцов и др., 2017; Локощенко и др., 2016; Chow, Ho, 2016*) и арктические города, где недавно были обнаружены характерные городские острова тепла, ярко выраженные в зимних условиях *(Konstantinovet al. 2018*).

При этом использование квадрокоптеров для мониторинга характеристик АПС требует аккуратной обработки данных и учета ряда особенностей измеряемых величин. В том числе, требуется коррекция инерции датчиков. Инерция может быть значительно уменьшена с помощью датчиков с меньшим временем отклика (например, NTC термистор в нашем исследовании). Однако неправильное расположение таких датчиков может свести положительный эффект от их использования к минимуму, как произошло в случае установки двух датчиков слишком близко друг к другу (рис. 1б). Простая коррекция инерции, основанная на сдвиге временных рядов, значительно улучшает согласование между восходящими и нисходящими вертикальными профилями температуры и влажности. Но этот способ может быть неэффективным в случае особенно резких температурных градиентов, как показано на рис. 3б. Поэтому существует необходимость в более детальном теоретическом понимании погрешности измерений, выполняемы на базе квадрокоптера, и в разработке более сложных методов коррекции, подобных предложенным ранее для беспилотных самолетов (Jacobi et al. 1995).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ-РГО №17-05-41095. Экспериментальные работы на ББС МГУ проводились за счет гранта РНФ №17-17-01210. Анализ технических особенностей квадракоптера выполнен за счет гранта РНФ 18-77-10072.

Авторы глубоко благодарны руководству и сотрудникам ФГБУ «НПО «Тайфун» и лично Кулижниковой Л.К. за предоставление использовавшихся в исследовании данных наблюдений высотной метеорологической мачты в г. Обнинск.

Литература

1. *Варенцов М.И., Самсонов Т.Е., Кислов А.В., Константинов П.И.* Воспроизведение острова тепла Московской агломерации в рамках региональной климатической модели COSMO-CLM // Вестник Московского университета. Серия 5. География. 2017. № 6. С. 25–37.
2. *Воскресенский И.С., Сучилин А.А., Ушакова Л.А., Шафоростов В.М., Энтин А.Л., Иванов М.М.* Изучение морфологии оползня на основе данных ГНСС и воздушного зондирования (на примере участка долины р. Протва) // Инженерные изыскания. 2018. Т. 12. № 5–6. С. 50–57.
3. *Денисов С.А., Домрачев А.А., Елсуков А.С.* Опыт применения квадрокоптера для мониторинга возобновления леса // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер. Лес. Экология. Природопользование. 2016. Т. 32. № 4. С. 34–46.
4. *Локощенко М.А., Корнева И.А., Кочин А.В., Дубовецкий А.З., Новицкий М.А., Разин П.Е.* О Высотной Протяженности Городского “Острова Тепла” Над Москвой // Доклады Академии Наук. 2016. Т. 466. № 2. С. 213–217.
5. *Новицкий М.А., Мазурин Н.Ф., Кулижникова Л.К., Калиничева О.Ю., Тереб Л.А., Нечаев Д.Р., Сапронов В.Л.* Сравнение данных измерений ветра при помощи выпускаемого промышленного содара и высотной метеорологической мачты в Обнинске // Метеорология и гидрология. 2011. № 10. С. 74–83.
6. *Репина И.А., Аниферов А.А.* Исследование динамики атмосферного пограничного слоя над заприпайной полыньей моря Лаптевых по данным WRF-моделирования // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 1. С. 275–288.
7. *Степаненко В.М., Дебольский А.В., Варенцов М.И., Кузнецов Д.Е., Зимин М.И.* Изучение атмосферной конвекции над арктической полыньей с применением суперкомпьютерных вычислений и спутниковых данных высокого разрешения // Земля из космоса наиболее эффективные решения. 2011. № 10. С. 52–55.
8. *Эзау И.Н., Вольф Т., Миллер Е.А., Репина И.А., Троицкая Ю.И., Зилитинкевич С.С.* Анализ результатов дистанционного мониторинга профиля температуры в нижних слоях атмосферы долины г. Берген (Норвегия) // Метеорология и гидрология. 2013. № 10. С. 93–103.
9. *Ajayi O.G., Salubi A.A., Angbas A.F., Odigure M.G.* Generation of accurate digital elevation models from UAV acquired low percentage overlapping images // Int. J. Remote Sens. 2017. V. 38. № 8–10. P. 3113–3134.
10. *Barskov K.V., Chernyshev R.V., Stepanenko V.M., Repina I.A., Artamonov A.Y., Guseva S.P., Gavrikov A.V.* Experimental study of heat and momentum exchange between a forest lake and the atmosphere in winter // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 2017. V. 96. № 1. P. 12003.
11. *Beyrich F.* Mixing height estimation from sodar data — A critical discussion // Atmos. Environ. 1997. V. 31. № 23. P. 3941–3953.
12. *Boer G., Ivey M., Schmid B., Lawrence D., Dexheimer D., Mei F., Hubbe J., Bendure A., Hardesty J., Shupe M.D., McComiskey A., Telg H., Schmitt C., Matrosov S.Y., Brooks I., Creamean J., Solomon A., Turner D.D., Williams C., Maahn M., Argrow B., Palo S., Long C.N., Gao R.S., Mather J.* A bird’s-eye view: Development of an operational ARM unmanned aerial capability for atmospheric research in arctic Alaska // Bull. Am. Meteorol. Soc. 2018. V. 99. № 6. P. 1197–1212.
13. *Burk S.D., Fett R.W., Englebretson R.E.* Numerical simulation of cloud plumes emanating from Arctic leads // J. Geophys. Res. Atmos. 1997. V. 102. № D14. P. 16529–16544.
14. *Chow W., Ho D.* Investigating the vertical dimension of Singapore’s urban heat island through quadcopter platforms: an pilot study // Geophysical Research Abstracts. 2016. V. 5690.
15. *Cimoli E., Marcer M., Vandecrux B., Bøggild C.E., Williams G., Simonsen S.B.* Application of Low-Cost UASs and Digital Photogrammetry for High-Resolution Snow Depth Mapping in the Arctic // Remote Sens. 2017. V. 9. № 11. P. 1144.
16. *DeMario A., Lopez P., Plewka E., Wix R., Xia H., Zamora E., Gessler D., Yalin A.* Water Plume Temperature Measurements by an Unmanned Aerial System (UAS) // Sensors. 2017. V. 17. № 2. P. 306.
17. *Esau I.N.* Amplification of turbulent exchange over wide Arctic leads: Large-eddy simulation study // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. № D8. P. D08109.

18. *Ivanov A., Katz A., Kurnosenko S., Nash N., Zaitseva N.* WMO International Radiosonde Comparison, Phase 3, Instruments and Observing Methods, Rep. No. 40. 1991. P. 172.
19. *Jacobi C., Scherf A., Siemer A.H., Roth R.* On the influence of sensor inertia on the estimation of turbulent fluxes from aircraft measurements // Boundary-Layer Meteorol. 1995. V. 76. № 1–2. P. 97–108.
20. *Jonassen M.O., Tisler P., Altstädter B., Scholtz A., Vihma T., Lampert A., König-Langlo G., Lüpkes C.* Application of remotely piloted aircraft systems in observing the atmospheric boundary layer over Antarctic sea ice in winter // Polar Res. 2015. V. 34. P. 1–15.
21. *Kadygrov E.N., Pick D.R.* The potential for temperature retrieval from an angular-scanning single-channel microwave radiometer and some comparisons within situ observations // Meteorol. Appl. 1998. V. 5. № 4. P. 393–404.
22. *Konstantinov P., Varentsov M., Esau I.* A high density urban temperature network deployed in several cities of Eurasian Arctic // Environ. Res. Lett. 2018. V. 13. № 7. P. 75007.
23. Kral *S., Reuder J., Vihma T., Suomi I., O'Connor E., Kouznetsov R., Wrenger B., Rautenberg A., Urbancic G., Jonassen M., Båserud L., Maronga B., Mayer S., Lorenz T., Holtslag A., Steeneveld G.-J., Seidl A., Müller M., Lindenberg C., Langohr C., Voss H., Bange J., Hundhausen M., Hilsheimer P., Schygulla M.* Innovative Strategies for Observations in the Arctic Atmospheric Boundary Layer (ISOBAR) — The Hailuoto 2017 Campaign // Atmosphere. 2018. V. 9. № 7. P. 268.
24. *Lang S., McKeogh E.* LIDAR and SODAR measurements of wind speed and direction in upland terrain for wind energy purposes // Remote Sens. 2011. V. 3. № 9. P. 1871–1901.
25. *Li F., Yang W., Liu X., Sun G., Liu J.* Using high-resolution UAV-borne thermal infrared imagery to detect coal fires in Majiliang mine, Datong coalfield, Northern China // Remote Sens. Lett. 2018. V. 9. № 1. P. 71–80.
26. *Neumann P.P., Bartholmai M.* Real-time wind estimation on a micro unmanned aerial vehicle using its inertial measurement unit // Sensors Actuators, A Phys. 2015. V. 235. P. 300–310.
27. *Nishar A., Richards S., Breen D., Robertson J., Breen B.* Thermal infrared imaging of geothermal environments and by an unmanned aerial vehicle (UAV): A case study of the Wairakei - Tauhara geothermal field, Taupo, New Zealand // Renew. Energy. 2016. V. 86. P. 1256–1264.
28. *Patel P.N., Patel M.A., Faldu R.M., Dave Y.R.* Quadcopter for Agricultural Surveillance // Adv. Electron. Electr. Eng. 2013. V. 3. № 4. P. 427–432.
29. *Roldán J.J., Joossen G., Sanz D., Cerro J. del, Barrientos A.* Mini-UAV based sensory system for measuring environmental variables in greenhouses // Sensors (Switzerland). 2015. V. 15. № 2. P. 3334–3350.
30. *Spiess T., Bange J., Buschmann M., Vörsmann P.* First application of the meteorological Mini-UAV «M2AV» // Meteorol. Zeitschrift. 2007. V. 16. № 2. P. 159–169.
31. *Vihma T., Pirazzini R., Fer I., Renfrew I.A., Sedlar J., Tjernström M., Lüpkes C., Nygård T., Notz D., Weiss J., Marsan D., Cheng B., Birnbaum G., Gerland S., Chechin D., Gascard J.C.* Advances in understanding and parameterization of small-scale physical processes in the marine Arctic climate system: A review // Atmos. Chem. Phys. 2014. V. 14. № 17. P. 9403–9450.
32. *Wildmann N., Bernard S., Bange J.* Measuring the local wind field at an escarpment using small remotely-piloted aircraft // Renew. Energy. 2017. V. 103. P. 613–619.

Влияние вариаций уровня солнечной активности на динамические процессы в атмосфере: анализ эмпирических данных и моделирование

А.Н. Груздев[1], В.А. Безверхний[1], Х. Шмидт[2], Г.П. Брассёр[2]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany

1. Введение

Солнечное излучение испытывает вариации в широком диапазоне временных масштабов от дней до столетий (*Gray et al. 2010*). В его изменениях четко проявляется ряд цикличностей. Это 11-летний солнечный цикл, вариации с периодом около 27 суток (27-суточный цикл), связанные с вращением Солнца вокруг собственной оси, и квазидвухлетние вариации. Последние заметны в фазе максимума и снижения 11-летнего цикла. Амплитуда 11-летнего цикла на длине волны 205 нм (область эффективного фотолиза озона) составляет около 4%, амплитуда 27-суточного цикла – около 2% (*Gruzdev et al. 2009*), а квазидвухлетние вариации на порядок слабее 11-летних колебаний.

Изучению воздействия 11-летнего солнечного цикла на земную атмосферу и климат посвящено множество работ, включающих анализ данных наблюдений и численное моделирование. Обстоятельный обзор по разным аспектам солнечного воздействия приведен в (*Gray et al. 2010*), а ссылки на более поздние исследования влияния 11-летнего солнечного цикла на температуру и циркуляцию атмосферы можно найти в (*Груздев 2017).* В целом имеется удовлетворительное соответствие между модельными результатами и наблюдениями 11-летних вариаций атмосферного озона и температуры в тропической области. Однако соответствие намного хуже в средних и полярных широтах. Недостаточно ясна роль динамики атмосферы в атмосферном отклике на 11-летний солнечный цикл во внетропических широтах.

Атмосферный отклик на 27-суточный солнечный цикл тоже изучался в достаточно большом количестве работ, и основное внимание уделялось реакции озона и температуры. Довольно подробный обзор приведен в (*Gruzdev et al. 2009*), а информацию о более поздних работах можно найти в (*Sukhodolov et al. 2017*). Модельные результаты по озону и температуре в целом удовлетворительно согласуются с наблюдениями в экваториальной области. Отклик атмосферной динамики на 27-суточный солнечный цикл практически не изучен. Здесь можно указать на недавнюю работу (*Gruzdev et al. 2014*).

Изучение влияния на земную атмосферу квазидвухлетних солнечных вариаций затруднено наличием в атмосфере сильных собственных квазидвухдетних колебаний. Солнечное воздействие на квазидвухлетнем временном масштабе идентифицируется в верхней атмосфере (*Фадель и др. 2002*), но обнаружить прямое влияние в более низких слоях атмосферы практически невозможно. Однако возможен опосредованный эффект, заключающийся в синхронизации собственных атмосферных колебаний с солнечными квазидвухлетними вариациями (*Soukharev and Hood 2001; Груздев и Безверхний 2010*).

Настоящая статья содержит обзор некоторых результатов, полученных в Институте физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, касающихся влияния вариаций уровня солнечной активности трех указанных временных масштабов на динамические процессы в атмосфере. Некоторые из результатов опубликованы (*Безверхний и Груздев 2016*, *Груздев 2017*), но солидная часть представляется впервые.

2. Данные и методы анализа

В работе использованы следующие эмпирические данные.

1. Среднемесячные (с середины XVIII века) и среднегодовые (с 1700 г.) значения числа солнечных пятен (http://www.sidc.be/silso/citations) по данным Королевской обсерватории Бельгии.

2. Среднемесячные данные измерений потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см ($F_{10.7}$) с 1947 г. (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/ и http://swc-legacy.nict.go.jp/sunspot/index_e.php).

3. Годовые значения интегрального индекса солнечной активности S_B за 1881-2010 гг., предложенного в (*Логинов 2015*). Индекс является функцией площади и яркости активных образований на Солнце: пятен, факелов и светлых колец и характеризуется сильным 11-летним циклом и отчетливыми колебаниями с периодом около 45 лет.

4. Среднемесячные данные о температуре, геопотенциале, скорости ветра, потенциальной завихренности из реанализа ERA-Interim Европейского центра среднесрочного прогноза погоды за 1979–2015 гг. (http://apps.ecmwf.int/datasets/).

5. Среднемесячные значения индекса Североатлантического колебания (САК) Университета восточной Англии за 1823–2017 гг. (https://crudata.uea.ac.uk/cru/data/nao/).

6. Среднемесячные значения приземной температуры воздуха в центральной Англии с середины XVII века (https://www.metoffice.gov.uk/hadobs/hadcet/data/download.html), по данным Центра Гадлея Метеослужбы Великобритании.

7. Результаты спутниковых измерений вертикальных профилей озона с помощью приборов SBUV и SBUV 2 с 1979 г. (ftp://toms.gsfc.nasa.gov/pub/sbuv).

8. Результаты модельных расчетов воздействия 27-суточного солнечного цикла на земную атмосферу с помощью 3-мерной химико-климатической модели HAMMONIA Института метеорологии им. Макса Планка в Гамбурге, Германия. Описание модели и численных экспериментов приведены в (*Gruzdev et al. 2009*). 27-суточный форсинг задавался на верхней границе модели (~250 км) в виде синусоидальных колебаний внеатмосферных потоков спектральной солнечной радиации в диапазоне от крайней УФ до ИК области. Амплитуда колебаний оценена по наблюдениям.

Для анализа использованы различные методы. Среди них – кросс-спектральный анализ высокого разрешения по методу максимальной энтропии (*Jones 1978*), техника вейвлет-преобразования для пары сигналов (кросс-вейвлеиный анализ), метод множественной линейной регрессии.

Модель множественной линейной регрессии использована для выявления в данных сигнала, связанного с 11-летним солнечным циклом. Она описана в (*Груздев 2017*) и кроме влияния 11-летнего цикла учитывает линейный тренд, годовой ход, влияние квазидвухлетней цикличности, Североатлантического колебания, Южного колебания и продуктов извержения вулкана Пинатубо.

При кросс-вейвлетном анализе определяются локальные (во времени) когерентность, корреляция и фазовый сдвиг (*Безверхний 2001; Безверхний и Груздев 2016)*. Локальный фазовый сдвиг на данной частоте определяется как минимальный временной сдвиг между сигналами, при котором достигается наилучшая (по модулю) корреляция между локальными (в пределах периода колебаний) фрагментами вейвлет-преобразований сигналов на этой частоте. Локальная когерентность есть локальный коэффициент корреляции при этом сдвиге. Таким образом, она характеризует максимальную корреляцию, получаемую путем выравнивания локальных фаз вейвлет-преобразований сигналов. Локальная корреляция определяется при фиксированном временном сдвиге.

3. Результаты

3.1. Влияние 11-летнего солнечного цикла. На рисунках 1–3 приведены результаты, полученные при анализе данных ERA-Interim методом множественной линейной регрессии. Рисунок 1 показывает изменения среднезональных значений геопотенциальной высоты (ГВ) и скорости зонального ветра в целом за год в зависимости от широты и давления (высоты) при изменении уровня солнечной активности в 11-летнем цикле от минимума к максимуму. ГВ возрастает с ростом уровня солнечной активности, и наиболее сильные изменения характерны для антарктической стратосферы (рис. 1а). Согласно (*Груздев 2017*), весной в

верхней стратосфере над Антарктидой они достигают 200 гп. м. Изменения в Арктике статистически незначимы.

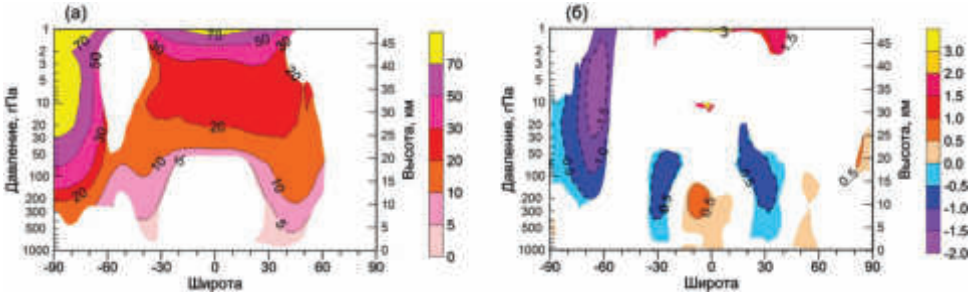


Рис. 1. Изменения геопотенциальной высоты (гп. м) (*а*) и скорости зонального ветра (м/с) (*б*) от фазы минимума к фазе максимума 11-летнего солнечного цикла. Показаны только значения, статистически значимые на уровне не менее 95%.

Основной отклик зонального ветра на 11-летний солнечный цикл отмечен в области южнополушарного стратосферного циркумполярного вихря, в слое низкоширотной стратопаузы и в окрестностях верхнетропосферных субтропических струйных течений, (рис. 1б). Скорость ветра на уровне тропической стратопаузы (~1 гПа) возрастает с увеличением уровня солнечной активности. Изменения скорости ветра в стратосфере южной полярной области и в субтропических струйных течениях происходят примерно в противофазе с солнечным циклом.

На рис. 2 показаны изменения потенциальной завихренности (ПЗ) в целом за год и в сентябре-ноябре в изентропической системе координат. Удобство такого представления заключается в том, что в адиабатическом приближении и в отсутствие диссипации изменения ПЗ обусловлены горизонтальной адвекцией на изентропической поверхности (*Holton 2004*). Для изменений ПЗ характерно чередование с широтой отрицательных и положительных значений (рис. 2). Они определяются особенностями широтной структуры зонального течения и соответствуют зонам меридионального сдвига скорости течения в системах высокоширотных стратосферных и субтропических верхнетропосферных струйных течений и зонального потока в тропической стратосфере и, как показал более детальный анализ, в основном обусловлены изменениями относительного вихря. Наибольшие изменения ПЗ в фазе с солнечным циклом свойственны тропическому поясу, а в противофазе с ним – нижней стратосфере Антарктики. Изменения ПЗ в антарктической стратосфере весной достигают 6% (рис. 2б).

По данным о геопотенциале рассчитаны амплитуды его зональных гармоник. На рис. 3 приведены изменения амплитуд 1-й и 2-й гармоник ГВ в течение солнечного цикла для одного из сезонов (март–май). Они указывают на то, что крупномасштабная волновая

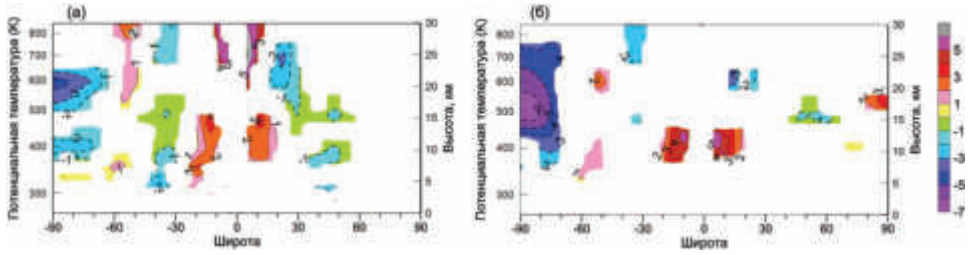


Рис. 2. Изменение потенциальной завихренности (%) от фазы минимума к фазе максимума 11-летнего солнечного цикла в целом за год (*а*) и в сентябре–ноябре (*б*). Показаны только значения, статистически значимые на уровне не менее 95%.

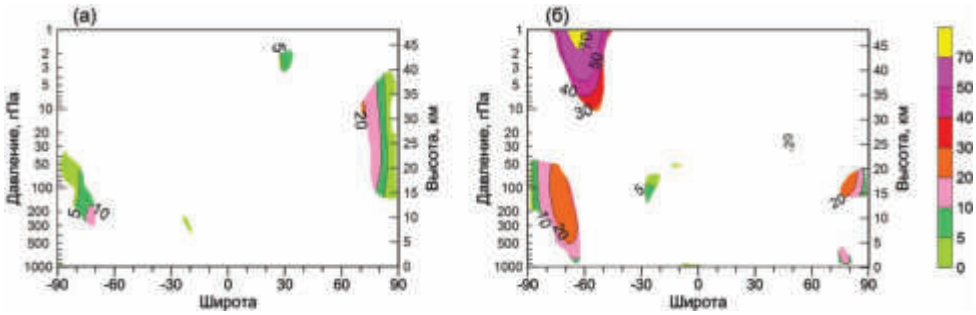


Рис. 3. Изменение амплитуд 1-й (*а*) и 2-й (*б*) зональных гармоник геопотенциальной высоты (гп. м) от фазы минимума к фазе максимума 11-летнего солнечного цикла в марте–мае. Показаны только значения, статистически значимые на уровне не менее 95%.

структура геопотенциала изменяется в ходе 11-летнего солнечного цикла. Так, выявлено увеличение амплитуд компонент с волновыми числами 1 и 2 в отдельных областях полярной стратосферы и тропосферы в марте–мае, отражающее усиление волновой активности с ростом уровня солнечной активности (рис. 3).

Приведенные результаты указывают на наличие достоверной статистической связи крупномасштабных динамических процессов в тропосфере и стратосфере с 11-летним солнечным циклом.

Данные об индексе Североатлантического колебания (САК) и приземной температуре воздуха в центральной Англии анализировались кросс-вейвлетным методом совместно с числом солнечных пятен. На рис. 4а, в приведены распределения (спектры) локальной когерентности индекса САК и температуры с числом солнечных пятен в зависимости от времени и периода вариаций. Основная особенность спектров – знакопеременные квазипериодические изменения когерентности на периоде солнечного цикла со средним периодом около 50 лет.

На рис. 4б приведен спектр локальной корреляции между индексом САК и числом солнечных пятен при 7-летней задержке индекса относительно числа пятен. Отметим две особенности спектра. Во-первых, на периоде солнечного цикла проявляются в основном отрицательные значения локальной корреляции. Во-вторых, отчетливо проявилась периодическая модуляция локальной корреляции с тем же периодом около 50 лет.

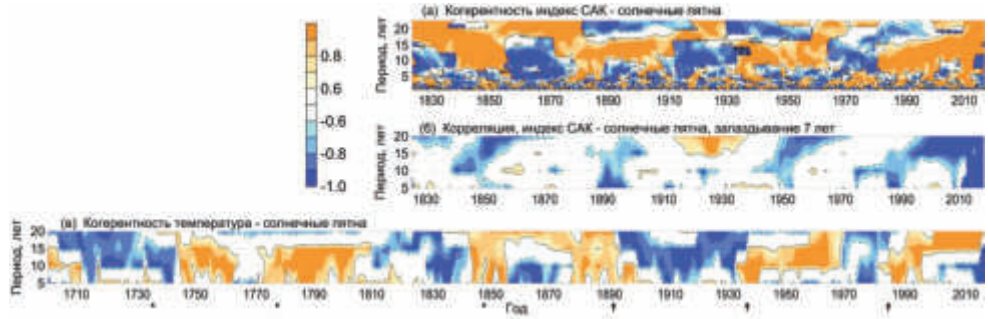


Рис. 4. Спектр локальной когерентности между индексом САК и числом солнечных пятен (*а*), спектр локальной корреляции индекса САК с числом солнечных пятен при временной задержке 7 лет (*б*) и спектр локальной когерентности между температурой воздуха в центральной Англии и числом солнечных пятен (в).

Три жирные стрелки на рис. 4 соответствуют максимумам колебаний индекса Логинова с периодом около 45 лет (*Логинов 2015*). Они продолжены на более ранние даты тонкими стрелками, которые соответствуют максимумам мультидекадных вариаций числа солнечных пятен. Эти вариации получены сглаживанием числа пятен фильтром Кайзера-Бесселя с частотой обрезания 0.05 лет$^{-1}$ (*Harris 1978*) и отражают группы солнечных циклов с повышенными амплитудами. Объединяя все максимумы, мы видим по рис. 4в, что пять из шести максимумов попадают в интервалы положительной когерентности или непосредственно предшествуют им.

Приведенные результаты показывают, что декадная изменчивость САК и температуры воздуха в центральной Англии синхронизованы с 11-летним солнечным циклом в течение определенных временных интервалов. Их связь с солнечным циклом внутри этих интервалов изменяется примерно от софазной до противофазной. Мультидекадная модуляция связи обусловлена, вероятно, мультидекадными вариациями солнечной активности.

3.2. Влияние квазидвухлетних вариаций УФ солнечного излучения. Квазидвухлетняя цикличность (КДЦ) – доминирующая компонента изменчивости скорости зонального ветра в экваториальной стратосфере (*Holton 2004*). Фаза квазидвухлетних колебаний ветра распространяется сверху вниз. В работах (*Безверхний и Груздев 2007, 2014; Груздев и Безверхний 2010*) на основе различных данных показано наличие довольно высокой когерентности КДЦ экваториального стратосферного ветра с квазидвухлетними вариациями уровня солнечной активности.

Мы применили кросс-спектральный метод к взаимному анализу зональной скорости ветра над экватором по данным ERA-Interim и индексу солнечной активности $F_{10.7}$. На рис. 5 красной кривой показана фазовая задержка КДЦ скорости ветра относительно квазидвухлетних вариаций индекса $F_{10.7}$. Видно, что колебания скорости ветра в окрестности стратопаузы (~50 км) синхронизованы с солнечными вариациями при близкой к нулю фазовой задержке.

Известно, что функция озонного нагревания максимальна в окрестности стратопаузы (Хргиан 1973). Скорость зонального ветра u связана с меридиональным распределением температуры T уравнением термического ветра, которое на экваторе модифицируется к виду $u_z \sim -T_{yy}$ (*Andrews et al. 1987; Груздев и Безверхний 2010*), согласно которому вертикальный сдвиг скорости ветра зависит от кривизны меридионального распределения температуры.

Мы оценили степень кривизны меридионального распределения озона (O_3) по данным SBUV/SBUV 2 как средний градиент концентрации O_3 в направлении полюсов, полученный осреднением градиентов в северной и южной окрестностях экватора. Кривая фазовой задержки квазидвухлетних вариаций этого градиента относительно вариаций потока $F_{10.7}$ показана ни рис. 5 синей кривой. Ее значение в окрестности стратопаузы таково, что вариации градиента O_3 происходят примерно в противофазе с солнечными вариациями (что

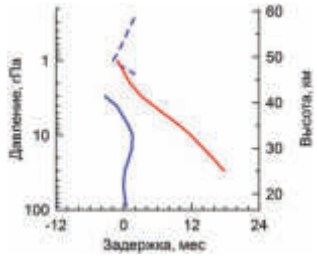


Рис. 5. Запаздывание квазидвухлетних вариаций зональной скорости экваториального ветра (красная кривая) и среднего по широтным поясам 0°–10° с.ш. и 0°–10° ю.ш. меридионального градиента отношения смеси озона (синие кривые) относительно квазидвухлетних вариаций индекса $F_{10.7}$. Штриховые участки соответствуют вариациям, сдвинутым по фазе на полпериода относительно истинных вариаций, сплошные участки – вариациям без фазового сдвига.

соответствует близости к нулю фазовой кривой на рис. 5) и, следовательно, в противофазе с КДЦ скорости ветра.

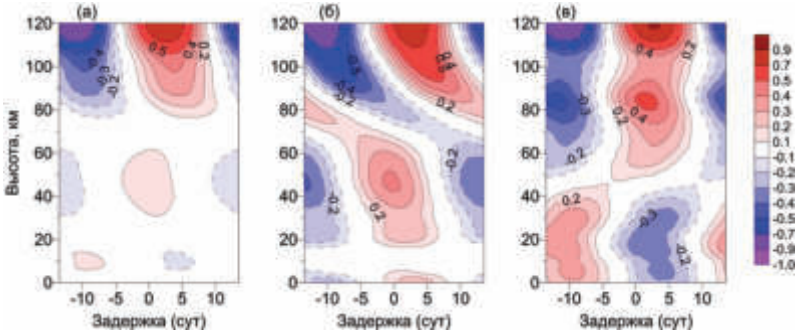


Рис. 6. Коэффициенты корреляции между геопотенциалом на 50º с.ш. и 27-суточным форсингом в целом за год (*а*), зимой (*б*) и летом (*в*) в зависимости от высоты и временного сдвига. Показаны только значения, статистически значимые на уровне не менее 95%.

Полученные результаты согласуются с результатами более ранних работ (*Безверхний и Груздев 2007, 2014; Груздев и Безверхний 2010*). Если выявленное соответствие фаз квазидвухлетних вариаций уровня солнечной активности, скорости зонального ветра и меридионального профиля озона в окрестности экваториальной стратопаузы неслучайно, то оно указывает на синхронизацию этих вариаций. Для проверки этого предположения нужны эксперименты с моделью атмосферы, воспроизводящей квазидвухлетнюю цикличность ветра в экваториальной стратосфере.

3.3. Влияние 27-суточного цикла. Воздействие 27-суточного солнечного цикла на атмосферу выполнено по результатам расчетов на 3-мерной химико-климатической модели HAMMONIA. В настоящей работе для анализа использованы среднезональные значения геопотенциала (геопотенциальной высоты – ГВ) и амплитуды и фазы зональных гармоник геопотенциала (ГВ). Амплитуда и фаза (фаза определяется как долгота максимума гармоники) рассчитывались для каждой широты, высоты и даты путем разложения поля геопотенциала (ГВ) в ряд Фурье вдоль широтного круга. Временные ряды самой ГВ и ряды амплитуд и фаз ее зональных гармоник сглаживались 35-суточным прямоугольным фильтром, аналогично (*Груздев 2009*). Сглаженные ряды затем вычитались из первоначальных рядов. Результирующие ряды содержат вариации месячного и внутримесячного масштабов.

На рис. 6 представлены коэффициенты корреляции между геопотенциалом на 50º с.ш. и 27-суточным форсингом в целом за год, а также в зимний и летний сезоны в зависимости от высоты и временного сдвига. Положительные значения сдвига соответствуют запаздыванию, а отрицательные – опережению геопотенциала относительно форсинга. Согласно рис. 6, отклик геопотенциала в термосфере (выше ~100 км) на солнечный цикл слабо зависит от сезона, однако стратосферно-тропосферные отклики зимой и летом принципиально различаются. Вариации геопотенциала в стратосфере и тропосфере зимой происходят примерно в фазе с 27-суточным циклом, а летние вариации близки к противофазному поведению, запаздывая от него на несколько суток.

На рис. 7а показано распределение амплитуды 1-й зональной гармоники ГВ зимой. Оно характеризуется максимумом ~800 гп. м в окрестности 65° с.ш. на высоте около 40 км. На рис. 7б-в представлены коэффициенты корреляции между амплитудой 1-й гармоники геопотенциала на 50º с.ш. и 27-суточным форсингом зимой и летом. Связь амплитуды волны с солнечным форсингом в зимнее время наиболее тесно проявилась в стратосфере вблизи

высоты 30 км (коэффициент корреляции ~0.5). Стратосферные вариации амплитуды с периодом ~27 сут, как следует из рис. 7б, приблизительно ортогональны форсингу, так что, например, за увеличением потока солнечной радиации следует через четверть периода (~7 сут) уменьшение амплитуды волны.

Связь 1-й гармоники геопотенциала с 27-суточным циклом в летний период заметно слабее (рис. 7в). Максимум корреляции ~0.3 приходится на окрестность высоты 40 км, при этом фазовые соотношения амплитуды гармоники с 27-суточным форсингом противоположны тем, что отмечены для зимнего периода.

На рис. 7г показан коэффициент корреляции между фазой (долготой максимума) 1-й гармоники геопотенциала на 50º с.ш. зимой и 27-суточным форсингом. Связь фазы гармоники с 27-суточным циклом довольно слабая и проявляется в основном в нижней стратосфере. Долготные смещения фазы волны (например, ее гребня), обусловленные 27-суточным форсингом, составляют около 30º долготы. Из сопоставления рис. 7б, г следует, что усиление квазистационарной планетарной волны в нижней стратосфере (~20 км) в результате 27-суточного солнечного форсинга сопровождается ее смещением в долготном направлении к западу, а ослабление – смещением к востоку.

На рис. 8а приведены высотные профили максимальных (по модулю) коэффициентов

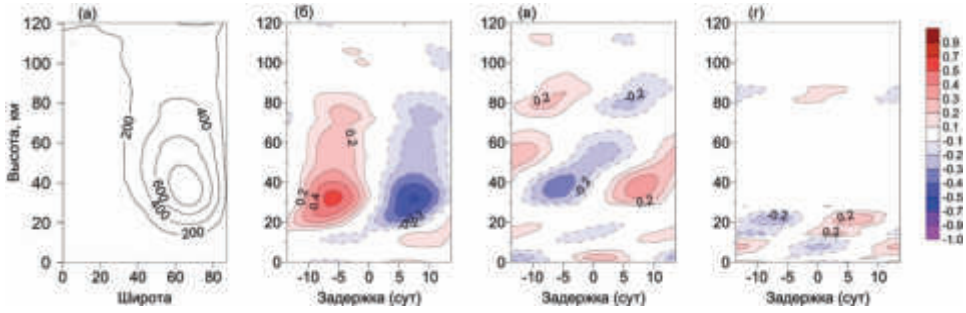


Рис. 7. *а* – широтно-высотное распределение амплитуды 1-й зональной гармоники геопотенциальной высоты (гп. м) зимой. *б–в* – коэффициенты корреляции между амплитудой 1-й зональной гармоники геопотенциала на 50º с.ш. и 27-суточным форсингом зимой (*б*) и летом (*в*) в зависимости от высоты и временного сдвига. *г* – коэффициент корреляции между фазой 1-й зональной гармоники геопотенциала на 50º с.ш. зимой и 27-суточным форсингом в зависимости от высоты и временного сдвига.

корреляции (КК) между амплитудами 1-х зональных гармоник геопотенциала на широтах 30º, 50º и 70º с.ш. и 27-суточным форсингом в зимний период. Максимальный КК определяется в пределах временного сдвига на полпериода (13.5 сут) в одну и другую стороны между коррелируемыми величинами. Абсолютный максимум КК ~0.5 отмечен на широте 50º в окрестности высоты 30 км (ср. с рис. 7б). В субтропических и полярных широтах КК достигает значений ~0.3 вблизи высоты 40 км.

На рис. 8б приведены максимальные (по модулю) КК между амплитудами зональных гармоник геопотенциала с волновыми числами от 1 до 5 на широте 50º с.ш. в зимний период и 27-суточным форсингом. Из сравнения профилей следует, что влияние солнечного цикла на крупномасштабные возмущения в стратосфере выражается, главным образом, в воздействии на планетарную компоненту с волновым числом 1. Отклик на солнечное воздействие в тропосфере проявляется в компонентах с зональными волновыми числами 2 и 3. Наибольший по величине отклик на солнечное воздействие получен для возмущений с волновым числом 1 в средних и высоких широтах (рис. 8в). Размах (магнитуда) колебаний ГВ составляет ~300 гп. м в средней и верхней стратосфере.

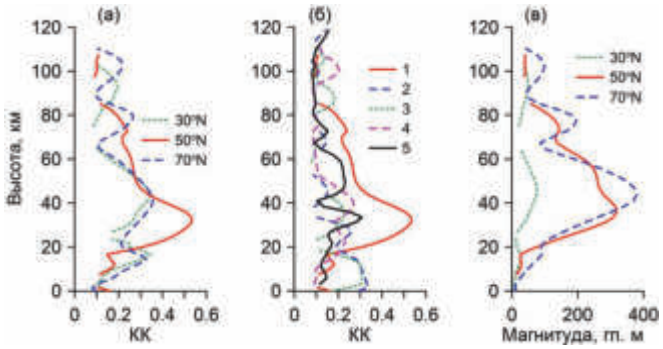


Рис. 8. *а–б* – высотные распределения максимальных коэффициентов корреляции между амплитудами 1-й зональной гармоники геопотенциала на широтах 30º, 50º и 70º с.ш. зимой и 27-суточным форсингом (*а*), между амплитудами зональных гармоник геопотенциала с волновыми числами 1–5 на широте 50º с.ш. зимой и 27-суточным форсингом. *в* – высотное распределение магнитуды 27-летних колебаний амплитуды 1-й зональной гармоники геопотенциальной высоты на широтах 30º, 50º и 70º с.ш.

Представленные результаты указывают на возможность воздействия 27-суточного солнечного цикла на крупномасштабную волновую активность в атмосфере зимой в средних и полярных широтах северного полушария.

4. Обсуждение результатов и заключение

Представленные результаты свидетельствуют о наличии статистических связей ряда атмосферных циркуляционных параметров с колебаниями уровня солнечной активности на трех временных масштабах: 11-летнего солнечного цикла, квазидвухлетних вариаций и 27-суточного (вращательного) цикла. Эффекты 11-летнего и 27-суточного солнечных циклов проявились не только через воздействие на химический состав и основные термодинамические и динамические параметры атмосферы (*Gruzdev et al. 2009; Груздев 2017*), но и в виде отклика на это воздействие планетарных волн.

Одним из возможных механизмов влияния колебаний уровня солнечной активности на земную атмосферу может быть синхронизация солнечными вариациями собственной атмосферной изменчивости соответствующего временного масштаба. Указания на это получены для квазидвухлетней цикличности в экваториальной стратосфере и для декадной изменчивости Североатлантического колебания (САК) и приземной температуры в Англии.

Анализ длинных рядов индекса САК и приземной температуры, показал, что характер связи этих параметров с 11-летним солнечным циклом изменяется на мультидекадном временном масштабе. Изменения такого масштаба нельзя обнаружить по относительно коротким данным из реанализа ERA-Interim или данным озонных наблюдений. Однако мы не можем исключить их возможность. Поэтому полученные по данным реанализа результаты о влиянии на атмосферу 11-летнего солнечного цикла не следует распространять на предшествующий этим данным период времени.

Авторы благодарны Юдит Лин (Judith Lean) за предоставление спектральных потоков солнечной радиации. Данные о числе солнечных пятен подготовлены Королевской обсерваторией Бельгии (World Data Center SILCO, Royal Observatory of Belgium, Brussels), данные о потоке радиоизлучения Солнца – Национальным центром информации об окружающей среде NOAA, США (NOAA National Center for Environ,mental Information), и японским Центром информации о космической погоде (NICT Space Weather Information Center), данные ERA-Interim – Европейским центром среднесрочного прогноза погоды (ECMWF), данные об индксе Североатлантического колебания – Университетом восточной Англии (Climatic Research Unit, University of East Anglia), данные о температуре в

центральной Англии – Центром Гадлея Метеослужбы Великобритании (Met Office Hadley Centre), данные озонных измерений с помощью приборов SBUV и SBUV 2 – Годдардовским центром космических полетов NASA (NASA's Goddard Space Flight Center).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (только российских авторов), проект № 16-05-00663.

Литература

1. *Безверхний В.А.* Развитие метода вейвлет-преобразования для анализа геофизических данных // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 5. С. 630–638.
2. *Безверхний В.А., Груздев А.Н.* О связи квазидесятилетних и квазидвухлетних колебаний солнечной активности и экваториального стратосферного ветра // Доклады АН. 2007. Т. 415. № 6. С. 809–813.
3. *Безверхний В.А., Груздев А.Н.* Проявление вариаций уровня солнечной активности в квазидвухлетней цикличности в экваториальной стратосфере / Материалы XXII Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Томск. Издательство ИОА СО РАН. 2016. С. D271–D274.
4. *Безверхний В.А., Груздев А.Н.* Анализ связи крупномасштабной атмосферной циркуляции в северном полушарии с 11-летним солнечным циклом / Материалы XXII Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Томск. Издательство ИОА СО РАН. 2016. С. D372–D375.
5. *Груздев А.Н.* Изменения температуры и циркуляции атмосферы в 11-летнем цикле солнечной активности по данным реанализа ERA-Interim // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 4. С. 502–511.
6. *Груздев А.Н., Безверхний В.А.* О возможном влиянии озона на квазидвухлетнюю цикличность в экваториальной стратосфере // Доклады АН. 2010 Т. 434. № 3. С. 395–400.
7. *Логинов В.Ф.* Влияние солнечной активности и других внешних факторов на климат Земли // Фундаментальная и прикладная климатология. 2015. № 1. С. 163–182.
8. *Фадель Х.М., Семенов А.И., Шефов Н.Н.,* Суходоев В.А., Марцваладзе Н.М. Квазидвухлетние вариации температуры мезопаузы и нижней термосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2002. Т. 42. № 2. С. 203–207.
9. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферного озона / Ленинград. Гидрометеоиздат. 1973. 201 с.
10. *Andrews D.G., Holton J.R., Leovy C.B.* Middle Atmosphere Dynamics / San Diego. Acad. Press. 1987. 489 p.
11. *Gray L.G., Beer J., Geller M., Haigh J.D., Lockwood M., Matthes K., Cubasch U., Fleitmann D., Harrison G., Hood L., Luterbacher J., Meehl G.A., Shindell D., van Geel B., White W.* Solar influence on climate // Rev. Geophys. 2010. V. 48. RG4001. doi:10.1029/2009RG000282.
12. *Gruzdev A.N., Schmidt H., Brasseur G.P.* The effect of the solar rotational irradiance variation on the middle and upper atmosphere calculated by a three-dimensional chemistry-climate model // Atmos. Chem. Phys. 2009. V. 9. № 2. P. 595–614.
13. *Gruzdev A.N., Schmidt H., Brasseur G.P.* Analysis of the effects of the 27-day solar cycle on the atmospheric dynamics calculated by a 3-D chemistry-climate model / Материалы XX Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», 23-27 июня 2014 г., Новосибирск. Материалы симпозиума. Томск. Изд-во ИОА СО РАН. 2014. С. D249-D252.
14. *Harris F.J.* On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform. // Proc. IEEE. 1978. V. 66. № 1. P. 51–83.
15. *Holton J.R.* An Introduction to Dynamical Meteorology / Burlington. Elsevier Academic Press. 2004. 535 p.
16. *Jones R.H.* Multivariate autoregression estimation using residuals / Applied Time Series Analysis. Ed. D.F. Findley. Ney York. Academic Press. 1978. P. 139–162.
17. *Soukharev B.E., Hood L.L* Possible solar modulation of the equatorial quasi-biennial oscillation: Additional statistical evidence // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № D14. P. 14855–14868.
18. *Sukhodolov T., Rozanov E., Ball W.T., Peter T., Schmutz W.* Modeling of the middle atmosphere response to 27-day solar irradiance variability // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2017. V. 152. № 1. P. 50–61.

Оценка динамики комфортности погодно-климатических условий в 1980-2050 гг на территории России

С.В. Емелина[1,2], А.А. Макоско[1,3], А.В. Матешева[1]

[1] Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, г. Москва
[2] ФГБУ «Гидрометцентр России», г. Москва
[3] Межведомственный центр аналитических исследований в области физики, химии и биологии при Президиуме РАН, г. Москва

Введение. Наблюдаемое и прогнозируемое изменение климата влечет повышение актуальности исследований динамики погодных и климатических условий на конкретных территориях. При этом все более важным становится изучение динамики влияния этих изменяющихся условий на жизнедеятельность человека с точки зрения комфортности проживания (*De Freitas, 2003; WHO, 2011*).

Последствия ожидаемого изменения климата на условия проживания людей могут быть как положительными, так и отрицательными. С одной стороны – смягчение суровости климата, с другой – отрицательные последствия, например, при возможной деградации мерзлоты (*Золотокрылин, 2012*). Будем понимать под термином «погодно-климатическая комфортность» обобщенную характеристику состояния окружающей среды, оказывающей влияние на здоровье человека, условия его проживания и трудовой деятельности.

Изучение динамики погодно-климатической комфортности, главным образом требуется для своевременной оценки неблагоприятных ситуаций с целью сохранения здоровья и жизни человека путем принятия необходимых предупредительных мер.

Материалы и методы. Для исследования погодно-климатической комфортности используются биометеорологические индексы, которые позволяют учитывать влияние нескольких погодных и климатических факторов, а также их взаимосвязи. Одним из наиболее часто употребляемых индексов для оценки комфортности среды как в масштабах нескольких часов или дней, так и в сезонных, годовых и климатических масштабах является эффективная температура (ET_m). Как мера теплоощущения человека эффективная температура была впервые предложена в работе (*Missenard, 1937*) и рассчитывается следующим образом:

$$ET_m = t - 0{,}4\,(t - 10)\left(1 - \frac{f}{100}\right), \quad (1)$$

где t – температура воздуха (°C), f - относительная влажность (%).

Этот индекс использован ниже для анализа динамики погодно-климатической комфортности в XXI веке.

На основе разработанных в (*Исаев, 2003*) категорий тепловой/холодовой нагрузки в зависимости от значений индекса эффективной температуры предложена классификация степени погодно-климатической комфортности по критериям физиологического воздействия на человека в пяти градациях: комфорт – условный комфорт – условный дискомфорт – дискомфорт – экстремальный дискомфорт (см. табл.).

В качестве необходимых полей метеорологических элементов для расчета степени комфортности и ее изменений по значениям индекса эффективной температуры были использованы данные с 1980 по 2050 гг.:

для периода 1980-1995 – NCEP Climate Forecast System Reanalysis (CFSR) (*Sahaet al. 2010*), пространственное разрешение 0,3125°×0,3125°;

для периода 2000-2015 – NCEP FNL Operational Model Global Tropospheric Analyses (*NCEP, 1999*), пространственное разрешение 1° × 1°;

для периода 2020-2050 гг. – данные расчетов по климатической модели Института вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН (RCP8.5 – самый «жесткий» сценарий) (*Volodinet al. 2013*), пространственное разрешение 2°×1,5°.

Расчеты по данным с 1980 по 2015 гг. выполнены для полноты анализа.

Категории теплоощущения, нагрузки на организм
и степень погодно-климатической комфортности в зависимости от значений индекса $ET_м$

° ET_m	Теплоощущение	Нагрузка	Степень комфортности
≥+30	Очень жарко	Сильная	Дискомфорт
+24..+30	Жарко	Умеренная	Условный дискомфорт
+18..+24	Тепло	Комфортно	Комфорт
+12..+18	Умеренно тепло	Комфортно	Условный комфорт
+6..+12	Прохладно	-	Условный комфорт
0..+6	Умеренно прохладно	-	Условный комфорт
-12..0	Холодно	Умеренная	Условный дискомфорт
-24..-12	Очень холодно	Сильная	Дискомфорт
-30..-24	Крайне холодно	Очень сильная	Экстремальный дискомфорт
≥-30	Крайне холодно	Чрезвычайно высокая угроза обмораживания	Экстремальный дискомфорт

Результаты и их обсуждение. Результаты расчетов с 1980 по 2050 годы показаны на рисунках, где приведены градации погодно-климатической комфортности по значениям индекса эффективной температуры с 1980 по 2050 гг. в январе (рис.1) и в июле (рис.2) с шагом 10 лет для территории России в градациях от «комфорта» до «экстремального дискомфорта». Анализ динамики значений ET_m на территории России выявил довольно значительные изменения в степени погодно-климатической комфортности. В целом, в январе (рис.1) наблюдается тенденция к изменению степени комфортности в сторону комфорта. Особенно это видно на примере центральных районов европейской территории России, Южного Урала и южных областей Сибири, где с 1980 года по 2050 степень комфортности в зимнее время повысилась от дискомфортной до условно дискомфортной, а местами и до условного комфорта.

Для детализации анализа изменений степени комфортности в различных климатических зонах была рассмотрена межгодовая изменчивость среднемесячных значений индекса эффективной температуры в качественных градациях степени комфортности условий в нескольких городах, расположенных в разных климатических поясах: Москва, умеренно-континентальный климат; Астрахань, умеренный резко-континентальный климат; Якутск, резко-континентальный климат; Мурманск, умеренный морской климат (*Алисов, 1969*). Результаты расчетов приведены на рис. 3.

Согласно рассчитанным данным в Астрахани (рис. 3, а) за рассматриваемый период XX века зимы были «условно комфортными», в начале XXI века (2000-2005) условно дискомфортными, а с 2010 года началась тенденция к потеплению – увеличению степени комфортности. Похожая зависимость наблюдается и в летнее время: условно дискомфортные условия меняются на комфортные. При этом в период 2020-2050 гг. согласно сценарию RCP8.5 наблюдается тенденция к сглаживанию сезонности. В переходные сезоны (осень, весна) изменения степени комфортности в 1980-2050 гг. не выявлены. Таким образом, можно

говорить, что зимы становятся более теплыми (и комфортными), а лето более прохладным и, соответственно, менее комфортным.

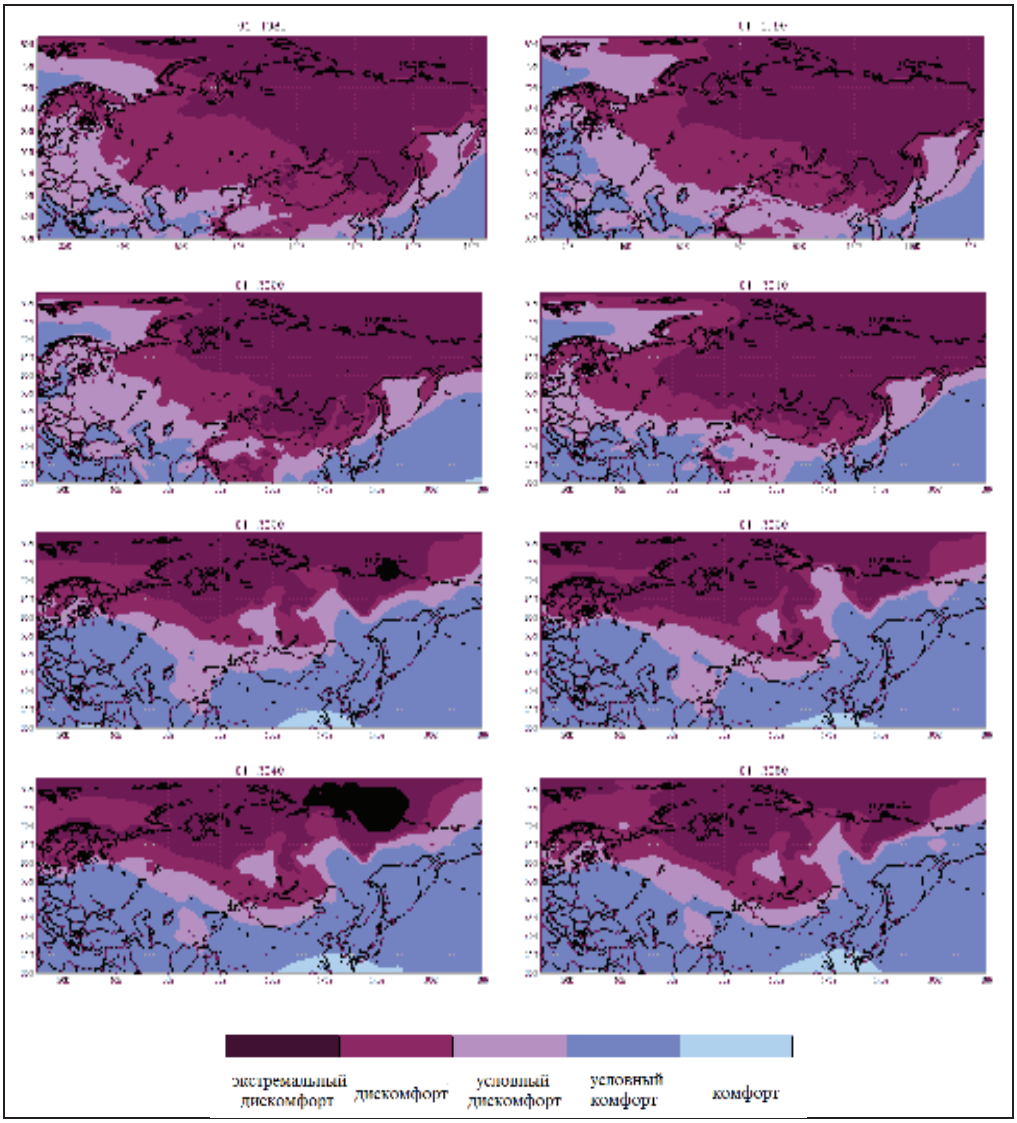


Рис. 1. Степень погодно-климатической комфортности в январе с 1980 по 2050 гг.

Такие же особенности выявлены и в Якутске (рис. 3, г), только в этом пункте зимы от экстремально дискомфортных к 2020 году становятся условно дискомфортными.

В Москве (рис. 3, б) за весь рассматриваемый период характерно устойчивое сохранение условно комфортных условий в летнее время, при этом зимы до 2020 года характеризуются как дискомфортные и условно дискомфортные, весна и осень на границе условно комфортных и условно дискомфортных. После 2020 года согласно сценарным экспериментам зимы становятся более комфортными, а переходные сезоны, наоборот, более дискомфортными.

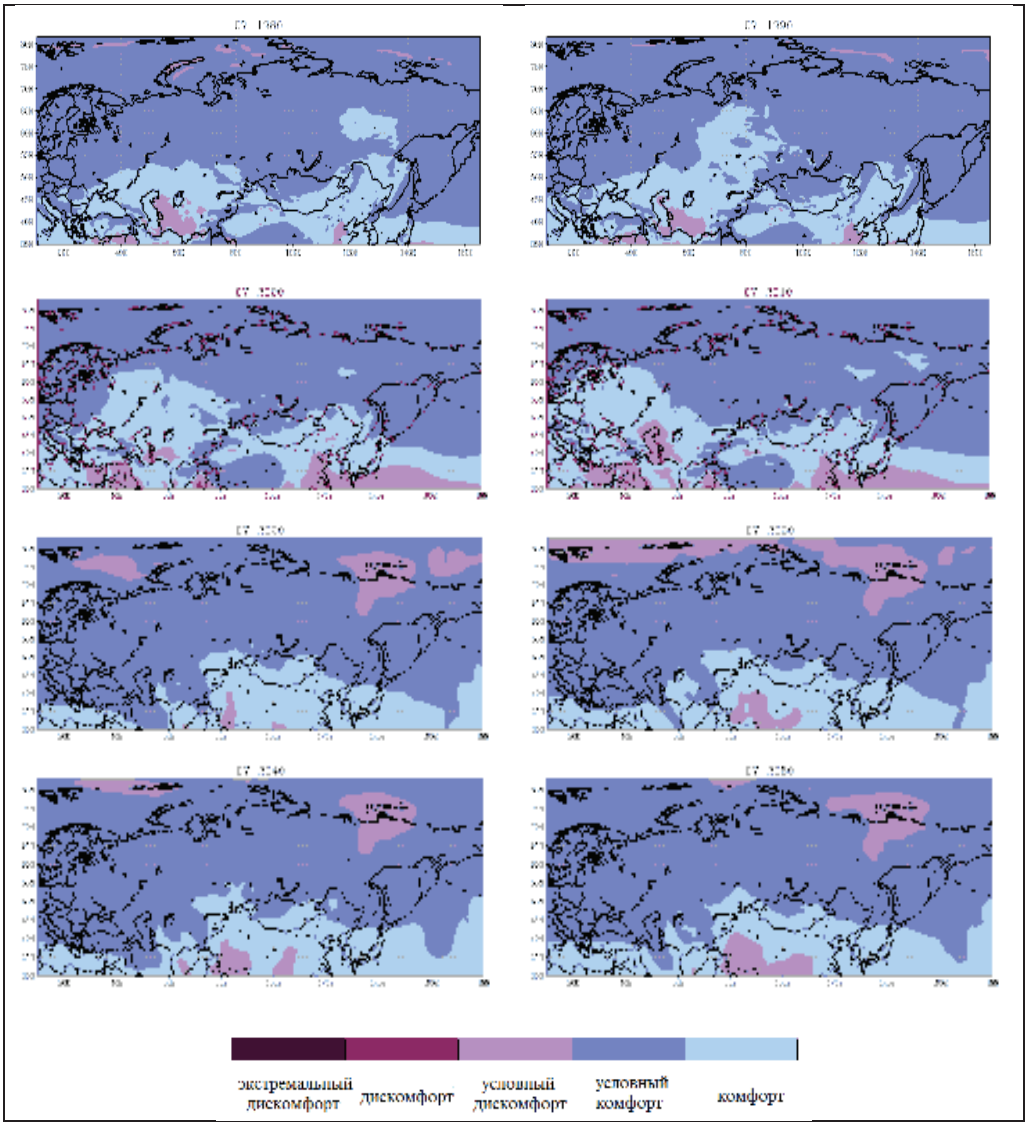


Рис. 2. Степень погодно-климатической комфортности в июле с 1980 по 2050 гг.

Противоположная тенденция к усилению дискомфорта в зимнее время выявлена в Мурманске (рис. 3, в). До 2015 года включительно в Мурманске не выявлено экстремально дискомфортных условий, а в 1995-2005 выделяется период повышения степени комфортности до условного дискомфорта. Тогда как после 2020 года согласно расчетам зимний период характеризуется как экстремально дискомфортный. Такие же зависимости наблюдаются и в переходные сезоны. При этом лето отличается довольно ровным ходом комфортности год от года, и условия определяются как условно комфортные.

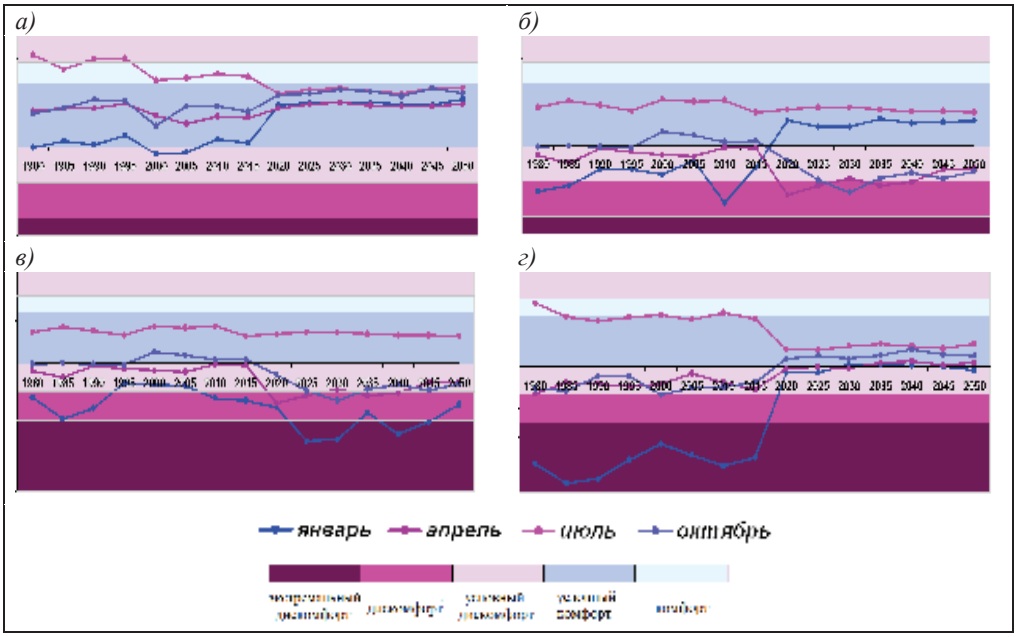


Рис. 3. Степень погодно-климатической комфортности в Астрахани (а), Москве (б), Мурманске (в), Якутске(г)

Заключение. Территория России по погодно-климатической комфортности характеризуется значительной неоднородностью, благоприятные условия наблюдаются лишь на ограниченной территории. Это обусловлено в большой степени значительными изменениями температуры воздуха, которая является определяющим параметром в расчете примененного биометеорологического индекса.

Полученные с использованием данных по сценарию RCP8.5 результаты позволяют предположить, что в районах с резко-континентальным климатом ожидается повышение комфортности в зимнее время и снижение в летнее. При этом также наблюдается тенденция к сглаживанию и практически полному отсутствию сезонного хода комфортности. В регионах с умеренно континентальным климатом наблюдается тенденция к повышению комфортности зимой, понижению в переходные сезоны и практически отсутствием изменений в летнее время. В районах с морским типом климата, ожидается снижение комфортности в зимнее время, а также осенью и весной. Эти особенности могут быть связаны с изменением влажностного режима, поскольку именно увеличение влажности воздуха в холодное время года способствует снижению комфортности по рассчитанным значениям индекса эффективной температуры.

Полученные результаты могут быть важны для районирования территории России с точки зрения комфортности среды обитания населения при планировании пространственного и социально-экономического развития России.

Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 55 «Поисковые фундаментальные научные исследования в интересах развития Арктической зоны Российской Федерации», № 51 «Изменение климата: причины, риски, последствия, проблемы адаптации и регулирования», № 23 «Научные основы развития российского научно-инновационного комплекса в контексте глобальных трансформаций», а также при частичной поддержке грантов РФФИ 18-35-00044 мол_а, 16-05-00822, 18-05-60184 и 17-29-05102.

Литература

1. *Алисов Б.П.* Климат СССР / Москва. Высшая школа. 1969. 104 с.
2. *Исаев А.А.* Экологическая климатология / Москва. Научный мир. 2001. 456 с.
3. *Золотокрылин А.Н., Кренке А.Н., Виноградова В.В.* Районирование России по природным условиям жизни населения / Москва. Геос. 2012. 156 с.
4. *De Freitas C.* Tourism climatology: evaluating environmental information for decision making and business planning in the recreation and tourism sector // Int J. Biometeorol. 2003. V. 48. P. 45-54.
5. *Missenard A.* L'Homme et le climat / Paris. 1937. pp. 186.
6. NCEP FNL Operational Model Global Tropospheric Analyses. continuing from July 1999. Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research. Computational and Information Systems Lab. Available at: https://doi.org/10.5065/D6M043C6.
7. *Saha S. et al.* 2010. NCEP Climate Forecast System Reanalysis (CFSR) Selected Hourly Time-Series Products. January 1979 to December 2010 / Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research. Computational and Information Systems Lab. Available at: https://doi.org/10.5065/ D6513W89.
8. *Volodin E., Diansky N.* INMCM4 model output prepared for CMIP5 RCP8.5. served by ESGF. World Data Center for Climate (WDCC) at DKRZ. 2013. Available at: https://doi.org/10.1594/WDCC/CMIP5.INC4r8.
9. *World Health Organisation* (WHO) (2011) Regional consultation on health of the urban, Proceedings of the 2010 Regional consultation of Mumbai, India, Regional Office for South East Asia, UNFPA, p: 82.

Общее и различия «*первого*» и «*современного*» потепления в Арктике на примере архипелага Шпицберген»

Б.В. Иванов [1,2]

[1] Государственный Научный Центр «Арктический и антарктический научно-исследовательский институт», г. Санкт-Петербург
[2] Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург

Введение

В последние десятилетия климат нашей планеты претерпевает серьёзные изменения (*Serezze and Barry 2011*). Наиболее заметные климатические изменения наблюдаются именно в Арктическом регионе. Например, рекордное уменьшение площади летнего ледяного покрова в 2007 и 2016 гг., повышение температуры атлантических вод (АВ), повышение приземной температуры воздуха (ПТВ). Все это в совокупности указывают на существенное потепление, наблюдаемое в Арктике в последние десятилетия XX и первую декаду XXI веков. Однако подобные процессы уже были зафиксированы отечественными и зарубежными исследователями в 1920 – 1940 гг. и вызвали большой научный интерес, который выразился в формировании ряда гипотез о причинах наблюдаемого явления. Прежде чем перейти к обзору предшествующих исследований, посвященных проблемам потепления в Арктике, зафиксированных в первой половине XX века и в современный период, уточним такие понятия как: «*климат*», «*климатическая переменная*», «*изменение климата*», «*современный климат*», «*климатическая система*» и «*климатическая норма*». Следуя ряду основополагающих отечественным работам (*Груза 2012, Груза, Ранькова 2012*) отметим, что *«…климат …… есть обобщение изменений погоды …… представляется набором условий погоды в заданной области пространства в заданный интервал времени. Для характеристики климата используется статистическое описание в терминах средних, экстремумов, показателей изменчивости соответствующих величин и повторяемостей явлений за выбранный период времени».* Приведенные дескриптивные статистики являются *«…климатическими переменными...».* В свою очередь *«…климатическая система состоит из пяти основных компонентов: атмосферы, гидросферы, криосферы, поверхности континентов и биосферы, взаимодействие которых существенно влияет на колебания погоды за длительные промежутки времени ….. она изменяется во времени под воздействием собственной внутренней динамики и в результате внешних воздействий, например, извержения вулканов, вариаций потока солнечной радиации и воздействий, обусловленных хозяйственной деятельностью человека, таких как изменение состава атмосферы…».* Следуя вышеупомянутым авторам, отметим, что *«…изменение климата для заданной области или для Земного шара в целом характеризуется разностью между некоторыми климатическими переменными для двух заданных интервалов времени. Это изменение может считаться реальным, если оно превосходит вероятную ошибку вычисления соответствующих климатических переменных…».* В качестве стандартного периода для оценивания климатических переменных, характеризующих *текущий или современный» климат,* по рекомендации Всемирной Метеорологической Организации (ВМО) используется 30-ти летний ряд (1961 – 1990 гг.). Термин *климатическая норма* означает среднее значение переменной величины именно за указанный период, а отклонение этой величины от нормы называют *аномалией*. Как считает ряд ведущих специалистов-климатологов, с учетом текущего состояния климатической системы и наблюдаемых изменений, временной интервал для определения *текущий или современный климат* нуждается в уточнении.

Обзор предшествующих исследований

Арктика составляет важную часть планетарной климатической системы, связанную с другими частями посредствам переноса тепла и влаги в атмосфере и океане (*Алексеев 2003, Никифоров, Шпайхер 1980*).

Наблюдаемые изменения климата Арктики, происходящие в последние десятилетия на фоне глобального потепления, вызывают большой интерес у современных исследователей. Мы попытались обобщить взгляды ряда современных российских и зарубежных ученых об основных изменениях климата (климатических тенденциях), наблюдаемых в арктическом регионе за период XX и первого десятилетия XXI веков на примере архипелага Шпицберген.

Для оценки изменений климата в региональном масштабе, наиболее часто используется информация о ПТВ (*Алексеев 2003; Груза, Ранькова 2012*). Колебания температуры воздуха на архипелаге Шпицберген за вековой период измерений указывают на два основных периода потеплений: 1920 - 1940-е и в 1980 – 2010-е гг. (*Nordli, Isaksen 2012; Nordli et al. 2014*). Среднегодовая температура воздуха значительно изменялась в течение всего XX века и достигала максимальных значений в 1920 – 1940 и 1980 – 2010 гг.

Следует отметить, что, так называемое, «*первое*» потепление привлекло внимание исследователей еще в первой половине прошлого века. Так В.Ю. Визе в своей статье «Причины потепления Арктики» (1937 г.) охарактеризовал этот период как наиболее сильное по своим размерам климатическое колебание, зарегистрированное на тот момент с помощью регулярных метеорологических наблюдений. Им было отмечено, что повышение температуры воздуха обнаруживаются не только в холодное время года, но и в среднем за год. В качестве примера, В.Ю. Визе приводит следующие данные: «*… за последний период в 10 – 15 лет средняя годовая температура воздуха на Шпицбергене оказалась выше средней многолетней величины на 1,7 °С…*». Автор пришел к выводу, что потепление Арктики стало следствием усиления общей циркуляции атмосферы на Земном шаре, с которым связана интенсификация всех центров действия атмосферы. Включая выраженность Исландского минимума и Сибирского максимума, при которой усиливался поток вод и льдов из АБ в Гренландское море. В поисках причины той сильной аномалии, которая имела следствием столь исключительное потепление Арктики и уменьшение ледовитости арктических морей, В.Ю. Визе предположил, что, так как аномалия охватила весь Земной шар и искать причину следует вне Земли, вероятнее всего в изменениях солнечной активности (*Визе 1937*).

В работах (*Alekseev et al. 2009, Алексеев 2015*) рассматриваются климатические изменения в Арктике, происходящие в период современного потепления (конец 1980-х – н/в). Авторами отмечается, что на этот период приходится резкое сокращение площади, занимаемой морскими льдами в конце летнего периода, а также распространение положительных аномалий температуры воды в промежуточном слое АВ в Арктическом бассейне (АБ). Показано, что наблюдается резкое увеличение средних значений ПТВ для зимних (после 1998 г.) и летних (после 1996 г.) месяцев. Максимальные значения были зарегистрированы в 2012 г.

В качестве одной из причин, выявленных потеплений, в работе (*Polyakov et al. 2004*) рассматриваются фазы, так называемых, низкочастотных колебаний климатической системы с периодом 50 – 80 лет. Для положительной фазы низкочастотного колебания характерно увеличение притока в Арктику теплых АВ и теплого воздуха из Северной Атлантики, поднятие к поверхности верхней границы АВ и интенсивный вынос избытка льда и пресной воды через пролив Фрама за счет усиления циклонической деятельности. Для отрицательной фазы - усиление антициклонического дрейфа льда и антициклонической поверхностной циркуляции, конвергенция поверхностных течений, а также заглубление слоя АВ. Значительное сходство между изменчивостью температуры АВ и изменчивостью ключевых атмосферных параметров, предполагает тесную взаимосвязь между крупномасштабной атмосферной циркуляцией и ледово-океаническими условиями.

В работе (*Алексеев 2015*) оценивается роль меридионального переноса в атмосфере в усилении потепления в Арктике. Автором показано, что интенсификация меридионального переноса вносит существенный вклад в наблюдаемый тренд средней ПТВ в Арктике в современный период.

Гипотезу В.Ю. Визе, которая рассматривает интенсификацию атмосферной циркуляции и солнечную активность главными причинами «*первого*» потепления в Арктике, в качестве основной используют и другие отечественные специалисты (*Гудкович и др. 2012*). Отмечается, что характерной чертой изменений климата в нашу эпоху является цикличность, а наиболее значимыми являются циклы с периодичностью в 60 и 200 лет. С первым циклом соотносится смена теплых и холодных периодов, в основном, в полярных и умеренных широтах. Со вторым – вековая тенденция, которая особенно проявляется в умеренных и низких широтах (*Фролов и др. 2010а*). По мнению авторов работы (*Гудкович и др. 2012*) в конце XX – начале XXI века совпали положительные максимумы обоих циклов, что в итоге и привело к значительному увеличению ПТВ и в частности в Арктике. В соответствии с данной точкой зрения ряд отечественных специалистов (*Frolov et al. 2009; Гудкович, Ковалев 2002; Lyubushin, Klyashtorin 2012*), рассматривая современные изменения климата, высказывают мнение о скорой смене тенденции потепления в Арктике в целом и на арх. Шпицберген в частности. Авторы работы (*Фролов и др. 2010б*) отмечают, что значительное влияние на изменение климата оказывает состояние циркумполярных вихрей, которое, в свою очередь, существенно зависит от солнечной активности. Увеличение солнечной активности приводит к углублению циркумполярных вихрей и усилению западно-восточного переноса в атмосфере, а уменьшение – наоборот, к ослаблению. При этом ослабление циркумполярных вихрей сопровождается увеличением повторяемости полярных антициклонов и смещением их на запад. В работе (*Гудкович и др. 2013*) представлен анализ развития метеорологических условий в Арктике за период 2007 – 2013 гг., когда наблюдалось усиление Арктического антициклона в зимнее полугодие и смещение его в западном направлении на величину порядка 1500 км. Интенсификация Арктического антициклона и смещение его на запад, по мнению авторов, приводит к блокированию атлантических циклонов, вследствие чего наблюдается интенсивный вынос тепла в зону архипелага Шпицберген и морей Западной Арктики (Баренцева, Карского).

В работе (*Матишов и др. 2014*) также изложен взгляд на современные климатические тенденции, наблюдаемые в Арктике. С начала XXI века в Западной Арктике сохраняется продолжительная теплая аномалия (*Матишов и др. 2011; Serezze, Barry 2011*), которая сравнима по интенсивности с вышеупомянутым «*первым*» потеплением Арктики. Это утверждение согласуется с мнением специалистов ААНИИ (*Гудкович и др. 2012*) о существовании 60-летней и 200-летней цикличности, связанной с изменениями в поступлении солнечной радиации. По мнению авторов работы (*Матишов и др. 2014*), суперпозиция этих циклов дает основания полагать, что к 2030 −2040 гг. более вероятно не усиление потепления, а наоборот - понижение ПТВ. «*Современное*» потепление Арктики 1990-х–2000-х гг. происходит в условиях интенсивного западно-восточного переноса в средних широтах. По данным работы (*Матишов и др. 2014*), в последние годы увеличилась повторяемость и особенно продолжительность ситуаций антициклонического блокирования над Евразией, способствующих усилению континентальности климата. При этом отмечается, что траектории североатлантических циклонов смещаются в высокие широты, что способствует положительным аномалиям ПТВ, температуры поверхности воды и уменьшению ледовитости арктических морей как в теплый, так и в холодный периоды года.

Изучению климата в районе арх. Шпицберген посвящено большое количество отечественных и зарубежных научных публикаций. В работах (*Gjelten et al. 2016; Nordli et al. 2014; Nordli, Isaksen 2012; Иванов, Журавский 2010; Tislenko, Ivanov 2015*; *Тисленко и др. 2016*) рассмотрены изменения различных компонент климатической системе архипелага Шпицберген на протяжении XX и первого десятилетия XXI веков. В работе (*Nordli et al. 2014*) был представлен анализ временной изменчивости ПТВ за период 1898 – 2012 гг.

Исходя из полученных результатов, можно заключить, что для района архипелага Шпицберген за прошедшие 100 лет в терминах линейного тренда наблюдается повышение ПТВ, в среднем, на 2,6 градуса. Многолетний режим ПТВ характеризуется наличием двух периодов потепления (1931 – 1960, 1990 – 2010 гг.) и двух похолодания (1901 – 1930, 1961 – 1980 гг.). К наиболее холодным относится промежуток 1901 – 1930 гг., а современный период охарактеризован как период интенсивного роста ПТВ. При этом период 2005 – 2014 гг. оценен многими авторами как наиболее теплый за все время инструментальных наблюдений на архипелаге Шпицберген. Положительные аномалии наблюдались, как указывалось выше, и в других составных частях климатической системы архипелага. Так в работе (*Иванов, Журавский 2010*) показано, что в заливе Грен-фьорд, где расположен российский шахтерский поселок Баренцбург, по ряду основополагающих ледовых характеристик наблюдается заметное смягчение ледовой обстановки. Этот период характеризовался отсутствием устойчивого ледяного покрова (припая) в большинстве зим.

Из представленного обзора, посвященного основным особенностям изменения климата в районе архипелага Шпицберген, можно сделать вывод, что долгопериодные изменения ПТВ за весь предшествующий период инструментальных наблюдений характеризовались устойчивой тенденцией к потеплению. Устойчивая тенденция к смягчению климата в районе архипелага Шпицберген в целом соответствует хорошо известной концепции «*быстрого потепления*» Арктики за период 1980-х – 2015 гг. (*Алексеев 2014, 2015; 2015; Polyakov et al. 2002; Bekryaev et al. 2010*).

Используемые данные и методы обработки

Использованы опубликованные в открытых источниках данные Норвежского метеорологического института (НМИ) (*Hanssen-Bauer 2002; Nordli, Isaksen 2012; Nordli et al. 2014; Gjelten et al. 2016*), Института Полярных и Морских исследований им. А. Вегенера (*Maturilli et al. 2013*), Польской академии наук (*Mars, Styszyńska 2013*), Госфондов ГНЦ «ААНИИ», Всероссийского научно-исследовательского гидрометеорологического института – Мирового центра данных (ВНИИГМИ-МЦД), доступные отечественные и зарубежные интернет-ресурсы. Представлена информация о средних за месяц и год значениях ПТВ, полученная на основании самого продолжительного ряда инструментальных наблюдений на архипелаге в норвежском поселке Лонгйир. Он (ряд) был получен путем объединения наблюдений, проводившихся собственно в Лонгйире, а также во временных пунктах наблюдений (экспедиции охотников, геологов и т.п.) в прилегающей части архипелага. Ряд был сформирован с использованием специальных методов интерполяции для заполнения имеющихся пропусков (*Nordli et al. 2014*). Для анализа долгопериодных изменений средних значений ПТВ использовались методы статистического анализа (*Рожков 2002*). Также были рассчитаны аномалии ПТВ относительно среднего значения за весь временной ряд, что позволило более точно выделить временные интервалы повышенных или пониженных значений ПТВ. Для выявления долговременных тенденций во временных рядах ПТВ использовался метод скользящего среднего с шагом 11 лет. Выбор периода осреднения в 11 лет обусловлен существованием хорошо известного цикла изменения солнечной активности (*Витинский и др. 1986; Монин 1969*). Собственно анализ многолетних изменений ПТВ осуществлялся путём расчета линейных трендов. В качестве числовых характеристик линейного тренда принималась его величина (угол наклона «*a*», град/год), коэффициент детерминации, выражающий в % долю дисперсии исходного ряда описываемую полученным трендом, и уровень статистической значимости выявленного тренда (*Рожков 2002*).

Анализ временной изменчивости ПТВ в районе архипелага Шпицберген

Самый продолжительный непрерывный ряд инструментальных наблюдений на архипелаге Шпицберген имеется для пункта Лонгйир (1889-2014 гг.). Однако промежуток с

1889 по 1900 гг. нами был исключен, поскольку в данных для этого периода присутствует значительное число неопределенностей, связанных с отсутствием надежных сведений о методике проведения измерений, использованных приборах, их классе точности и т.п. Наиболее однородный временной ряд данных о ПТВ покрывает период с 1900 по 2014 гг.

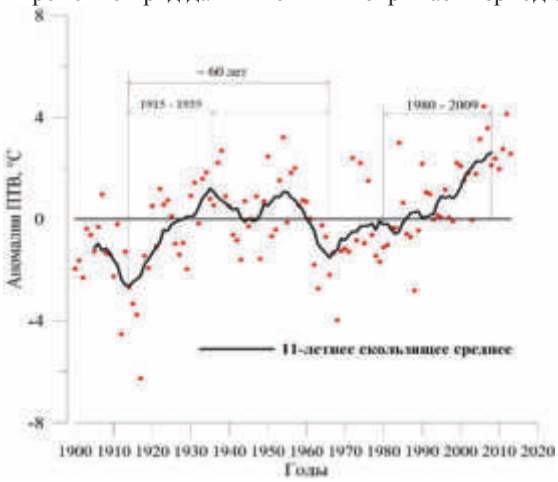


Рис. 1. Изменения среднегодовых значений аномалий ПТВ за период с 1900 по 2014 гг.

На рисунке 1 представлены среднегодовые значения ПТВ и рассчитанные с использованием фильтра 11–ти летнего скользящего среднего. Использование фильтра объясняется существенной межгодовой изменчивостью ПТВ и необходимостью выявить интересующие нас многолетние закономерности временных изменений, исключая «*высокочастотные*» колебания с меньшим периодом.

Наиболее заметное, по абсолютной величине, увеличение ПТВ наблюдается, примерно, с середины 80–х гг прошлого столетия. Это, так называемый, «*современный*» период потепления. Этот период существенного увеличения ПТВ в районе архипелага Шпицберген соответствует известному «*Арктическому усилению*», под которым понимается значительное увеличение ПТВ в 1980–2010 гг. в масштабах всей Арктики (*Serezze, Barry 2011*).

Расчёт линейного тренда для всего ряда ПТВ показал, что потепление происходило, в среднем, со скоростью 0,026 градус/год, и составило 2,9 градуса за весь период наблюдений (см. табл. 1). В терминах отклонений от среднего «*современное*» потепление является более мощным по сравнению с «*первым*» (см. рис. 1). На этом рисунке выделены именно фазы роста ПТВ (1915–1935 и 1980–2009 гг.) для обоих периодов потепления, выделенные на графиках после применения операции фильтрации. Максимальные значения отклонений за период «*современного*» потепления составили 4,4 и 4,1 градуса и наблюдались в 2006 и 2012 гг. соответственно. Положительные отклонения в период «*первого*» потепления в Арктике значительно ниже и составляют 2,7 и 3,2 градуса (1938 и 1954 гг.). Преобладание отрицательных аномалий ПТВ соответствует временным интервалам 1900–1925 и 1965–1980 гг. Максимальное отрицательное отклонение составляет — 6,3 градуса и наблюдалось в 1917.

Также были проанализированы величины потепления в районе архипелага Шпицберген для каждого месяца года в отдельности. Результаты анализа представлены в таблице 1. Наибольшее потепление наблюдалось в феврале, марте, апреле и ноябре. Повышение ПТВ для указанных месяцев составляло 4–5 градусов за столетие. Полученные линейные тренды оказались статистически значимыми на уровне $P < 0,05$. Исключение составляют тренды для января и декабря, которые статистически значимы на уровне $P < 0,15$.

Таблица 1

Величины потепления для отдельных интервалов времени

Интервал времени	Коэффициент «*a,* град/год
Январь	0,021
Февраль	0,052
Март	0,048
Апрель	0,038
Май	0,029
Июнь	*0,009*
Июль	0,015
Август	0,011
Сентябрь	0,020
Октябрь	0,016
Ноябрь	0,040
Декабрь	0,019
В среднем за год	0,026
Весь период (1900–2014 гг.)	2,9

Примечание: курсивом выделены месяцы, для которых уравнения линейной регрессии не являются статистически значимыми на уровне $P < 0,05$.

Был выполнен раздельный анализ и сравнение интенсивности собственно фаз потепления (1915–1935 гг. и 1980–2009 гг.). Результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2

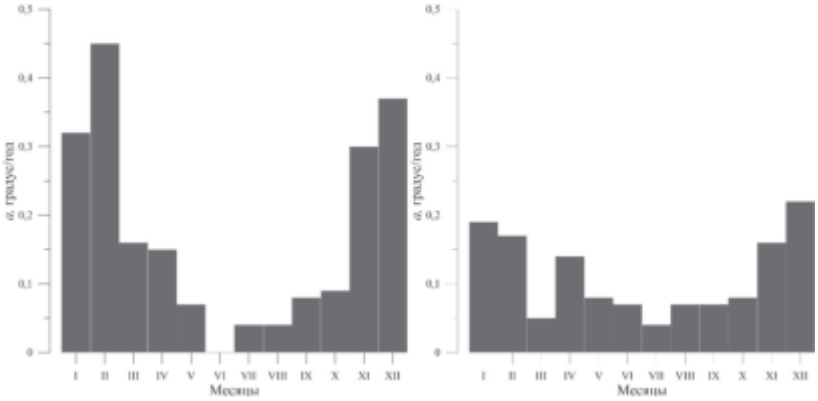
Сравнение периодов потепления для района архипелага Шпицберген

Интервал времени	Коэффициент «*a*», градус/год	
	1915–1935 гг.	1980–2008 гг.
Январь	0,32	0,19
Февраль	0,45	0,17
Март	0,16	0,05
Апрель	0,15	0,14
Май	0,07	0,08
Июнь	0,*00*	0,07
Июль	0,04	0,04
Август	0,04	0,07
Сентябрь	0,08	0,07
Октябрь	0,09	0,08
Ноябрь	0,30	0,16
Декабрь	0,37	0,22
Год	0,17	0,11

Примечание: курсивом выделены месяцы, для которых уравнения линейной регрессии не являются статистически значимыми на уровне $P < 0,05$.

Расчёт соответствующих уравнений линейной регрессии проводился для сглаженных рядов. Сравнивая полученные результаты можно утверждать, что для обоих потеплений наблюдается более интенсивное увеличение температуры, чем в целом за весь период наблюдений (1900–2014 гг.). Для «*первого*» потепления коэффициент линейного тренда ПТВ

составляет 0,17 град/год, для «*современного*» – 0,11 град/год. Таким образом, оба потепления происходили со скоростями близкими, но при этом существенно большими, чем в целом за весь период инструментальных наблюдений (0,026 град/год).



(а) (б)

Рис. 2. Коэффициенты линейных трендов «*а*» среднемесячной ПТВ в районе архипелага Шпицберген для «*первого*» (а) и «*современного*» (б) потеплений.

На рисунке 2 представлено сравнение проявления потеплений для отдельных месяцев. Проверка на статистическую значимость показала, что тренды статистически значимы на уровне $P < 0,05$, за исключением июня в период «*первого*» потепления. Наиболее значительная скорость изменения ПТВ наблюдается в следующие месяцы: ноябрь, декабрь, январь, февраль, март, апрель. Самое интенсивное увеличение ПТВ приходится на февраль для периода «*первого*» потепления – 0,45 градус/год. В целом оба потепления происходят с близкими по порядку скоростями, но при этом можно выделить два характерных периода: «*теплый*» (апрель–октябрь) и «*холодный*» (ноябрь–март). Для месяцев с апреля по март характерны практически равные значения скорости изменения ПТВ для обоих интервалов времени. Для «*холодного*» периода значения скорости изменения ПТВ во время «*первого*» потепления превосходят соответствующие величины скорости изменения ПТВ в период «*современного*» в 1,5–2 раза.

Рассмотрим результаты, полученные для района архипелага Шпицберген, в сравнении с оценками, представленными в других исследованиях, посвященных рассмотрению скорости изменения ПТВ в Арктике в XX столетии. Например, в работе (*Оценочный доклад ... 2008*) представлены данные о современных тенденциях изменениях ПТВ в виде географического распределения коэффициентов линейного тренда на территории России за 1976–2006 гг. Стоит отметить, что за указанный период для большей части территории Российской Арктики наблюдаются положительные значения коэффициентов линейного тренда, как в среднем за год, так и для отдельных сезонов, что соответствует современным изменениям ПТВ в районе архипелага Шпицберген. При этом сравнение скорости изменения ПТВ по абсолютной величине показало, что при сопоставимых значениях коэффициентов линейного тренда для района архипелага Шпицберген современное потепление происходит с несколько большей интенсивностью. Например, для района Кольского полуострова по среднегодовым значениям современное потепление происходит со скоростью 0,6–0,7 град/10 лет, а для архипелага Шпицберген 1,1 град/10 лет.

Раннее, сравнение двух периодов потепления было проведено по данным 30 метеорологических станций, расположенных к северу от 60 ° с.ш. (*Алексеев 2003; Алексеев, Иванов 2003*). Анализ проводился как для отдельных сезонов года (июнь-август, ноябрь-март), так и среднегодовых значений для периодов потепления 1921-1941 и 1978-1998 гг.

Авторы указанных работ сравнили значения коэффициентов линейных трендов, рассчитанных для временных интервалов, соответствующих фазам роста ПТВ для указанных периодов потепления. Оказалось, что «*первое*» потепление развивалось быстрее в среднем за год, а также в зимнее и летнее время года, особенно в регионе Гренландского моря.

Таким образом, наши оценки в целом согласуются с результатами, полученными другими исследователями.

Статья подготовлена в рамках проекта ААНИИ-НМИ «Ис-фьорд – прошлый и современный климат» (программа научного сотрудничества между Росгидрометом и НМИ, 2016-2018 гг.), плановой тематики ЦНТП Росгидромета «Исследования долгопериодных изменений гидрометеорологического режима и состояния природной среды архипелага Шпицберген (раздел 1.5.3.7) и при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-05-60291 «Адаптация Арктических лимносистем к быстрым изменениям климат», и международного проекта «Исследование быстрых климатических изменений в Арктике и их региональных и крупномасштабных последствий» (заявка № 2017-14-588-0005-003, RFMEFI615617X0078).

Заключение

В рамках выполненного анализа можно сделать следующие заключения:

1. Выявлено повышение ПТВ на 2,9 градуса по оценкам коэффициента линейного тренда за весь период инструментальных наблюдений на архипелаге Шпицберген. Наиболее значительное увеличение ПТВ наблюдается в феврале, марте, апреле и ноябре и составляет 4–5 градусов за столетие.
2. Скорость повышения ПТВ в период «*первого*» потепления составил 0,17 град/год, в период «*современного*» – 0,11 град/год. Анализ скорости изменения ПТВ для отдельных месяцев года показал, что наиболее интенсивный рост ПТВ приходится на февраль в период «*первого*» потепления – 0,45 град/год, что в 2,5 раза больше, чем для среднегодовых значений для данного периода. Только в мае и августе для периода «*современного*» потепления характерны более высокие значения скорости изменения ПТВ по сравнению с «*первым*».

.

Литература

1. *Алексеев Г.В.* Проявление и усиление глобального потепления в Арктике // Фундаментальная и прикладная климатология. 2015. Т. 1. С. 11–26.
2. *Алексеев Г.В.* Арктическое измерение глобального потепления // Лед и снег. 2014. № 2. С. 53–68.
3. *Алексеев Г.В.* Исследования изменения климата Арктики в XX столетии // СПб.: «Гидрометеоиздат». Тр. ААНИИ. 2003. Т. 446. С. 6–19.
4. *Алексеев Г.В., Иванов Н.Е.* Региональные и сезонные особенности Арктичсекого потепления в период 1930-х и 1990-х годов // СПб.: «Гидрометеоиздат». Тр. ААНИИ. 2003. Т. 446. С. 41–47.
5. *Алексеев Г.В., Иванов Н.Е., Пнюшков А.В., Балакин А.А.* Изменения климата в морской Арктике в начале XXI века // Проблемы Арктики и Антарктики. 2010. №3(86). С. 22–34.
6. *Визе В.Ю.* Причины потепления Арктики // Сов. Арктика. 1937. №1. С. 10–19.
7. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца / М.: Наука, 1986, 295 с.
8. *Груза Г.В.* Исследование климата и его изменений // Изменение климата. 2012. №31. С. 5–8.
9. *Груза Г.В., Ранькова Э.Я.* Наблюдаемые и ожидаемые изменения климата России: температура воздуха / Обнинск. ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», 2012, 194 с.
10. *Гудкович З.М., Карклин В.П., Смоляницкий В.М., Фролов И.Е.* Что происходит с климатом Земли? // ООС: Изменение климата. 2012. №5. С. 34–41.
11. *Гудкович З.М., Ковалев Е.Г.* О некоторых механизмах циклических изменений климата в Арктике и Антарктике // Океанология. 2002. т. 42. №6. С. 1–7.
12. *Гудкович З.М., Карклин В.П., Миронов Е.У., Иванов В.В., Лосев С.М., Дымент Л.Н., Смоляницкий В.М., Фролов С.В., Юлин А.В., Усольцева Е.А.* Развитие ледовых и метеорологических условий в Арктике в период 2007 – 2013 гг. / // Проблемы Арктики и Антарктики. 2013. №2 (96). С. 90–102.

13. *Иванов Б.В., Журавский Д.М.* Ледовые условия в заливе Грён-фьорд (Шпицберген) в течение 1974–2008 гг. // Проблемы Арктики и Антарктики. 2010. № 2 (85). С. 27–31.
14. *Матишов Г.Г., Дженюк С.Л., Жичкин А.П., Моисеев Д.В.* Климат морей Западной Арктики в начале XXI в. // Известия РАН, серия географическая. 2011. № 3. С. 17–32.
15. *Матишов Г.Г., Дженюк С.Л., Моисеев Д.В., Жичкин А.П.* О природе крупных гидрометеорологических аномалий в арктических и южных морях России. // Известия РАН. Серия географическая. 2014. №1 С. 36–46.
16. *Монин А.С.* Прогноз погоды как задача физики / М.: Наука, 1969, 184 с.
17. *Никифоров Е.Г., Шпайхер А.О.* Закономерности формирования крупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного Ледовитого океана / Л.: Гидрометеоиздат, 1980, 269 с.
18. *Прист Э. Р.* Солнечная магнитогидродинамика / М.: Мир, 1985, 592 с.
19. *Рожков В.А.* Теория и методы статистического оценивания вероятностных характеристик случайных величин и функций с гидрометеорологическими примерами / Кн. 2. СПб.: Гидрометеоиздат, 2002, 780 с.
20. *Тисленко Д.И., Иванов Б.В., Смоляницкий В.М., Священников П.Н., Isaksen K., Gjetlen H.* Сезонные и многолетние изменения ледовитости в районе архипелага Шпицберген за период 1979-2015 гг. // Проблемы Арктики и Антарктики. 2016. №3(109). С. 50–59
21. *Фролов И. Е., Гудкович З.М., Карклин В.П., Смоляницкий В.М.* Изменения климата Арктики и Антарктики – результат действия естественных причин // Проблемы Арктики и Антарктики. 2010. №2. С. 52–61.
22. *Фролов И.Е., Гудкович З.М., Карклин В.П., Смоляницкий В.М.* Изменения климата – результат действия естественных причин // Экологический Вестник России. 2010. № 1. С. 49–54.
23. *Наставление* гидрометеорологическим станциям и постам / Выпуск 3, часть 1. Метеорологические наблюдения на станциях. 1985. Л.: Гидрометеоиздат, 300 с.
24. *Оценочный доклад* об изменениях климата и их последствиях на территории Российской Федерации / Том 1: Изменения климата. М.: РОСГИДРОМЕТ, 2008, 227с.
25. *Alekseev G.V., Danilov A.I., Kattsov V.M., Kuzmina S.I., Ivanov N.E.* Changes in the Climate and Sea Ice of the Northern Hemisphere in the 20thand 21st Centuries from Data of Observations and Modeling // Izvestiya Atmospheric and oceanic physics. V. 45. No. 6. 2009. P. 675 – 686.
26. *Bekryaev R.V., Polyakov I.V., Alekseev V.A.* Role of Polar Amplification in Long-Term Surface Air Temperature Variations and Modern Arctic Warming // Journal of Climate. 2010. V. 23. P. 3888–3906.
27. *Frolov I.E., Gudkovich Z.M., Karklin V.P., Kovalev E.G., Smolanitsky V.M.* Climate change in Eurasian Arctic Shelf seas / Praxing publishing ltd., Chichester, UK, 2009. 164 p.
28. *Gjelten H. , Nordli Ø., Isaksen K., Førland E., Sviashchennikov P., Wyszynski P., Prokhorova U., Przybylak R., Ivanov B., Urazgildeeva A.* Air temperature variations and gradients along the coast and fjords of western Spitsbergen // Polar Research. 2016. V. 35. 29878. http://dx.doi.org/10.3402/polar.v35.29878.
29. *Hanssen-Bauer I.* Temperature and precipitation in Svalbard 1912–2050: measurements and scenarios // Polar Research. 2002. V. 38. № 206.
30. *Lyubushin A.A., Klyashtorin L.B.* Short Term Global DT Prediction using (60-70) Years Periodicity // Energy and Environment. 2012. V. 23. №1. P. 2–12.
31. *Maturilli M., Herber P., Langlo G.-K.* Climatology and time series of surface meteorology in Ny-Ålesund, Svalbard // Earth System Science. 2013, http://www.earth-syst-sci-data.net/5/155/2013, doi: 10.5194/essd-5-155-2013.
32. *Marsz A., Styszyńska A.* Climate and Climate Change at Hornsund, Svalbard // Gdynia Maritime University, Gdynia, 2013. ISBN: 978-83-7421-191-8.
33. *Nordli Ø, Przybylak R., Ogilvie A., Isaksen K.* Long-term temperature trends and variability on Spitsbergen: the extended Svalbard Airport temperature series, 1898-2012 // Polar Research. 2014. V. 33. http://dx.doi.org/10.3402/polar.v33.21349.
34. *Nordli Ø., Isaksen K.* Long-term climate variations on Svalbard using early instrumental observations // Geophysical Research Abstract (EGU2010-9122, 2010). 2012. V. 12.
35. *Przybylak R., Arazny A., Nordli Ø., Finkelnburg R., Kejna M., Budzik T., Migała K., Sikora S., Puczko D., Rymerg K.*, Rachlewicz G. Spatial distribution of air temperature on Svalbard during 1 year with campaign measurements // International Journal of Climatology. 2014. DOI: 10.1002/joc.3937.
36. *Polyakov I.V., Alekseev G.V., Bekryaev R.V., Bhatt U., Colony R., Johnson M. A., Karklin V. P., Makshtas A.P., Walsh D., Yulin A.V.* Observationally based assessment of polar amplification of global warming // Geophys. Res. Lett. 2002. №29. P.1878–1891.

37. *Polyakov I.V, Alekseev G.V., Timokhov L.A., Bhatt U. S., Colony R.L., Simmons H.L., Walsh D., Walsh J.E., Zakharov V.F.* Variability of the Intermediate Atlantic Water of the Arctic Ocean over the Last 100 Years // J. of Climate. 2004. V. 17. P. 4485–4497.
38. *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Kolstrom T.H.* Cyclicity of Solar Activity and Relation to Climate Variability // Solar Physics. 2004. V. 224. P. 455–463.
39. *Serezze M.C., Barry R.G.* Processes and impacts of Arctic amplification: A research synthesis // Global and planetary change. 2011. V. 77. P. 85–96.
40. *Tislenko D.I., Ivanov B.V.* Long-term variability of Atlantic water temperature in the Svalbard fjords in conditions of past and recent global warming // Czech Polar Reports. 2015. № 5(2). P. 134–142.

Содар для исследований микроструктуры приземного слоя атмосферы

В.Ф. Крамар[1], О.Г. Чхетиани[1], Н.В. Вазаева[1,2], М.А. Каллистратова[1], Р.Д. Кузнецов[1,3], С.Н. Куличков[1], В.С. Люлюкин[1], Д.Д. Кузнецов[1]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, г. Москва
[3]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки

Введение

Действие звуковых локаторов – содаров, базируется на явлении рассеяния акустических волн слышимого диапазона атмосферными мелкомасштабными турбулентными неоднородностями. Физические основы теории этого явления были заложены А.М. Обуховым (*Обухов 1941*). Развитие теории рассеяния в работах В.И. Татарского (*Татарский 1959, 1967*) и А.С. Монина (*Монин 1961*) и её экспериментальное подтверждение (*Каллистратова 1959, Каллистратова и Татарский 1960*) привели к широкому применению содаров для измерений профилей скорости ветра и интенсивности турбулентности в атмосферном пограничном слое (АПС). Отметим, что современное развитие высокотехнологичных средств наземного дистанционного зондирования атмосферы, таких как сканирующие доплеровские радары и лидары (см., например, *Farrell 2015, Smalikho and Banakh 2017*), не уменьшает роли содаров в исследованиях турбулентности в АПС (*Coulter and Kallistratova 1999*).

Несколько зарубежных фирм производят коммерчески доступные моностатические содары и минисодары, работающие в диапазонах звуковых частот 1.0—2.0 кГц и 3.0—4.5 кГц, соответственно, и предназначенные, в основном, для измерений профилей скорости ветра (см., например, *Bradley 2008*). Кроме того, во многих научных институтах и университетах созданы специализированные содары для визуализации и фундаментальных исследований мезомасштабной структуры атмосферного пограничного слоя. Например, в Институте физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (ИФА) было разработано и изготовлено несколько поколений доплеровских содаров и минисодаров серии ЛАТАН (см. *Каллистратова и др. 2018*). Типичная максимальная высота зондирования для фирменных и исследовательских содаров составляет $z_{max} \simeq 600$ – 800 м при разрешении $\Delta z \simeq 20$ м и "мертвой зоне" $z_{min} \simeq 30$м – 40 м, а для минисодаров $z_{max} \simeq$ 150 – 250 м, $\Delta z \simeq 5$ – 10 м и $z_{min} \simeq 10$ – 15 м. С помощью содаров ЛАТАН в ИФА были проведены исследования пространственного распределения когерентных вихревых структур (*Гранберг и др. 2009*), исследования спиральности (*Вазаева и др. 2017*), а также внутренних гравитационных волн в низкоуровневых струйных течениях (*Каллистратова и др. 2017*).

В последние годы, в связи с интересом к тонкой структуре приземного атмосферного слоя при решении астроклиматических задач, задач о распространении внутренних гравитационных волн (ВГВ), а также о завихренности и спиральности в приземных течениях, начали разрабатываться "сверх-минисодары", обладающие повышенной разрешающей способностью и минимизированной мертвой зоной. Так, в работе (*Bonner et al. 2009*) представлен однокомпонентный вертикальный моностатический минисодар SNODAR (Surface layer NOn-Doppler Acoustic Radar). SNODAR (несущая частота 5 кГц, высотный диапазон от 8 м до 200 м, вертикальное разрешение 1 м) использовался для измерений профилей интенсивности флуктуаций оптического показателя преломления в Антарктике. В работе (*Argentini et al. 2012*) представлен SLM-sodar (Surface Layer Mini-sodar). В этом однокомпонентном вертикальном доплеровском минисодаре (несущая частота 5 кГц, высотный диапазон от 2 м до 200 м, вертикальное разрешение 1 м) мертвая зона была уменьшена за счет применения бистатической схемы зондирования, т.е. схемы с раздельными

излучателем и приемником звука. SLM-sodar использовался в Антарктике для исследований ВГВ в мелком инверсионном слое над заснеженной поверхностью (*Petenko et al. 2016, 2018*).

SNODAR и SLM-sodar – это однокомпонентные вертикально-направленные локаторы, которые не способны измерять профили скорости и направления ветра, необходимые для исследований завихренности и спиральности течений в приземном слое атмосферы (*Chkhetiani et al., 2018*). Для таких исследований в ИФА создан доплеровский трех-компонентный минисодар, получивший название ВРМС – Высокого Разрешения Мини Содар (английская аббревиатура – HRMS).

В настоящей работе приведено описание конструкции ВРМС, результаты его полевых испытаний, а также предварительные результаты проведенных в 2017 – 2018 гг. с его помощью экспедиционных исследований тонкой структуры завихренных течений в приземном слое атмосферы.

Конструкция минисодара ВРМС

Блок-схема трех-компонентного доплеровского минисодара высокого разрешения ВРМС и фотография его антенн в шумозащитных экранах представлены на рис. 1. Зондирование проводится одновременно в 3-х направлениях: вертикальном и двух наклонных (под углом 30^o к вертикали); наклонные направления развернуты по азимуту на 90^o. Содар является бистатическим, т. е. каждая из его 3-х компонент содержит 2 раздельные антенны:, одну для излучения зондирующего импульса, а вторая для приема рассеянного акустического сигнала. Излучающая и приемная антенны вплотную примыкают друг к другу, а их оси коллинеарны; поэтому можно считать, что их диаграммы направленности в значительной степени перекрываются, и весь цикл зондирования не отличается от моностатического содара. В качестве излучающей антенны используется блок из 3-х стандартных рупорных громкоговорителей LPA-50H. Рассеянный сигнал принимается конденсаторным измерительным микрофоном DBX RTA-M, нагруженным на рупор, который установлен в фокусе параболического акустического зеркала диаметром 0.6 м.

Рис. 1. Трех-компонентный доплеровский минисодар высокого разрешения ВРМС. Слева: упрощенная блок-схема. Справа: антенны ВРМС в шумозащитных экранах на Цимлянской научной станции ИФА, июль 1918 г. Цилиндрические синие экраны защищают приемные антенны от внешних акустических шумов и от просачивания излучаемого сигнала; треугольные призматические серые экраны подавляют боковые лепестки излучающих антенн.

Бистатическая конфигурация применена в ВРМС для уменьшения мертвой зоны содара, которая в моностатическом содаре определяется временем релаксации реверсивного электроакустического преобразователя при его переключениии из режима излучения в режим приема. Рупорные электродинамические грокоговорители (в дальнейшем, "динамики"), являются наиболее эффективными электроакустическими преобразователями и поэтому широко применяются в содарах. Коэфициент полезного действия высокочастотных рупорных

динамиков достигает нескольких десятков процентов, и они обеспечивают обнаружение и измерение слабого рассеянного сигнала, уровень которого на 150-160 дБ ниже уровня зондирующего излучения. Обратной стороной этого преимущества электродинамических систем перед другими типами акустических излучателей является их высокая добротность, приводящая к долгому послезвучию по окончании короткого электрического радиоимпульса. Ни добротность систем, ни время релаксации промышленных динамиков не регламентируется в их описаниях. Однако экспериментально обнаружено (см. *Каллистратова 1959б*, *Bonner et al. 2009*) что время релаксации составляет около 50 мсек, в результате чего при моностатической конфигурации невозможен прием эхосигнала с высоты менее чем 7-8 метров над антенами содара (при скорости звука c = 330 м $с^{-1}$). В реализованной бистатической схеме размеры "мертвой зоны" определяются только геометрическими размерами шумозащитных экранов и составляют около 3-х метров.

Количество аналоговых радиотехнических устройств в ВРМС сведено к минимуму: это только высокоэффективные усилители мощности TAS5630 и малошумящие микрофонные усилители SSM2019, обеспечивающие подключение микрофона с фантомным питанием. Все остальные функции выполняются компьютером. В качестве АЦП-ЦАП прибора используются компьютерные аудиоинтерфейсы (звуковые карты) высокого разрешения, аналогично тому, как это сделано в содаре ЛАТАН-3 (*Кузнецов 2007*).

В рабочем режиме каналы наклонных антенн работали одновременно на разных частотах, а старт вертикального канала был сдвинут на 0.5 с. При обработке эхо-сигналов проводилась их предварительная фильтрация с использованием различных комбинаций окон (прямоугольного, Hamming и Gaussian), а затем методом быстрого преобразования Фурье определялся доплеровский сдвиг частоты. Точность вычисления частоты при Фурье-анализе составляла около 0.2 Гц.

Системные параметры ВРСМ:

Несущие частоты компонент звукового локатора, Гц	4500, 5000, 5500
Длительность зондирующего импульса, с	0.02
Период посылок импульсов, с	1
Диапазон зондируемых высот, м	3 – 45
Разрешение по высоте (со скользящим средним), м	1
Диапазон измерения горизонтальной скорости ветра, м $с^{-1}$	0.5 – 20
Диапазон измерения вертикальной скорости ветра, м $с^{-1}$	0.1 – 10

Верификация минисодара ВРМС

Верификация данных ВРМС проводилась на Цимлянской научной станции (ЦНС) ИФА летом 2017 г. путем их сравнения с измерениями скорости ветра ультразвуковым термометром-анемометром марки USA-1 (соником) на 10-метровой мачте, расположенной на расстоянии 35 м от ВРМС. Линейные размеры области пространственного осреднения данных составляли около 0.1 м для соника и около 2 м для ВРМС.

Типичные примеры сопоставления временных ходов модуля скорости ветра и сравнения значений модуля скорости на высоте 10 м при 60-секундом осреднении приведены на Рис. 2. Вычисленные по всей выборке средние значения модуля скорости ветра, измеренные соником и ВРМС, практически совпадают и равны 2.7 м $с^{-1}$. Различие средней скорости между данными двух приборов составляет около 1 %, что говорит об очень хорошей сходимости результатов при осреднении по выборкам большого размера.

Соответствующие среднеквадратичные отклонения по всей выборке составляют 0.84 и 0.64 м с-1 для ВРМС и соника, соответственно.

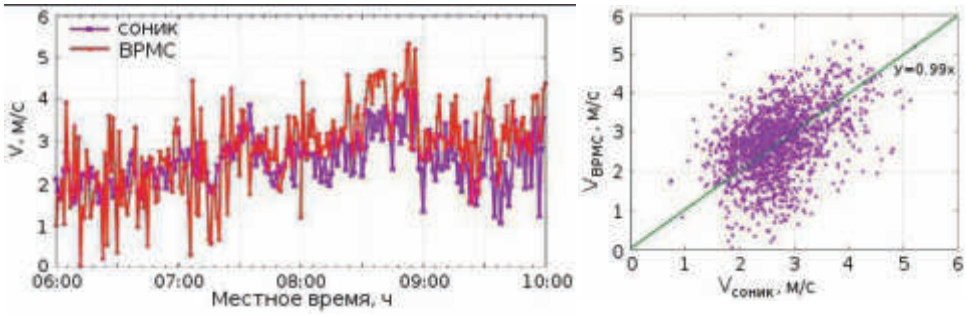


Рис. 2. Сопоставление результатов синхронных измерений модуля скорости ветра соником и ВРМС на высоте 10 м на Цимлянской научной станции ИФА. Слева: временной ход скорости в утренние часы 26 июля 2017 г. Справа: сравнение значений модуля скорости, измеренных в течение суток 26 июля 2017 г. соником и ВРМС. Время осреднения сравниваемых данных – 60 секунд.

Из сравнения левой и правой части Рис. 2 видно, что при 60-секундном осреднении минисодар статистически точно измеряет скорость ветра, несмотря на ее большие вариации по величине и по темпу изменения. Однако, амплитуда вариаций скорости, измеренной минисодаром, несколько выше, чем измеренной соником, что требует дополнительного анализа. В целом, проведенные сопоставления позволяют считать результаты измерений скорости ветра минисодаром ВРМС статистически достоверными. Этот вывод согласуется с результатами многочисленных проверок отечественных и зарубежных доплеровских содаров и минисодаров (см., например, *Кузнецов 2007*, а также раздел 5.6.9 в книге *Bradley 2008*).

Тонкая структура поля ветра в приземном слое атмосферы

Наряду с так называемыми *роллами,* т.е. крупными (масштабы ~1-3 км) упорядоченными вихрями с горизонтальной осью, направленной примерно вдоль среднего направления геострофического ветра (*Etling and Brown 1993, Гранберг и др. 2009*), в АПС существуют когерентные структуры и заметно меньших масштабов (~100- 300 м) (*Копров и др. 2000, Иванов и Бызова 2001, Anderson 2003, Koprov et al. 2004, Drobinski et al. 2004*). На присутствие таких структур указывают и данные пульсаций скорости и температуры в пограничном слое, демонстрирующие спектральные зависимости с наклоном, близким к k^{-1} (*Кадер 1988; Kader et al. 1989; Kader and Yaglom 1991*). В отличие от роллов жизненный цикл этих структур намного меньше и составляет от 3 до 10 минут. Несмотря на их давнее наблюдение в численных моделях, уверенная и детальная экспериментальная регистрация таких структур в АПС отмечена относительно недавно (*Drobinski et al. 2004, Calaf et al. 2013, Horiguchi et al. 2014, Li et al. 2016*). По мнению авторов наблюдений именно с этими структурами связаны наблюдаемые спектры энергии с показателем -1. В них просиходит до 25% диссипации турбулентной энергии. Эти структуры носят название также "крупномасштабных турбулентных структур (по английски: VLSM-structures: «Very-Large-Scale Motions structures») и к их исследованиям прилагаются значительные усилия – (*Shah and Bou-Zeid 2014, Wang et al. 2014, Fang and Porte-Agel 2015*). Они, по видимому, ответственны за появление анизотропии в наблюдаемых спектрах (*Elsinga, Marusic 2016*) и требуют учета в схемах параметризаций АПС (*Traumner et al. 2015; Wilson and Venayagamoorthy 2015*). Физические механизмы усиления и поддержания таких структур обычно связывают со сдвиговыми неустойчивостями (*Drobinski and Foster 2003*) , либо с их конвективной аналогией (*Никитин и Чернышенко 1997*) , где роль температурного поля играют турбулентные напряжения Рейнольдса. Присутствие спиральности в пограничном слое может быть одним из источников интенсификации завихренности в таких структурах (*Чхетиани 2005, Копров и др., 2005, Вазаева и др. 2017, Chkhetiani et al. 2018*).

Данные измерений поля скорости ветра в приземном слое, проводившихся на Цимлянской научной станции методом акустического зондирования, использовались нами для визуализации и предварительного анализа когерентных образований типа VLSM-structures. Для детектирования структур различных масштабов выходные данные ВРМС подвергались последовательной фильтрации. Использовался метод скользящего среднего. Так, при анализе валиковой циркуляции поле вертикальной компоненты скорости осреднялось по 10-минутным интервалам. Для горизонтальных компонент скорости из результатов 10-минутного осреднения вычитались 30-минутные тренды. Для выделения субмезомасштабных структур, наблюдаемых в атмосферном приземном слое, выбирались 3-х – 5-ти минутные и 9-ти – 12-ти минутные осреднения, соответственно.

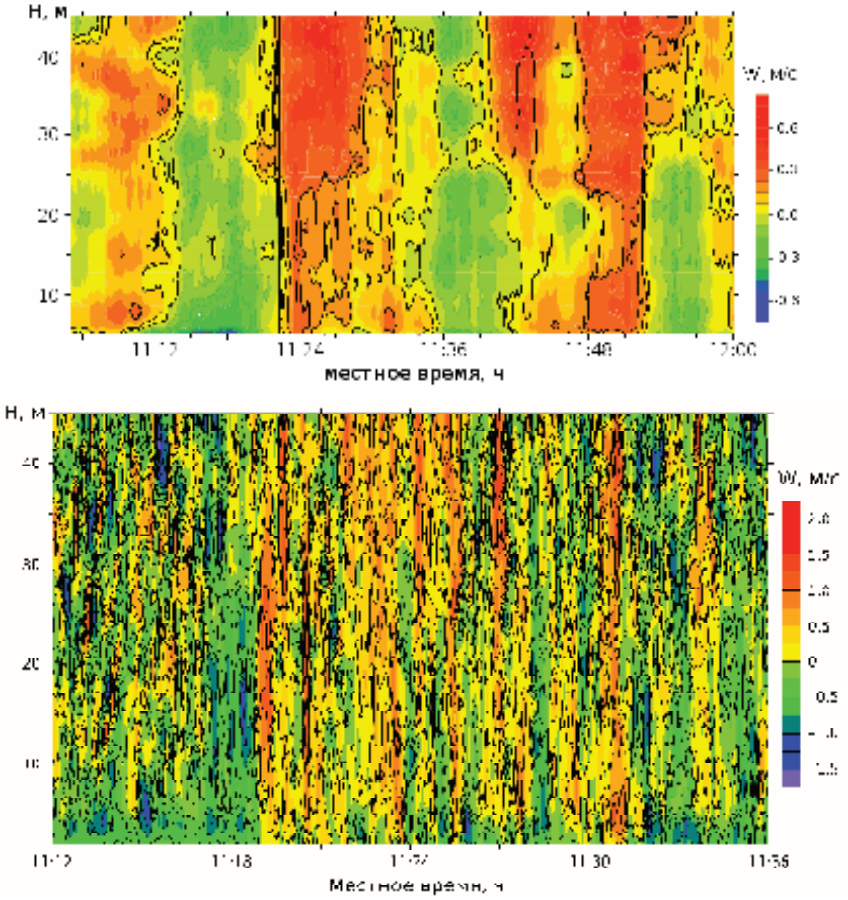


Рис. 3. Поле вертикальной компоненты скорости ветра W в приземном слое по данным ВРМС. 23 июля 2018 года, ЦНС. Вверху – 5-минутное осреднение данных; отчетливо выделяются вертикальные структуры. Внизу – фрагмент с 10-секундным осреднением.

На Рис. 3 приведен пример временной развертки вертикальной структуры вертикальной компоненты скорости W, полученной на ЦНС в дневное время в течение одного часа со скользящим 5-ти минутным осреднением. Отчетливо выделяется основной крупный временной масштаб 8 – 10 минут. Для детализации более мелких структур на Рис. 3 также показан фрагмент записи с 10-секундным осреднением. На этом фрагменте видны структуры с временными масштабами от 12 – 15 секунд до 100 секунд.

Для более полной характеристики мезомасштабных турбулентных структур и скорости ветра в АПС выше приземного слоя использовались данные многочастотного трех-компонентного доплеровского минисодара ЛАТАН-3М (*Kouznetsov 2009*, *Каллистратова и др. 2017*), работавшего на ЦНС синхронно с ВРМС. Минисодар ЛАТАН-3М работал в следующем режиме: потолок зондирования около 300 м, мертвая зона 15 м, разрешение по высоте и по времени 10 м и 5 с, соответственно. На Рис. 4 приведена эхограмма минисодара ЛАТАН-3М, диаграмма вертикальной компоненты скорости ветра, а также осредненные за 30 мин профили скорости и направления горизонтальной компоненты ветра, полученные днем 26 июля 2017 г. при ясном небе и слабом ветре. "Перьевая" форма эхо-сигнала, соответствующая термикам, и синхронные с "перьями" изменения направления вертикальной составляющей скорости ветра свидетельствуют о неустойчивой стратификации АПС и развитой конвекции в период измерений.

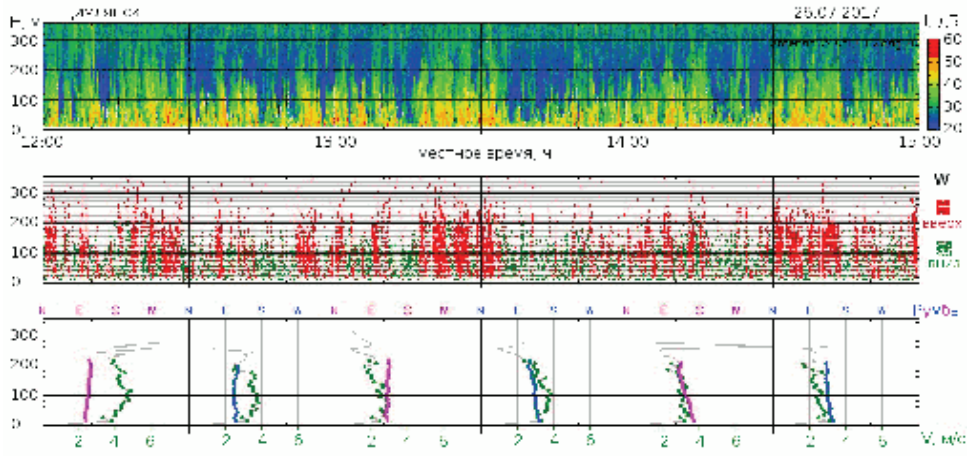


Рис. 4. Мезо-масштабная структура АПС по данным частотно-модулированного трехкомпонентного доплеровского минисодара ЛАТАН-3М, в координатах высота-текущее время. Верхняя панель - интенсивность эхо-сигнала сигнала в произвольных единицах, справа показана цветовая шкала в децибелах. Средняя панель - диаграмма вертикальной составляющей скорости. Нижняя панель - профили модуля горизонтальной скорости ветра и ее направления, осредненные за 30 мин. ЦНС, 26 июля 2017 г.

На Рис. 5 показан пример поля компонент скорости ветра в приземном слое, полученный в эти же сроки с помощью ВРМС. Основной временной масштаб 5-7 минут наблюдается во всех 3-х компонентах поля скорости.

По данным о скорости ветра, полученным с помощью ВРМС в течение полутора часов дневного времени 27 июля 2017 г., были проведены расчеты спиральности в приземном слое атмосферы. По определению, спиральность *He* равна скалярному произведению вектора скорости ветра **V** и завихренности поля скорости $\nabla\times\mathbf{V}$:

$$He = \mathbf{V}\bullet\nabla\times\mathbf{V}. \qquad (1)$$

Основной вклад в спиральность вносят горизонтальные компоненты завихренности:

$$He(z) = -U\frac{\partial V}{\partial z} + V\frac{\partial U}{\partial z}, \qquad (2)$$

где U и V – горизонтальные компоненты скорости. Вкладом в спиральность вертикальной составляющей ввиду ее малых (в 5-10 раз меньших) значений в условиях проведения экспериментов можно пренебречь (*Копров и др. 2005, Chkhetiani et al. 2018*).

Методика вычисления спиральности по данным акустического зондирования детально изложена в работе (*Вазаева и др. 2017*). При вычислении спиральности

используется осредненное значение компонент скорости ветра. Для этой цели применялся прямоугольный скользящий фильтр. Временной интервал осреднения подбирался эмпирически и составлял в данном случае 5 минут. Профили скорости сглаживались аппроксимацией кубическими сплайнами с последующим вычислением производных от гладкого профиля.

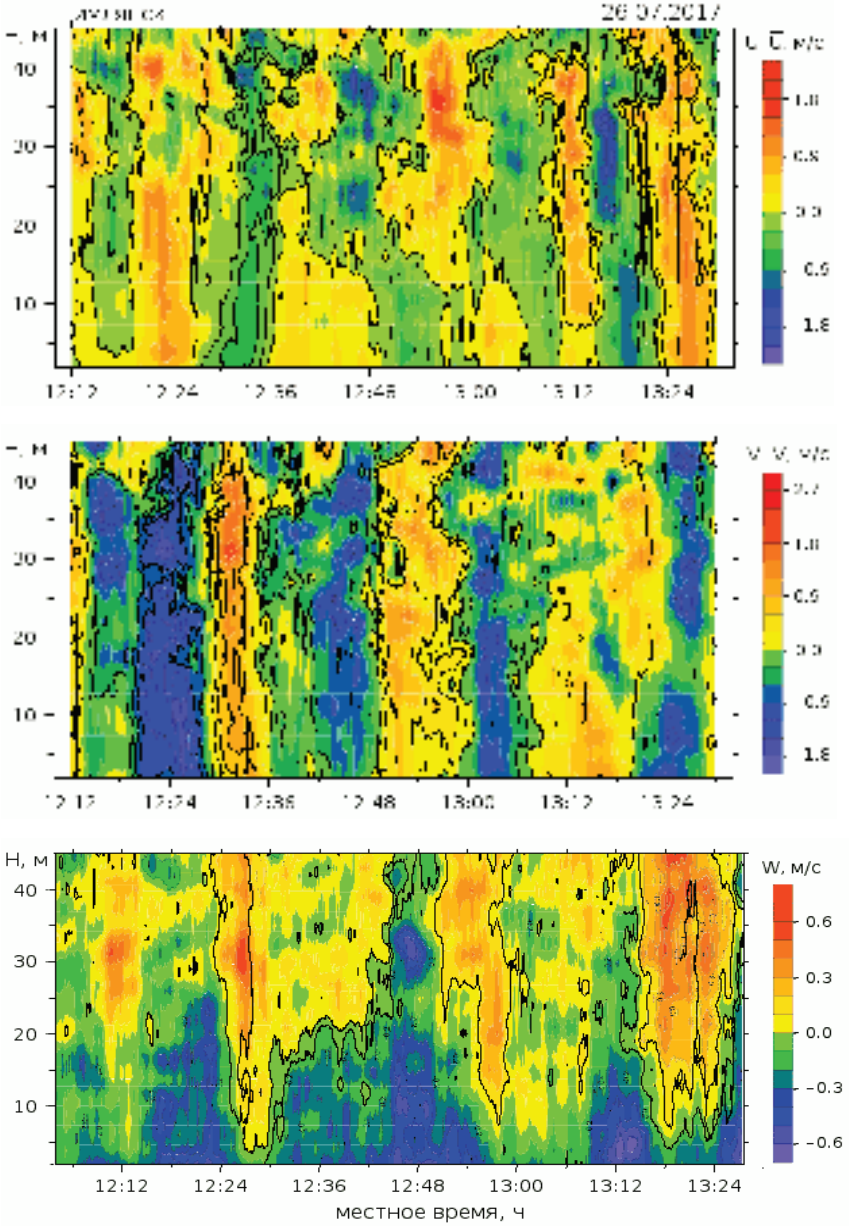


Рис. 5. Компоненты скорости ветра U (верх), V (середина) и W (низ) по данным ВРМС в приземном слое атмосферы. ЦНС, 26.07.2017. Справа - шкалы скорости. Время осреднения - 4 минуты. Из горизонтальных компонент вычтено среднее за 12 минут значение.

На Рис. 6 представлен пример временного хода вертикального распределения спиральности, рассчитанной по формуле (2) и данным ВРМС о компонентах скорости ветра в приземном слое. Можно отметить присутствие наклонных, поднимающихся структур в поле спиральности, возможно связанных с геометрией возникающих в приземном слое движений.

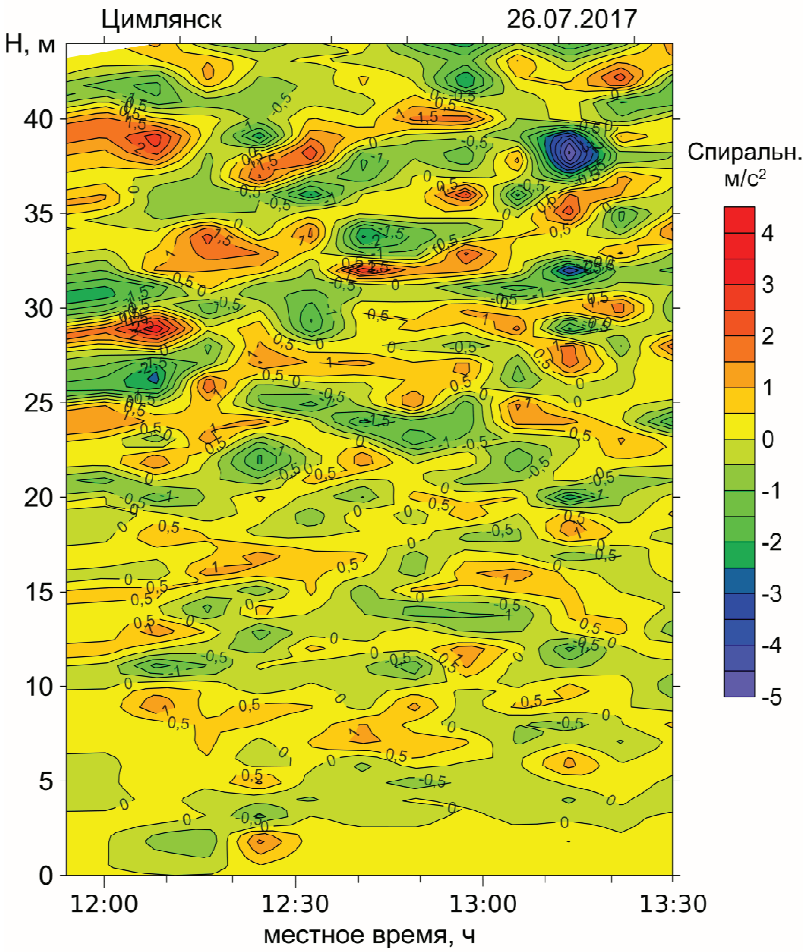


Рис. 6. Временной ход вертикального распределения спиральности по данным ВРМС о горизонтальных компонентах скорости ветра в приземном слое. ЦНС, 26.07.2017 г.

На Рис. 7 показан временной ход спиральности, осредненной по слою от 3-х до 45 м для того же периода измерений, что и на Рис 5 и 6. Здесь значения средней по слою спиральности несколько большие, чем ранее полученные значения 0.02–0.12 м/с^2 (*Вазаева и др. 2017*). Это не удивительно, поскольку измерения проводились на более низких высотах, чем ранее, и именно на этих высотах происходит максимальная генерация спиральности в АПС (*Chkhetiani et al. 2018*)

Кроме того, были рассчитаны распределения вероятностей величины спиральности, средней по слою и на разных уровнях (5, 10 и 20 м), которые приведены на Рис. 8 (в процентах от числа событий). Отметим положительную асимметрию значений спиральности, как и должно быть в северном полушарии при отсутствии преобладающего действия местных ветров (*Chkhetiani et al. 2018*).

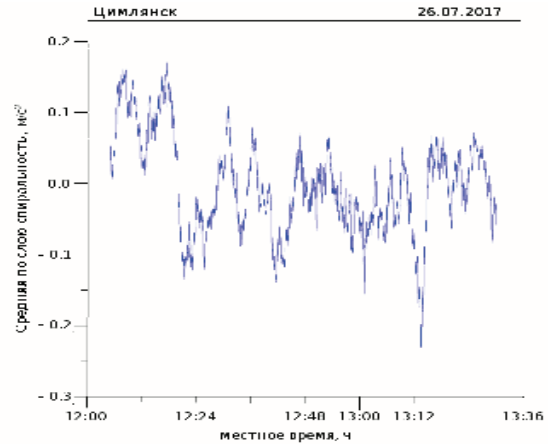


Рис. 7. Средняя по слою 3 – 45 м спиральность. ЦНС, 26.07.2017 г., 12:00 – 13:30.

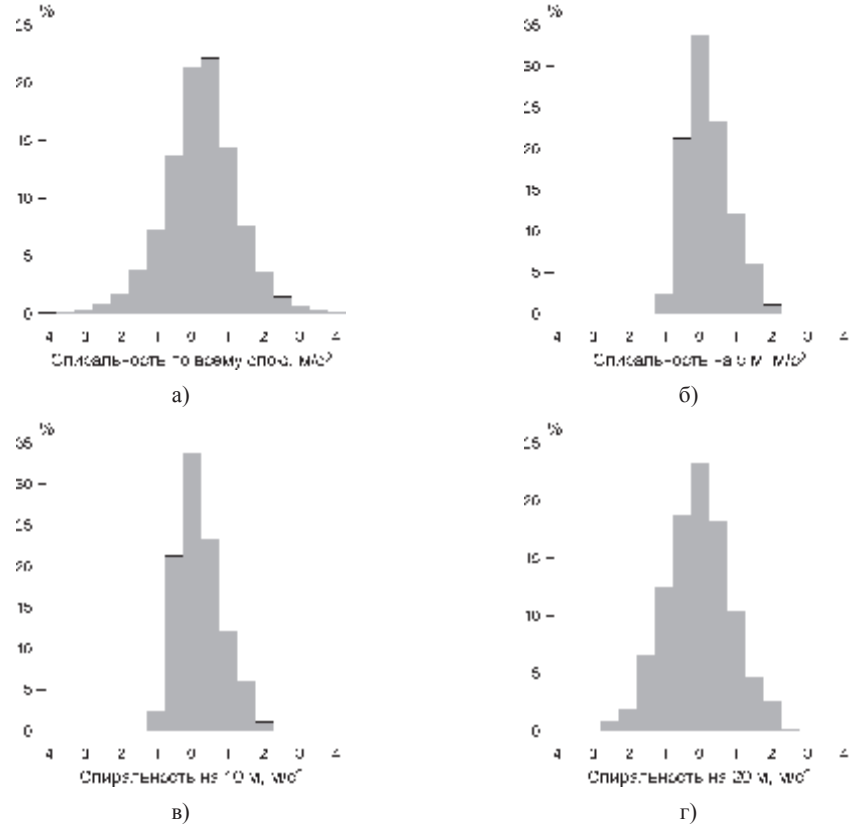


Рис. 8. Гистограммы распределения значений спиральности. а) – среднее по слою 3 – 45 м; б), в) и г) – на отдельных высотных уровнях: б) – 5 м; в) – 10 м; г) 20 м. ЦНС, 26.07.2017 г., с 12:00 до 13.30.

Заключение

Доплеровское акустическое зондирование дает возможность визуализировать тонкую структуру мезомасштабных турбулентных образований в поле ветра, и определять их пространственно-временные масштабы, а также рассчитывать значения спиральности. Созданный в ИФА им. А.М. Обухова РАН опытный экземпляр трехкомпонентного минисодара высокого разрешения (ВРМС) позволил впервые провести такие дистанционные исследования в пределах приземного слоя атмосферы. Значение этих исследований определяется тем, что завихренность воздушного течения и его спиральность генерируются именно в этом, прилегающем к подстилающей поверхности слое. В то же время, экспериментальных данных о величине спиральности в приземном слое атмосферы чрезвычайно мало. Существенно, что по данным ВРМС удается не только рассчитать спиральность на фиксированных уровнях, как при измерениях с помощью циркулиметра, но и получить среднюю спиральность по всему слою, либо по его отдельным частям.

Оригинальная конструкция ВРМС, использующая раздельные акустические антенны для излучения и приема звука, позволила уменьшить мертвую зону локатора и охватить измерениями диапазон высот от 3- х до 45-ти метров при разрешающей способности около одного метра по высоте и одной секунды по времени. Сопоставления с измерениями скорости ветра акустическим анемометром показали достоверность и хорошую точность данных ВРМС.

Данные о высотном распределении компонент скорости ветра, полученные во время испытаний ВРМС на Цимлянской научной станции ИФА, были использованы для расчета величины спиральности при развитой конвекции. Приведены примеры пространственно-временного распределения спиральности в приземном слое, временного хода спиральности, осредненной по всему приземному слою, а так же пример распределения вероятностей значений спиральности на дискретных высотах. По предварительным данным, в приземном слое при неустойчивой стратификации преобладает положительная спиральность с абсолютными значениями в диапазоне 0.01 – 0.20 м $с^{-1}$.

В целом, дистанционные измерения спиральности в приземном слое, определенные по данным акустического зондирования, согласуются с локальными измерениями, полученными с помощью циркулиметра.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ, проекты №№ 17-05-01116, 18-05-00576, 18-35-00600, и Программ фундаментальных исследований Президиума РАН №№ 2, 51, 56. Содарные измерения в 2017-2018 гг проводились при поддержке грантов РФФИ по проектам №№ 16-05-01072 и 16-05-00704. Авторы выражают признательность Максименкову Л.О. за полезные дискуссии.

Литература

1. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Кузнецов Р.Д., Каллистратова М.А., Крамар В.Ф., Люлюкин В.С., Кузнецов Д.Д.* Оценка спиральности в атмосферном пограничном слое по данным акустического зондирования // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 2. С. 174-186.
2. *Гранберг И.Г., Крамар В.Ф., Кузнецов Р.Д., Чхетиани О.Г., Каллистратова М.А., Куличков С.Н., Артамонова М.С., Кузнецов Д.Д., Перепелкин В.Г., Погарский Ф.А.* Исследование пространственной структуры атмосферного пограничного слоя сетью доплеровских содаров // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45 № 5. С. 579-587.
3. *Иванов В.Н., Бызова Н.Л.* Когерентные структуры в пограничном слое атмосферы // Метеорология и гидрология. 2001. № 1. С. 5-25.
4. *Кадер Б.А.* Трехслойная структура неустойчиво-стратифицированного приземного слоя атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24. № 12. С. 1235-1250.
5. *Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование рассеяния звука в турбулентной атмосфере // Доклады Академии Наук СССР. 1955. Т. 125. № 1. С. 69-72.
6. *Копров Б.М., Копров В.М., Макарова Т.И.* Конвективные структуры приземного слоя воздуха. Известия АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 1. С.44-54.

7. *Копров Б.М., Копров В.М., Пономарев В.М., Чхетиани О.Г.* Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы. Доклады Академии Наук. 2005. Т. 403. № 5. С. 627-630.
8. *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Юшков В.П., Кузнецов Д.Д.* Синхронные наблюдения волн Кельвина-Гельмгольца на мезомасштабной сети дистанционного зондирования АПС в Московском регионе // (Настоящий сборник) 2018.
9. *Никитин Н.В., Чернышенко С.М.* О природе организованных структур в пристенных турбулентных течениях // Механика жидкости и газа. 1997. № 1. С. 24-30.
10. *Чхетиани О.Г.* Интенсификация завихренности в турбулентных течениях со спиральностью // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 2. С. 161-171.
11. *Петенко И.В., Шурыгин Е.А.* Радиосодарный комплекс для дистанционных синхронных измерений скорости ветра, температуры и ее флуктуаций // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. № 8. С. 771- 773.
12. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. / М.: Наука. 1967. 548 с
13. *Anderson P.S.* Fine-scale structure observed in a stable atmospheric boundary layer by sodar and kite-borne tethersonde // Boundary-Layer Meteorology. 2003. V. 107. No. 2. P. 323–351
14. *Argentini S., Pietroni I., Mastrantonio G., Petenko I., Viola A.* Use of a high-resolution sodar to study surface-layer turbulence at night // Boundary-Layer Meteorol. 2012. V. 143. No. 1. P. 177–188.
15. *Bradley S.* Atmospheric acoustic remote sensing. / CRC Press. 2008. 265 p.
16. *Calaf M., Hultmark M., Oldroyd H.J., Simeonov V., Parlange M.B.* Coherent structures and the k^{-1}~spectral behaviour // Phys. Fluids. 2013. V. 25. No. 12. P. 125107.
17. *Carper M.A., Porte-Agel F.* The role of coherent structures in subfilter-scale dissipation of turbulence measured in the atmospheric surface layer // Journal of Turbulence. 2004. V. 5. P. 32-32.
18. *Chkhetiani O.G., Kurgansky M.V., Vazaeva N.V.* Turbulent helicity in the atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2018. V. 168. No. 3, pp 361–385
19. *Drobinski P., Carlotti P., Newsom Rob K., Banta R. M., Foster R. C., Redelsperger J.L.* The Structure of the Near-Neutral Atmospheric Surface Layer // J. Atm. Sci. 2004. V. 61. No. 6. P. 699-714
20. *Drobinski P., Foster R.C.* On the origin of near-surface streaks in the neutrally-stratified planetary boundary layer // Boundary-Layer Meteorology. 2003. V. 108. No. 2. P. 247–256
21. *Elsinga G. E., Marusic I.* The anisotropic structure of turbulence and its energy spectrum // Phys. Fluids. 2016. V. 28. Iss. 1. P. 011701.
22. *Etling D., Brown R.A.* Roll vortices in the planetary boundary layer: A Review // Boundary-Layer Meteorol. 11993. V. 21. No. 3. P. 215-248.
23. *Fang, J., Porte-Agel, F.* Large-eddy simulation of very-large-scale motions in the neutrally stratified atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorology. 2015. V. 155. No. 3. P. 397-416.
24. *Foster R.C., Levy G.* The contribution of organzied roll vortices to the surface wind vector in baroclinic conditions // J. Atm. Sci. 1998. V.55, No. 8. P. 1466-1472.
25. *Horiguchi M., Hayashi T., Adachi A., Onogi S.* Stability dependence and diurnal change of large-scale turbulence structures in the near-neutral atmospheric boundary layer observed from a meteorological tower // Boundary-Layer Meteorol. 2014. V. 151, No. 2. P. 221-237.
26. *Hutchins N., Chauhan K., Marusic I., Monty J., Klewicki J.* Towards reconciling the large-scale structure of turbulent boundary layers in the atmosphere and laboratory // Boundary-Layer Meteorol. 2012. V. 145, No. 2. P. 273-306.
27. *Kader B.A., Yaglom A.M., Zubkovskii S.L.* Spatial correlation functions of surface-layer atmospheric turbulence in neutral stratification // Boundary-Layer Meteorol. 1989. V. 47. Nos. 1- 4. P. 233-249.
28. *Kader B.A., Yaglom A.M.* Spectra and correlation functions of surface layer atmospheric turbulence in unstable thermal stratification // In Turbulence and Coherent Structures (pp. 387-412). Springer Netherlands. 1991.
29. *Kallistratova M.A.* Acoustic and radioacoustic remote sensing studies in CIS (Former USSR) // Int. J. Remote Sensing. 1994. V. 15. No. 2. P. 251-266.
30. *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. No. 9. P. 1970–1977.
31. *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 Meteorol. 2004.V.111. No. 1. P.19-32.
32. *Kouznetsov R.D.* The multiple-frequency sodar with high temporal resolution // Meteorol. Zeitschrift. 2009. V. 18. No. 2. P. 169–173.

33. *Li D., Katul G.G., Gentine P.* The k^{-1} scaling of air temperature spectra in atmospheric surface layer flows // Q. J. Roy. Meteor. Soc. 2016. V. 142. Iss. 694. P. 496-505.
34. *Metzger M., McKeon B.J., Holmes H.* The near-neutral atmospheric surface layer: turbulence and non-stationarity, Phil. Trans. Roy. Soc. A. 2007. V. 365. Iss. 1852. P. 859-876.
35. *Shah S., Bou-Zeid E.* Very-large-scale motions in the atmospheric boundary layer educed by snapshot proper orthogonal decomposition, Boundary-Layer Meteorol. 2014. V. 153. No. 3. P. 355-387.
36. *Tisler P., Vihma T., Pirazzini R., Palo T., Kouznetsov R.* Properties and temporal variability of summertime temperature inversions over Dronning Maud Land, Antarctica // Q. J. Roy. Meteor. Soc. 2017. V. 143, Iss. 702, P. 582-595.
37. *Traumner K., Damian T., Stawiarski C., Wieser A.* Turbulent structures and coherence in the atmospheric surface layer // Boundary-Layer Meteorol. 2015. V. 154. No. 1. P. 1-25.
38. *Wang G., Bo T., Zhang J., Zhu D., Zheng X.* The critical frequency of the large-scale vortices and the background turbulence in desert area // Atmos. Research. 2014. V. 143. P. 293-300.
39. *Wilson J.M., Venayagamoorthy S.K.* A Shear-Based Parameterization of Turbulent Mixing in the Stable Atmospheric Boundary Layer, J. Atmos. Sci. 2015. V. 72. No. 5. P. 1713-1726.

Современные изменения климата: аномалии и тенденции

И.И. Мохов

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва
Московский физико-технический институт, г. Москва

Последние десятилетия характеризуются значимыми изменениями климата, которые более заметно проявляются в повторяемости и интенсивности экстремальных региональных явлений (*IPCC 2013, Второй оценочный доклад… 2014, Мохов 2017*). На фоне общего потепления отмечается увеличение климатической изменчивости, “нервозности”, как отмечал А.М. Обухов. В 2012-2017 гг. количество аномальных метеорологических явлений в российских регионах было почти в три раза больше, чем в 1998-2002 гг., а 2017 г. их было почти в 4 раза больше, чем 2000 г. – см. рис. 1 (http://www.meteorf.ru/). При этом в российских регионах в более теплые месяцы года отмечается наибольшая повторяемость экстремальных явлений, особенно связанных с гидрологическими процессами. Судя по последним годам не так мал риск экстремальных региональных и локальных режимов, подобных отмеченным весной 2017 г. и 2018 г. в московском регионе со шквалами ветра штормовой и ураганной силы (*Mokhov et al. 2018*).

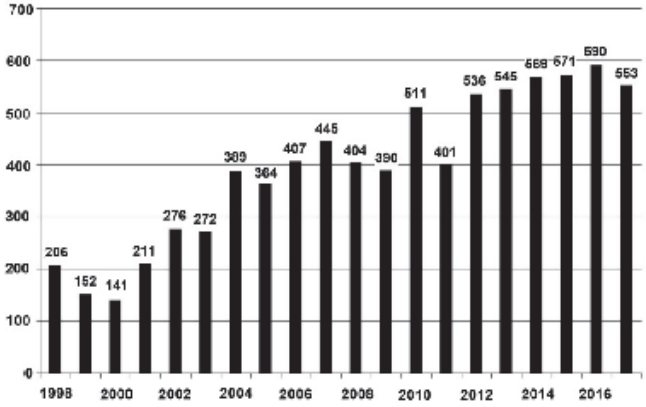


Рис. 1. Изменения числа опасных метеорологических явлений в России с конца 20 века.

В (*Арский и др. 1989)* при эмпирическом и модельном анализе климатической изменчивости отмечено, что изменения дисперсий климатических переменных существенно зависят от характеристик гидрологического цикла. При глобальном потеплении увеличивается влагоемкость атмосферы, изменяется перенос водяного пара и скрытого тепла в высокие широты, а ослабление зонального перемешивания способствует более неоднородному по долготе осадкообразованию и выделению скрытого тепла, что увеличивает региональную климатическую изменчивость. В (*Арский и др. 1989*), в частности, при анализе данных для Северного полушария более чем за 100 лет отмечена тенденция увеличения дисперсии полушарной приповерхностной температуры и перепада приповерхностной температуры между экватором и полюсом при полушарном потеплении и уменьшении перепада температур экватор-полюс.

Общее увеличение глобальной приповерхностной температуры (ГПТ) по данным наблюдений с середины 19 века сопровождалось периодами ее более быстрого роста (с 1910-х до 1930-х гг. и со второй половины 1970-х до 2000-х гг.) и понижения (с 1940-х до

середины 1970-х гг.). К началу 21 века проявилась тенденция уменьшения скорости потепления. При этом значения ГПТ последних лет (2017, 2016, 2015, 2014 гг.) были в числе самых высоких за 17 десятилетий. Одна из ключевых современных проблем - количественная оценка вклада естественных и антропогенных факторов в изменения ГПТ (*Груза, Ранькова 2012, IPCC 2013, Второй оценочный доклад… 2014, Мохов 2017, Мохов, Смирнов 2018*). Согласно (*IPCC 2013*) с вероятностью более 90% более половины отмеченного увеличения ГПТ с середины 20 века связано с антропогенным увеличением атмосферной концентрации парниковых газов.

Доминирующий антропогенный фактор долгопериодных изменений – увеличение содержания парниковых газов в атмосфере, прежде всего углекислого газа. В последние годы содержание CO_2 в земной атмосфере превысило знаковый рубеж – 400 млн$^{-1}$. Более, чем на треть превышен доиндустриальный уровень. Сравнение с палеореконструкциями свидетельствует о рекордном содержании CO_2 как минимум для последних 800 тысяч лет. В истории Земли содержание углекислого газа в атмосфере достигало и на порядок больших значений, но человечество никогда не жило при таких концентрациях CO_2 в атмосфере.

Для определения сравнительной роли естественных и антропогенных факторов ключевое значение имеет анализ температурных и других изменений в зависимости от высоты в атмосфере. Модельные расчёты свидетельствуют о принципиальных различиях температурных изменений в стратосфере и мезосфере из-за разных причин естественных (в том числе из-за вариаций солнечного излучения) и антропогенных изменений климата. Глобальное потепление, ассоциируемое с увеличением содержания в атмосфере парниковых газов, в том числе CO_2, проявляется у поверхности и в тропосфере, в более высоких слоях атмосферы – стратосфере и мезосфере – отмечается выхолаживание. Выявленное по результатам различных измерений общее выхолаживание страто- и мезосферы при глобальном приповерхностном потеплении в последние десятилетия свидетельствует о потенциальной роли антропогенных механизмов глобальных изменений климата. Наиболее сильное выхолаживание за последние полвека отмечено в верхней атмосфере на высотах мезопаузы (около 90 км). При этом выявлены нелинейные изменения температурного режима в области мезопаузы с резким понижением температуры в 1970-х гг. (синхронным со сдвигом в климатических особенностях у поверхности, связываемым с явлениями Эль-Ниньо) с последующим замедлением скорости охлаждения (*Мохов, Семенов 2014*). При значимой отрицательной корреляции вариаций температуры в области мезопаузы с приповерхностным температурным режимом для последних 6 десятилетий кросс-вейвлетный анализ не выявил значимой когерентности соответствующих наиболее долгопериодных температурных вариаций. Согласно расчетам с глобальной климатической моделью для 20-21 веков с учетом антропогенных воздействий для получения их значимой когерентности необходимы существенно продолжительные наблюдения температуры в области мезопаузы – около столетия и более (*Мохов и др. 2017*).

Следует отметить, что относительный вклад естественных и антропогенных факторов зависит от временного горизонта оценок. Чем короче анализируемый временной интервал, тем больше роль естественной климатической изменчивости – межгодовой и десятилетней. Межгодовая изменчивость глобального климата в наибольшей степени связана с квазициклическими процессами Эль-Ниньо/Южное колебание со средней периодичностью около 4-5 лет. Для Северного полушария существенное значение имеют квазициклические колебания с периодичностью около 10 лет - Северо-Атлантическое, Арктическое и Тихоокеанское. Во внутривековых климатических региональных, полушарных и глобальных изменениях значимо проявляются вариации с периодом около 6 десятилетий - характерным периодом для Атлантической мультидесятилетней осцилляции (АМО). АМО связано с глобальной термохалинной циркуляцией океана, одна из ветвей которой – Гольфстрим. Этот глобальный конвейер формируется глубокой конвекцией в субарктических широтах Атлантического океана. С влиянием этого глобального океанического конвейера, одна из

ветвей которого течение Гольфстрим, связан существенный утепляющий эффект в Северной Атлантике и атлантическом секторе Арктики.

Полученные в (*Груза, Ранькова 2012*) результаты анализа данных наблюдений для приповерхностной температуры с середины 19 века свидетельствуют об определяющей роли содержания CO_2 в долгопериодных (порядка столетия) изменениях глобального климата и климата Арктики. При этом вклад CO_2 в дисперсию среднегодовой глобальной температуры оценивается более 3/4, 60-летней моды – около 5%, а всех остальных факторов – около 1/6. Для Арктики вклад CO_2 в долгопериодные (порядка столетия) изменения оценен немногим меньше 50%, а 60-летней моды больше – около 1/6. При учете вариаций солнечного излучения их вклад в долгопериодные (порядка столетия) изменения оценен малым – около 0.5%.

В (*Мохов 2015*) получены условия влияния 60-летней моды на фоне столетней тенденции потепления, в том числе с возможным относительным замедлением скорости потепления или даже некоторым локальным похолоданием в течение ближайших двух десятилетий с последующим более быстрым потеплением на региональном и глобальном уровне. В простейшем случае гармонического колебания для температуры $T(t)$ с периодом T_0 (около 60 лет) и амплитудой ΔT на фоне векового линейного тренда $(dT/dt)_c$ отсутствие временного интервала с похолоданием возможно при условии

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_c \Big/ \left(\frac{2\pi\Delta T}{T_0}\right) \geq 1 .$$

По временным рядам данных для приповерхностной температуры с 19 века получены оценки для Северного полушария в целом с амплитудой приповерхностных температурных осцилляций $(\Delta T)_{NH}$ с периодом T_0 примерно 60 лет (с максимумом в первом десятилетии 21 века) около 0.2 К (с минимальными оценками около 0.1 К). При столетнем тренде приповерхностной температуры для Северного полушария в целом $(dT/dt)_{NH} = 1.0$ К/100 лет для отсутствия временного похолодания необходимо и достаточно, чтобы амплитуда соответствующих температурных осцилляций $(\Delta T)_{NH}$ с периодом T_0 около 60 лет не превышала $(dT/dt)_{NH}(T_0/2\pi) = 0.1$ К. Аналогичные оценки получены для амплитуды осцилляций $(\Delta T)_A$ с периодом T_0 примерно 60 лет для Арктики в целом (с максимумом в первом десятилетии 21 века) - около 0.3 К (с максимальными оценками около 0.4 К и минимальными – около 0.2 К). При столетнем тренде приповерхностной температуры для Арктики в целом $(dT/dt)_A = 2.4$ К/100 лет для отсутствия временного похолодания необходимо и достаточно, чтобы амплитуда температурных осцилляций $(\Delta T)_A$ с периодом T_0 около 60 лет для Арктики в целом не превышала $(dT/dt)_A(T_0/2\pi) = 0.23$ К. Согласно полученным оценкам возможно замедление скорости потепления и даже некоторое локальное похолодание в течение ближайших двух десятилетий с последующим более быстрым потеплением и в Арктике, и на полушарном (глобальном) уровне.

Для относительно короткопериодных (межгодовых и междесятилетних) изменений температурные вариации между экстремумами 11-летнего солнечного цикла обычно не превышают 0.1-0.2 К (*Tung et al. 2008*). При этом неопределенность этих эффектов максимальна в арктических широтах. В целом, короткопериодные эффекты вариаций солнечного излучения значимы, но не являются определяющими для последних десятилетий.

В (*Мохов, Смирнов 2018а,б*) сделаны количественные оценки вклада естественных и антропогенных факторов, в частности вклада радиационного воздействия парниковых газов и Атлантической мультидесятилетней осцилляции (АМО), в тренды глобальной

приповерхностной температуры (ГПТ) и в разных широтных зонах для различных временных интервалов. На основе данных инструментальных наблюдений с середины 19 века получены характеристики воздействий разных факторов на температурные изменения ("причинность по Винеру–Грейнджеру") с использованием трехкомпонентных авторегрессионных моделей. На сравнительно коротких интервалах времени длительностью 15-30 лет вклад АМО сопоставим по абсолютной величине с вкладом парниковых газов и мог даже превышать его, а на интервалах около шести десятилетий и более вклад АМО в тренд ГПТ уже незначим. При этом для последних десятилетий относительный вклад парниковых газов больше в тренды ГПТ и приповерхностной температуры в тропиках, а в тренды приповерхностной температуры средних и высоких широт – меньше.

Согласно полученным результатам вклад АМО на интервалах 15-30 лет достигает ± 0.1 К/десятилетие, а на интервалах около 60 лет значимый вклад АМО в тренд ГПТ уже отсутствует. Вклад парниковых газов для последних 6-7 десятилетий оценен в диапазоне 0.1–0.14 К/десятилетие на временных интервалах от 15 до 60 лет. Вклады АМО и парниковых газов в 15-летний тренд ГПТ в последние годы близки по величине, причем вклад АМО в тренд ГПТ на интервалах длительностью 15-30 лет может быть даже больше вклада вариаций атмосферной концентрации парниковых газов (в частности, для интервала 1920-1950 гг.). Для надежных выводов о роли парниковых газов в формирование достаточно долгопериодных температурных изменений необходимо использовать интервалы времени не менее полувека. В последние десятилетия согласно полученным оценкам отношение вклада парниковых газов в температурные тренды к вкладу АМО больше для ГПТ и тропиков и меньше – для средних и высоких широт (*Мохов, Смирнов 2018а,б*).

При наиболее сильных климатических аномалиях и трендах в высоких широтах (*Алексеев 2014, Мохов 2015*) ярчайшее проявление глобального потепления последних десятилетий - очень быстрая деградация морских льдов в Арктическом бассейне. Изменение режима морских льдов влияет на взаимодействие атмосферы и океана, на циркуляцию атмосферы и формирование региональных погодно-климатических аномалий не только в полярных широтах, но и вне Арктики (*Мохов, Семенов 2016, Mokhov, Parfenova 2018*). Особо значимы климатические изменения в Арктике в связи с их влиянием на формирование климатических аномалий вне полярных широт, в том числе в российских регионах. Это проявилось, в частности, в формировании в последние годы аномально холодных зимних режимов в разных регионах Северного полушария. Проявление подобных региональных сезонных аномалий не только не противоречит тенденции глобального потепления, но и подтверждает результаты модельных расчётов (*Lupo et al. 1997, Mokhov et al. 2014*) с увеличением их вероятности (особенно зимой над континентами) при общем потеплении. Следует отметить, что в последние годы начала проявляться тенденция уменьшения протяженности морских льдов и в Антарктике (с аномально низкими значениями протяженности морских льдов за время спутниковых наблюдений с конца 1970-х гг.).

В (*Мохов и др. 2013, Хон и др. 2013, Khon et al. 2014*) по модельным расчетам для 21 века отмечено общее усиление волновой активности в Арктическом бассейне, в том числе усиление образования мощных волн в различных акваториях. Это связано с увеличением длины разгона волн в результате расширения площади открытой воды и с региональным усилением ветра в атмосфере. При этом выявлен рост повторяемости дней с сильным ветром и интенсивными волнами для регионов российских арктических морей с наибольшим усилением на акватории Карского моря. (Отмеченная тенденция способствует усилению скорости береговой эрозии в Арктическом бассейне, повышенная скорость береговой эрозии связана и с разрушением вечной мерзлоты. Усиление морского волнения может способствовать, в частности, и увеличению интенсивности излучения инфразвука.) Противоположная тенденция с общим ослаблением морского волнения выявлена в бассейне Баренцева моря, связанная с региональным уменьшением скорости ветра. Возможность предсказанных в (*Мохов и др. 2013, Хон и др. 2013, Khon et al. 2014*) по региональным модельным расчетам пространственно-неоднородных изменений ветро-волнового режима в

арктических регионах в первой половине 21 века с учетом антропогенных воздействий была позже подтверждена в (*Liu et al. 2016*) с использованием спутниковых данных и данных реанализа для последних лет. До 2006 г. для всех морей в российской части Арктики отмечалась тенденция увеличения высоты волн и скорости ветра. А после 2007 г. тенденция роста высоты волн сменилась на обратную в более западных морях - Баренцевом и Карском. При этом тенденция увеличения скорости ветра сменилась на противоположную в акваториях всех морей, хотя для 90-х процентилей смена тенденций отмечена только для Баренцева и Карского морей (см. также (*Мохов 2018*)).

Отмеченный пример подтверждения новых модельных результатов реальными данными свидетельствует не только о способности современных моделей адекватно воспроизводить глобальные и региональные климатические режимы и их изменения, но и о потенциале выявлять новые эффекты, не проявляющиеся или незначимые при современном климатическом режиме, которые могут проявиться при более сильных климатических изменениях. Выявление возможных качественных переходов (“сдвигов”) при климатических изменениях имеет важное значение для оценки критических изменений, при превышении которых возможно не только изменение структуры климатической системы на региональном и глобальном уровне, но и переход к необратимым изменениям.

В условиях достаточно большой неопределенности результатов модельных расчетов более надежно и значимо климатические изменения могут оцениваться при ансамблевых модельных расчетах. Более того, достаточно часто в климатических исследованиях результаты расчетов с ансамблем всех анализировавшихся моделей лучше соответствуют данным наблюдений, чем каждая отдельная модель. При этом оценки зависят от ансамблевой статистики и критериев соответствия модельных расчетов реальным данным. Для получения более надежных оценок можно, в частности, выделять под-ансамбль моделей, лучше соответствующих реальным данным (*Мохов, Хон 2015, Мохов и др. 2016, Khon et al. 2017*), и использовать байесов подход (*Кибанова и др. 2018*).

Лучшие модели способны адекватно воспроизводить не только региональные особенности климатических режимов, но и их современную изменчивость и тенденции изменения (*Мохов 2018*). Об этом свидетельствуют, в частности, полученные в (*Мохов, Хон 2015, Мохов и др. 2016, Khon et al. 2017*, *Кибанова и др. 2018*) результаты модельных оценок изменений навигационного периода на Северном морском пути в сопоставлении со спутниковыми данными для последних десятилетий. При этом согласно полученным модельным оценкам на фоне общего потепления и увеличения навигационного периода на Северном морском пути в 21 веке при достаточно большой межгодовой изменчивости изменчивости в ближайшие десятилетия в первой половине века можно ожидать ослабление тренда роста продолжительности навигационного периода и даже локальное проявление его уменьшения.

При глобальном потеплении существенно изменяется вертикальная температурная стратификация атмосферы, характеризующая статическую устойчивость и конвективную неустойчивость тропосферы. С изменениями вертикальной температурной структуры атмосферы, с изменением ее статической устойчивости связаны, в частности, изменения конвективных процессов в атмосфере, режимов облачности и вихре-волновой активности. Генерация внетропических циклонов связана с проявлением бароклинной неустойчивости и зависит как от меридионального градиента температуры, так и от вертикальной температурной стратификации атмосферы. От климатической обратной связи через вертикальный градиент температуры γ в тропосфере существенно зависит чувствительность климата к различным воздействиям (*Мохов 1983, Мохов 1993, Мохов, Акперов 2006*).

На рис. 2 представлены широтные зависимости нормированных на соответствующие средние значения для Северного полушария (*NH*) оценок вертикального градиента температуры γ в тропосфере, параметра $d\gamma/dT$, характеризующего чувствительность γ к

изменению приповерхностной температуры T, и параметра $p=\gamma^{-1}(d\gamma/dT)\delta T$, характеризующего относительную роль вариации вертикальной температурной стратификации в тропосфере на разных широтах в межгодовой изменчивости, оцениваемой среднеквадратическим отклонением δT, по данным реанализа для периода 1979-2014 гг. (*Mokhov et al. 2016*). Параметр $d\gamma/dT$ оценивался по среднегодовым данным с использованием линейной регрессии γ на T. Значения γ для разных широт нормировались на значение γ_{NH} = 6.3 К/км. Оценки $d\gamma/dT$ для разных широт, нормировавшиеся на величину $(d\gamma/dT)_{NH}$ = 0.045 км$^{-1}$, в арктических широтах могут быть в два раза больше, чем $(d\gamma/dT)_{NH}$ для Северного полушария в целом (см. также (*Мохов, Акперов 2006*)). Значения параметра p в арктических широтах в 4 раза больше, чем для Северного полушария в целом и намного больше, чем для тропических широт. Общая положительная корреляция γ с приповерхностной температурой T свидетельствует о соответствующей положительной климатической обратной связи.

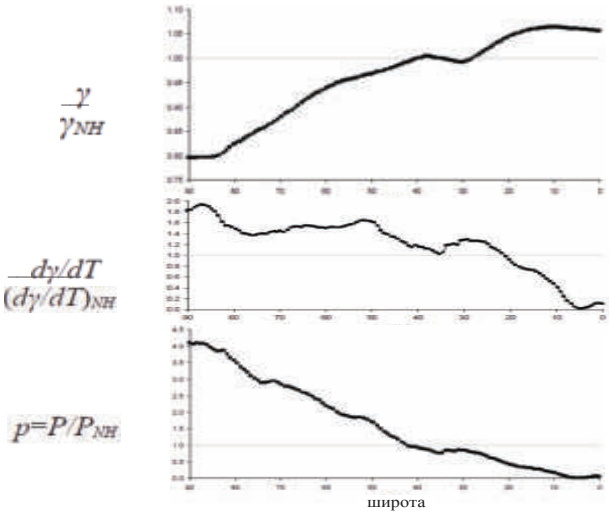


Рис. 2. Широтная зависимость нормированных на соответствующие средние значениия для Северного полушария (NH) оценок вертикального градиента температуры γ в тропосфере, параметра $d\gamma/dT$, характеризующего чувствительность γ к изменению приповерхностной температуры T, и параметра $p=\gamma^{-1}(d\gamma/dT)\delta T$, характеризующего относительную роль вариации вертикальной температурной стратификации в тропосфере на разных широтах в межгодовой изменчивости, оцениваемой среднеквадратическим отклонением δT , по данным реанализа для периода 1979-2014 гг.

Отмеченные на рис. 2 особенности способствуют ослаблению статической устойчивости атмосферы и усилению конвективных процессов при потеплении с увеличением частоты, интенсивности и продолжительности экстремальных погодно-климатических явлений. В условиях более влагоемкой атмосферы (в соответствии с уравнением Клаузиуса-Клапейрона) это способствует увеличению риска формирования интенсивных атмосферных вихрей, в том числе мощных циклонов как в тропических, так и в средних и полярных широтах, а также локальных вихрей типа смерчей/торнадо (*Интенсивные атмосферные вихри … 2018*).

В связи с интенсификацией конвективных процессов отмечена тенденция роста конвективной облачности, в частности для Северной Евразии (*Sun et al. 2001, Chernokulsky et al. 2011*), повторяемости ливневых осадков (*Ye et al. 2016*). В (*Чернокульский и др. 2017*)

получены оценки роста риска смерчегенеза в регионах Северной Евразии по современным данным реанализа для последних десятилетий (см. также (*Курганский и др. 2013, Чернокульский и др. 2015*). Получены также соответствующие оценки при возможных изменениях климата в 21 веке по расчетам с ансамблем глобальных климатических моделей (*Чернокульский и др. 2017).* Выявлен рост повторяемости способствующих возникновению смерчей условий в регионах Северной Евразии, наиболее значимый на Дальнем Востоке и в регионе Черного моря. Формированию мощных конвективных процессов с аномальными осадками способствует аномально высокая температура поверхности моря (*Meredith et al. 2015*). Рекордное наводнение на Амуре в 2013 г. было связано в том числе и с рекордно высокой температурой поверхности Тихого океана (*Мохов и др. 2014*).

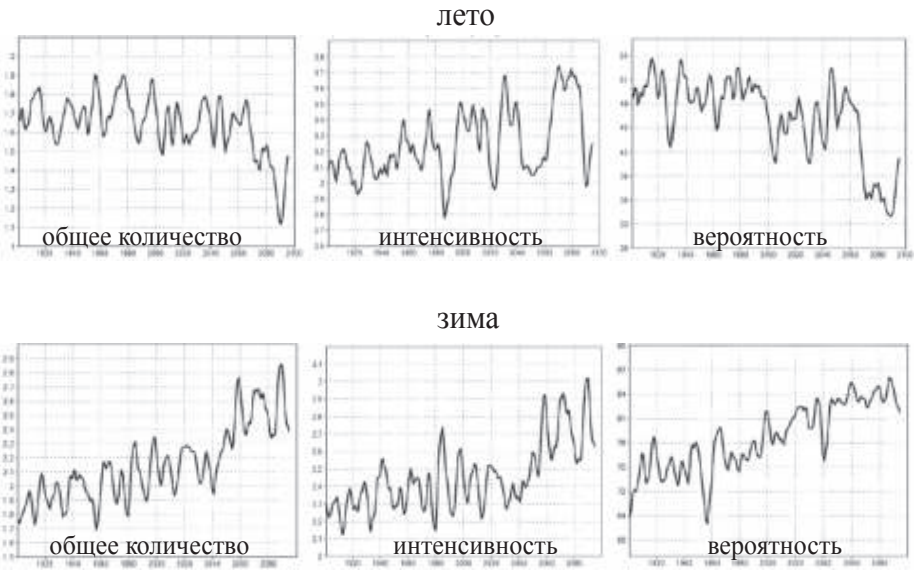


Рис. 3. Модельные оценки сезонных изменений характеристик осадков в московском регионе (50-60^{o}с.ш., 30-45^{o}в.д.) при возможных климатических изменениях до конца 21 века: общего количества осадков (мм/сут), интенсивности (мм/сут), вероятности (число дней с осадками).

При глобальном потеплении с ростом влагоемкости атмосферы следует ожидать увеличения риска экстремальных региональных осадков. На рис. 3 приведены модельные оценки сезонных изменений характеристик осадков в московском регионе (50-60^{o}с.ш., 30-45^{o}в.д.) при возможных климатических изменениях в 21 веке: общего количества осадков (мм/сут), интенсивности (мм/сут), вероятности (число дней с осадками) (см. (*Мохов и др. 2002, Semenov, Bengtsson 2002, Мохов и др. 2003, Мохов 2014*)). В случае ослабления зонального переноса в тропосфере средних широт, в частности с Атлантики на Евразию, не столь эффективно переносится влага вглубь континентов. (В то же время в поясе широт, от средних до субполярных, зональная скорость ветра в тропосфере при глобальном потеплении может увеличиваться в связи с усилением субтропических струйных течений при выхолаживающейся стратосфере.) Происходит перераспределение осадков: осадки в большей степени выпадают в прибрежных частях континентов, в меньшей – в центральной их части. Это приводит к экстремальным осадкам, в частности зимой, в прибрежных

районах. В то же время дефицит осадков во внутриконтинентальных районах должен приводить летом к формированию засух. Кроме того, в результате ослабления меридионального градиента температуры и зональной циркуляции в тропосфере от тропических до средних широт следует ожидать увеличения вероятности меридиональных прорывов в субтропические и средние широты холодного более северного воздуха или теплого и влажного воздуха со стороны тропиков и формированию соответствующих аномалий температуры и осадков.

В (*Логинов и др. 2017*) проведен анализ особенностей функций плотности вероятности (ФПВ) для ключевых атмосферных переменных. С использованием многолетних данных реанализа для последних десятилетий отмечено влияние негауссовой статистики атмосферных переменных на экстремальные внутримесячные аномалии. Выявленные отклонения распределения вероятности от нормального распределения существенно увеличивают вероятность возникновения больших по абсолютной величине атмосферных аномалий по сравнению со случаем гауссовых ФПВ.

Анализ внутрисезонной изменчивости приповерхностной температуры по долгопериодным данным наблюдений выявляет мультимодальные особенности ФПВ. Этому способствуют различные механизмы, в частности блокирование зонального переноса в средних широтах и формированием блокирующих антициклонов (блокингов) и стационарных волн Россби, а в переходные (весенние, осенние) сезоны резкие изменения альбедо поверхности при образовании и таянии снежного покрова (*Агаян, Мохов 1989, Мохов, Семенов 1997, Мохов и др. 1998, Мохов 2016, Mokhov 2017, Parfenova, Mokhov, 2018*).

В (*Мохов, Семенов 1997*) получены аналитические условия формирования бимодальной ФПВ для зональных температурных вариаций при анализе уравнения Фоккера-Планка, полученного с использованием стохастической энергобалансовой модели климата с нелинейной альбедо-температурной зависимостью. В (*Mokhov 2017*) подобный механизм формирования полимодальных режимов, возможных в переходные сезоны, был предложен для объяснения аномальных температурных режимов весной 2017 г., в частности в российских регионах (см. также (*Parfenova, Mokhov 2018*)). Яркие регулярные аномалии осенних переходных режимов - явления возвратного потепления, так называемого “бабьего лета”. В (*Агаян, Мохов 1989*) дано обоснование формирования этого явления стационированием волн Россби с использованием данных, полученных во время Первого глобального эксперимента.

При климатических изменениях с изменением температурного (T) и циркуляционного (U) режимов изменяются и режимы волн Россби, в том числе условия их стационирования при равенстве зональной скорости ветра U скорости волны Россби U_R

$$(dU/dT)/U = -2(dm/dT)/m,$$

где m - волновое число.

В случае

$$dU/dT < 0$$

следует

$$dm/dT > 0.$$

Это означает, что ослабление зонального потока при потеплении способствует стационированию волн Россби с бóльшим волновым числом и следует ожидать проявление в среднеширотной тропосфере стационарных волн с чередованием менее протяженных по долготе антициклонического и циклонического областей с соответствующими аномалиями давления, температуры, осадков, облачности. При изменениях климата наряду с изменением условий стационирования волн Россби можно ожидать проявления эффектов

пространственного резонанса планетарных волн (*Агаян, Мохов 1989, Мохов и др. 1998, Petoukhov et al. 2012*).

Сильнейшие региональные погодно-климатические аномалии, зависящие от глобальных изменений климата, связаны с блокингами, в том числе аномальная жара летом 2010 г. на европейской территории России, рекордное наводнение в бассейне Амура, аномальные морозы последних лет (*Мохов 2016, Мохов, Семенов 2016, Интенсивные атмосферные вихри … 2018*). Формирование атмосферных блокингов способствует увеличению климатической изменчивости. В случае увеличения их времени жизни в атмосфере с более слабым зональным переносом и перемешиванием или при увеличении интенсивности блокингов в случае усиления зонального потока в тропосфере средних широт следует ожидать увеличения связанных с блокирующими ситуациями климатических аномалий (с засушливыми режимами летом и морозами зимой) (*Мохов, Петухов 1997*). Есть существенный риск усиления региональной блокинговой активности со значительными последствиями при продолжении глобального потепления (*Lupo et al. 1997, IPCC 2013, Мохов и др. 2013, Мохов, Тимажев 2015, Мохов, Тимажев 2019*). При этом для процессов формирования атмосферных блокирований, их изменений и последствий характерны существенно нелинейные эффекты. Как отмечено в (*Мохов 2011*), блокирование в тропосфере способствует компенсации эффекта интенсификации струйного течения по моменту импульса.

В числе российских регионов с самым сильным потеплением летом в течение последних десятилетий с проявлением тенденции уменьшения летних осадков – регион озера Байкал. При этом экстремально высокая температура и дефицит осадков в бассейне озера Байкал отмечены летом 2015 г. в период развития явления Эль-Ниньо. В (*Mokhov, Timazhev 2016*) отмечена значимая когерентность летних осадков в бассейне озера Байкал с явлениями Эль-Ниньо в течение последних десятилетий. Отмеченные региональные климатические аномалии и тенденции способствуют формированию негативных аномалий и тенденций для водного баланса в бассейне озера Байкал. При этом согласно (*Mokhov, Timazhev 2018*) при продолжении потепления в 21 веке по модельным оценкам увеличивается изменчивость приповерхностной температуры и осадков в весенне-летние месяцы с ослаблением их взаимосвязи в среднеширотных российских регионах.

С явлениями Эль-Ниньо связаны сильнейшие межгодовые вариации ГПТ, проявляющиеся в климатических вариациях в разных широтах, в том числе в российских регионах (*Арпе и др. 1999, Arpe et al. 2000, Wiedenmann et al. 2002, Мохов и др. 2014, Mokhov, Timazhev 2016, Mokhov, Parfenova 2018b*). В (*Мохов, Тимажев 2017*) получены количественные оценки вероятности региональных климатических аномалий при различных фазовых переходах для явлений Эль-Ниньо. По данным с конца 19 века выявлен наибольший риск экстремально высокой приповерхностной температуры и засухи в весенне-летние месяцы при переходе от фазы Эль-Ниньо в начале года к фазе Ла-Нинья в конце года для регионов европейской территории России (как в 2010 г.) и при продолжении фазы Эль-Ниньо в течение года (как в 2015 г.) для регионов азиатской территории России при всех использовавшихся индексах Эль-Ниньо (и разных типах Эль-Ниньо). В (*Арпе и др. 1999, Arpe et al. 2000*) была отмечена статистически значимая связь с явлениями Эль-Ниньо аномалий гидрологического режима в бассейне Каспийского моря и его уровня.

С региональными климатическими аномалиями связаны региональные аномалии состава атмосферы. В частности, формированию аномального регионального содержания различных атмосферных примесей способствуют квазистационарные антициклонические режимы в атмосфере (*Ситнов, Мохов 2018*). Вследствие этого возможны региональные экологические последствия в связи с образованием озоновых “мини-дыр” с аномалиями интенсивности биологически-активного солнечного излучения, формированием аномального трансграничного переноса, в частности продуктов горения лесных пожаров (*Ситнов, Мохов 2015, Ситнов, Мохов 2016*). Увеличение вероятности наиболее продолжительных

блокирований с квазистационарным антициклоническим режимом при общем потеплении (*Мохов, Тимажев 2015*) способствует увеличению риска подобных региональных аномалий.

Значительные погодно-климатические аномалии и социально-экономические последствия связаны с самыми мощными тропическими циклонами – тайфунами (ураганами) (*Гидрометеорологические опасности ... 2001, Интенсивные атмосферные вихри ... 2018*). В последние годы все чаще во внетропических широтах отмечаются мощные циклоны, в том числе трансформировавшиеся из тропических в Северной Атлантике и в северо-западной части Тихого океана в Северном полушарии (*Мохов и др. 2014*). При тенденции глобального потепления следует ожидать увеличения числа интенсивных циклонов в более теплой и влагоемкой тропосфере. Наибольшая частота трансформации тропических циклонов во внетропические характерна для северо-западной акватории Тихого океана – в среднем более 10 циклонов в год. Анализ многолетних данных (с 1970 г.) выявил статистически значимые положительные тренды числа внетропических циклонов *Netc*, трансформировавшиеся из тропических (*Ntc*), для Северного полушария и Земли в целом. Для Северного полушария увеличение – на 1 циклон за 8 лет, а для Земли в целом – за 6 лет. Статистически значимые тренды получены также для *Netc*/*Ntc* в Северном (более 2% за десятилетие) и Южном (около 4% за десятилетие) полушариях, а также для Земли в целом (около 3% за десятилетие). В Северном полушарии значимый тренд роста вероятности событий трансформации выявлен для северо-западной акватории Тихого океана (около 3% за десятилетие).

Погодно-климатические аномалии последних лет свидетельствуют не только об увеличении риска экстремальных региональных событий, но и о проявлении новых явлений, характеризующих достижение определенного критического уровня происходящих изменений. Так, например, в последние годы выявлено образование воронок (кратеров) на Ямале (впервые в 2014 г.) и сопредельных регионах (*Кизяков и др. 2015, Аржанов и др. 2016, Аржанов, Мохов 2017*). В (*Аржанов и др. 2016, Аржанов, Мохов 2017*) образование подобных кратеров связано с разложением метангидратов неглубокого залегания с газовым выбросом в атмосферу в регионах распространения вечной мерзлоты при происходящем потеплении. Согласно (*Аржанов и др. 2016, Аржанов, Мохов 2017*) формирование метангидратов неглубокого залегания было возможно при высоком давлении под существовавшим в отмеченных регионах десятки тысяч лет назад ледовым щитом. То, что кратеры, подобные ямальским, образуются в настоящее время свидетельствует о том, что современное потепление климата может быть не только сопоставимо с потеплением оптимума голоцена около 6 тысяч лет назад, но и превосходить его, по-крайней мере на региональном уровне. В целом это согласуется с оценками (*Marcott et al. 2013*) для голоцена. В (*Аржанов, Мохов 2017*) сделаны также соответствующие оценки риска образования кратеров в регионах Северной Америки.

В целом следует отметить, что необходимо менять многие критерии и оценки рисков и потенциальных выгод, связанных с климатическими изменениями, и стратегически оценивать возможные изменения и их последствия, в том числе с учётом повышения вероятности аномальных региональных режимов.

В данной работе использовались результаты, полученные в рамках программ РАН, проектов РФФИ, РНФ и Минобрнауки.

Литература

1. *Агаян Г.М., Мохов И.И.* Квазистационарные осенние режимы атмосферы северного полушария в период ПГЭП // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т.25. No.11. С.1150-1156.
2. *Алексеев Г.В.* Арктическое измерение глобального потепления // Лёд и снег. 2014. Т. 54. № 2. С. 53-68.
3. *Аржанов М.М., Мохов И.И.* Оценки степени устойчивости континентальных реликтовых метангидратов в оптимуме голоцена и при современных климатических условиях // ДАН. 2017. Т. 476. № 4. С. 456-460.
4. *Аржанов М.М., Мохов И.И., Денисов С.Н.* Влияние региональных климатических изменений на устойчивость реликтовых газовых гидратов // Доклады АН. 2016. Т. 468. № 5. С. 572-574.

5. *Арпе К., Бенгтссон Л., Голицын Г.С., Мохов И.И., Семёнов В.А., Спорышев П.В.* Анализ и моделирование изменений гидрологического режима в бассейне Каспийского моря // Доклады АН. 1999. Т.366. No.2. С.248-252.
6. *Арский А.А., Мохов И.И., Петухов В.К.* Моделирование трендов характеристик изменчивости термодинамического режима земной климатической системы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т.25. № 1. С. 3-13.
7. *Второй оценочный доклад* Росгидромета об изменениях климата и их последствиях на территории Российской Федерации. М.: Росгидромет. 2014. 1008 с.
8. *Гидрометеорологические опасности*. Под ред. Г.С. Голицына, А.А. Васильева. М.: КРУК. 2001. 296 с.
9. *Груза Г.В., Ранькова Э.Я.* Наблюдаемые и ожидаемые изменения климата Российской Федерации: температура воздуха. Обнинск: ВНИИГМИ–МЦД. 2012. 194 с.
10. *Елисеев А.В., Мохов И.И.* Влияние внеземных факторов на климат: возможные механизмы воздействия и результаты моделирования // Фундаментальная и прикладная климатология. 2015. № 1. С. 119-132.
11. *Интенсивные атмосферные вихри* и их динамика. Под ред. И.И. Мохова, М.В. Курганского, О.Г. Чхетиани. М.: ГЕОС. 2018. 482 с.
12. *Кибанова О.В., Елисеев А.В., Мохов И.И., Хон В.Ч.* Изменения продолжительности навигационного периода Северного морского пути в XXI веке по расчётам с ансамблем климатических моделей: байесовские оценки // Доклады АН. 2018. Т. 481. №; 1. С. 88-92.
13. *Кизяков А.И., Сонюшкин А.В., Лейбман М.О., Зимин М.В., Хомутов А.В.* Геоморфологические условия образования воронки газового выброса и динамика этой формы на Центральном Ямале // Криосфера Земли. 2015. Т. XIX. № 2. С. 15–25.
14. *Курганский М.В., Чернокульский А.В., Мохов И.И.* Смерч под Ханты-Мансийском: пока исключение или уже симптом? // Метеорология и гидрология. 2013. №8. С. 40-50.
15. *Логинов С.В., Елисеев А.В., Мохов И.И.* Влияние негауссовой статистики атмосферных переменных на экстремальные внутримесячные аномалии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 3. С. 307-317.
16. *Мохов И.И.* Диагностика структуры климатической системы. СПб: Гидрометеоиздат. 1993. 271 с.
17. *Мохов И.И.* Вертикальный температурный градиент в тропосфере и его связь с приповерхностной температурой по эмпирическим данным // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т.19. No. 9. С. 913-919.
18. *Мохов И.И.* Действие как интегральная характеристика климатических структур: Оценки для атмосферных блокингов // Доклады АН. 2006. Т. 409. № 3. С. 403-406.
19. *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. 709-716.
20. *Мохов И.И.* Гидрологические аномалии и тенденции изменения в бассейне реки Амур в условиях глобального потепления // Доклады АН. 2014. Т. 455. № 5. С. 585-588.
21. *Мохов И.И.* Современные изменения климата Арктики // Вестник РАН. 2015. Т. 85. № 5-6. С. 478-484.
22. *Мохов И.И.* Российские климатические исследования в 2011-2014 гг. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 5. С. 624-640.
23. *Мохов И.И.* Оценка способности современных климатических моделей адекватно оценивать риск возможных региональных аномалий и тенденций изменения // Доклады АН. 2018. Т. 479. № 4. С. 452-455.
24. *Мохов И.И., Акперов М.Г.* Вертикальный температурный градиент в тропосфере и его связь с приповерхностной температурой по данным реанализа // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 4. С. 467-475.
25. *Мохов И.И., Акперов М.Г., Прокофьева М.А., Тимажев А.А., Лупо А.Р., Ле Трет Э.* Блокинги в Северном полушарии и Евро-Атлантическом регионе: оценки изменений по данным реанализа и модельным расчетам // Доклады АН. 2013. Т. 449. № 5. С. 582–586.
26. *Мохов И.И., Добрышман Е.М., Макарова М.Е.* Трансформирование тропических циклонов во внетропические: тенденции изменений в 1970-2012 гг. // Доклады АН. 2014. Т. 454. № 2. С. 216-220.
27. *Мохов И.И., Петухов В.К.* Блокинги и тенденции их изменения // Доклады РАН. 1997. Т. 337. № 5. С. 687-689.

28. *Мохов И.И., Петухов В.К., Семенов В.А.* Внутрисезонные температурные режимы и их эволюция в трехмерной модели климата ИФА РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. № 2. С. 145-152.
29. *Мохов И.И., Семёнов А.И.* Нелинейные температурные изменения в атмосфере в области мезопаузы на фоне глобальных изменений климата в 1960-2012 гг. // Доклады АН. 2014. Т. 456. № 5. С. 596-599.
30. *Мохов И.И., Семенов А.И., Володин Е.М., Дембицкая М.А.* Изменения выхолаживания в области мезопаузы при глобальном потеплении по данным измерений и модельным расчетам // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 4. С. 435-444.
31. *Мохов И.И., Семенов В.А.* Бимодальность функций плотности вероятности внутрисезонных вариаций приповерхностной температуры. Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1997. Т. 33. № 6. С. 758-764.
32. *Мохов И.И., Семенов В.А.* Погодно-климатические аномалии в российских регионах в связи с глобальными изменениями климата // Метеорология и гидрология. 2016. № 2. С. 16-28.
33. *Мохов И.И., Семенов В.А., Хон В.Ч.* Региональные вариации гидрологического режима в XX веке и модельные сценарии изменений в XXI веке / В: Глобальные изменения климата и их последствия для России (ред. Голицын Г.С, Израэль Ю.А.). М.: РООУППГ. 2002. С.310-333.
34. *Мохов И.И., Семенов В.А., Хон В.Ч.* Оценки возможных региональных изменений гидрологического режима в XXI веке на основе глобальных климатических моделей // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т.39. No.2. С.150-165.
35. *Мохов И.И., Смирнов Д.А.* Оценки связи вариаций атлантической долгопериодной осцилляции и Эль-Ниньо – Южного колебания // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 5. С. 533-542.
36. *Мохов И.И., Смирнов Д.А.* Оценки вклада Атлантической мультидесятилетней осцилляции и изменений атмосферного содержания парниковых газов в тренды приповерхностной температуры по данным наблюдений // Доклады АН. 2018а. Т. 480. № 1. С. 97–102.
37. *Мохов И.И., Смирнов Д.А.* Вклад радиационного воздействия парниковых газов и атлантической мультидесятилетней осцилляции в тренды приповерхностной температуры // Метеорология и гидрология. 2018б. № 9. С. 5-13.
38. *Мохов И.И., Тимажев А.В.* Модельные оценки возможных изменений атмосферных блокирований в Северном полушарии при RCP-сценариях антропогенных воздействий // Доклады АН. 2015а. Т. 460. № 2. С. 210-214.
39. *Мохов И.И., Тимажев А.В.* Оценки предсказуемости климатических аномалий в российских регионах в связи с явлениями Эль-Ниньо // Доклады АН. 2015б. Т. 464. № 6. С. 722-726.
40. *Мохов И.И., Хон В.Ч.* Продолжительность навигационного периода и ее изменения для Северного морского пути: модельные оценки // Арктика: экология и экономика 2015. № 2 (18). С. 88-95.
41. *Мохов И.И., Тимажев А.В.* Оценки риска погодно-климатических аномалий в российских регионах в связи с явлениями Эль-Ниньо // Метеорология и гидрология. 2017. №10. С. 22-33.
42. *Мохов И.И., Тимажев А.В.* Атмосферные блокирования и ансамблевые модельные оценки их изменений // Метеорология и гидрология. 2019. (в печати)
43. *Мохов И.И., Хон В.Ч.* Продолжительность навигационного периода и ее изменения для Северного морского пути: модельные оценки // Арктика: экология и экономика 2015. № 2 (18). С. 88-95.
44. *Мохов И.И., Хон В.Ч., Прокофьева М.А.* Новые модельные оценки изменений продолжительности навигационного периода для Северного морского пути в XXI веке // Доклады АН. 2016. Т. 468. № 6. С. 699-704.
45. *Мохов И.И., Хон В.Ч., Тимажев А.В., Чернокульский А.В., Семенов В.А.* Гидрологические аномалии и тенденции изменения в бассейне реки Амур в связи с климатическими изменениями / В: «Экстремальные паводки в бассейне р. Амур: причины, прогнозы, рекомендации». М.: Росгидромет. 2014. С. 81-120.
46. *Мохов И.И., Хон В.Ч., Чернокульский А.В*. Климатические ресурсы российских регионов и их изменения / В.: Стратегические ресурсы и условия устойчивого развития Российской Федерации и ее регионов. Под ред. В.М. Котлякова, А.А. Тишкова. М.: ИГРАН. 2014. С. 48-56.
47. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Формирование озоновой “мини-дыры” в условиях продолжительного блокирующего антициклона в атмосфере над европейской территорией России летом 2010 года // Доклады АН. 2015. Т. 460. № 1. С. 74-78.

48. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Особенности поля общего содержания озона при атмосферном блокировании над европейской территорией России летом 2010 г. (по спутниковым данным) // Метеорология и гидрология. 2016. № 1. С. 41-52.
49. *Ситнов С.А., Мохов И.И., Горчаков Г.И.* Связь задымления атмосферы европейской территории России летом 2016 года с лесными пожарами в Сибири и аномалиями атмосферной циркуляции // Доклады АН. 2017. Т. 472. № 4. С. 456-461.
50. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Аномальный трансграничный перенос продуктов горения от североамериканских лесных пожаров в Северную Евразию // Доклады АН. 2017. Т. 475. № 3. С. 320-324.
51. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Аномалии содержания метана в атмосфере над севером Евразии летом 2016 года // ДАН. 2018. Т. 480. № 2. С. 223-228.
52. *Хон В.Ч., Мохов И.И., Погарский Ф.А.* Оценки ветро-волновой активности в арктическом бассейне при возможных изменениях климата в 21 веке по модельным расчетам // Доклады АН. 2013. Т. 452. № 4. С. 445-448.
53. *Чернокульский А.В., Курганский М.В., Захарченко Д.И., Мохов И.И.* Условия формирования и характеристики сильного смерча на Южном Урале 29 августа 2014 г. // Метеорология и гидрология. 2015. № 11. С. 46–54.
54. *Чернокульский А.В., Курганский М.В., Мохов И.И.* Анализ изменений условий смерчегенеза в Северной Евразии на основе использования простого индекса конвективной неустойчивости // Доклады АН. 2017. Т. 477. № 6. С. 722-727.
55. *Akperov M., Rinke A., Mokhov I., Matthes H., Semenov V. and the Arctic Cordex Team.* Cyclone activity in the Arctic from an ensemble of regional climate models (Arctic CORDEX) // J. Geophys. Res. - Atmos. 2018. V. 123. No. 5. P. 2537-2554.
56. *Arpe K., Bengtsson L., Golitsyn G.S., Mokhov I.I., Semenov V.A., Sporyshev P.V.* Connection between Caspian Sea level variability and ENSO // Geophys. Res. Lett. 2000. V.27. No.17. P.2693-2699.
57. *Chernokulsky A.V., Bulygina O.N., Mokhov I.I.* Recent variations of cloudiness over Russia from surface daytime observations // Environ. Res. Let. 2011. V. 6. № 3. P. 035202.
58. *IPCC 2013:* Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Stocker, T.F., D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex and P.M. Midgley (eds.)]., Cambridge/New York. Cambridge University Press. 2013. 1535 pp.
59. *Khon V., Mokhov I.I., Pogarskiy F., Babanin A., Dethloff K., Rinke A., Matthes H.* Wave heights in the 21st century Arctic Ocean simulated with a regional climate model // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41(8). P. 2956-2961.
60. *Khon V.C., Mokhov I.I., Semenov V.A.* Transit navigation through Northern Sea Route from satellite data and CMIP5 simulations // Environ. Res. Lett. 2017. V. 12. 024010.
61. *Liu Q., Babanin A.V., Zieger S. et al*. Wind and wave climate in the Arctic Ocean as observed by altimeters // J. Climate. 2016. V. 29. P. 7957-7975.
62. *Lupo A.R., Oglesby R.J., Mokhov I.I.* Climatological features of blocking anticyclones: a study of Northern Hemisphere CCM1 model blocking events in present-day and double CO2 concentration atmospheres // Clim. Dyn. 1997. V. 13. P. 181-195.
63. *Marcott S.A., Shakun J.D., Clark P.U., Mix A.C.* A reconstruction of regional and global temperature for the past 11300 years // Science. 2013. V. 339. P. 1198-1201.
64. *Meredith E.P., Semenov V.A., Maraun D. et al.* Crucial role of Black Sea warming in amplifying the 2012 Krymsk precipitation extreme. // Nature Geosceince. 2015. V. 8. P. 615-619.
65. *Mokhov I.I.* Multiple climatic regimes in transitional seasons // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). 2017. WCRP Rep. No.12/2017. S. 2. P. 9–10.
66. *Mokhov I.I., Akperov M.G., Dembitskaya M.A.* Lapse-rate feedback assessment from reanalysis data // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). 2016. WCRP Rep. No.15/2016. S. 2. P. 7–8.
67. *Mokhov I.I., Parfenova M.R.* Relationship between the Caspian Sea level and the Arctic sea ice extent // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). Rep. No. 48. 2018a. WCRP Rep. No. 15/2018. S. 2. P. 17-18.
68. *Mokhov I.I., Parfenova M.R.* Link of the Barents Sea ice extent with El-Nino phenomena // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). Rep. No. 48. 2018b. WCRP Rep. No. 15/2018. S. 2. P. 19-20.

69. *Mokhov I.I., Timazhev A.V.* Climate anomalies and tendencies of change in Lake Baikal basin // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). 2016. WCRP Rep. No.15/2016. S. 2. P. 9–10.
70. *Mokhov I.I., Timazhev A.V.* Precipitation-temperature relationship in spring-summer for Eurasian regions: Model projections // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). Rep. No. 48. 2018. WCRP Rep. No. 15/2018. S. 7. P. 07-08.
71. *Mokhov I.I., Timazhev A.V., Lupo A.R.* Changes in atmospheric blocking characteristics within Euro-Atlantic region and Northern Hemisphere as a whole in the 21st century from model simulations using RCP anthropogenic scenarios // Glob. Planet. Change. 2014a. V. 122. P. 265-270.
72. *Mokhov I.I., Timazhev A.V., Yushkov V.P.* Squalls with a hurricane wind in Moscow // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). Rep. No. 48. 2018b. WCRP Rep. No. 15/2018. S. 2. P. 21-22.
73. *Parfenova M., Mokhov I.I.* Regional intraseasonal anomalies in transitional seasons in Northern Eurasia // Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. E. Astakhova (ed.). Rep. No. 48. 2018. WCRP Rep. No. 15/2018. S. 2. P. 23-24.
74. *Petoukhov V., Rahmstorf S., Petri S., Schellnhuber H.J.* Quasiresonant amplification of planetary waves and recent Northern Hemisphere weather extremes // Proc. Nat. Acad. Sci USA. 2012. V. 110. P. 5336-5341.
75. *Semenov V., Bengtsson L.* Secular trends in daily precipitation characteristics: Greenhouse gas simulation with a coupled AOGCM // Clim. Dyn. 2002. V. 19. P. 123-140.
76. *Sun B., Groisman P.Ya., Mokhov I.I.* Recent changes in cloud type frequency and inferred increases in convection over the United States and the Former USRR // J. Climate. 2001. V. 14. P. 1864-1880.
77. *Tung K.K., Zho J., Camp C.D.* Constraining model transient climate response using independent observations of solar cycle forcing and response // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. № 17. L17707.
78. *Wiedenmann J.M., Lupo A.R., Mokhov I.I., Tikhonova E.V.* The climatology of blocking anticyclones for the Northern and Southern Hemispheres: Block intensity as a Diagnostic // J. Climate. 2002. V. 15. P. 3459-3473.
79. *Ye H., Fetzer E.J., Wong S., Lambrigtsen B.H., Wang T., Chen L., Dang V.* More frequent showers and thunderstorm days under a warming climate: evidence observed over Northern Eurasia from 1966 to 2000 // Clim. Dyn. 2016. V. 49. No. 5-6. P. 1933–1944.
80. *Zahn M., Akperov M., Rinke A., Feser F., Mokhov I.I.* Trends of cyclone characteristics in the Arctic and their patterns from different re-analysis data // J. Geophys. Res. – Atmos. 2018. V. 123. No. 5. P. 2537-2554.

Временной сдвиг между изменениями глобальной температуры и содержания CO_2 в атмосфере при антропогенных эмиссиях CO_2 и CH_4 в атмосферу

К.Е. Мурышев[1], А.В. Елисеев[1,2,3], С.Н. Денисов[1], И.И. Мохов[1,2,4], М.М. Аржанов[1], А.В. Тимажев[1]

1. Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
2. Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва
3. Казанский федеральный университет, г. Казань
4. Московский физико-технический институт, г. Москва

1. Введение

Глобальная приповерхностная температура T в земной климатической системе (ЗКС) повышалась в течение последнего столетия. Потепление в 1880-2012 гг. составило в среднем 0.85 К (с интервалом неопределенности 0.65-1.06 К), а в 1951-2012 гг. — 0.72 К (с интервалом неопределенности 0.49-0.89 К) (Climate Change 2013). В соответствии с общепринятыми представлениями, основной причиной происходящего потепления является антропогенный парниковый эффект, дополняемый, а иногда компенсируемый антропогенным воздействием иной природы, а также естественными воздействиями на климат и внутренней изменчивостью ЗКС. Это подтверждается данными эмпирических моделей (*Lean and Rind 2008, Мохов, Смирнов 2009, Smirnoff and Mokhov 2009, Schönweise et al. 2010, Мохов и др. 2012, Мохов, Смирнов 2018*) и глобальных климатических моделей (*Hegerl et al. 1997, Stott et al. 2001, Мохов и др. 2006а, Stone et al. 2007, 2009, Sedlacek and Knutti 2012, Jones et al. 2013, Ribes and Terray, 2013*).

Тем не менее, существуют альтернативные гипотезы относительно природы наблюдаемого потепления. В соответствии с ними основной вклад в его формирование вносят естественные (неантропогенные) факторы. Одним из широко используемых аргументов в поддержку этих гипотез является взаимное запаздывание между изменениями T и содержания углекислого газа в атмосфере q_{CO2}, восстанавливаемое по антарктическим ледовым кернам: согласно этим данным, изменения q_{CO2} в целом отстают от соответствующих изменений T на несколько столетий (*Monnin et al. 2001, Мохов и др. 2005а*, *Bereiter et al. 2012*). Кроме того, в (Humlum et al. 2013) на основании данных измерений для 1980-2012 гг. было показано, что межгодовые изменения q_{CO2} в атмосфере также запаздывают относительно соответствующих изменений T. Поскольку естественно ожидать, что следствие не может опережать свою причину, существование подобного запаздывания используется в качестве аргумента для опровержения роли антропогенного парникового эффекта в изменениях климата (напр., (*Quinn 2010*)).

Указанные аргументы критиковались с различных точек зрения, однако представление о том, что запаздывание между изменениями климатических переменных является надежным индикатором причинно-следственных связей в ЗКС, в рамках этой критики не подвергалось сомнению. Здесь следует отметить, что причинно-следственные связи существуют между событиями, а не переменными или рядами данных. Событиями являются изменения значений переменных. В этом смысле событие E_1, состоящее в изменении T на временном интервале t_1-t_2, разумеется, не может быть следствием события E_2, состоящего в изменении q_{CO2} на следующем временном интервале t_2-t_3. Но ничто не мешает событию E_1 быть следствием события E_0, состоящего в изменении значения q_{CO2} на предыдущем временном интервале t_0-t_1, даже если ряд T опережает ряд q_{CO2}. В соответствии с общепринятым определением взаимное запаздывание между рядами переменных определяется по максимуму коэффициента корреляции между этими рядами со сдвигом по времени. На практике это зачастую означает, что на некотором временном интервале опережающая переменная достигает экстремума раньше, чем запаздывающая.

Соответственно, если ряд T опережает ряд q_{CO2}, то это означает, что T достигает экстремума раньше, чем q_{CO2}, то есть событие A_T, состоящее в смене знака производной T, происходит раньше события A_q, состоящего в смене знака производной q_{CO2}. Соответственно, событие A_q не может быть причиной события A_T. Однако ничто не мешает событию B_q, состоящему в поступательном росте q_{CO2}, быть причиной события B_T, состоящего в поступательном росте T до достижения экстремума. В свою очередь, причиной возникновения экстремума T может быть событие A_X, состоящее в изменении значения некой третьей переменной X (см. также (*Ganopolski, Roche 2009*)).

Приведенные рассуждения свидетельствуют о невозможности в общем случае определить характер причинно-следственной связи между двумя коррелируемыми переменными по временному сдвигу между их изменениями без привлечения тех или иных представлений о природе их взаимодействия. Более того, можно указать конкретные механизмы изменений q_{CO2} и T, при реализации которых изменения лидирующей переменной являются следствием изменений запаздывающей.

Так, в численных экспериментах с концептуальной моделью климата с углеродным циклом было продемонстрировано запаздывание T относительно q_{CO2} при внешнем воздействии, подразумевающем, что изменения q_{CO2} являются откликом на изменения T (*Мурышев и др. 2015*). В (*Muryshev et al. 2017, Мурышев и др. 2017*) аналогичные результаты были получены в численных экспериментах с глобальной климатической моделью промежуточной сложности, а также качественное объяснение этого эффекта.

Цель данной работы – показать, что аналогичные эффекты могут проявляться при внешнем воздействии на ЗКС в виде эмиссий в атмосферу нескольких (как минимум двух) парниковых газов, например CO_2 и CH_4. При этом изменения содержания CO_2 в атмосфере q_{CO2} могут запаздывать относительно изменений температуры T, хотя являются основной причиной их возникновения. Взаимное запаздывание между q_{CO2} и T исследуется с использованием результатов численных экспериментов с климатическими моделями разного класса.

2. Климатическая модель ИФА РАН

Климатическая модель (КМ) ИФА РАН описана в (*Мохов и др. 2002, 2005б, 2006б, 2008, Елисеев 2011, Eliseev and Mokhov 2011, Мохов и Елисеев 2012, Елисеев и Сергеев 2014, Елисеев и др. 2014, Eliseev et al. 2014, Eliseev 2015, Елисеев 2015*). Модель включает модули атмосферы, океана, деятельного слоя суши, углеродного и метанового циклов. В частности, блок термо- и гидрофизических процессов в деятельном слое суши описан в (*Аржанов и др. 2008, 2013, Елисеев и др. 2009*). Блок углеродного цикла КМ ИФА РАН основан на (*Елисеев и др. 2007, Mokhov et al. 2008, Елисеев, 2011; Eliseev and Mokhov, 2011*). Его современная версия описана в (*Елисеев и Сергеев 2014, Eliseev 2015, Елисеев 2015*). Океанический углеродный цикл представлен глобально-осредненной моделью типа Бакастоу, модифицированной с учетом температурных зависимостей констант химических реакций (Muryshev et al. 2017). Для расчетов естественной эмиссии метана из влажных экосистем используется схема эмиссий метана (*Мохов и др. 2007, Елисеев и др. 2008, Денисов и др. 2011, 2013*), интегрируемая совместно с моделью процессов тепло- и влагопереноса в почве.

Для метанового цикла атмосферы аналогично (*Елисеев и др. 2008*), (*Osborn and Wigley 1994*) использовалось балансовое уравнение

$$\frac{dq_{CH4}}{dt} = \frac{E_{CH4}}{\beta} - \frac{q_{CH4}}{\tau_{tot}}, \qquad (1)$$

где q_{CH4} – концентрация метана в атмосфере [млрд$^{-1}$], E_{CH4} – суммарные (естественные и антропогенные) эмиссии метана в атмосферу [МтСН4/год], $\beta = 2.75$ МтСН4/млрд$^{-1}$. Для τ_{tot} справедливо соотношение

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{1}{\tau_{atm}} + \frac{1}{\tau_{soil}}, \quad (2)$$

где τ_{soil} = 150 лет – характерное время разложения метана в почве, а τ_{atm} – время жизни метана в атмосфере, зависящее от температуры (*Денисов и др. 2013*).

Антропогенные эмиссии метана задаются как граничные условия. Естественные эмиссии этого газа представляются в виде суммы эмиссий из почвы, которые вычисляются интерактивно, и прочих эмиссий естественного происхождения, которым приписывается постоянное значение 65 МтСН$_4$/год (*Елисеев и др. 2008, Денисов и др. 2013*).

3. Концептуальная модель климата с углеродным циклом

В (*Мурышев и др. 2015, Muryshev et al. 2017*) описана предыдущая версия используемой в данной работе концептуальной климатической модели с углеродным циклом. Она состоит из уравнений, характеризующих отклонения среднеглобальных значений температуры и содержания CO_2 и CH_4 в атмосфере от их равновесных значений. Первое уравнение описывает тепловой баланс ЗКС (см. напр., (*Andreae et al. 2005, Masters and Benestad 2013*)):

$$C\frac{dT}{dt} = R_{tot} - \lambda_0\left(T - T^{(0)}\right), \quad (3)$$

где $T^{(0)}$ = 13.7 °C – базовое значение ГПТ, $C = 10^9$ Дж м$^{-2}$ К$^{-1}$ (*Andreae et al. 2005*) – теплоемкость единицы площади земной поверхности, примерно соответствующая теплоемкости слоя океана глубиной 350 м, R_{tot} – суммарное радиационное возмущающее воздействие, слагаемое $\lambda_0(T - T^{(0)})$ характеризует все климатические обратные связи в линейном виде (в частности, сюда входит зависимость влажности атмосферы от температуры). Коэффициент λ_0 называют параметром чувствительности климата.

Радиационное возмущающее воздействие (РВВ) R_{tot} можно условно разделить на три слагаемых: первое соответствует парниковому эффекту CO_2, второе – парниковому эффекту CH_4, третье – непарниковым радиационным возмущающим воздействиям (обусловленным, например, изменениями солнечной постоянной, вулканическими извержениями и др).

$$R_{tot} = R_{CO2} + R_{CH4} + R_x \quad (4)$$

В данной работе рассматривается только случай $R_x \equiv 0$.

Парниковое РВВ CO_2 описывается в виде

$$R_{CO2} = R_0 \ln\left(\frac{q_{CO2}}{q_{CO2}^{(0)}}\right), \quad (5)$$

где $q_{CO2}^{(0)}$ = 278 млн$^{-1}$ – доиндустриальное значение содержания CO_2 в атмосфере, R_0 – нормировочный коэффициент. Для современных климатических моделей R_0 = 5.3 Вт/м^2, значение λ_0 находится в диапазоне от 0.6 до 1.6 Вт м$^{-2}$ К$^{-1}$ (*Climate Change 2013*). В стандартной версии концептуальной модели λ_0 = 1 Вт м$^{-2}$ К$^{-1}$.

Радиационное возмущающее воздействие метана рассчитывается согласно (*Myhre et al. 1998*). Содержание метана в атмосфере и его естественные эмиссии рассчитываются аналогично тому, как это делается в КМ ИФА РАН. Поскольку разрушение метана в атмосфере в результате цепочки химических превращений приводит к образованию углекислого газа, в правой части уравнения для q_{CO2} возникает дополнительное слагаемое, зависящее от q_{CH4}. Это уравнение имеет следующий вид:

$$c_0\frac{dq_{CO2}}{dt} = E_{CO2} - F_{land} - F_{oc} + \mu\frac{q_{CH4}}{\tau_{tot}}, \quad (8)$$

где q_{CO2} – концентрация углекислого газа в атмосфере [млн$^{-1}$], c_0 = 2.123 ГтС/млн $(CO_2)^{-1}$, E_{CO2} – внешние (напр., антропогенные) эмиссии CO_2 в атмосферу, F_{land} и F_{oc} – потоки углерода из атмосферы в наземные экосистемы и в океан соответственно, $\mu = 0.27 \cdot 10^{-3}$ ГтС/млрд$(CH_4)^{-1}$. Схема расчета потоков F_{land} и F_{oc} описана в (*Muryshev et al. 2017*).

4. Результаты численных экспериментов с климатическими моделями

С климатической моделью ИФА РАН и концептуальной климатической моделью с углеродным циклом проведены численные эксперименты при внешнем воздействии в виде эмиссий в атмосферу углекислого газа E_{CO2} и метана E_{CH4}, изменяющихся во времени по следующему закону:

$$E_{CO2}\,(t) = \{E_{CO2,0}\,\sin\left(\frac{2\pi}{P}t\right), \text{ при } t < \frac{P}{2}\ ; 0 \text{ при } t > \frac{P}{2}\ \}, \quad (9)$$

$$E_{CH4}\,(t) = \{E_{CH4,0}\,\sin\left(\frac{2\pi}{P}t\right), \text{ при } t < \frac{P}{2}\ ; 0 \text{ при } t > \frac{P}{2}\ \}, \quad (10)$$

где $t \in (0,+\infty)$ – время, P – временной масштаб изменения эмиссий. Вид функций (9), (10) показан на рис. 1. Синфазность эмиссий CO_2 и CH_4 основана на предположении, что антропогенные эмиссии обоих этих газов на межгодовом временном масштабе пропорциональны интенсивности хозяйственной деятельности человека.

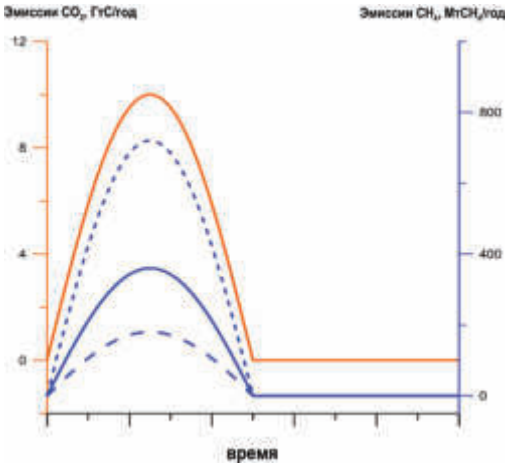


Рис. 1. Синфазные эмиссии CO_2 и CH_4 в виде (9), (10).

Были проведены численные эксперименты при $E_{CO2,0}$ = 10 ГтС/год и $E_{CH4,0}$ = {180; 360; 720 МтСН4/год}. Амплитуды $E_{CO2,0}$ = 10 ГтС/год и $E_{CH4,0}$ = 360 МтСН4/год соответствуют значениям антропогенных эмиссий CO_2 и CH_4, характерным для конца XX – начала XXI века. Расчеты проводились при значениях P, меняющихся в зависимости от численного эксперимента от 10 до 1500 лет.

Временной сдвиг Δ между изменениями T и q_{CO2} определялось по максимуму коэффициента корреляции со сдвигом по времени между рядами T и q_{CO2}. Характерные значения максимального коэффициента корреляции $\geq 0{,}99$. Результаты анализа численных экспериментов с КМ ИФА РАН и концептуальной моделью на качественном уровне совпадают между собой (см. рис. 2 а, б).

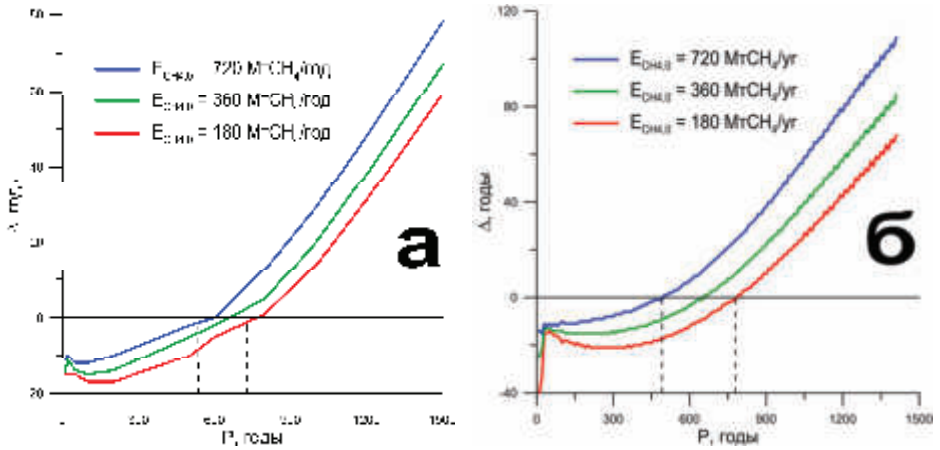


Рис. 2. Временной сдвиг Δ между изменениями глобальной приповерхностной температуры T и содержания в атмосфере углекислого газа q_{CO2} в зависимости от временного масштаба изменения эмиссий P в численных экспериментах с КМ ИФА РАН (а) и с концептуальной моделью (б): $\Delta < 0$ соответствует случаю, когда q_{CO2} опережает T, $\Delta > 0$ – случаю, когда T опережает q_{CO2}.

Получено, что изменения T могут как отставать по фазе от изменений q_{CO2}, так и опережать их в зависимости от временного масштаба изменения эмиссий P. На вековом временном масштабе ($P < 400$ лет) T запаздывает относительно q_{CO2} ($\Delta < 0$), тогда как на тысячелетнем ($P > 800$ лет) изменения q_{CO2} запаздывают относительно изменений T ($\Delta > 0$), хотя являются основной причиной их возникновения. Точное значение критического временного масштаба P_{cr}, при котором запаздывание T относительно q_{CO2} сменяется опережением зависит от соотношения амплитуд антропогенных эмиссий CO_2 и CH_4 в атмосферу.

Полученному эффекту можно дать качественное объяснение. Концентрация метана в атмосфере благодаря его достаточно быстрому окислению (малому времени релаксации) спадает быстрее, чем концентрация CO_2. Благодаря этому максимум суммарного РВВ, находящийся между максимумами РВВ CO_2 и CH_4, достигается раньше максимума РВВ CO_2 (одновременного с максимумом его содержания в атмосфере q_{CO2}). Величина временного сдвига между максимумом q_{CO2} и максимумом суммарного РВВ тем больше, чем больше временной масштаб P изменения антропогенных эмиссий CO_2 и CH_4 в атмосферу. При этом максимум T запаздывает относительно максимума суммарного РВВ на время $\tau_T = C/\lambda$, не зависящее от параметров эмиссий. Это приводит к тому, что при большом временном масштабе изменения эмиссий максимум T достигается раньше, чем максимум q_{CO2}.

5. Заключение

В данной работе описан возможный механизм взаимного запаздывания между изменениями глобальной приповерхностной температуры T и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO2} при внешнем воздействии на ЗКС в виде синфазных антропогенных эмиссий углекислого газа и метана в атмосферу. Показано, что изменения T могут как отставать по фазе от изменений q_{CO2}, так и опережать их в зависимости от временного масштаба изменений эмиссий P. В частности, при большом P изменения q_{CO2} запаздывают относительно соответствующих изменений T, несмотря на то, что могут считаться основной причиной их возникновения (подобно тому, как при непарниковом РВВ с большим временным масштабом изменения q_{CO2} опережают по фазе вызывающие их изменения T).

Этот результат является следствием различия времен релаксации q_{CO2} и q_{CH4}, благодаря которому при синфазных эмиссиях CO_2 и CH_4 максимум q_{CH4} всегда опережает максимум суммарного РВВ двух газов F_{tot}, а максимум q_{CO2} всегда запаздывает относительно него. При

большом временном масштабе изменений эмиссий запаздывание q_{CO2} относительно F_{tot} становится больше, чем соответствующее запаздывание T, зависящее только от параметров обратной связи в ЗКС.

Описанный механизм формирования временного сдвига между q_{CO2} и T включает процессы, характерные для широкого круга моделей земной системы. Как следствие, можно ожидать проявления отмеченного эффекта и в других подобных моделях.

Следует отметить, что существование обсуждаемого эффекта не зависит от того, как меняются при изменении температуры T эмиссии метана из почвы. Также практически не играет роли, что окисленный в атмосфере метан превращается в CO_2. Это означает, что подобные эффекты могут возникать при учете влияния на температуру других парниковых газов.

Полученные результаты свидетельствуют о невозможности в общем случае определить характер причинно-следственной связи между двумя коррелируемыми переменными по временному сдвигу между их изменениями без привлечения тех или иных представлений о природе их взаимодействия.

Литература

1. *Аржанов М.М., Елисеев А.В., Демченко П.Ф., Мохов И.И., Хон В.Ч.* Моделирование температурного и гидрологического режима водосборов сибирских рек в условиях вечной мерзлоты с использованием данных реанализа // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 1. С. 86-93.
2. *Аржанов М.М., Елисеев А.В., Мохов И.И.* Влияние климатических изменений над сушей внетропических широт на динамику многолетнемерзлых грунтов при сценариях RCP в XXI веке по расчетам глобальной климатической модели ИФА РАН // Метеорология и гидрология. 2013. № 7. С. 31-42.
3. *Денисов С.Н., Аржанов М.М., Елисеев А.В., Мохов И.И.* Чувствительность эмиссий метана болотными экосистемами Западной Сибири к изменениям климата: мультимодельные оценки // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. № 4. С. 319-322.
4. *Денисов С. Н., Елисеев А. В., Мохов И. И.* Изменения климата в глобальной модели ИФА РАН с учетом взаимодействия с метановым циклом при антропогенных сценариях семейства RCP // Метеорология и гидрология. 2013. № 11. С. 30-42.
5. *Елисеев А.В.* Оценка изменения характеристик климата и углеродного цикла в XXI веке с учётом неопределённости значений параметров наземной биоты. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 2. С. 147-170.
6. *Елисеев А.В.* Влияние соединений серы в тропосфере на наземный углеродный цикл // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 6. С. 673-683.
7. *Елисеев А.В., Аржанов М.М., Демченко П.Ф., Мохов И.И.* Изменения климатических характеристик суши внетропических широт Северного полушария в XXI веке: оценки с климатической моделью ИФА РАН // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 3. С. 291-304.
8. *Елисеев А.В., Мохов И.И., Аржанов М.М., Демченко П.Ф., Денисов С.Н.* Учет взаимодействия метанового цикла и процессов в болотных экосистемах в климатической модели промежуточной сложности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 2. С. 147-162.
9. *Елисеев А.В., Мохов И.И., Карпенко А.А.* Вариации климата и углеродного цикла в XX-XXI веках в модели промежуточной сложности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 1. С.3-17.
10. *Елисеев А.В., Мохов И.И., Чернокульский А.В.* Влияние низовых и торфяных пожаров на эмиссии CO2 в атмосферу // Доклады АН. 2014. Т. 459. № 4. С. 496-500.
11. *Елисеев А.В., Сергеев Д.Е.* Влияние подсеточной неоднородности растительности на расчёты характеристик углеродного цикла // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 3. С. 259-270.
12. *Мохов И.И., Безверхний В.А., Елисеев А.В., Карпенко А.А.* Взаимосвязь изменений глобальной приповерхностной температуры с изменениями солнечной активности по данным наблюдений

и реконструкций для XVII-XX веков и по модельным расчетам // Доклады АН. 2006б. Т. 409. № 1. С. 115-119.

13. *Мохов И.И., Безверхний В.А., Елисеев А.В., Карпенко А.А.* Модельные оценки возможных климатических изменений в XXI веке при различных сценариях солнечной и вулканической активности и антропогенных воздействий // Космические исследования. 2008. Т. 46. № 4. С. 363-367.
14. *Мохов И.И., Безверхний В.А., Карпенко А.А.* Диагностика взаимных изменений содержания парниковых газов и температурного режима атмосферы по палеореконструкциям для антарктической станции Восток // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005а. Т. 41. № 5. С. 579-592.
15. *Мохов И.И., Безверхний В.А., Карпенко А.А.* Взаимные изменения температурного режима и содержания парниковых газов в атмосфере по палеореконструкциям для последних 800 тысяч лет / В: Экстремальные природные явления и катастрофы. Том 1. Оценка и пути снижения негативных последствий экстремальных природных явлений. Отв. ред. А.О. Глико. Москва. ИФЗ РАН. 2010. С. 312-319.
16. *Мохов И.И., Демченко П.Ф., Елисеев А.В., Хон В.Ч., Хворостьянов Д.В.* Оценки глобальных и региональных изменений климата в XIX-XXI веках на основе модели ИФА РАН с учетом антропогенных воздействий // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. № 5. С. 629-642.
17. *Мохов И.И., Елисеев А.В.* Моделирование глобальных климатических изменений в XX-XXIII веках при новых сценариях антропогенных воздействий RCP // Доклады АН. 2012. Т. 443. № 6. С. 732-736.
18. *Мохов И.И., Елисеев А.В., Демченко П.Ф., Хон В.Ч., Акперов М.Г., Аржанов М.М., Карпенко А.А., Тихонов В.А, Чернокульский А.В., Сигаева Е.В.* Климатические изменения и их оценки с использованием климатической модели ИФА РАН // Доклады АН. 2005б. Т. 402. № 2. С. 243-247.
19. *Мохов И.И., Елисеев А.В., Денисов С.Н.* Модельная диагностика изменений эмиссии метана болотными экосистемами во второй половине XX века с использованием данных реанализа // Доклады РАН. 2007. Т. 417. № 2. С. 258-262.
20. *Мохов И.И., Карпенко А.А., Стотт П.А.* Наибольшие скорости регионального потепления климата в последние десятилетия с оценкой роли естественных и антропогенных причин // Доклады АН. 2006а. Т. 406. №. 4. С. 538-543.
21. *Мохов И.И., Смирнов Д.А.* Эмпирические оценки воздействия естественных и антропогенных факторов на глобальную приповерхностную температуру // Доклады АН. 2009. Т. 426. № 5. С. 679-684.
22. *Мохов И.И., Смирнов Д.А.* Оценки вклада Атлантической мультидесятилетней осцилляции и изменений атмосферного содержания парниковых газов в тренды приповерхностной температуры по данным наблюдений // Доклады АН. 2018. (В печати).
23. *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 // Доклады АН. 2012. Т. 443. № 2. С. 225-231.
24. *Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Мохов И.И., Тимажев А.В.* Взаимное запаздывание между изменениями температуры и содержания углекислого газа в атмосфере в простой совместной модели климата и углеродного цикла // Доклады АН. 2015. Т. 463. № 6. С. 708-712.
25. *Мурышев К.Е., Тимажев А.В., Дембицкая М.В.* Взаимное запаздывание между изменениями глобальной температуры и содержания углекислого газа в атмосфере при непарниковом внешнем воздействии на климатическую систему // Фундаментальная и прикладная климатология. 2017. № 3. С. 84–102.
26. *Andreae M., Jones C., Cox P.* Strong present-day aerosol cooling implies a hot future // Nature. 2005. V. 435. № 7046. P. 1187-1190.
27. *Bereiter B., Luthi D., Siegrista M., Schupbach S., Stocker T., Fischer H.* Mode change of millennial CO2 variability during the last glacial cycle associated with a bipolar marine carbon seesaw // Proc. Nat. Acad. Sci. 2012. V. 109. № 25. P. 9755-9760.
28. *Eliseev A.* Impact of tropospheric sulphate aerosols on the terrestrial carbon cycle // Glob. Planet. Change. 2015. V. 124. P. 30-40.

29. *Eliseev A., Mokhov I.* Uncertainty of climate response to natural and anthropogenic forcings due to different land use scenarios // Adv. Atmos. Sci. 2011. V. 28. № 5. P. 1215-1232.
30. *Eliseev A., Mokhov I., Chernokulsky A.* An ensemble approach to simulate CO2 emissions from natural fires // Biogeosciences. 2014. V. 11. № 12. P. 3205-3223.
31. *Ganopolski A., Roche D.* On the nature of lead-lag relationships during glacial-interglacial climate transitions // Quat. Sci. Rev. 2009. V. 28. P. 3361-3378.
32. *Gedney N., Cox P.M., Huntingford C.* Climate feedback from wetland methane emissions // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L2050.
33. *Hegerl G., Hasselmann K., Cubasch U., Mitchell J., Roeckner E., Voss R., Waszkewitz J.* Multi-fingerprint detection and attribution analysis of greenhouse gas, greenhouse gas-plus-aerosol and solar forced climate change // Clim. Dyn. 1997. V. 13. P. 613-634.
34. *Humlum O., Stordahl K., Solheim J.E.* The phase relation between atmospheric carbon dioxide and global temperature // Glob. Planet. Change. 2013. V. 100. P. 51-69.
35. IPCC, 2013: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Stocker, T.F., D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex and P.M. Midgley (eds.)]., Cambridge/New York. Cambridge University Press. 2013. 1535 pp.
36. *Jones G., Stott P., Christidis N.* Attribution of observed historical near-surface temperature variations to anthropogenic and natural causes using CM1P5 simulations // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2013. V. 118. № 10. P. 4001-4024.
37. *Lean J., Rind D.* How natural and anthropogenic influences alter global and regional surface temperatures: 1889 to 2006 // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. № 18. P. L18701.
38. *Masters T., Benestad R.* Comment on “The phase relation between atmospheric carbon dioxide and global temperature” // Glob. Planet. Change. 2013. V. 106. P. 141-142.
39. *Mokhov I.I., Eliseev A.V., Karpenko A.A.* Decadal-to-centennial scale climate-carbon cycle interactions from global climate models simulations forced by anthropogenic emissions / In: "Climate Change Reseacrh Trends" (ed. Peretz L.N.). Hauppauge, NY: Nova Sci. Publ. 2008. P.217-241.
40. *Monnin E., Indermohle A., Dallenbach A., Flockiger J., Stauffer B., Stocker T., Raynaud D., Barnola J.M.* Atmospheric CO2 concentrations over the last glacial termination // Science. 2001. V. 291. № 5501. P. 112-114.
41. *Muryshev K.E., Eliseev A.V., Mokhov I.I., Timazhev A.V.* Lead-lag relationships between global mean temperature and the atmospheric CO2 content in dependence of the type and time scale of the forcing // Glob. Planet. Change. 2017. V. 148. P. 29-41.
42. *Myhre G., Highwood E.J., Shine K.P., Stordal F.* New estimates of radiative forcing due to well mixed greenhouse gases // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 2715–2718.
43. *Osborn T. J., Wigley T.M.L.* A Simple Model for Estimating Methane Concentration and Lifetime Variations // Clim. Dynam. 1994. V. 9. P. 181-193.
44. *Ribes A., Terray L.* Application of regularised optimal fingerprint analysis for attribution. Part II: application to global near-surface temperature // Clim. Dyn. 2013. V. 41. № 11-12. P. 2837-2853.
45. *Schonwiese C.D., Walter A., Brinckmann S.* Statistical assessments of anthropogenic and natural global climate forcing. an update // Meteorol. Zeitschrift. 2010. V. 19. № 1. P. 3-10.
46. *Sedlacek K., Knutti R.* Evidence for external forcing on 20th-century climate from combined ocean atmosphere warming patterns // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. № 20. P. L20708.
47. *Smirnov D.A., Mokhov I.I.* From Granger causality to long-term causality: application to climatic data // Phys. Rev. E. 2009. V. 80. № 1. P. 016208.
48. *Stone D., Allen M., Selten F., Kliphuis M., Stott P.* The detection and attribution of climate change using an ensemble of opportunity // J. Climate. 2007. V. 20. № 3. P. 504-516.
49. *Stone D., Allen M., Stott P., Pall P., Min S.K., Nozawa T., Yukimoto S.* The detection and attribution of human influence on climate // Annu. Rev. Energy Resour. 2009. V. 34. P. 1-16.
50. *Stott P., Tett S., Jones G., Allen M., Ingram W., Mitchell J.* Attribution of twentieth century temperature change to natural and anthropogenic causes // Clim. Dyn. 2001. V. 17. № 1. P. 1-21.
51. *Quinn J.* Global Warming. Geophysical Counterpoints to the Enhanced Greenhouse Theory. / Pittsburgh. Dorrance Publ. 2010. 118 p.

Изменения приземной температуры в России и Арктике: анализ влияющих факторов и вероятностный прогноз на близкую перспективу

П.В. Спорышев, В.М. Катцов, В.А. Говоркова

Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова, г. Санкт-Петербург

Хорошо известно, что эволюция климата в одной и той же модели различается при начале интегрирования от разных начальных условий. Это порождает проблему корректности сравнения модельных решений с данными наблюдений, которые, можно рассматривать в качестве одной из возможных «реализаций» наряду с модельным ансамблем, представляющим собой множество подобных реализаций (*Спорышев и Катцов, 2006; Спорышев и др., 2012*). При этом один из важных вопросов состоит в том, как оценивать вероятностные границы для климатических изменений, полученных в ансамбле (*Спорышев и Говоркова, 2013*). Целью настоящей работы является статистический анализ соответствия модельных расчетов температурных изменений на территории России и в Арктике данным наблюдений на суше, а также построение на этой основе вероятностного прогноза изменения температуры приземного воздуха в рассматриваемых регионах на близкую перспективу (2021–2040 гг.).

В качестве данных наблюдений используется архив данных о температуре приземного воздуха (*Morice et al., 2012*) версия HadCRUT.4.5.0.0 – HadCRU. Модельные расчеты представлены ансамблем экспериментов с 31 климатической моделью (см. таблицу 3.1.1 из (*Катцов и Семенов, 2014*)), участвовавших в международном проекте сравнения климатических моделей CMIP5. В рамках CMIP5 выполнялись эксперименты по моделированию эволюции климата 19 – 21-го вв. (1850–2005 гг.) при задании по данным наблюдений всех значимых естественных и антропогенных внешних воздействий на климатическую систему (так называемые «historical experiments»). Поскольку модельное интегрирование в этих экспериментах завершается в 2005 г., в качестве их продолжения на весь 21-й в. использовались данные сценарных экспериментов по двум сценариям внешнего воздействия на климатическую систему RCP4.5 и RCP8.5 (*van Vuuren et al., 2011*). Для сформированных таким образом ансамблей нами используются обозначения Hist-RCP4.5 и Hist-RCP8.5, соответственно. Кроме того, с рядом моделей для периода 1850—2005 гг. были выполнены специальные эксперименты, предназначенные для установления причин наблюдаемых климатических изменений, в которых внешние воздействия задавались раздельно. В настоящей работе рассматриваются три ансамбля таких экспериментов: в первом ансамбле все внешние воздействия были фиксированы на уровне 1850 г., а учитывались только изменения концентрации основных парниковых газов (ансамбль Hist-GHG), во втором учитывались только внешние воздействия естественной природы (ансамбль Hist-Nat), а в третьем учитывались только изменения концентрации вулканического аэрозоля (ансамбль Hist-Volc). Первые два ансамбля состоят из 9 экспериментов с 9 моделями, их список приведен в таблице 3.1.1 из (*Катцов и Семенов, 2014*). Ансамбль Hist-Volc составлен из 14 экспериментов с 6 моделями (CCSM4, CESM1-CAM5, CSIRO Mk3.6, GFDL-ESM2M, GISS-E2-H, GISS-E2-R).

При проведении сравнения данные модельных расчетов были переведены в единую регулярную сетку разрешения 5°×5°, в которой представлены данные архива HadCRU. Отметим, что в архиве HadCRU имеются значительные пропуски в данных. Поэтому для корректного сравнения модельных расчетов с данными наблюдений для каждого месяца во временном ряде рассматривались только те ячейки, в которых есть данные HadCRU. В настоящем исследовании рассматривались средние значения температуры приземного воздуха для регионов континентальная Арктика (КА, суша в области 60°–90° с.ш.), Российская континентальная Арктика (РКА, российская часть КА), Российская часть

европейской Арктики (европейская часть РКА) и двух регионов на территории России: вся территория России и ее европейская часть.

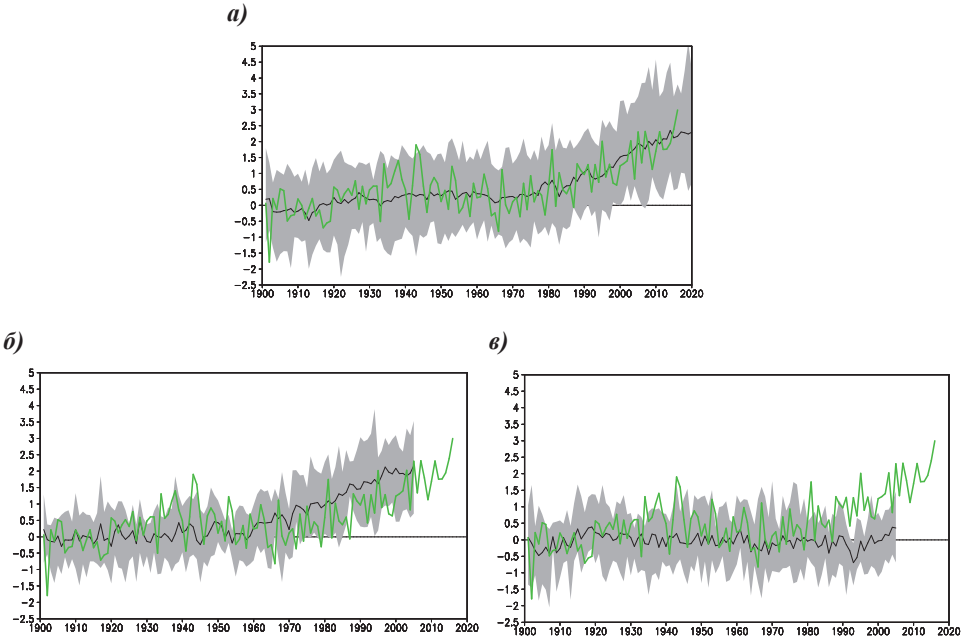


Рис. 1. Аномалии среднегодовой температуры приземного воздуха в среднем по региону континентальная Арктика по данным наблюдений HadCRU (зеленая кривая)и в среднем по ансамблям Hist-RCP4.5 (а), Hist-GHG (б) и Hist-Nat (в) (черные кривые). Аномалии рассчитаны по отношению к базовому периоду 1901–1930 гг. Серым цветом выделен диапазон разброса оценок по модельным ансамблям.

Даже при полном учете всех внешних воздействий нельзя ожидать, что модели будут способны точно воспроизвести межгодовые колебания температуры, поскольку значительный вклад в эти колебания вносит собственная, не связанная с внешними воздействиями изменчивость, присущая климатической системе Земли. В рассматриваемых нами расчетах источником близости модельных и наблюдаемых изменений является влияние внешних воздействий, проявляющееся как в масштабах десятилетий (например, влияние изменений газового состава атмосферы), так и в годовых масштабах (например, влияние изменений концентраций аэрозолей антропогенного и естественного происхождения). На рис. 1 представлен временной ход среднегодовой температуры приземного воздуха в среднем по территории континентальной Арктики по данным наблюдений и по трем модельным ансамблям. Визуально лучше всего модельные расчеты с данными наблюдений согласуются в ансамбле Hist-RCP4.5. Среднее по модельному ансамблю показывает слабое повышение температуры, примерно, с 1915 г. до конца 1940-х годов, затем небольшие колебания и возобновление увеличения температуры с середины 1960-х годов, продолжающееся до конца рассматриваемого периода и по величине хорошо соответствующее наблюдаемому потеплению. В ансамбле Hist-GHG повышение температуры в последние десятилетия превышает наблюдаемое, а в ансамбле Hist-Nat – повышение температуры отсутствует.

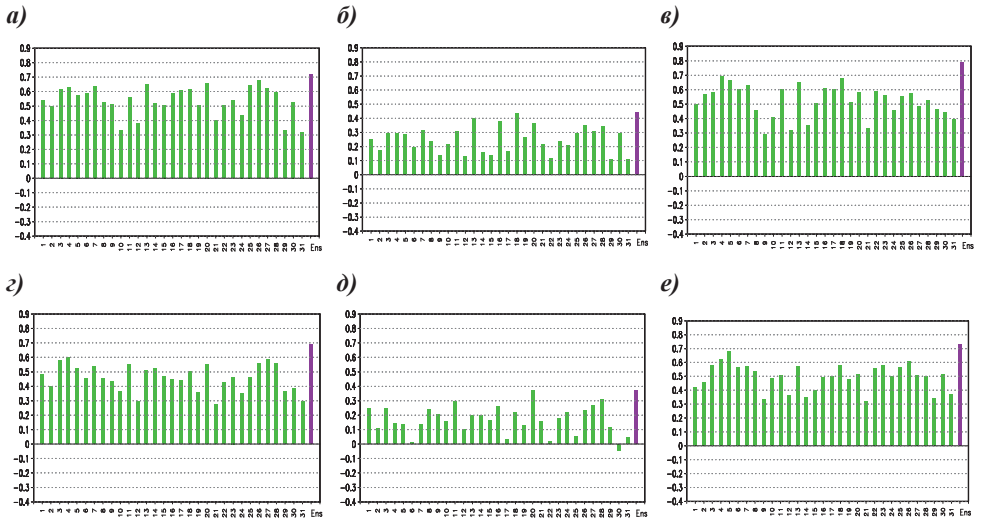


Рис. 2. Коэффициенты корреляции температуры приземного воздуха для периода 1901–2016 гг. для года, зимы и лета в среднем по территории континентальной Арктики (а, б, в) и территории России (г, д, е) по данным наблюдений HadCRU и модельных расчетов по ансамблю Hist-RCP4.5. Под каждым столбиком указан номер соответствующей модели в таблице 3.1.1 из (*Катцов, Семенов 2014*). Последний столбик соответствует корреляции с ансамблевым средним.

Коэффициент корреляции среднегодовой температуры приземного воздуха в КА по данным наблюдений и в среднем по ансамблю Hist-RCP4.5 для периода 1901–2016 гг. составил 0,72 (см. рис. 2). Таким образом, 52% дисперсии межгодовых изменений температуры воздуха воспроизводится в модельном ансамбле. Для территории России ситуация аналогичная. Соответствующий коэффициент корреляции равен 0.69. Отметим, что высокие коэффициенты корреляции получаются в тех случаях, когда рассматриваются среднегодовые значения температуры или сезонные для сезонов с малой собственной изменчивостью (летний сезон). Если же собственная изменчивость велика (например, зимой), то она подавляет вклад внешних воздействий и коэффициенты корреляции оказываются низкими (рис. 2б и 2д).

Подробный статистический анализ соответствия модельных расчетов данным наблюдений был выполнен также для периода 1951 - 2005 гг. Этот период был выбран потому, что в это время влияние внешних воздействий проявляется достаточно явно, кроме того, для него имеется наиболее полная база данных наблюдений, что отражается как в лучшем согласовании имеющихся архивов наблюдений, так и в более точном задании наблюдаемых внешних воздействий на климатическую систему, используемых в модельных расчетах. Также существенно, что в этот период произошло несколько крупных вулканических извержений: Агунг (март 1963 г.), Фуэго (октябрь 1974 г.), Эль Чичон (апрель 1982 г.) и Пинатубо (июнь 1991 г.), что позволяет оценить влияние изменений концентрации вулканического аэрозоля в атмосфере на колебания температуры.

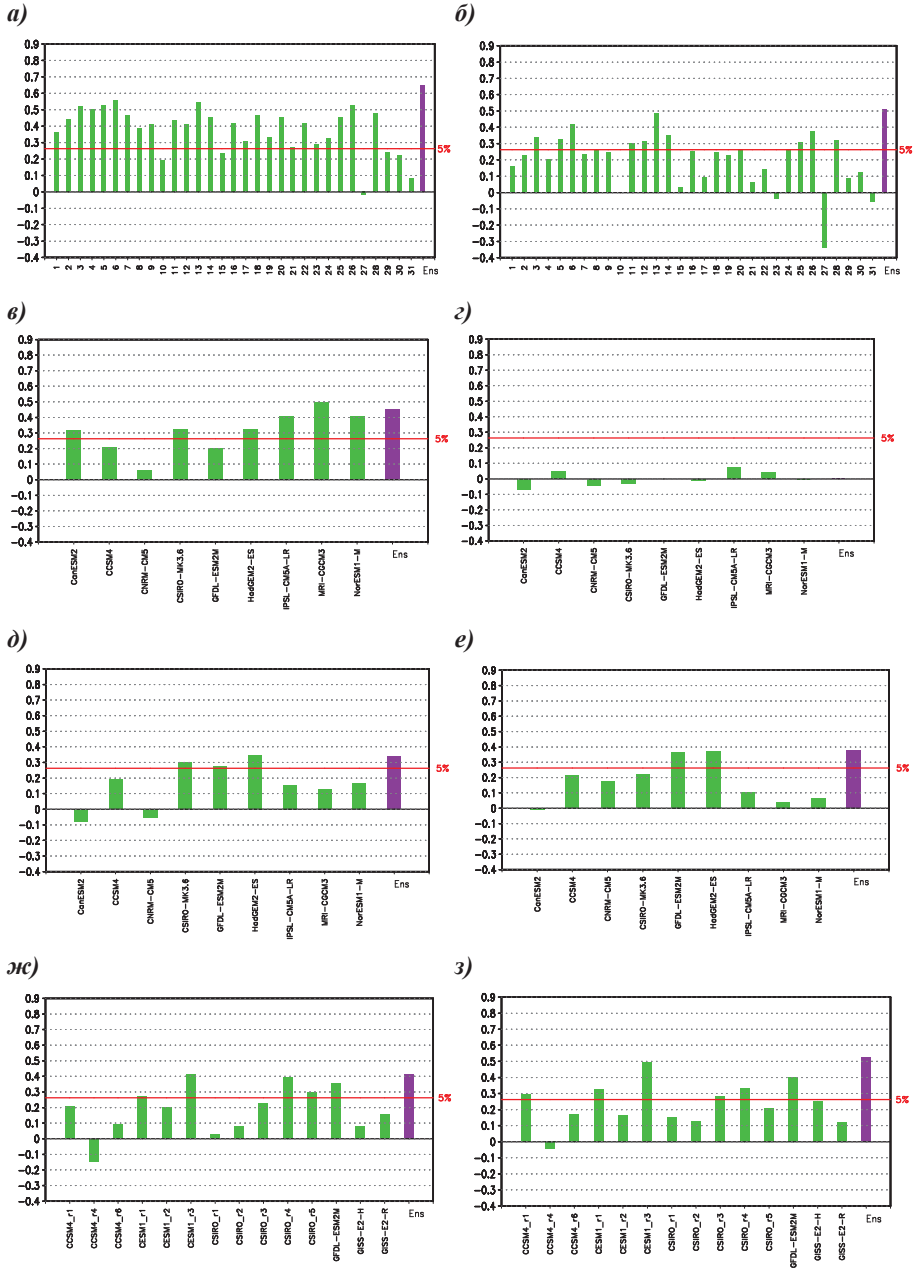


Рис. 3. Коэффициенты корреляции температуры приземного воздуха для периода 1951–2005 гг. для летнего сезона в среднем по территории континентальной Арктики по данным наблюдений HadCRU и модельных расчетов по ансамблю Hist-RCP4.5 (а), Hist-GHG (в), Hist-Nat (д), Hist-Volc (ж) и то же после удаления линейного тренда из временных рядов для ансамблей Hist-RCP4.5 (б), Hist-GHG (г), Hist-Nat (е), Hist-Volc (з). Под каждым столбиком указана соответствующая модель. Последний столбик соответствует корреляции с ансамблевым средним. Красная прямая показывает 5%-ный уровень значимости для коэффициентов корреляции.

Основной вклад в наблюдаемое повышение температуры на территории России и континентальной Арктики в последние десятилетия вносят изменения концентрации парниковых газов. Однако естественные воздействия значимо проявляются в межгодовых колебаниях температуры (см. также (*Спорышев и др., 2016*)). Их влияние особенно заметно летом (см. рис. 3), когда охлаждающий эффект аэрозолей вулканического происхождения особенно велик. Кроме того летом в рассматриваемых регионах межгодовая изменчивость, вызываемая собственными колебаниями климатической системы, слабее, чем в другие сезоны, и в меньшей степени маскирует влияние естественных воздействий. Так, для ансамбля Hist-Volc для периода 1951 - 2005 гг. для летних температур приземного воздуха в среднем по территории России и континентальной Арктики коэффициенты корреляции ансамблевого среднего с данными наблюдений в обоих случаях равны 0.41 и статистически значимы. Из рассмотрения рис. 1 можно заключить, что существенный вклад в высокие значения корреляций должно вносить присутствие в данных тренда, который в первом приближении можно рассматривать как линейный. Удаление линейного тренда из временных рядов повышает корреляции в ансамблях Hist-Nat и Hist-Volc, и, практически, обнуляет их в ансамбле Hist-GHG (рис. 3).

Для проведения анализа пространственного соответствия данных наблюдений и расчетов по модельным ансамблям были выбраны два периода: контрольный климат (1961–1990 гг.) и изменившийся климат (2001–2016 гг.). При сравнении используется вероятностный подход (*Спорышев и др., 2012, 2016, 2018; Спорышев и Говоркова, 2013*), при котором предполагается, что каждый член модельного ансамбля является равноправным и взаимозаменимым с любым другим членом ансамбля и с наблюдаемой эволюцией климатической системы. Поэтому при анализе соответствия модельных расчетов данным наблюдений следует ориентироваться не на различия между данными наблюдений и ансамблевым средним, а на “попадание” наблюдаемых изменений в прогнозируемые статистические интервалы, полученные по модельному ансамблю. Другими словами, в рамках данного подхода определяются 90%-ные “интервалы предсказания” для возможных климатических изменений, и проверяется, попадают ли наблюдаемые изменения в эти интервалы. Если задан уровень достоверности α, то при многократной реализации используемой вероятностной модели случайная величина будет с вероятностью α попадать в построенный для нее $(100\cdot\alpha)$%-ный интервал предсказания. Проверка попадания наблюдаемого изменения в модельный интервал предсказания эквивалентна статистическому тесту по оценке значимости отклонения наблюдаемого изменения от ансамблевого среднего. Попадание в 90%-ный интервал означает, что отклонение от ансамблевого среднего не значимо на уровне 10%. Точное определение и метод построения интервалов предсказания даны в работах (*Спорышев и др., 2012; Спорышев и Говоркова, 2013*), там же обсуждается обоснованность этого подхода.

В качестве иллюстрации рассмотрим изменения среднегодовой и средних сезонных температур приземного воздуха в среднем по территории России по модельному ансамблю Hist-RCP4.5 и данным наблюдений для изменившегося климата по отношению к контрольному (рис. 4). В модельном ансамбле величина среднегодового потепления в среднем по ансамблю (1,40 °С) близка к наблюдаемой величине (1,28 °С), однако имеется сильное расхождение между изменениями, полученными по разным членам ансамбля, от 0,26 °С до 2,51 °С. Получившийся 90%-ный интервал предсказания для прогнозируемых изменений довольно широк, и, если наблюдаемое изменение попадает в этот интервал, можно утверждать, что при уровне значимости 10% это изменение соответствует расчетам. Аналогичная картина наблюдается для зимнего и летнего сезонов, причем зимой межмодельный разброс значительно больше, чем в двух других случаях.

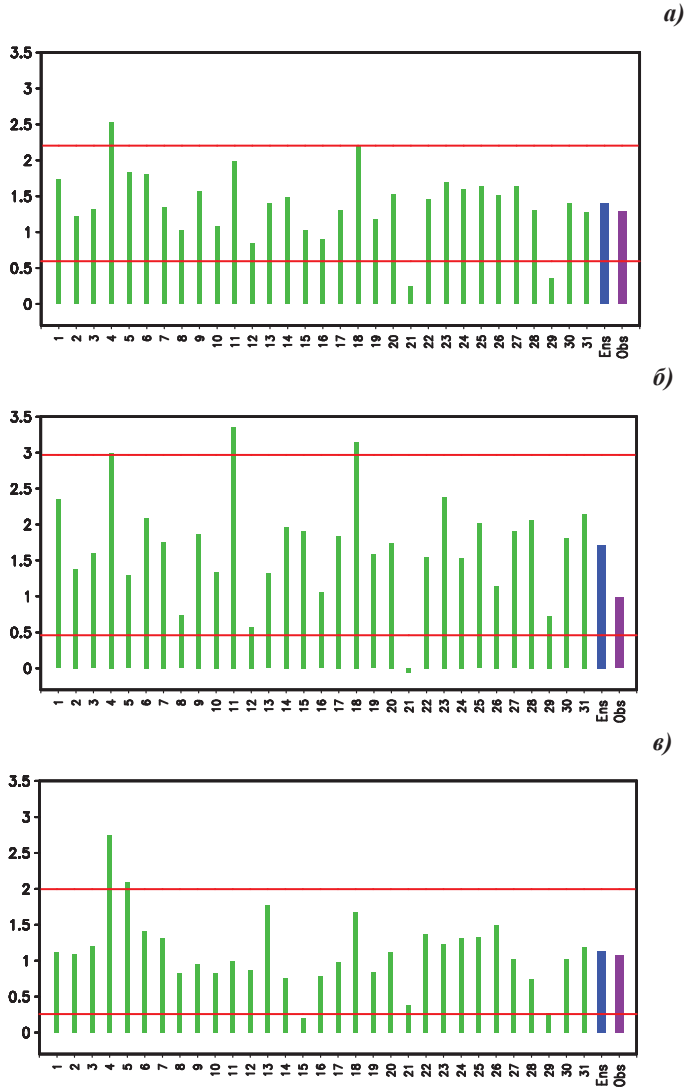


Рис. 4. Изменения температуры приземного воздуха (°С) в среднем по территории России для периода 2001–2016 гг. по отношению к периоду 1961—1990 гг. по ансамблю Hist-RCP4.5 и данным наблюдений HadCRU для года (а), зимы (б) и лета (в). Под каждым столбиком указана соответствующая модель. Последние два столбика соответствует среднему по ансамблю и наблюдаемому изменениям соответственно. Горизонтальные прямые показывают границы 90%-ных интервалов предсказания.

При проведении пространственного сравнения также использовались данные модельных расчетов в сетке архива HadCRU. Для корректного сравнения с данными наблюдений для каждого месяца во временном ряде рассматривались только те ячейки, в которых есть данные HadCRU. В каждой ячейке сетки, расположенной на суше, анализировались аномалии средней температуры приземного воздуха для изменившегося климата по отношению к контрольному. Рассматривались все континенты, за исключением Антарктиды, для которой данных наблюдений недостаточно для проведения такого анализа.

Для ансамбля Hist-RCP4.5 были построены 90%-ные интервалы предсказания возможных климатических изменений, и проверялось, попадают ли наблюдаемые изменения в эти интервалы. С вероятностной точки зрения, если наблюдения можно рассматривать как член ансамбля, то, примерно, в 90% случаев наблюдаемые изменения будут попадать в 90%-ные интервалы предсказания, построенные по этому ансамблю. Доля территории, на которой наблюдаемые изменения попадают в модельные интервалы, представляет собой численную характеристику соответствия наблюдаемых и модельных изменений.

Таблица 1

Наблюдаемые и модельные средние региональные изменения температуры приземного воздуха (°С) для периодов 2001–2016 гг. и 2021–2040 гг. по отношению к 1961–1990 гг., в скобках показаны соответствующие модельные 90%-ные интервалы предсказания

Регион	Год, сезон	2001–2016 гг.		2021–2040 гг.	
		Наблюдения	Hist-RCP4.5	Hist-RCP4.5	Hist-RCP8.5
Континентальная Арктика	год	1,47	1.46 (0,67;2,25)	2,55 (1,28;3,82)	2,80 (1,49;4,10)
	зима	1,51	1,88 (0,78;2,98)	3,14 (1,51;4,77)	3,42 (1,83;5,02)
	лето	1,12	1,04 (0,22;1,87)	1,83 (0,50;3,15)	1,96 (0,62;3,29)
Российская часть континентальной Арктики	год	1,46	1,53 (0,66;2,40)	2,69 (1,22;4,15)	2,95 (1,47;4,43)
	зима	1,00	1,90 (0,60;3,20)	3,28 (1,34;5,22)	3,58 (1,86;5,31)
	лето	1,13	1,11 (0,21;2,01)	1,93 (0,35;3,52)	2,11 (0,54;3,67)
Российская часть европейской Арктики	год	1,33	1,49 (0,47;2,51)	2,66 (1,24;4,08)	2,87 (1,49;4,25)
	зима	1,60	1,94 (0,20;3,68)	3,41 (1,00;5,83)	3,72 (1,85;5,59)
	лето	0,92	1,18 (0,17;2,19)	2,06 (0,53;3,59)	2,26 (0,72;3,80)
Россия	год	1,28	1,40 (0,59;2,20)	2,42 (1,19;3,65)	2,66 (1,43;3,90)
	зима	0,98	1,71 (0,46;2,97)	2,91 (1,30;4,52)	3,20 (1,84;4,55)
	лето	1,08	1,13 (0,26;2,00)	1,92 (0,58;3,26)	2,12 (0,75;3,48)
Европейская территория России	год	1,30	1,41 (0,52;2,31)	2,39 (1,24;3,54)	2,59 (1,48;3,70)
	зима	1,56	1,74 (0,15;3,34)	2,92 (1,01;4,83)	3,10 (1,74;4,46)
	лето	1,14	1,25 (0,26;2,24)	2,09 (0,77;3,42)	2,33 (1,00;3,66)

Глобально температурные изменения, полученные в ансамбле Hist-RCP4.5, хорошо соответствуют наблюдаемым изменениям. Для всей территории суши доля площади ячеек, в которых наблюдаемые изменения попадают в модельные интервалы, для всего года, зимы и лета Северного полушария при ожидаемых 90% составила 89,4%, 89,7% и 89,2% соответственно. Оценка статистической значимости полученных отличий по (*Livezey and Chen, 1983*) показала, что рассматриваемые отличия не значимы на уровне 5%. При отдельном рассмотрении территории России и континентальной Арктики доля площади ячеек, в которых наблюдаемые изменения попадают в модельные интервалы предсказания, для года и всех сезонов оказалась во всех случаях больше ожидаемых 90%, а в ряде случаев

значимо больше. Это можно объяснить сравнительно малым разнообразием климатических изменений на территории рассматриваемых регионов, что привело к уменьшению числа степеней свободы в используемой вероятностной модели. Изменения температуры для крупных регионов на территории России и континентальной Арктики, полученные по ансамблю Hist-RCP4.5, очень хорошо соответствуют данным наблюдений: во всех случаях наблюдаемые изменения попали в рассчитанные для них интервалы предсказания, а ансамблевые средние оказались в большинстве случаев довольно близкими к данным наблюдений (см. табл. 1).

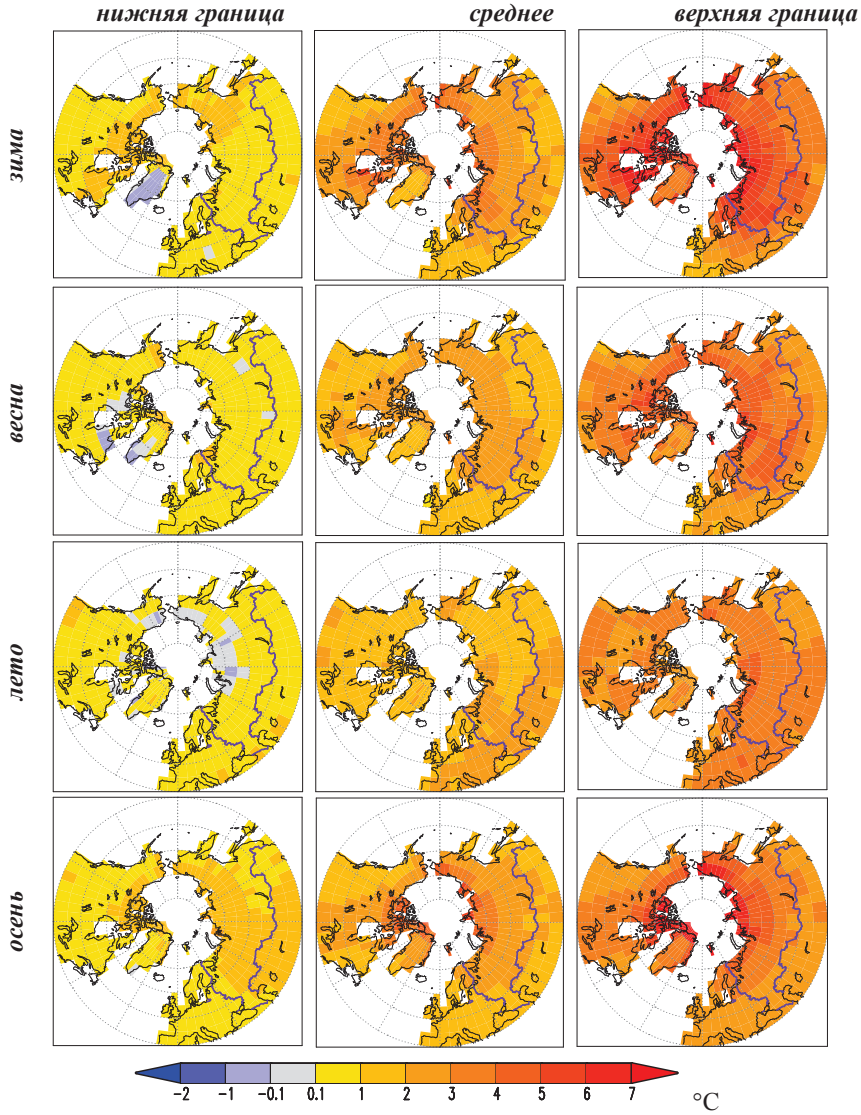


Рис. 5. Вероятностный прогноз изменения температуры приземного воздуха на территории России и континентальной Арктики в среднем для периода 2021-2040 гг. в аномалиях (°С) по отношению к периоду 1961-1990 гг. по модельному ансамблю Hist-RCP4.5. Для каждого сезона (зимы, весны, лета и осени СП, по строкам сверху вниз) в соответствующей строке слева направо показаны: нижняя граница 90%-го интервала предсказания, среднее по модельному ансамблю и верхняя граница 90%-го интервала предсказания.

Выполненный анализ подтверждает пригодность используемого ансамбля климатических моделей для построения на его основе вероятностного прогноза изменения температуры приземного воздуха на территории России и континентальной Арктики. Вероятностный прогноз на 2021–2040 гг. для 5 крупных регионов по двум модельным ансамблям Hist-RCP4.5 и Hist-RCP8.5 представлен в табл. 1. Мы приводим результаты по ансамблю RCP8.5, чтобы дать определенное представление о возможных количественных отклонениях в изменениях температуры приземного воздуха в случае реализации более жесткого сценария радиационного воздействия на климатическую систему Земли. Прогнозируемое потепление по этому ансамблю в среднем на 0,2–0,3 °С больше чем по ансамблю Hist-RCP4.5, что и следовало ожидать, поскольку по сценарию RCP8.5 концентрация парниковых газов в атмосфере растет быстрее. Однако, поскольку существенных различий в результатах нет, основное внимание в работе уделено результатам расчетов по ансамблю Hist-RCP4.5. В среднем по ансамблю среднегодовое потепление в КА составит около 2,5 °С. Наибольшее потепление, по величине близкое к 3 °С, ожидается зимой и осенью. Причем, с высокой (95%-ной) вероятностью в эти сезоны оно превысит 1,5 °С. На территории России среднегодовое потепление составит около 2,4 °С с максимумом потепления также зимой и осенью.

Отметим, что вероятностный прогноз изменения температуры приземного воздуха в рассматриваемых регионах имеет выраженную сезонную специфику (рис. 5). В зимний и, особенно, осенний сезоны регионы с высокой вероятностью будет теплеть практически повсеместно, несмотря на собственную изменчивость климатической системы. В частности, осенью ожидаемое потепление превышает 1 °С на большей части территории России. В то же время летом, в западной части северной Азии и некоторых других областях положение нижней границы 90%-ного интервала предсказания не исключает возможности связанного с собственной изменчивостью климата похолодания (в среднем за двадцатилетие), превосходящего по интенсивности фоновое антропогенное потепление. Однако верхние границы 90%-ного интервала предсказания однозначно указывают на потепление во все сезоны, достигающее особенно больших значений (5–7 °С) в холодное время года.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта 16-05-00926.

Литература

1. *Катцов В.М., Семенов С.М.* ред. Второй оценочный доклад об изменениях климата и их последствиях на территории Российской Федерации / М.: Росгидромет, 2014. 1009 с.
2. *Спорышев П.В., Говоркова В.А.* Температурные изменения на территории России по данным наблюдений и результатам модельных расчетов с раздельным учетом антропогенных и естественных внешних воздействий // Труды ГГО. 2013. Вып. 568. С. 51–79.
3. *Спорышев П.В., Катцов В.М.* Пространственно-временные особенности глобального потепления // Доклады АН. 2006. Т. 410. № 4. С. 532–537.
4. *Спорышев П.В., Катцов В.М., Матюгин В.А.* Согласованность изменений температуры на территории России в ансамблевых модельных расчетах и данных наблюдений // Метеорология и гидрология. 2012. № 1. С. 5–19.
5. *Спорышев П.В., Катцов В.М., Говоркова В.А.* Эволюция температуры в Арктике: достоверность модельного воспроизведения и вероятностный прогноз на близкую перспективу // Труды ГГО. 2016. Вып. 583. С. 45–84.
6. *Спорышев П.В., Катцов В.М., Гулев С.К.* Изменения приземной температуры в Арктике: достоверность модельного воспроизведения и вероятностный прогноз на близкую перспективу. Доклады АН. 2018. Т. 479. № 5. С. 569–573.
7. *Livezey R.E., Chen W.Y.* Statistical field significance and its determination by Monte Carlo techniques // Mon. Wea. Rev. 1983. V. 111. P. 46—59.
8. *Morice C.P., Kennedy J.J., Rayner N.A. et al.* Quantifying uncertainties in global and regional temperature change using an ensemble of observational estimates: The HadCRUT4 data set // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. D08101. DOI: 10.1029/2011JD017187.

Смерчи в Северной Евразии: современная климатология и риски формирования в контексте глобального потепления

Чернокульский А.В.[1], Курганский М.В.[1], Мохов И.И.[1,2], Шихов А.Н.[3]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
[3]Пермский государственный университет, г. Пермь

Воздушные смерчи (торнадо) являются одним из наиболее опасных мезомасштабных метеорологических явлений (*Интенсивные атмосферные вихри, 2018*). Скорость ветра внутри смерча может превышать 100 м/с и приводить к существенным негативным социально-экономическим последствиям, в том числе к гибели людей, разрушению объектов жилого фонда и инфраструктуры, урону для лесного фонда. При этом в России, в частности, и в Европе, в целом, угроза возникновения смерчей обществом в существенной мере недооценивается (*Antonescu et al. 2017*). Действительно, если сравнивать абсолютные величины количества смерчей в Европе (включая Северную Евразию) и в Северной Америке, то разница оказывается существенной. В Северной Америке образуется в среднем 1200–1600 смерчей в год (главным образом, в штатах Среднего Запада США, так называемой «аллее торнадо»), количество сильных смерчей (2-й категории и выше по шкале Фуджиты (*Fujita 1981*)) – около 200 (*Coleman and Dixon 2014*). В Европе количество смерчей в разы меньше: по данным Европейской лаборатории интенсивных штормов (European Severe Storm Laboratory, ESSL) (*Dotzek et al. 2009*), в год в Европе формируется до 400 смерчей, из них до 40 смерчей 2-й категории и выше (*Groenemeijer and Kühne 2014*).

Достаточно долгое время считалось, что в Северной Евразии (страны бывшего СССР) количество смерчей над сушей не превышает 10–15 в год, а число сильных смерчей находится в пределах первых единиц (*Снитковский 1987*). Однако, зависимость количества детектируемых смерчей от плотности населения (*Anderson et al. 2007*) и наличие в Северной Евразии сопоставимого с Европой числа дней с благоприятными условиями для образования смерчей (*Brooks et al. 2003*) может свидетельствовать о существенной недооценке их реального количества в регионе.

Была проведена объемная работа по актуализации числа сухопутных (и водных) смерчей, образующихся на территории Северной Евразии (*Chernokulsky et al. 2017*). Создана единая общедоступная электронная база геоданных, содержащая информацию о подтвержденных случаях возникновения смерчей в России и представленная в виде интерактивного картографического интернет-приложения (Веб-ГИС «Смерчи в России и странах ближнего зарубежья»). Собранная база данных (таблица 1) включает в себя информацию о достоверности события (определялась экспертным путём, выделено 4 уровня достоверности события: очень низкий, низкий, средний и высокий), времени и месте события (включая точность оценки), типе смерча (сухопутный, водный, вышедший с воды на сушу/с суши на воду), характеристиках смерча (интенсивности по шкале Фуджиты, длины, средней и максимальной ширины, направлении движения смерча, направлении вращения воздуха в смерче), сопутствующем уроне, первоисточнике.

Использовались следующие первоисточники данных о смерчах:

а) научная литература, включая статьи в периодических изданиях и монографии (обзоры и/или изучения отдельных случаев возникновения смерчей);

б) базы данных национальных гидрометеослужб (в том числе баз данных Гидрометцентра России, Украинского ГМЦ, ВНИИГМИ-МЦД, при этом ряд случаев по этим данным существенно уточнён);

в) станционные наблюдения (верифицировались по общему характеру погоды);

г) Европейская база данных о неблагоприятных погодных явлениях (European Severe Weather Database, ESWD, в рамках ESSL). База содержит достаточно большое количество

ошибочных записей для территории Северной Евразии (вызванных в первую очередь неверной интерпретацией при переводе информации опубликованной в СМИ на английский язык); подавляющее число случаев в ESWD уточнены;

д) база данных отсканированных газет (с середины 19 в, включая подшивки газет «Нива», «Правда», «Известия», работа проведена в сотрудничестве с фирмой Eastview, предоставившей доступ к архиву отсканированных газет);

е) русские хроники (исследованы все тома Полного собрания русских летописей, случаи выявлялись по слову 'вихрь' (которое также может обозначать и шквал, таким случаям присваивался в основном низкий уровень достоверности события));

ж) новости в средствах массовой информации (проведен масштабный поиск по новостным изданиям в сети Интернет с поисковыми запросами «смерч» и «торнадо», случаи верифицировались на основе дополнительной информации);

з) социальные сети и форумы (фото и видео очевидцев, которые верифицированы с использованием дополнительной информации (данные реанализа, данные метеорологичеких локаторов (при наличии), спутниковые данные об облаках);

и) спутниковая информация о смерчевых ветровалах.

Спутниковые данные о ветровальных нарушениях лесного покрова являются уникальным объективным источников для восстановления актуальной плотности смерчей (достаточно сильных для вывала леса) на покрытых лесом малонаселенных территориях, которые в целом характерны для большей части Северной Евразии. Методика поиска смерчевых ветровалов (с характерным соотношением длины и ширины, вывалом деревьев против часовой стрелки) и определения их характеристик (длина, ширина, вероятностная оценка интенсивности) подробно описана в статье (*Shikhov and Chernokulsky 2018*). В частности, предложено определять минимальную интенсивность смерча, зная длину и максимальную ширину трека смерча (рис.1).

В целом, на территории России по спутниковым данным о ветровалах для периода 2000–2016 гг. найдено более 250 случаев смерчей, незарегистрированных ранее ни одним из очевидцев. Протяженность и ширина трека некоторых из этих смерчей соответствуют характеристикам смерчей во время так называемой Ивановской вспышки смерчей (Ivanovo tornado outbreak) 9 июня 1984 года. Спутниковые данные также были использованы для восстановления актуальных треков смерчей во время этого события. Были существенно уточнены такие характеристики, как длина и ширина пути, интенсивность смерчей, найдены ранее неизвестные треки (*Chernokulsky and Shikhov 2018*). Показано, в частности, что более ранние оценки (основанные на опросе очевидцев) могли завышать длину пути смерчей (когда разные смерчи считались одним) и недооценивать их максимальную ширину.

Собранная база данных содержит информацию о 2878 случаях возникновения смерчей за период с 979 по 2016 гг. (в некоторых случаях отмечено более одной смерчевой воронки) (таблица 1). Отмечается существенный рост смерчей в последние годы, связанный с неоднородностью источников информации (в частности, с начала 21века существенная доля смерчей обнаружена на основе анализа материалов очевидцев (фото-, видео-), опубликованных в сети Интернет и по спутниковым данным о ветровалах). Число смерчей над сушей в последние годы составляет около 150 случаев в год (рис.2), при этом число сильных смерчей варьирует от 10 до 20. Наибольшее число сухопутных смерчей отмечено в 2016 году (178, включая вышедшие с воды на сушу), наибольшее число сильных смерчей – в 2009 и в 2016 гг. (по 18 смерчей категории ≥F2). В отдельные годы отмечаются смерчи разрушительной силы (интенсивность F3 и выше, скорость ветра более 70 м/с) – не более 1-2 в год. Три разрушительных смерча в год отмечались два раза: в 1984 и в 2012 гг. Число водных смерчей в последние годы варьирует около 50–60 в год (в 2016 году – 85).

В отличие от баз данных смерчей для США (Edwards и др., 2013) и Китая (*Chen et al. 2017*), в Европе (*Groenemeijer and Kühne 2014*) интенсивность смерча определялась только при его прохождении через населенный(е) пункт(ы) и/или лес (по повреждениям можно было судить об интенсивности смерча). Подобный подход применен и для оценки

интенсивности смерчей в Северной Евразии. В связи с различной методикой, доля смерчей нулевой интенсивности (F0) в Европе и Северной Евразии несколько ниже, чем доля смерчей первой интенсивности (в отличие от США и Китая) (рис.3). В Северной Евразии (как и в Китае) не зафиксировано ни одного смерча интенсивности F5 (в отличие от США и Европы). В целом, доля разрушительных смерчей (интенсивностью F3 и выше) от общего числа смерчей в Северной Евразии ниже, чем в США и Европе.

Количество случаев смерчей в собранной базе данных

Свойства записи о смерче в базе данных		Количество случаев смерчей *(в скобках указано число смерчей с высоким и средним уровнем достоверности)*
Уровень достоверности события	Высокий	1409
	Средний	834
	Низкий	419
	Очень низкий	216
Тип подстилающей поверхности	Суша	2120 *(1566)*
	Вода	571 *(518)*
	Суша —> вода	8 *(6)*
	Вода —> суша	116 *(100)*
	Не определено	63 *(53)*
Интенсивность (Fujita, 1981)	F0	540 *(455)*
	F1	885 *(722)*
	F2	314 *(273)*
	F3	57 *(51)*
	F4	5 *(5)*
	Не определено	1077 *(737)*
Количество смерчевых воронок	1	2704 *(2087)*
	2	117 *(100)*
	3	29 *(28)*
	≥4	28 *(28)*
Страна *(некоторые смерчи отмечались в >1 стране)*	Азербайджан	3 *(1)*
	Армения	4 *(4)*
	Белоруссия	172 *(113)*
	Грузия	47 *(29)*
	Казахстан	32 *(31)*
	Киргизия	8 *(6)*
	Латвия	75 *(54)*
	Литва	41 *(36)*
	Молдавия	17 *(11)*
	Россия	2068 *(1629)*
	Таджикистан	0 *(0)*
	Туркменистан	7 *(7)*
	Узбекистан	0 *(0)*
	Украина	320 *(245)*
	Эстония	92 *(82)*

Смерчи над сушей образуются чаще всего в июне (более 30% всех смерчей и сильных смерчей) и во второй половине дня (максимум между 17 и 18 часами дня по местному времени) (рис.4). Водные смерчи более характерны для августа и для первой половины дня (максимум слабо выражен – находится между 9 и 13 часами дня). Наибольшая повторяемость выходов водных смерчей на сушу отмечается в сентябре (почти четверть всех случаев).

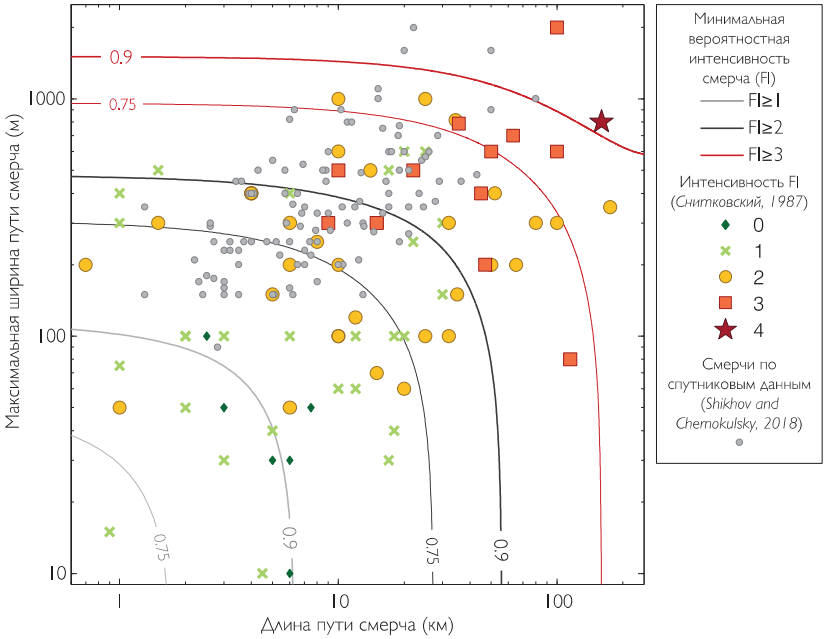


Рис.1. Зависимость интенсивности смерча от ширины и длины в Северной Евразии по различным данным. Линиями показана теоретическая вероятность минимальной интенсивности смерча (адаптировано из (*Shikhov and Chernokulsky 2018*)).

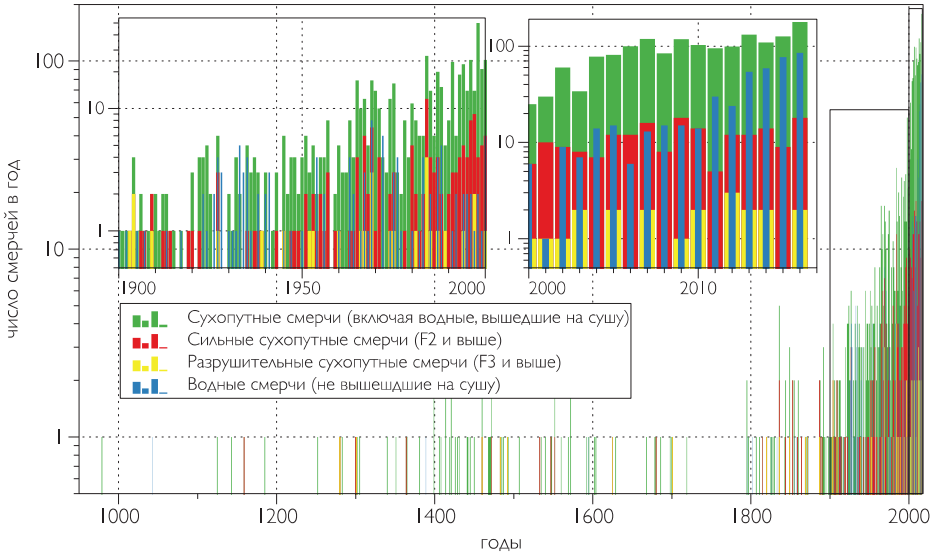


Рис.2. Количество сухопутных и водных смерчей в год в Северной Евразии за период 979–2016 гг. (учитывались все смерчи из базы данных, с любым уровнем достоверности события). Вставками показаны периоды для 20 века и для первых 16-ти лет 21 века. Шкала ординаты логарифмическая.

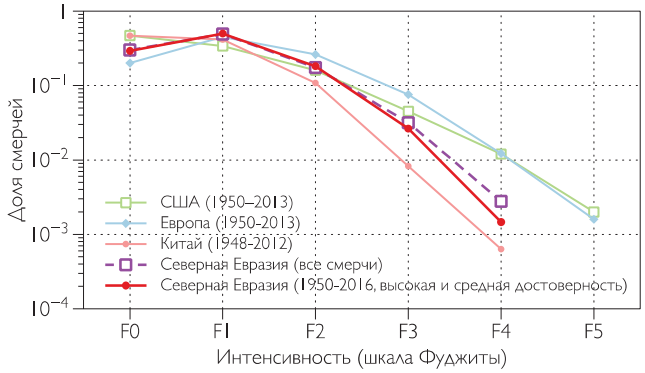


Рис.3. Распределение смерчей по интенсивности для разных регионов (для США и Европы – адаптировано из (*Groenemeijer and Kühne 2014*), для Китая – из (*Chen et al. 2017*)). Для Северной Евразии даны две оценки: всех смерчей за весь период, и только смерчей с высоким и средним уровнем достоверности за период 1950–2016 гг. Шкала ординаты логарифмическая.

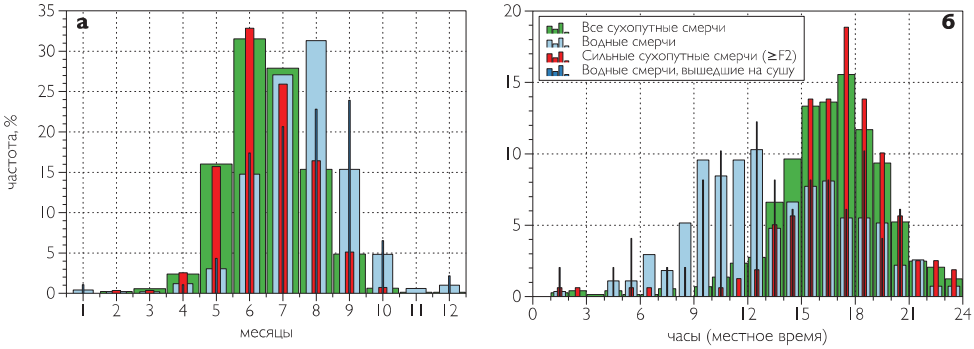


Рис.4. Годовой (а) и суточный (б) ход смерчей в Северной Евразии. Использованы только смерчи с высоким и средним уровнем достоверности. Для оценки годового хода использованы смерчи с точностью определения времени не менее 1 недели (всего 1967 случаев, из них 1380 сухопутных смерчей (включая 274 сильных), 495 водных смерчей, 92 водных смерча вышедших на сушу), для оценки суточного хода использованы смерчи с точностью определения времени не менее 1 часа (1048 случаев, из них 727 сухопутных смерчей (включая 159 сильных), 272 водных смерча, 49 водных смерчей вышедших на сушу).

Подавляющее число смерчей над сушей (2/3) имеет длину менее 10 км, отдельные смерчи прошли путь более 80 км (в том числе подтвержденные по спутниковым данным) (рис.5а). Около 70% смерчей имеют среднюю ширину до 200 м (почти 40% - до 100 м), и только у менее 0,5% смерчей средняя ширина превышает 1 км (рис.5б). Мода максимальной ширины приходится на диапазон 100–200 м (около 1/4 всех смерчей), ширина отдельных смерчей составляла более 2 км.

Смерчи формируются на большей части Северной Евразии, за исключением только северо-восточных регионов, где для их развития, по-видимому, недостаточно энергии конвективной неустойчивости. Наибольшая повторяемость смерчей отмечается на Черноморском побережье, в ряде регионов Средней полосы и Балтии (за период с 1900 по 2016 здесь отмечено до 6 смерчей на 10^4 км^2), наибольшая повторяемость сильных смерчей выявлена в Средней полосе (от 2 до 4 смерчей на 10^4 км^2). Стоит отметить, что смерчи развиваются также и в северных (арктических) районах: самый северный смерч выявлен на широте 68,8º с.ш., самый северный сильный смерч (категории F2) – на широте 66,8º с.ш.

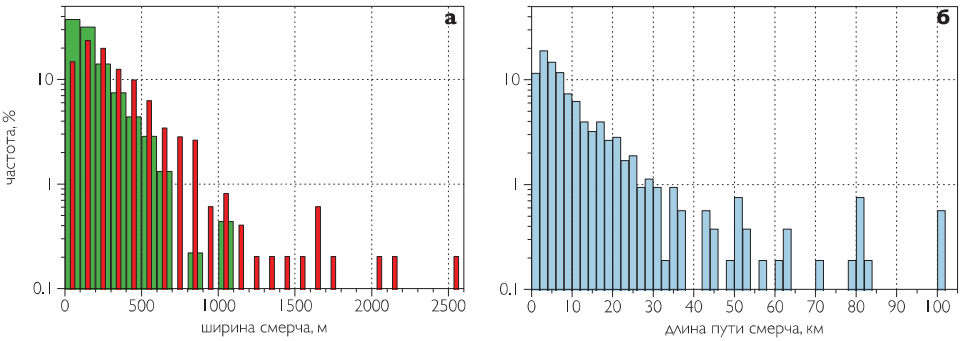


Рис.5. Распределение смерчей по ширине (средней (зеленый цвет) и максимальной (красный)) (а) и длине (б). Использованы только смерчи с высоким и средним уровнем достоверности за период 1900-2016 гг. (оценки длины и ширины смерчей за ранний период менее достоверны (*Chernokulsky and Shikhov, 2018*)). Число смерчей с определенной средней шириной – 456, максимальной шириной – 494, длиной – 531. Шкала ординаты логарифмическая.

Для оценки риска атмосферного смерчегенеза целесообразно оценивать повторяемость условий, характерных для образования смерчевых явлений. Такие условия могут быть описаны в рамках т.н. «ингредиентного подхода» (*Doswell and Burgess 1993*) в терминах индексов смерчегенеза (*Doswell and Schultz 2006*), представляющих собой определенные интегральные характеристики атмосферы, ключевые для формирования смерча. К ним относят как термодинамические характеристики – конвективную доступную потенциальную энергию CAPE (convective available potential energy) и энергию конвективного подавления, представляющие собой, соответственно, количество энергии плавучести, доступной для вертикального ускорения воздушной частицы и количество энергии, необходимое частице воздуха для преодоления задерживающего слоя в нижней тропосфере, так и динамические характеристики, например, сдвиг ветра в нижних слоях тропосферы или относительную спиральность (*Курганский и др. 2013*). Используются также упрощённые индексы смерчегенеза, основанные на данных о температуре, влажности и скорости ветра на определённых уровнях тропосферы (чаще всего на изобарических поверхностях 850, 700 и 500 гПа). Существенным недостатком подобных индексов является невозможность использования одних лишь стандартных метеорологических данных, полученных по измерениям у поверхности (*Чернокульский и др. 2015*).

В (*Чернокульский и др. 2015, 2017*) было показано, что потенциально информативным индексом при анализе смерчевых ситуаций в Северной Евразии может быть так называемый 3D-индекс (Dewpoint, Dewpoint Depression Index) (*Livingston, 1983*): $3D = T_{dew} - (T - T_{dew})$, где оба члена в правой части (температура точки росы T_{dew} и её дефицит $(T - T_{dew})$ определяют конвективную неустойчивость атмосферы. Влажность приземного воздуха является основным фактором, формирующим пространственно-временную динамику CAPE (*Riemann-Campe et al. 2009*), а дефицит точки росы определяет высоту уровня конденсации, низкие значения которого являются критическими для появления суперячейки с высокой вероятностью образования смерча (*Brooks et al. 2003*).

Индекс 3D обладает определенной прогностической значимостью. В частности в (*Чернокульский и др. 2017*) получены достаточно высокие значения критического индекса успеха прогноза конвективного явления (ливень, гроза, шквал, смерч) с помощью индекса 3D (по данным станционных наблюдений). Индекс 3D показал также свою эффективность в исследовании случаев образования смерчей (*Чернокульский и др. 2015, 2017)*.

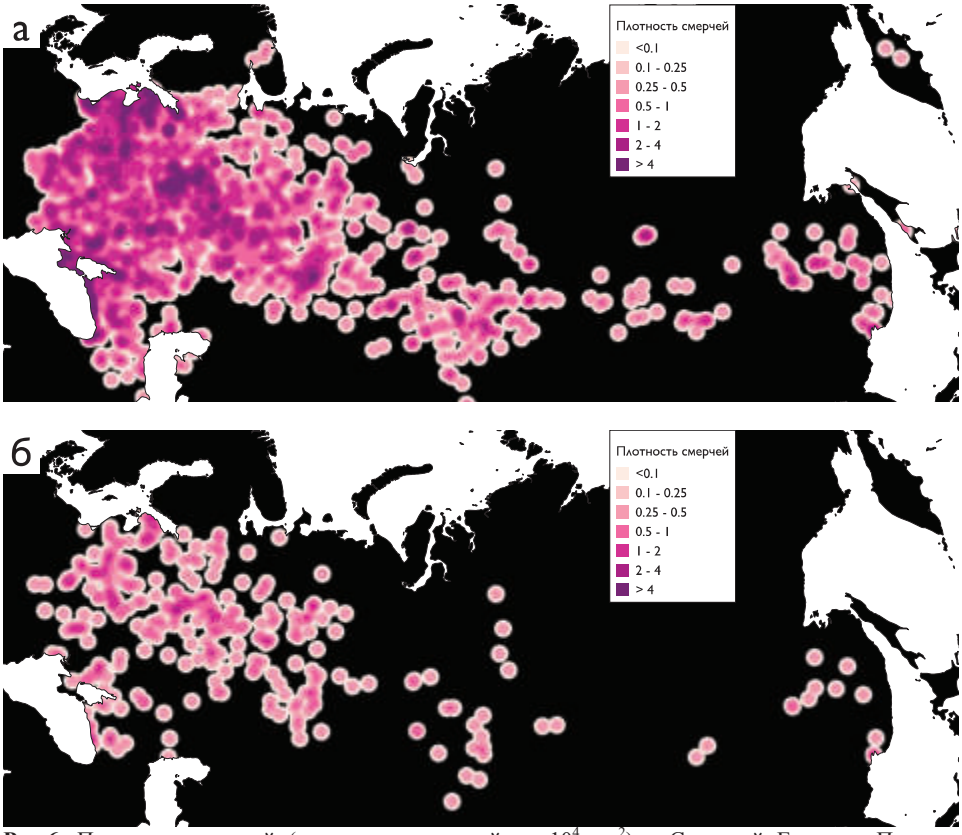


Рис.6. Плотность смерчей (количество смерчей на 10^4 км^2) в Северной Евразии. Получена для смерчей со средним и высоким уровнем достоверности за период 1900–2016 гг.: для всех смерчей (а) (2184 случая), только для сильных смерчей (б) (307 случаев).

Подавляющее число смерчей на территории Северной Евразии (898 из 991) характеризуются достаточно высокими значениями 3D (>12ºС) (рис.7). Около 2/3 смерчей характеризуются закритическими значениями 3D>15.5ºС (616 смерчей) и CAPE>1000 Дж/кг (622 смерча). Индексы CAPE и 3D для случаев смерчей статистически значимо скоррелированы (на уровне значимости 0.01, коэффициент корреляции 0.64). При этом данные реанализа могут занижать реальные значение 3D (отчасти, в силу представления информации на сетке). В частности, для наиболее мощного смерча в г. Иваново (9 июня 1984 года) значения 3D по данным реанализа ERA-Interim (с пространственным разрешением 0.75º × 0.75º) составили 13.2ºС, а по данным метеорологических наблюдений на станции в г. Иваново во время прохождения смерча индекс 3D поднялся до закритических значений 18.6ºС (*Чернокульский и др. 2015, 2017)*.

В целом, индекс 3D может быть использован в качестве простого индекса конвективной неустойчивости для оценки изменений условий смерчегенеза в регионах Северной Евразии. Положительная статистически значимая корреляция между индексами конвективной неустойчивости 3D и CAPE отмечается не только для случаев смерчей, но и для межгодовой изменчивости интегральных характеристик этих индексов (*Чернокульский и др. 2017*) – средних за летний период значений 3D и CAPE и повторяемости критических значений 3D (p_{crit3D}) и CAPE (p_{critCAPE}) (>15.5ºС и >1000 Дж/кг, соответственно).

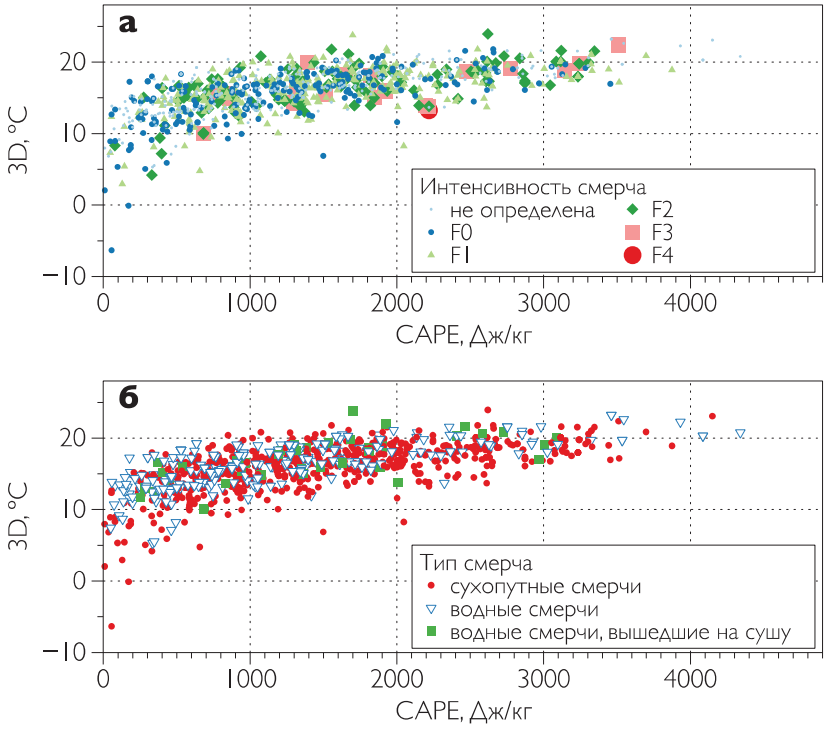


Рис.7. Значения индексов 3D и CAPE, рассчитанных по данным реанализа ERA-Interim для 991 случая смерчей в Северной Евразии (только для смерчей с высоким и средним уровнем достоверности события и с точностью определения времени события не менее 3 часов) за период 1979–2015 гг. (приведены максимальные значения индексов в 2.5-градусной области вокруг места наблюдения смерча во временном интервале ±3 часа относительно времени прохождения смерча). Показана интенсивность смерчей по шкале Фуджита (а) и тип смерча (б).

В *(Чернокульский и др. 2017*) оценены линейные тренды p_{crit3D} и $p_{critCAPE}$с 1979 по 2016 гг. по данным реанализа ERA-Interim. Наибольший положительный (и статистически значимый) линейный тренд повторяемости отмечен над внутренними морями (Черное море для p_{crit3D} и $p_{critCAPE}$ и Каспийское море для $p_{critCAPE}$), причем наибольшие значения тренда выявлены в июле-августе, когда в данном регионе наблюдается наибольшее количество водных смерчей. Одной из основных причин роста конвективной неустойчивости является рост температуры морской поверхности, который за последние 30 лет составил более 2 градусов (*Meredith et al. 2015*). Величина p_{crit3D} статистически значимо растёт и на юге Дальнего Востока (где в последнее время также наблюдаются смерчи). В остальных районах изменения менее существенные; в целом, преобладает положительный тренд (статистически незначимый).

Сохранение положительной тенденции можно ожидать и в 21 веке (рис. 8). Согласно результатам численных экспериментов с глобальными климатическими моделями INM-CM4, IPSL-CM5A-MR и GFDL-CM3 из семейства моделей CMIP5 с «умеренным» антропогенным сценарием RCP-4.5, наряду с ростом p_{crit3D} над Черным и Каспийским морями, можно ожидать рост риска смерчегенеза на юге Дальнего Востока, на севере европейской территории России и на большей части Сибири.

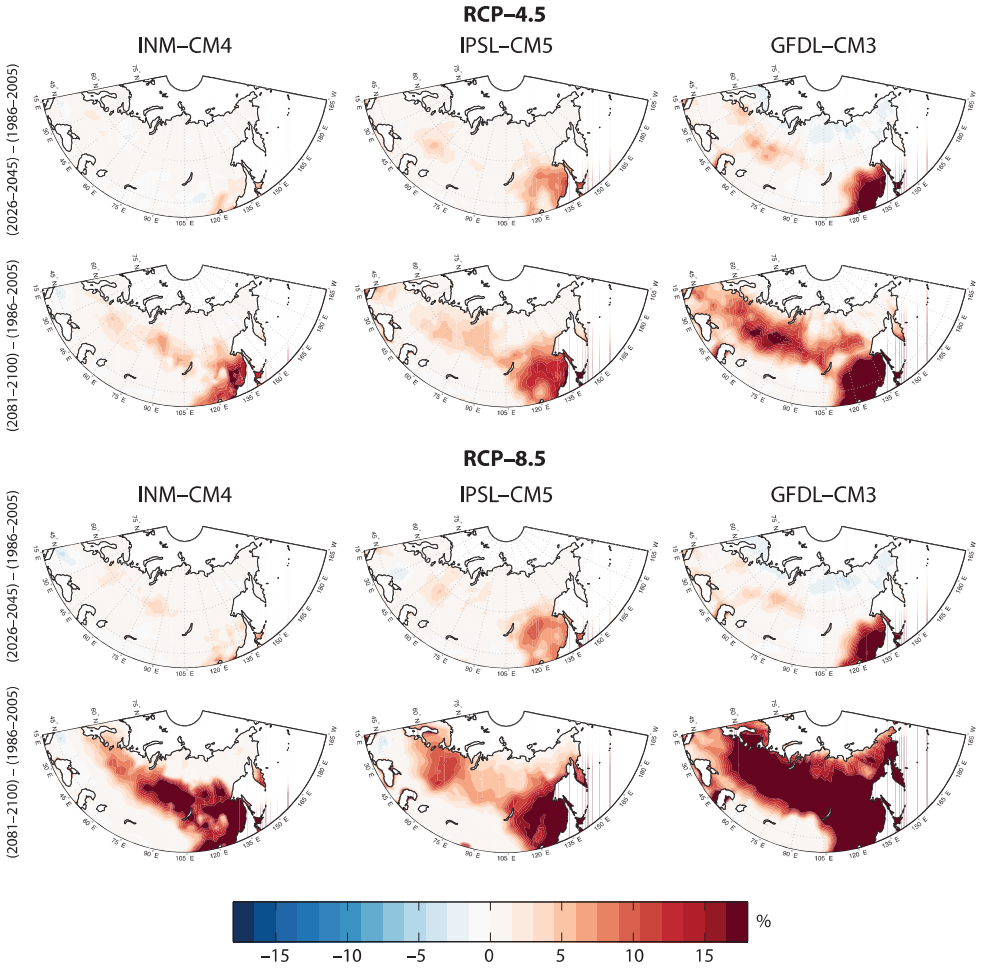


Рис. 8 Изменение повторяемости случаев со значениями индекса 3D, превышающими критическое значение 15.5°C (в процентах от общего числа летних значений 3D), в середине и в конце 21 века по сравнению с концом 20 века при различных антропогенных сценариях («умеренный» сценарий RCP-4.5 и «агрессивный» сценарий RCP-8.5) для различных климатических моделей (INM-CM4, IPSL-CM5A-MR, GFDL-CM3).

Согласно модельным расчётам, к концу 21 века ожидается увеличение p_{crit3D} в среднем в 1.5–2 раза по сравнению с концом 20 века. В частности, на Черноморском побережье и на юге Дальнего Востока p_{crit3D} в отдельные годы может достигать 40%, в центре европейской территории России и на юге Сибири – 20%, хотя при этом проявляются различия между разными моделями, в том числе и во внутрисезонном ходе. При более «агрессивном» сценарии (RCP-8.5) ожидается ещё больший рост p_{crit3D} (не показано); в частности, при этом сценарии на юге Дальнего Востока и на Черноморском побережье к концу 21 века каждый второй летний день будут характеризоваться благоприятными условиями для формирования опасных конвективных событий. В целом, рост повторяемости критических значений индексов конвективной неустойчивости способствует более частому возникновению опасных конвективных событий, в том числе смерчей, при этом смерчи могут становиться более интенсивными.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 17-05-01-097 и 17-29-05098) и программы РАН №51.

Литература

1. *Интенсивные атмосферные вихри* и их динамика / под ред. Мохова И.И., Курганского М.В., Чхетиани О.Г. Москва. ГЕОС. 2018. 484 с.
2. *Курганский М.В., Чернокульский А.В., Мохов И.И.* Смерч под Ханты-Мансийском: пока исключение или уже симптом? // Метеорология и гидрология. 2013. № 8. С. 40–50.
3. *Снитковский А.И.* Смерчи на территории СССР // Метеорология и гидрология. 1987. № 9. С. 12–25.
4. *Чернокульский А.В., Курганский М.В., Захарченко Д.И., Мохов И.И.* Условия формирования и характеристики сильного смерча на Южном Урале 29 августе 2014 г. // Метеорология и гидрология. 2015. № 12. С. 29–37.
5. *Чернокульский А.В., Курганский М.В., Мохов И.И.* Анализ изменений условий смерчегенеза в Северной Евразии с использованием простого индекса конвективной неустойчивости атмосферы // Доклады Академии наук. 2017. Т. 477. № 6. С. 722–727.
6. *Anderson C.J., Wikle C.K., Zhou Q., Royle J.A.* Population Influences on Tornado Reports in the United States // Weather and Forecasting. 2007. V. 22. No 3. P. 571–579.
7. *Antonescu B., Schultz D.M., Holzer A., Groenemeijer P.* Tornadoes in Europe: An Underestimated Threat // Bulletin of the American Meteorological Society. 2017. V. 98. No 4. P. 713–728.
8. *Brooks H.E., Lee J.W., Craven J.P.* The spatial distribution of severe thunderstorm and tornado environments from global reanalysis data // Atmospheric Research. 2003. V. 67-68. P. 73–94.
9. *Chen J. et al.* Tornado climatology of China // Int. J. Climatol. 2017. V. 38. No 5. P. 2478–2489.
10. *Chernokulsky A., Kurgansky M., Mokhov I., Selezneva E., Shikhov A., Azhigov I., Zakharchenko D., Antonescu B., Kühne T.* The modern climatology of Northern Eurasia tornadoes and waterspouts. / in: Proceedings of European conference on severe storms 2017, 2017, P.ECSS2017-109
11. *Chernokulsky A., Shikhov A.* 1984 Ivanovo tornado outbreak: Determination of actual tornado tracks with satellite data // Atmospheric Research. 2018. V. 207. P. 111–121.
12. *Coleman T.A., Dixon P.G.* An Objective Analysis of Tornado Risk in the United States // Weather and Forecasting. 2014. V. 29. No 2. V. 366–376.
13. *Doswell C.A., Burgess D.W.* Tornadoes and tornadic storms: A review of conceptual models // The Tornado: Its Structure, Dynamics, Prediction, and Hazards. 1993.
14. *Doswell C.A., Schultz D.M.* On the use of indices and parameters in forecasting severe storms // E-journal of Severe Storms Meteorology. 2006. V. 1. No 3. P. 1–24.
15. *Dotzek N., Groenemeijer P., Feuerstein B., Holzer A.M.* Overview of ESSL's severe convective storms research using the European Severe Weather Database ESWD // Atmospheric Research. 2009. V. 93. No 1-3. P. 575–586.
16. *Edwards R., LaDue J.G., Ferree J.T., Scharfenberg K., Maier C., Coulbourne W.L.* Tornado Intensity Estimation: Past, Present, and Future // Bulletin of the American Meteorological Society. 2013. V. 94. No 5. P. 641–653.
17. *Fujita T.T.* Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scales // Journal of the atmospheric Sciences. 1981. V. 38. No 8. p. 1511–1534.
18. *Groenemeijer P., Kühne T.* A Climatology of Tornadoes in Europe: Results from the European Severe Weather Database // Monthly Weather Review. 2014. V. 142. No 12. P. 4775–4790.
19. *Livingston R.* The subsynoptic pre-tornado Environment. Columbia: A dissertation at the University of Missouri. 1983. 250 pp.
20. *Meredith E.P., Semenov V.A., Maraun D., Park W., Chernokulsky A.V.* Crucial role of Black Sea warming in amplifying the 2012 Krymsk precipitation extreme // Nature Geosci. 2015. V. 8. No 8. P. 615–619.
21. *Riemann-Campe K., Fraedrich K., Lunkeit F.* Global climatology of convective available potential energy (CAPE) and convective inhibition (CIN) in ERA-40 reanalysis // Atmospheric Research. 2009. V. 93. No 1. P. 534–545.
22. *Shikhov A.N., Chernokulsky A.V.* A satellite-derived climatology of unreported tornadoes in forested regions of northeast Europe. Remote Sens. Environ. 2018. V. 204. PP. 553–567

Конвективная неустойчивость Рэлея в облачной среде: зарождение интенсивных атмосферных вихрей различных пространственных масштабов – тропических циклонов и смерчей

Б.Я. Шмерлин

ФГБУ ”НПО”Тайфун”, г. Обнинск

1. Введение

Целью публикации является привлечении внимания исследователей, занимающихся геофизической гидродинамикой и общими вопросами теории самоорганизации, к серии статей с участием автора, посвящённых обобщению классической теории конвективной неустойчивости Рэлея на случай наличия фазовых переходов водяного пара. Часть статей была опубликована в журналах общефизической направленности, и они могли остаться незамеченными специалистами. Основное внимание уделено результатам, полученным в публикации (*Шмерлин и др. 2017*).

На спутниковых фотографиях в атмосфере Земли обнаруживаются упорядоченные конвективные структуры в форме периодических облачных гряд или конвективных облачных кластеров. Еще одним ярким примером самоорганизованной конвективной структуры являются тропические циклоны (ураганы, тайфуны) – крупномасштабные атмосферные вихри, формирующиеся над поверхностью океана в тропиках. Смерчи (торнадо) также представляют собой упорядоченные конвективные структуры, однако меньших горизонтальных масштабов. Традиционно считается, что указанные явления являются реализацией влажно-конвективной неустойчивости атмосферы.

Если водяной пар в атмосфере не насыщен, движение атмосферы с большой точностью описывается системой уравнений тепловой конвекции в приближении Буссинеска. Ситуация принципиально меняется, когда водяной пар находится в состоянии насыщения. Из-за падения насыщающей плотности с высотой, в поднимающихся объемах влажного воздуха происходит конденсация избытка водяного пара, сопровождающаяся выделением скрытой теплоты конденсации и образованием капель. При этом обычно рассматривают два предельных случая. Для описания одного из них используются модели с мгновенным выпадением всей сконденсировавшейся влаги в виде осадков (precipitation convection, PC). Во втором случае используются модели конвекции без выпадения осадков (nonprecipitation convection, NPC), в которых сконденсировавшаяся влага в виде взвешенных облачных капель формирует облачную среду. В обоих случаях используют упрощенный подход, основанный на включении в уравнения тепловой конвекции объемного конденсационного источника тепла. Этот источник на восходящей ветви циркуляции пропорционален вертикальной скорости. Для PC он обращается в нуль на нисходящей ветви циркуляции, что соответствует отсутствию поглощения тепла на испарение капель при опускании воздушной массы. Для NPC конденсационный источник тепла в облачной среде пропорционален вертикальной скорости независимо от ее знака в связи с поглощением тепла на испарение капель облачной среды при нисходящих движениях.

Таким образом, система уравнений влажной конвекции отличается от классической системы уравнений Рэлея только дополнительным источником тепла фазовых переходов водяного пара. Поскольку границы областей восходящих движений заранее неизвестны, система уравнений становится нелинейной, и до наших работ ее анализ ограничивался проведением отдельных численных и полуаналитических исследований пространственно периодических и локализованных структур, а также нахождением частных аналитических решений задачи для невязкой нетеплопроводной атмосферы. С точностью до формулировок, к рассматриваемой проблематике следует отнести также задачи со скачкообразно меняющимся параметром статической устойчивости. В связи с ограниченным объемом статьи, за ссылками отсылаем читателей к работе (*Шмерлин и др. 2017*). Этими ссылками

фактически исчерпываются попытки аналитических и полуаналитических исследований проблемы даже в рамках упрощенной постановки.

2. Постановка задачи и схема анализа.

Исследование влажно-конвективной неустойчивости слоя атмосферы проводилось нами в двумерной постановке. В случае осевой симметрии растущими возмущениями являются локализованные конвективные вихри. В случае "линейной геометрии", когда нет зависимости от одной из горизонтальных координат (координаты y), аналогами локализованных конвективных вихрей являются локализованные конвективные валы либо системы конвективных валов, вытянутые вдоль y.

Ниже приведена общая постановка задачи в простейшем случае "линейной геометрии". Рассматривается вращающийся слой вязкой теплопроводной насыщенной водяным паром атмосферы толщины h, заключенный между двумя твердыми горизонтальными границами, содержащий конечную по горизонтали область $-x^* \le x \le x^*$, $0 \le z \le h$, заполненную облачной средой (облачное пятно). На горизонтальных границах слоя поддерживаются постоянные температуры, так что распределение температуры в состоянии равновесия есть линейная функция вертикальной координаты. Требуется исследовать устойчивость равновесного состояния.

Предельному случаю конвекции с мгновенным выпадением осадков (РС) соответствует $x^* = 0$. В предельном случае конвекции без выпадения осадков наряду со сформулированной выше задачей об облачном пятне в насыщенном водяным паром слое атмосферы (задача NPC1), рассматривается задача об облачном пятне в "сухой" атмосфере (задача NPC2, слой атмосферы за пределами облачного пятна не насыщен водяным паром). В случае осевой симметрии облачное пятно в горизонтальной плоскости представляет собой круг.

Исследование проводится в рамках системы уравнений, традиционно используемой при численном моделировании атмосферной конвекции (*Белов 1967, Гутман 1969)*, в постановке, максимально приближенной к постановке классической задачи Рэлея (*Гершуни и др. 1972, Ландау и др. 1986*). В соответствующей системе вместо молекулярных коэффициентов вязкости и теплопроводности используются их турбулентные аналоги и делается допущение об анизотропном характере турбулентного обмена, различном в горизонтальном и вертикальном направлениях. С учетом этого, система уравнений для малых возмущений равновесного состояния с краевыми условиями Рэлея (условиями скольжения) на горизонтальных границах имеет вид:

$$\mathbf{u}_t + f\mathbf{k}\times\mathbf{u} = -\nabla p + g\theta\mathbf{k} + \mu\mathbf{u}_{xx} + \nu\mathbf{u}_{zz}, \quad \theta_t + \Gamma w = \mu\theta_{xx} + \nu\theta_{zz} + Q, \quad u_x + w_z = 0; \qquad (1)$$

$$u_z = \mathrm{v}_z = w = \theta = 0, \quad z = 0,\ h; \qquad (2)$$

$$Q = -\alpha\frac{L}{c_p}w\frac{ds}{dz} = \alpha(\gamma_a - \gamma_m)w, \quad |x| \le x^*; \qquad \gamma_m = \gamma_a + \frac{L}{c_p}\frac{ds}{dz}; \qquad (3)$$

$$Q = \alpha(\gamma_a - \gamma_m)w\Theta(w), \quad |x| > x^*; \qquad \Theta(w) = 1,\ w > 0;\ \ \Theta(w) = 0,\ w < 0. \qquad (4.1)$$

$$Q = 0, \quad |x| > x^*. \qquad (4.2)$$

Здесь $\mathbf{u}$ - вектор скорости с компонентами u, v, w вдоль горизонтальных осей x, y и направленной вертикально вверх оси z соответственно; $p = p'/\bar{\rho}$, $\theta = \alpha T'$, p', T' - отклонения давления и температуры от их равновесных распределений, α - коэффициент теплового расширения, $\bar{\rho}$ - постоянное среднее значение плотности; $\Gamma = \alpha(\gamma_a - \gamma)$ - параметр статической устойчивости, $\gamma_a = g/c_p$ - сухоадиабатический градиент температуры, g - ускорение свободного падения, c_p - теплоемкость при постоянном давлении, $\gamma = -d\bar{T}/dz$ - градиент температуры в равновесном состоянии; μ, ν - коэффициенты

турбулентного обмена в горизонтальном и вертикальном направлениях; f - параметр Кориолиса, **k** - вертикальный орт; Q - интенсивность конденсационного источника тепла, L - удельная теплота конденсации, s - массовая доля насыщенного пара, γ_m - влажноадиабатический градиент температуры, $\Theta(w)$ - функция Хэвисайда. Соотношения (3) и (4.1) применяются в случае облачного пятна во влажной атмосфере (задача NPC1), (3) и (4.2) - в сухой (задача NPC2).

Нами предложен подход, позволивший впервые получить исчерпывающее аналитическое решение перечисленных задач. На первом этапе находится функция Грина точечного по горизонтальным координатам экспоненциально растущего со временем источника тепла. Далее в формулу для вертикальной скорости, представляющую свертку источника тепла с соответствующей функцией Грина, подставляется конденсационный источник тепла и, поскольку он зависит только от вертикальной скорости, получается интегральное уравнение для определения вертикальной скорости. Из него следует система алгебраических уравнений, анализ которой позволяет построить область неустойчивости в пространстве параметров задачи и установить пространственную структуру и скорость роста наиболее неустойчивых возмущений, соответствующих каждой точке области неустойчивости. Этот подход может быть использован для получения аналитических решений широкого круга задач с кусочно-постоянными коэффициентами, пространственное положение разрыва которых определяется переменными задачи и заранее неизвестно.

3. Предельный случай конвекции с мгновенным выпадением осадков (PC)

Как отмечено выше, он фактически описывает конвекцию, возникающую в насыщенном водяным паром слое атмосферы, не содержащем капель, чему соответствует размер облачного пятна $x^* = 0$. При этом конденсационное тепловыделение во всем слое атмосферы выражается соотношением (4.1).

По своему физическому смыслу, функции Грина для различных переменных задачи описывают циркуляцию, возникающую в слое атмосферы от точечного по горизонтальным координатам источника тепла. Поскольку с восходящими движениями связано конденсационное тепловыделение, из простых физических соображений понятно, что пространственная структура наиболее неустойчивых возмущений должна определяться пространственной структурой функции Грина для вертикальной скорости. На плоскости параметров задачи (чисел Рэлея и Тейлора) имеются две области с различным поведением этой функции. При значениях параметров из одной области функция Грина имеет единственную область восходящих движений в окрестности источника тепла, один раз меняет знак и монотонно стремится к нулю на бесконечности. При значениях параметров из другой области функция Грина также экспоненциально убывает на бесконечности, имея, однако, осциллирующий характер и бесконечное число точек смены знака. Пространственный период осцилляций стремится к бесконечности при приближении к границе между областями, и переход через границу происходит непрерывным образом. Ясно, что в первом случае при достаточно интенсивном конденсационном тепловыделении наибольшей скоростью роста должны обладать локализованные в пространстве структуры, во втором - периодические, пространственный период которых определяется периодом осцилляций функции Грина для вертикальной скорости. Предложенная нами теория полностью подтверждает эти соображения.

На первом этапе соответствующая теория была развита в квазистатическом приближении. В этом приближении проекция уравнения для импульса на вертикальную ось заменяется уравнением гидростатики $p_z = g\theta$. Оно справедливо в условиях сильного анизотропного обмена $\mu >> \nu$ (*Шмерлин и др. 2013)*, и широко используется при описании движений атмосферы с масштабами, существенно превышающими толщину слоя атмосферы. Было обнаружено принципиальное отличие влажной конвекции от классической

конвекции Рэлея. В рамках задачи с “линейной геометрией” было показано, что область неустойчивости в пространстве параметров задачи (чисел Рэлея и Тейлора) состоит из двух подобластей, в одной из которых наибольшей скоростью роста обладают локализованные конвективные валы (*Шмерлин и др. 1989а)*. Во второй подобласти области неустойчивости наибольшей скоростью роста обладают пространственно периодические решения задачи, соответствующие формированию состоящих из валов облачных улиц (*Шмерлин и др. 1989б, Калашник и др. 1990б).* Их пространственный период стремится к бесконечности при приближении к границе между подобластями, и переход через границу происходит непрерывным образом. Далее была рассмотрена задача с осевой симметрией и было показано, что осесимметричные локализованные конвективные вихри со структурой урагана на ранней стадии развития растут быстрее локализованных конвективных валов (*Калашник и др. 1990а)*. Затем теория конвективной неустойчивости насыщенного водяным паром вязкого теплопроводного вращающегося слоя атмосферы в случае РС была обобщена и изложена с единой точки зрения в работе (*Шмерлин и др. 2013*).

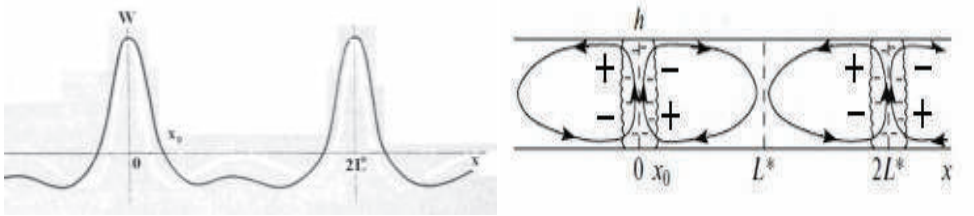
Отметим, что в теории появился безразмерный масштаб длины x_0, ранее не встречавшийся в геофизической гидродинамике. Он представляет собой безразмерный “радиус” областей восходящих движений локализованных и пространственно периодических решений, определяется структурой центральной области восходящих движений функции Грина для вертикальной скорости и зависит от безразмерных параметров задачи - числа, характеризующего интенсивность конденсационного тепловыделения $\mathrm{R_m} = \dfrac{g\alpha(\gamma_a - \gamma_m)h^4}{\pi^4 \mu\nu}$, чисел Рэлея $\mathrm{R} = \dfrac{g\alpha(\gamma_a - \gamma)h^4}{\pi^4 \mu\nu}$ и Тейлора $\mathrm{T} = \dfrac{f^2 h^4}{\pi^4 \nu^2}$. В простейшем случае отсутствия вращения $x_0 = \pi \Big/ \sqrt{\mathrm{R_m} - \mathrm{R}}$. Соответствующий размерный масштаб получается умножением на масштаб длины $\sqrt{\mu/\nu}\; h/\pi$.

Приближение квазистатики, однако, вносит значительные искажения при описании движений с горизонтальным масштабом порядка толщины слоя. В работе (*Шмерлин и др. 2012*) для невращающегося слоя атмосферы предложена соответствующая теория в постановке, свободной от использования приближения квазистатики. Это позволяет распространить ее на описание зарождения отдельных конвективных облаков и упорядоченных облачных структур. Построена кривая зависимости критического числа Рэлея от числа, характеризующего интенсивность конденсационного тепловыделения. Показано, что она состоит из двух частей, одной из которых соответствуют локализованные в пространстве нейтральные решения. Второй части кривой соответствуют пространственно периодические нейтральные решения, для них характерна существенная локализация областей восходящих движений. Пространственный период таких решений меняется от пространственного периода наиболее неустойчивых возмущений классической конвекции Рэлея при стремлении числа, характеризующего интенсивность конденсационного тепловыделения, к нулю, до бесконечности при приближении к границе между двумя частями кривой нейтральной устойчивости, так что переход через границу происходит непрерывным образом. Границе между частями кривой соответствует значение числа, характеризующего интенсивность конденсационного тепловыделения, которое естественно назвать критическим. При значениях этого числа, меньших критического, наиболее неустойчивыми возмущениями могут быть только пространственно периодические возмущения, при значениях, больших критического, возможен рост как пространственно периодических, так и локализованных в пространстве возмущений в зависимости от значения числа Рэлея. Теория хорошо согласуется с рассмотренным ранее квазистатическим приближением, а также с данными метеорологических и спутниковых наблюдений и

результатами численного моделирования влажной конвекции в рамках полных нелинейных моделей.

Подчеркнем, что построенные локализованные решения имеют восходящие движения на оси симметрии, а пространственно периодические структуры соответствуют закрытым облачным ячейкам в общепринятой терминологии, имеющим восходящие движения в центре ячейки.

На Рис.1 представлена пространственная структура вертикальной скорости на среднем уровне слоя атмосферы и картина линий тока пространственно периодических решений при наличии вращения. Для локализованного решения соответствующие картинки приведены на Рис.2 из следующего раздела (мода $n = 0, m = 1$).



а б

Рис.1. Пространственная структура вертикальной скорости на среднем уровне слоя атмосферы (а) и картина линий тока пространственно периодических решений при наличии вращения (б). Знаком “плюс” отмечены области, в которых азимутальная компонента скорости направлена от читателя, знаком “минус” – к читателю. Заштрихованы области выпадения осадков.

4. Предельный случай конвекции без выпадения осадков (NPC)

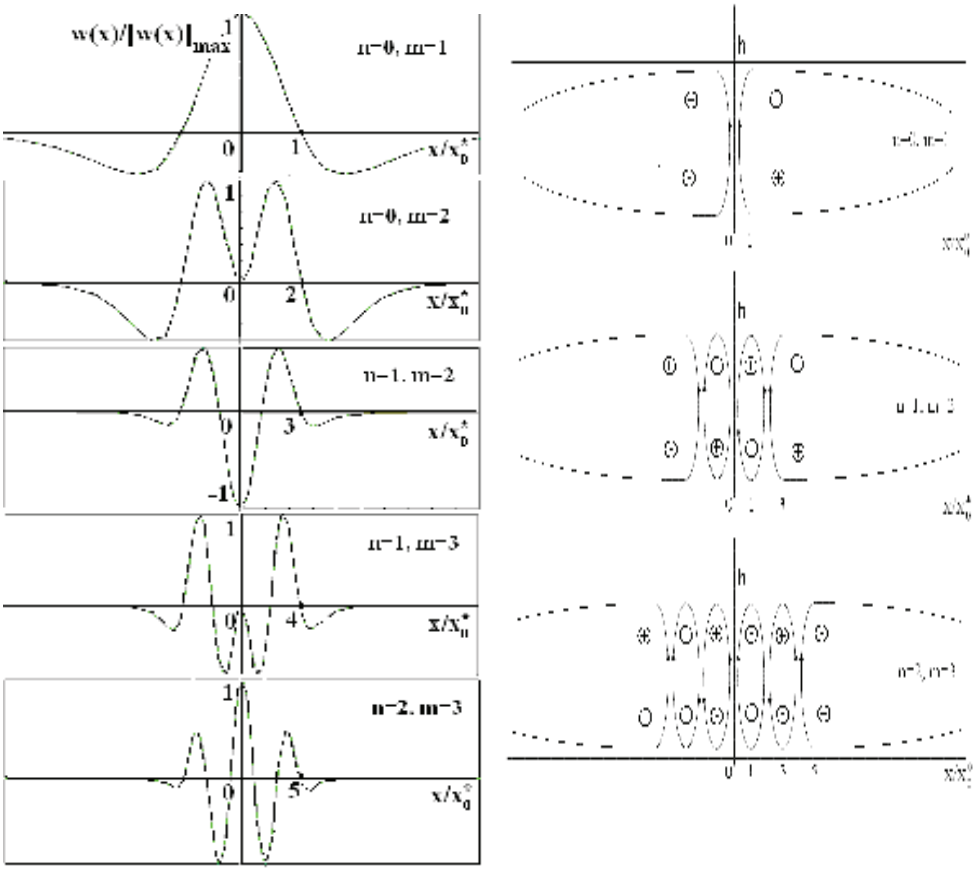
Он соответствует упомянутой выше общей постановке задачи, теория построена в квазистатическом приближении в “линейной геометрии” в работах (*Shmerlin et al. 2015*) без учета вращения и в (*Шмерлин и др. 2017*) с учетом вращения.

Из-за разницы влажноадиабатического и сухоадиабатического градиентов температуры, облачная среда менее устойчива, чем окружение (*Шмерлин и др. 2013*). Понятно, что, если температурная стратификация в слое атмосферы является неустойчивой по отношению к облачной среде, но устойчивой по отношению к окружению, при определенных условиях будут нарастать локализованные в окрестности облачного пятна конвективные структуры. Локализация также должна иметь место, если температурная стратификация в слое атмосферы является неустойчивой как по отношению к облачной среде, так и по отношению к окружению. В отличие от РС, в случае NPC в пределах облачного пятна соседние области восходящих и нисходящих движений масштаба x_0 взаимно усиливают друг друга. Таким образом, пространственная структура центральной области наиболее неустойчивых возмущений будет определяться соотношением между размером облачного пятна и масштабом x_0. Должен иметь место своеобразный резонанс между двумя указанными выше размерами. Фактически, в упомянутых статьях впервые проведен детальный анализ подобных ситуаций. Построен новый класс обладающих наибольшей скоростью роста локализованных в окрестности облачного пятна решений. Их пространственная структура, в частности, знак вертикальной скорости на оси симметрии, определяется горизонтальным размером области, заполненной облачной средой.

На первом этапе решена вспомогательная задача. Ищутся экспоненциально растущие со временем локализованные решения, для которых амплитуда вертикальной скорости $w(x)$ симметрична относительно начала координат $x = 0$, конечное число раз меняет знак в области локализации в окрестности $x = 0$ и отрицательна при всех $|x| \geq X_0$, где X_0 соответствует точке последней смены знака $w(x)$. Предполагается, что для этих решений

интенсивность тепловыделения $Q = \alpha(\gamma_a - \gamma_m)w$ при $|x| \le X_0$ и $Q = 0$ при $|x| \ge X_0$. Оказалось, что существует множество таких решений, соответствующих различным значениям чисел $n \ge 0,\ m > n$, которые будем называть модами. Для каждой моды имеются значения $x_0^{n,m}$ - аналоги x_0 из предыдущего Раздела, при этом $X_0^{n,m} = (n+m)x_0^{n,m}$. Для конкретных параметров задачи (чисел $\mathrm{R_m}, \mathrm{R}, \mathrm{T}$) при значениях числа Тейлора $\mathrm{T} \ne 0$ и фиксированном l величины $x_0^{n,n+l}$ растут с ростом n, при фиксированном n уменьшаются с ростом l. В случае отсутствия вращения $\mathrm{T} = 0$ величины $x_0^{n,m}$ не зависят от номеров мод и совпадают с x_0. Скорость роста мод с номерами $n, m = n + l$ при фиксированном l растет с ростом номера моды n; при фиксированном n скорость роста мод уменьшается с ростом l.

На Рис.2 представлена пространственная структура вертикальной скорости на среднем уровне слоя атмосферы и картина линий тока нескольких первых мод при наличии вращения. По горизонтальной оси на всех рисунках отложена величина $x/x_0^* \equiv x/x_0^{n,m}$, где n и m соответствуют конкретному рисунку.



а б

Рис.2. Пространственная структура вертикальной скорости на среднем уровне слоя атмосферы (а) и картина линий тока для нескольких первых мод при наличии вращения (б). Знаком “плюс” отмечены области, в которых азимутальная компонента скорости направлена от читателя, знаком “точка” – к читателю.

4.1. Решение исходной задачи NPC1

Нами показано, что мода $n=0, m=1$ является решением исходной задачи, если горизонтальный размер облачной среды заключен в промежутке $0 \le x^* \le x_0^{0,1}$, мода $n=0, m=2$ - в промежутке $0 \le x^* \le 2x_0^{0,2}$. Остальные моды вспомогательной задачи являются решением исходной задачи, если горизонтальный размер облачной среды заключен в промежутке между предпоследним и последним нулями функции $w_{n,m}(x)$. Это условие может быть записано в виде

$$(n+m-2)x_0^{n,m} \le x^* \le (n+m)x_0^{n,m}. \quad (5)$$

Так, мода с номерами $n>0, m=n+1$ является решением исходной задачи и обладает наибольшей скоростью роста, если

$$(2n-1)x_0^{n,n+1} \le x^* \le (2n+1)x_0^{n,n+1}. \quad (6)$$

В соответствии с (5) и сделанными выше замечанием о скоростях роста различных мод, все другие моды либо не являются решением исходной задачи при значениях x^* из соответствующего отрезка, либо, если и являются, то обладают меньшей скоростью роста.

Как указано в предыдущем Разделе, $x_0^{n,n+1}$ растет с ростом номера моды n, и отрезки (6) в области значений x^* для мод с различными n не перекрываются. Модами, обладающими наибольшей скоростью роста в интервале значений

$$(2n+1)x_0^{n,n+1} < x^* < (2n+1)x_0^{n+1,n+2} \quad (7)$$

между соседними отрезками (6), являются моды с номерами $n, m=n+2$. Эти моды являются решениями исходной задачи на отрезках

$$2nx_0^{n,n+2} \le x^* \le (2n+2)x_0^{n,n+2}. \quad (8)$$

В интервале значений (7) они обладают наибольшей скоростью роста по тем же причинам, по которым мода $n, m=n+1$ на отрезке (6).

Напомним, что величины $x_0^{n,m}$ определены параметрами задачи (числами R_m, R, T**).** Таким образом, если параметры задачи принадлежат области неустойчивости моды $n=0, m=2$, при всех значениях x^* будет иметь место неустойчивость, и пространственная структура возмущения, обладающего наибольшей скоростью роста, будет определяться в зависимости от x^* в соответствии с неравенствами для x^* (6), (7) (при $n=0$. левую часть двойного неравенства (6) следует заменить нулём). Если параметры задачи лежат за пределами области неустойчивости моды $n=0, m=2$, но в пределах области неустойчивости моды $n=0, m=1$, то при $0 < x^* \le x_0^{0,1}$ будет расти мода $n=0, m=1$, в интервале значений $x_0^{0,1} < x^* < x_0^{1,2}$ будет иметь место устойчивость, а при $x^* \ge x_0^{1,2}$ вновь будет иметь место неустойчивость. Пространственная структура возмущения, обладающего наибольшей скоростью роста, по-прежнему будет определяться значением x^* в соответствии с (6), (7). И т.д. Области неустойчивости различных мод и их взаимное расположение определены в работе (*Шмерлин и др.* 2017).

Если в процессе развития конвекции реализуется определенная мода, начальный размер облачной среды x^* возрастает до значения X_0, соответствующего этой моде, в силу конденсации пара с образованием капель при восходящих движениях в области $x^* < x \le X_0$. Подчеркнём, что результаты, полученные для локализованных решений в случае PC, являются частным случаем представленной теории при $x^* \to 0$.

4.2. Решение исходной задачи NPC2

Остановимся вначале на анализе предельного случая отсутствия вращения $x_0^{n,m} \equiv x_0$.

Очевидно, моды с номерами n, m являются точными решениями исходной задачи при значениях $x^* = (n+m)x_0$ (для таких решений $x^* = X_0$, $w(x^*) = 0$). Как и ранее, для нечетных значений $n+m = 2k+1$ наибольшей скоростью роста обладает мода $n = k, m = k+1$, для четных значений $n+m = 2(k+1)$ - мода $n = k, m = k+2$, где $k \geq 0$. Поскольку на значение $w(x^*)$ никаких ограничений не накладывается, решение задачи, обладающее наибольшей скоростью роста, непрерывным образом трансформируется по мере увеличения x^*. Рис.2 дает полное представление о том, как такая трансформация происходит, при условии, что параметры задачи принадлежат области неустойчивости моды $n = 0, m = 2$. Очевидно, верхний рисунок представляет решение, соответствующее значению $x^* = x_0$, второй сверху – значению $x^* = 2x_0$, третий сверху – значению $x^* = 3x_0$, и т.д. Если же, например, параметры задачи лежат за пределами области неустойчивости моды $n = 0, m = 2$, но в пределах области неустойчивости моды $n = 0, m = 1$, то в окрестности значения $x^* = 2x_0$ появляется область значений x^*, при которых будет иметь место устойчивость.

При наличии вращения, в связи с зависимостью $x_0^{n.m}$ от номера моды, упомянутые выше значения x^*, которым соответствуют точные решения задачи, "расщепляются". Например, значение $x^* = 3x_0$ "расщепляется" на два: $x^* = 3x_0^{1,2}$ и $x^* = 3x_0^{0,3}$. При достаточно слабом вращении эти значения могут быть сколь угодно близки друг к другу, однако им соответствуют решения различной пространственной структуры и скорости роста. Очевидно, одно из них, а именно, мода $n = 0, m = 3$, не реализуется, а при значении $x^* = 3x_0^{0,3}$ реализуется решение с пространственной структурой и скоростью роста, близкими к структуре и скорости роста моды $n = 1, m = 2$. В итоге, по крайней мере в случае достаточно слабого вращения, при значениях $x^* = (2n+1)x_0^{n,n+1}$, $x^* = (2n+2)x_0^{n,n+2}$, где $n \geq 0$, реализуются моды с номерами $n, m = n+1$ и $n, m = n+2$ соответственно, а трансформация их друг в друга при изменении x^* происходит непрерывным образом. Всё сказанное в предыдущем абзаце по поводу устойчивости остается в силе.

В задаче NPC2 в параметризации конденсационного источника тепла (3) и (4.2) отсутствует выделенное направление по вертикали. Это означает, что наряду с решениями $w(x)$ задача имеет решения противоположного знака $(-w(x))$, обладающие такой же скоростью роста.

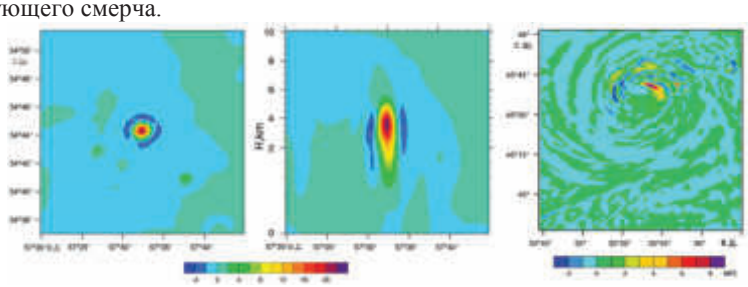
4.3. О решениях задач NPC1, NPC2 в случае осевой симметрии

Приведенные решения описывают локализованные в пространстве системы конвективных облачных валов (в частности, уединенные валы). Они представляют самостоятельный интерес в качестве модели формирования состоящих из валов мезомасштабных облачных кластеров, непосредственно наблюдаемых на спутниковых снимках. С другой стороны, как показано в (*Калашник и др. 1990а, Шмерлин и др. 2013*), в случае осевой симметрии им должны соответствовать полные аналоги, представляющие собой осесимметричные конвективные вихри как с восходящими, так и с нисходящими движениями на оси симметрии. Поскольку горизонтальные координаты обезразмерены на масштаб длины $\sqrt{\mu/\nu}\ h/\pi$, то в зависимости от анизотропии турбулентного перемешивания (отношения μ/ν) масштаб вихрей меняется от масштаба смерча до масштаба урагана. Под "глазом бури" урагана имеют в виду малую по сравнению с размером урагана круговую область нисходящих движений вблизи оси, свободную от облачного покрова на спутниковых снимках. Её наличие характерно для супертайфунов. Мода $n = 0, m = 1$ может соответствовать урагану без "глаза бури" или смерчу без "хобота" с широкой областью

восходящих движений на оси. Из результатов (*Калашник и др. 1990а, Шмерлин и др. 2013*) следует, что в случае осевой симметрии мода $n = 0, m = 2$ (см. Рис.2) имеет малую по сравнению с масштабом вихря область нисходящих движений вблизи оси вихря. Таким образом, эта мода может претендовать на описание формирования урагана с "глазом бури" или смерча с "хоботом", опускающимся из материнского облака. Модам с номерами $n \geq 1$ соответствуют облачные кластеры с кольцевыми конвективными структурами. При этом в решениях для мод $n, m = n + 2$ в окрестности оси также могут появиться малые по сравнению с $x_0^{n,\,n+2}$ области нисходящих (при четных значениях n) или восходящих (при нечетных значениях n) движений (см. Рис.2). В задаче NPC1 этот вопрос требует дополнительного рассмотрения. В задаче NPC2 такие области заведомо появляются при соответствующих значениях x^*. Их появление также может соответствовать формированию на оси кластеров смерчей с "хоботом", как опускающимся из материнского облака, так и поднимающимся к материнскому облаку. Нами проведены расчеты азимутальной скорости для различных мод. В случае моды $n = 0, m = 2$ отношение максимальной азимутальной скорости к максимальной вертикальной превышает соответствующие отношения для всех других мод более чем на порядок. Этот важный результат, в частности, может служить объяснением гораздо большей разрушительной силы ураганов с "глазом бури" по сравнению с ураганами без "глаза бури".

Отметим, что для конвективных движений масштаба облака в сдвиговых фоновых течениях наряду с параметром Кориолиса f должна учитываться локальная угловая скорость вращения фонового течения, которая по модулю может превышать параметр Кориолиса, а также иметь противоположный знак. В таком случае поменяется и знак азимутальной компоненты скорости вихря. Это согласуется, в частности, с тем, что часть смерчей вращаются против часовой стрелки, а часть по часовой. При этом наиболее интенсивными являются смерчи, вращающиеся против часовой стрелки: для них завихренность фонового течения суммируется с планетарной.

В качестве иллюстрации на Рис.3 приведены поля вертикальной скорости w, рассчитанные в рамках прогноза двух смерчеопасных ситуаций с использованием негидростатической модели динамики атмосферы WRF (Weather Research and Forecasting Model). Она включает в себя полный учет нелинейных слагаемых, детальное описание пограничного слоя атмосферы, микрофизики облаков и т.д. Описание подхода и ссылки на модель WRF можно найти в (*Новицкий и др. 2015, 2016*). Мы признательны М.А. Новицкому за возможность представления указанных рисунков, полученных в ходе совместных исследований в развитие этих работ. Поля представлены в моменты времени, когда w достигает максимального в течение прогноза значения, близкие к моменту регистрации соответствующего смерча.



а б

Рис.3. Поля вертикальной скорости w, рассчитанные в рамках прогноза двух смерчеопасных ситуаций (а) и (б) с использованием модели WRF. Слева на рисунке (а) и на рисунке (б) приведены поля в горизонтальной плоскости на уровне, соответствующем максимальному значению w. Справа на рисунке (а) - в вертикальной плоскости, проведенной вдоль круга широты через центр вихря. Цветовая шкала - в м/с.

Рис.3(а) может соответствовать осесимметричной моде $n = 0, m = 1$, Рис.3(б) - облачному кластеру с кольцевыми конвективными структурами. Таким образом, основные структурные особенности аналитических решений сохраняются и в полных нелинейных моделях. Приведенные в упомянутых выше работах численные оценки полученных результатов также хорошо согласуются с характеристиками ураганов, смерчей и облачных кластеров.

5. Заключение.

Приведены результаты обобщения классической теории Рэлея конвективной неустойчивости слоя атмосферы на случай наличия фазовых переходов водяного пара. Продемонстрировано принципиальное отличие пространственной структуры возмущений, обладающих наибольшей скоростью роста, в предельных случаях конвекции с мгновенным выпадением осадков (РС) и конвекции в облачной среде без выпадения осадков (NPC). В случае осевой симметрии полными аналогами полученных для NPC решений являются осесимметричные конвективные вихри как с восходящими, так и с нисходящими движениями на оси, а также облачные кластеры с кольцевыми конвективными структурами. В зависимости от анизотропии турбулентного обмена масштаб вихрей меняется от масштаба торнадо до масштаба урагана. Решения с нисходящими движениями на оси могут соответствовать формированию “хобота” торнадо или “глаза бури” урагана. Показано, что для таких вихрей отношение максимальной азимутальной скорости к максимальной вертикальной скорости более чем на порядок превышает соответствующие отношения для всех остальных решений.

Литература

1. *Белов П.Н.* Практические методы численного прогноза погоды / Ленинград. Гидрометеоиздат. 1967. 335 с.
2. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости / Москва. Наука. 1972. 392 с.
3. *Гутман Л.Н.* Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов / Ленинград. Гидрометеоиздат.1969. 295 с.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика / Москва. Наука. 1986. 736 с.
5. *Новицкий М.А., Павлюков Ю.Б., Шмерлин Б.Я., и др*. Башкирский смерч: возможности анализа и прогноза смерчеопасной ситуации // Метеорология и гидрология. 2016. № 10. С. 30-40.
6. *Новицкий М.А., Шмерлин Б.Я., Петриченко С.А., и др.* Использование индексов конвективной неустойчивости и метеорологических величин для анализа смерчеопасной ситуации в Обнинске 23 мая 2013 г. // Метеорология и гидрология. 2015. № 2. С. 13-20.
7. *Калашник М.В., Шмерлин Б.Я.* О конвективной неустойчивости влажного насыщенного слоя // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990б. Т. 26. № 10. С. 1034-1044.
8. *Калашник М.В., Шмерлин Б.Я.* Спонтанный рост возмущений типа урагана в модели влажной конвекции // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990а. Т. 26. № 8. С. 787-793.
9. *Шмерлин Б.Я., Калашник М.В.* Конвективная неустойчивость Рэлея в присутствии фазовых переходов влаги. Формирование крупномасштабных вихрей и облачных структур. // Успехи физических наук. 2013. Т. 183. № 5. С. 497-510.
10. *Шмерлин Б.Я., Калашник М.В.* Структура растущих локализованных мод в модели влажной конвекции // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989а. Т. 25. № 4. С. 4221-4228.
11. *Шмерлин Б.Я., Калашник М.В.* Структура растущих периодических мод в модели влажной конвекции // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989б. Т. 25. № 8. С. 810-818.
12. *Шмерлин Б.Я., Калашник М.В., Шмерлин М.Б.* Конвективная неустойчивость слоя атмосферы, насыщенного водяным паром. Формирование локализованных и периодических облачных структур // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 142. Вып. 6 (12). С. 1265-1283.
13. *Шмерлин Б.Я., Шмерлин М.Б.* Конвективная неустойчивость Рэлея в облачной среде // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. № 3 (9). С. 589-606.
14. *Shmerlin B., Kalashnik M., Shmerlin M.* The Formation of Localized Atmospheric Vortices of Different Spatial Scales and Ordered Cloud Structures // An Interdisciplinary Journal of Discontinuity, Nonlinearity, and Complexity. 2015.V.4. №3. P. 313-321.

О новом подходе к прогнозированию смерчеопасных ситуаций и других опасных конвективных явлений

Б.Я. Шмерлин, М.А. Новицкий, О.В. Калмыкова

ФГБУ "НПО"Тайфун", г. Обнинск

1. Введение.

Смерчи представляют собой опасное явление, несущее угрозу жизни населения и народному хозяйству. Несмотря на относительную редкость возникновения смерчей на территории РФ, прогноз смерчеопасных ситуаций является важной и актуальной задачей.

В зарубежных и отечественных исследованиях для анализа и прогноза смерчеопасных ситуаций (а также других опасных конвективных явлений – шквалов, града и т. д.) используются индексы конвективной неустойчивости (далее просто индексы или конвективные индексы) (*Губенко и др. 2014, Курганский и др. 2013, Шакина 2013, Doswell et al. 2006, Thompson et al. 2003*). Некоторые оперативные прогностические центры уже включили прогностические поля отдельных индексов, рассчитанные на основе выходных данных прогностических моделей, в состав своей оперативной прогностической продукции.

Предлагаемый подход заключается в том, чтобы визуализировать конвективные ячейки, соответствующие максимальным в течение прогноза значениям индексов, путем построения по данным прогностических моделей полей, которые видны на экране радиолокаторов.

Сравнение рассчитанных прогностических радиолокационных полей с реальными полями, видимыми на экране радиолокатора, позволит указать реальную конвективную систему, в которой должен возникнуть смерч, в момент её формирования, то есть задолго до появления смерча. Это может существенно увеличить заблаговременность предупреждения о смерче, которая в настоящее время составляет в среднем 13 минут (*Bluestein 2013*). В статье мы проиллюстрируем эти соображения на конкретном примере смерча в Башкирии 29 августа 2014 года, для которого у нас имеются радиолокационные данные (*Новицкий и др. 2016*).

2. Индексы конвективной неустойчивости

Ниже перечислены наиболее информативные и часто используемые индексы, которые рассчитывались в наших предыдущих работах (*Новицкий и др. 2015, 2016, 2018*), посвященных анализу и прогнозу смерчеопасных ситуаций, и будут использованы далее. В скобках приведены их "пороговые значения" для развития смерчей, возникающих в суперячейках *(Doswell et al. 2006*). Для смерчей, не связанных с суперячейками, пороговые значения индексов существенно меньше (*Новицкий и др. 2015*). Ссылки на работы, в которых впервые было предложено использовать тот или иной индекс, можно найти в статье (*Новицкий и др. 2016*).

Индекс LCL (lifting condensation level, < 500 м) представляет собой высоту уровня конденсации. Индекс CAPE (convective available potential energy, > 1000 $м^2с^{-2}$) представляет энергию плавучести, которую частица воздуха может приобрести выше уровня свободной конвекции: $\mathrm{CAPE} = g\int_{\mathrm{LFC}}^{\mathrm{EL}}\left(\mathrm{T1}/\mathrm{T2}-1\right)dz$, где LFC (level of free convection) – высота уровня свободной конвекции, EL (equilibrium level) – высота уровня равновесия, T2 и T1 – виртуальные температуры на кривых стратификации и состояния соответственно, g - ускорение свободного падения. При вычислении уровня конденсации LCL и CAPE в качестве температуры и влажности всплывающей частицы нами использовались осредненные по нижним 500 м соответствующие значения. Этому соответствуют индексы MLLCL и MLCAPE (mean layer) в общепринятых обозначениях. Указанные индексы хорошо

известны, алгоритмы их расчетов можно найти в (*Leuenberger et al. 2010*). Они характеризуют конвективную и влажно-конвективную неустойчивость атмосферы.

Индекс BRN SHEAR (bulk Richardson number shear, > 40 $м^2с^{-2}$) характеризует влияние вертикального сдвига ветра в тропосфере на формирование смерчей: $\text{BRN SHEAR} = 0.5\left|\overline{\mathbf{U}} - \mathbf{U_0}\right|^2$, где $\overline{\mathbf{U}}$ - средневзвешенная скорость ветра в слое 0-6 км, $\mathbf{U}_0$ - средневзвешенная скорость ветра в слое 0-500 м. Аналогичен по смыслу индекс $\text{SHR}_{0-6} = \left|\mathbf{U}_6 - \mathbf{U}_0\right|$ (shear, > 20 $м\,с^{-1}$), где $\mathbf{U}_6$ - скорость ветра на высоте 6 км.

Индекс SRH_{0-3} (storm-relative helicity, > 160 $м^2с^{-2}$) представляет относительную спиральность, вычисленную в слое 0 – 3 км, которая при наличии конвективной неустойчивости может приводить к генерации вертикальной компоненты завихренности. Этот индекс может быть рассчитан для слоя произвольной толщины h (км), что отражается в его обозначении: $\text{SRH}_{0-h} = \int_0^h \left(\mathbf{U}_{\text{hor}} - \mathbf{c}\right)\cdot\boldsymbol{\Omega}_{\text{hor}}\, dz$, где $(\mathbf{U}_{\text{hor}} - \mathbf{c})$ - разность между фоновой горизонтальной скоростью ветра и скоростью перемещения материнского вращающегося облака, $\boldsymbol{\Omega}_{\text{hor}} = \mathbf{k}\times\partial_z\mathbf{U}_{\text{hor}}$ - горизонтальная компонента завихренности, $\mathbf{k}$ - единичный вектор в вертикальном направлении. В зависимости от толщины слоя меняются и пороговые значения индекса.

Индекс EHI (energy-helicity index, > 1) учитывает совместное влияние индексов CAPE и SRH на формирование смерчей: $\text{EHI} = \left(\text{MLCAPE}/1000\ м^2с^{-2}\right)\left(\text{SRH}_{0-3}/160\ м^2с^{-2}\right)$. Индекс SCP (supercell composite parameter, > 1) дополнительно учитывает сдвиг ветра в средней атмосфере, характеризует вероятность формирования суперячеек независимо от того, сопровождаются ли они возникновением торнадо, и в ситуациях, приводящих к развитию мощных суперячеек, может быть существенно больше единицы: $\text{SCP} = \text{EHI}\left[\text{BRN SHEAR}/40\ м^2с^{-2}\right]$. Таким образом, он имеет особое значение, поскольку при SCP<1 пороговые значения всех остальных индексов для развития смерчеопасных ситуаций существенно уменьшаются. Индекс STP (significant tornado parameter, > 1), кроме того, учитывает влияние высоты уровня конденсации и описывает возможность формирования смерчей категории F2 и выше по шкале Фудзиты:

$$\text{STP} = \left(\text{MLCAPE}/1000 м^2с^{-2}\right)\left(\text{SRH}_{0-1}/100 м^2с^{-2}\right)\left(\text{SHR}_{0-6}/20 м\,с^{-1}\right)\left((2000м - \text{MLLCL})/1500м\right)$$

Как видно, выше в формулах фигурируют пороговые значения соответствующих величин.

В работе (*Новицкий и др. 2018*) на примере расчета 10-ти смерчей, имевших место в разное время на Европейской территории РФ, нами показано, что наиболее информативными с точки зрения прогноза смерчеопасных ситуаций и обеспечивающими минимальное число ложных предупреждений являются индексы STP и SCP. Характерное время, в течение которого они превышают пороговые значения, порядка часа, размер областей локализации значений индексов выше пороговых порядка нескольких десятков километров. Пространственное положение максимумов этих индексов в основном определяется положением максимума индекса SRH, и может существенно отличаться от положения максимума индекса CAPE. Индекс CAPE наименее информативен. Это связано с тем, что его значения относительно часто бывают выше пороговых в течение достаточно длительного времени, а области значений индекса выше пороговых значительно хуже, чем для остальных индексов, локализованы в пространстве. В связи с этим, далее в работе будет использоваться индекс STP.

3. Организация расчетов в рамках модели WRF

Для вычислений метеорологических полей, по которым в дальнейшем рассчитывались конвективные индексы, использовалась модель WRF-ARW версии 3.4 -

негидростатическая, региональная система прогнозирования погоды. Расчетные области для модели имели размер 6×6 градусов с вложенной сеткой 3×3 градуса с центрами сеток, помещенными в точку с координатами, приблизительно соответствующими положению смерча. Подробное описание модели и выбранных настроек содержится в работах (*Новицкий и др. 2015, 2016*). В целях детального описания поля вертикальной скорости количество уровней модели по вертикали увеличено до 41, а шаги внешней и вложенной сетки по горизонтали уменьшены до 3 км и 1 км соответственно (напомним, на вложенной сетке производится прямое моделирование глубокой конвекции без параметризации).

Предварительные расчеты показали, что характерное время подстройки модели к начальным и граничным условиям порядка 8 часов. В связи с этим, при проведении прогностических расчетов нами вводился предпрогностический период длительностью двое суток, в течение которого расчеты проводились с использованием данных реанализа Национального Центра охраны окружающей среды США (NCEP) в качестве начальных и граничных условий. Только после этого в качестве граничных условий в течение прогностического периода использовались прогностические поля глобальной модели GFS (Global Forecast System) - GSM (Global Spectral Model). Ссылки можно найти в работе (*Новицкий и др. 2016*).

5. Совместное использование индекса STP и вертикальной скорости, рассчитываемой непосредственно в модели WRF.

В работе (*Новицкий и др. 2018*) нами предложено наряду с индексами привлекать к анализу и прогнозу смерчеопасных ситуаций поле вертикальной скорости W, рассчитываемое в модели WRF. Было обнаружено, что пространственным локальным максимумам скорости W в фиксированный момент времени соответствуют локализованные конвективные ячейки различной интенсивности на общем фоне относительно слабых конвективных движений, наибольшему локальному максимуму - ячейка наибольшей интенсивности. Такие ячейки чаще всего образуют линейные цепочки, которые, возможно, соответствуют положению фронтов, реже - двумерные кластеры из ячеек, еще реже - бывают полностью локализованы в пространстве. В первых двух случаях расстояния между ячейками существенно (на порядок) превосходят их размеры. Положение максимума W в пространстве может резко меняться со временем за счет ослабления одних ячеек в цепочке и интенсификации других. Также было обнаружено, что пространственное положение абсолютного максимума скорости W практически совпадает с положением абсолютного максимума индекса STP, причем по времени эти максимумы достигаются практически одновременно. Необходимо подчеркнуть, что рассматриваемые индексы и скорость W независимы, поскольку скорость W в определение индексов не входит. Таким образом, по крайней мере, в рамках модели WRF значение индекса STP выше порогового действительно приводит к формированию локализованной интенсивной конвективной ячейки в окрестности максимальных значений индекса и в момент достижения этих значений. Этот результат можно считать неким обоснованием использования индекса STP для анализа и прогноза смерчеопасных ситуаций. Поскольку положения абсолютных максимумов индексов STP и CAPE бывают существенным образом разнесены в пространстве, это ещё раз указывает на малую информативность индекса CAPE с точки зрения прогноза смерчеопасных ситуаций. Можно сказать, что значения CAPE выше пороговых являются лишь необходимым условием возникновения смерчей.

Характерной особенностью временной динамики полей STP и W является то, что области максимальных значений STP и W, как правило, также существенно разнесены в пространстве. Во всех рассмотренных в работе случаях указанные области становятся близки друг к другу в момент времени, соответствующий достижению индексом STP порогового значения, близкий к моменту регистрации смерча. При этом вертикальная скорость W также достигает абсолютного максимума. Это может явиться дополнительным важным прогностическим признаком возникновения смерчеопасной ситуации. В частности, можно

предположить, что, даже если индекс STP не достиг порогового значения, но в окрестности области максимальных значений в модели присутствует достаточно интенсивная конвективная ячейка, то смерчеопасная ситуация реализуется, не смотря на значение индекса ниже порогового. Это особенно актуально для смерчей, не связанных с суперячейками, для которых пороговые значения индексов плохо определены и являются в значительной степени условными. И наоборот, можно предположить, что, если, например, индекс STP достиг порогового значения, но в окрестности максимальных значений индекса нет интенсивной конвективной ячейки, то смерчеопасная ситуация не реализуется. Эти предположения, однако, требуют дальнейшей проверки.

6. Результаты прогнозов индекса STP для башкирского смерча

Смерч был отмечен приблизительно в 12:00 ВСВ в с. Кариево, перемещался на северо-восток и разрушился, пройдя через г. Янаул приблизительно в 13:00 ВСВ. В качестве примера на Рис.1, взятом из нашей работы (*Новицкий и др. 2016*), приведены прогнозы полей индекса STP с заблаговременностью приблизительно 72, 60, 48, 36, 24 и 12 часов (для рисунков (а) – (е) соответственно) на момент, в который в каждом прогнозе максимальное по области счета значение индекса достигало наибольшей в течение прогноза величины. Соответствующий момент времени и максимальное по области счета значение индекса в этот момент указаны в подписи к рисунку. Отметим, что на рисунках (а),(б),(в),(д) области максимальных значений STP выглядят как точки соответствующего цвета на желтом фоне, и могут быть не замечены при просмотре. В связи с этим здесь и далее они очерчены эллипсами. Центр рисунков соответствует положению г. Янаул.

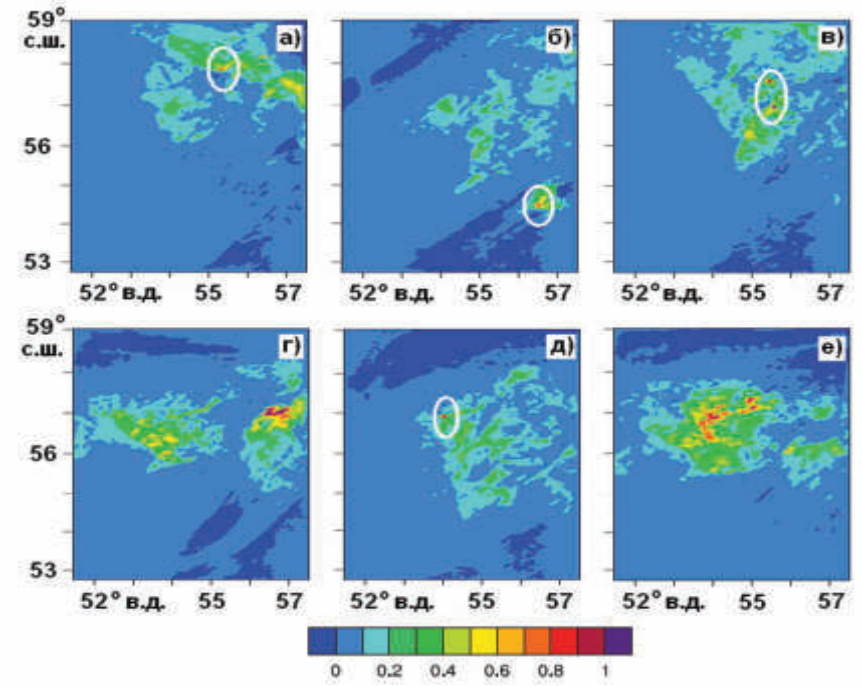


Рис.1. Поля индекса STP для прогнозов различной заблаговременности (пояснения в тексте): (а) – время 15:00 ВСВ, значение индекса 0.99; (б) – время 13:30 ВСВ, значение индекса 1.11; (в) – время 13:30 ВСВ, значение индекса 0.81; (г) - время 14:30 ВСВ, значение индекса 1.50; (д) - время 14:00 ВСВ, значение индекса 0.89; (е) - время 14:30 ВСВ, значение индекса 1.49.

Отметим, что ошибка прогноза положения смерча практически не уменьшается с уменьшением заблаговременности прогноза. Нет оснований полагать, что она может стать меньше ошибок “квазипрогноза”, о котором речь шла в работах (*Новицкий и др. 2015, 2016, 2018*). Под “квазипрогностическими” имеются в виду расчеты, в которых на сетке модели WRF в качестве граничных условий в течение всего времени счета вместо прогностических полей какой-либо глобальной модели используются данные реанализа. Эти расчёты можно считать эталонными, демонстрирующими возможности развиваемого подхода. Средние ошибки “квазипрогнозов” превышают 100 км, и, по-видимому, обусловлены отличием реанализа от текущего состояния реальной атмосферы.

Таким образом, проведённые расчеты демонстрируют принципиальную возможность с использованием конвективных индексов прогнозировать смерчеопасные ситуации с заблаговременностью вплоть до трех суток с точностью до нескольких часов по времени и 200 км по пространству.

7. Радиолокационная информация.

Башкирский смерч попал в зону обзора нового доплеровского метеорадиолокатора ДМРЛ-С, установленного в аэропорту “Ижевск”. Полученные данные являются в известной мере уникальными для отечественных метеорологов, так как это первый случай наблюдения смерча на экране современного отечественного метеорологического радиолокатора.

Достаточно полный обзор радиолокационной информации, имеющейся в распоряжении исследователей, приведён в нашей работе (*Новицкий и др. 2016*). В силу конструктивных особенностей ДМРЛ-С информация о радиальной по отношению к локатору скорости и, следовательно, возможность прямого обнаружения смерчей, имеется в радиусе 125 км от локатора. Другие характеристики атмосферы, интересующие нас в контексте данной статьи, такие как радиолокационная отражаемость Z, высота верхней границы облаков $H_{ВГО}$, вертикальная интегральная водность VIL (vertically integrated liquid) и т.д., доступны в радиусе 250 км от локатора.

Вероятность обнаружения смерча на экране радиолокатора определяется разрешающей способностью радиолокатора, которая существенным образом зависит от расстояния до смерча в силу уширения радиолокационного луча с удалением от локатора. Если диаметр ядра вихря (расстояние между максимумами азимутальных скоростей) окажется больше масштаба, характеризующего разрешающую способность радиолокатора, можно ожидать надежное обнаружение смерча по наблюдениям доплеровской скорости. В противном случае, из-за эффектов пространственного осреднения, обнаружение смерча будет затруднено или невозможно. Расстояние от ДМРЛ-С “Ижевск” до места прохождения смерча составило 110-120 км, что позволило провести анализ и доплеровских характеристик поля радиальной скорости. Здесь лишь отметим, что по радиолокационным данным на картах метеоявлений смерч идентифицирован не был, поскольку соответствующий алгоритм ещё требует уточнения.. Вместе с тем, несмотря на отсутствие градации “суперячейка” в списке карты метеоявлений, можно утверждать, что суперячейка, в которой образовался смерч, по радиолокационным данным могла быть уверенно идентифицирована. Как уже указывалось, в настоящее время заблаговременность предупреждения о смерче с использованием радиолокационной информации до момента его обнаружения составляет в среднем 13 минут.

8. Предлагаемый подход к прогнозированию смерчей

Поскольку, как показано выше, с областью значений индекса STP на уровне пороговых связано формирование интенсивной конвективной ячейки в модели WRF, мы предлагаем визуализировать её и результаты прогноза в целом путём построения по прогностическим данным модели WRF полей, которые видны на экране радиолокаторов. Такими полями являются, в частности, поле максимальной радиолокационной отражаемости,

поле верхней границы радиоэхо или высоты верхней границы облаков и поле интегрального вертикального водосодержания. Сравнение рассчитанных прогностических радиолокационных полей с реальными полями, которые видит радиолокатор, позволит указать реальную конвективную систему, в которой впоследствии индекс STP достигнет порогового значения и возникнет смерч, в момент её формирования, то есть задолго до появления смерча. Это может существенно увеличить заблаговременность предупреждения о смерче.

На Рис.2 приведены прогностические поля с заблаговременностью 36 часов индекса STP, вертикальной скорости W, максимальной отражаемости Z_m и интегрального вертикального водосодержания VIL на срок 12:30 29 августа 2014 г. Максимальные значения указанных величин в этот момент содержатся в подписи к рисунку. Они хорошо согласуются с реальными радиолокационными данными, приведёнными в работе (Новицкий и др. 2016). Таким образом, прогностические радиолокационные поля хорошо визуализируют область значений индекса STP выше пороговых и положение соответствующей интенсивной конвективной ячейки.

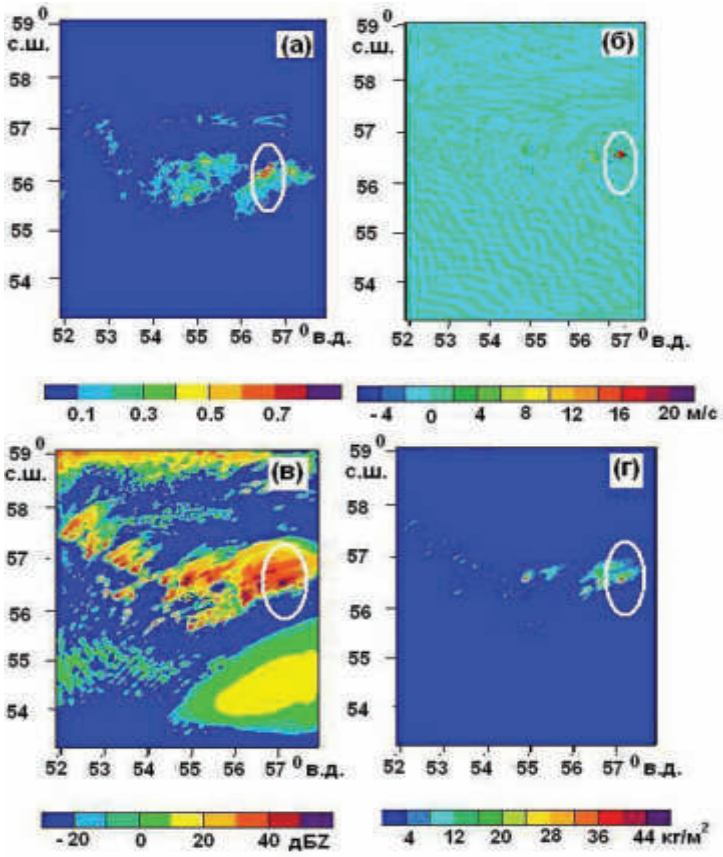
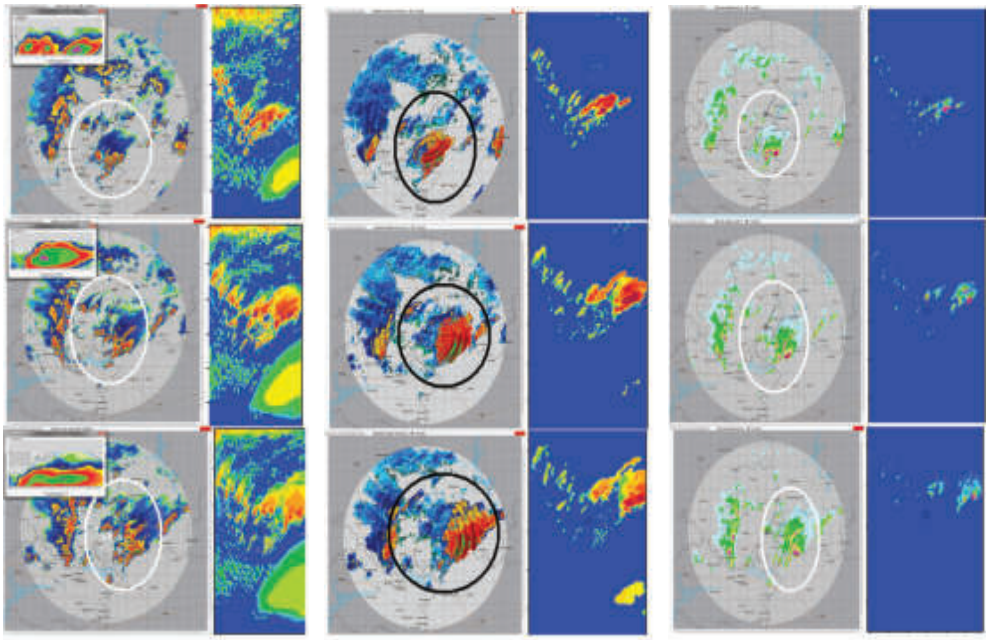


Рис.2. Прогностические поля с заблаговременностью 36 часов на срок 12:30 ВСВ (а) индекса STP, максимальное значение 0.87; (б) вертикальной скорости W на уровне, соответствующем максимальному значению 22 $м/с$; (в) максимальной отражаемости Z_m, максимальное значение 59 дБZ; (г) вертикального интегрального водосодержания VIL, максимальное значение 44 $кг/м^2$.

На Рис.3 для сравнения приведены реальные радиолокационные изображения, которые видны на экране радиолокатора, и прогностические с заблаговременностью 36 часов радиолокационные изображения полей максимальной радиолокационной отражаемости Z_m, высоты верхней границы облаков $H_{ВГО}$ и вертикального интегрального водосодержания VIL

.



а б в

Рис.3. Поля максимальной радиолокационной отражаемости (а), высоты верхней границы облаков (б) и интегрального вертикального водосодержания (в). В каждой колонке (а) - (в) слева приведены поля, которые видит радиолокатор, справа - прогностические поля с заблаговременностью приблизительно 36 часов на сроки 12:00, 12:30 и 13:00 ВСВ (сверху вниз).

На изображениях радиолокатора эллипсами отмечены области, соответствующие прогностическим изображениям. Положение смерча на изображениях радиолокатора соответствует положению максимума *VIL* на Рис.3(в). На прогностических изображениях положение смерча соответствует центру рисунков. Как видно, и на экране радиолокатора, и в прогностических полях в течение часа смерч смещается в северо-восточном направлении. Прогностические радиолокационные поля достаточно хорошо воспроизводят мезомасштабную конвективную систему, в которой возник смерч: имеет место качественное согласие прогностических и реальных полей, несмотря на сдвиг по пространству более чем на 100 км.

В целом, Рис.3**.** и другие проведённые нами расчеты позволяют предположить, что прогнозы модели WRF достаточно хорошо воспроизводят общие черты реальных синоптических ситуаций (положение фронтов, центров действия атмосферы и т.д.), однако имеются определённые сдвиги по времени и пространству между прогнозом и реальными полями. Сравнение реальных радиолокационных изображений с прогностическими может позволить установить эти сдвиги, скорректировать в первом приближении долгосрочный прогноз и сформировать на этой основе краткосрочный прогноз.

В случае прогноза смерчеопасных ситуаций схема применения предлагаемого подхода могла бы выглядеть следующим образом. На первом этапе дается долгосрочный прогноз основных индексов с заблаговременностью до трех суток по региону в целом. Если в течение прогноза какой-либо из информативных индексов, например, индекс STP, приближается к пороговому значению и достигает максимума в некоторый момент времени T, то для такого прогноза накапливаются прогностические радиолокационные изображения, а также реальные изображения радиолокаторов. Алгоритм распознавания изображений должен позволить определить сдвиг по времени и пространству между соответствующими прогностическими и реальными изображениями. Естественно, эти сдвиги будут меняться по мере приближения к моменту времени T. Уже на этом этапе, еще до появления в прогностических полях конвективной системы, в которой индекс впоследствии достигает порогового значения, можно корректировать прогностические поля, сдвигая их по времени и пространству. Такой модифицированный прогноз должен непрерывно обновляться по мере поступления новых изображений радиолокаторов и уточнения сдвигов. Начиная с момента появления на экране радиолокатора конвективной системы, соответствующей прогностической системе, в которой ожидается смерч, можно уточнять прогноз ее перемещения, привлекая дополнительно алгоритмы, развитые для обработки радиолокационной информации.

9. Заключение.

Приведён краткий обзор результатов, полученных нами ранее и позволивших предложить новый подход к прогнозированию смерчеопасных ситуаций. В частности, указывается, что наиболее информативным и обеспечивающим наименьшее количество ложных предупреждений является индекс STP (significant tornado parameter). Характерное время, в течение которого он превышает пороговое значение, порядка часа, размер областей локализации значений индекса выше порогового порядка нескольких десятков километров. Также ранее показано, что в рамках модели WRF значение индекса STP выше порогового приводит к формированию локализованной интенсивной конвективной ячейки в поле вертикальной скорости W в окрестности максимального значения индекса и в момент достижения этого значения. Продемонстрирована возможность с использованием индекса STP прогнозировать смерчеопасные ситуации с заблаговременностью до трех суток с точностью до 200 км по пространству и нескольких часов по времени.

Предложен новый подход к краткосрочному прогнозированию смерчей. Он основан на расчете по прогностическим данным модели WRF наряду с индексами полей, которые видны на экране радиолокаторов, в частности, полей максимальной радиолокационной отражаемости, верхней границы облаков и интегрального вертикального водосодержания. Сравнение прогностических полей с реальными полями, которые видит радиолокатор, позволяет указать реальную конвективную систему, в которой впоследствии индекс STP достигнет порогового значения и возникнет смерч, в момент её формирования. Это может до нескольких часов увеличить заблаговременность предупреждения о смерче, которая в настоящее время составляет в среднем 13 минут.

Подход можно использовать для прогноза и других опасных конвективных явлений (шквалов, града и т.д.), а также в любых прогностических моделях для текущей коррекции прогноза путем усвоения поступающей радиолокационной (спутниковой) информации.

Литература

1. *Губенко И.М, Рубинштейн К.Г.* Пример сравнения индексов неустойчивости средней тропосферы в прогностической модели с информацией о грозовой активности // Метеорология и гидрология. 2014. № 5. С. 40 - 53.
2. *Курганский М.В., Чернокульский А.В., Мохов И.И.* Смерч под Ханты-Мансийском: пока исключение или уже симптом? // Метеорология и гидрология. 2013. №8. С. 40 – 50.

3. *Новицкий М.А., Павлюков Ю.Б., Шмерлин Б.Я., и др.* Башкирский смерч: возможности анализа и прогноза смерчеопасной ситуации // Метеорология и гидрология. 2016. № 10. С. 30-40.
4. *Новицкий М.А., Шмерлин Б.Я., Петриченко С.А. и др*. Использование индексов конвективной неустойчивости и метеорологических величин для анализа смерчеопасной ситуации в Обнинске 23 мая 2013 г. // Метеорология и гидрология. 2015. № 2. С. 13 - 20.
5. *Новицкий М.А., Шмерлин Б.Я., Петриченко С.А. и др.* О совместном расчете полей вертикальной скорости и конвективных индексов в модели WRF для анализа и прогноза смерчеопасных ситуаций // Метеорология и гидрология. 2018. № 9. С. (в печати).
6. *Шакина Н.П.* Лекции по динамической метеорологии / Москва. ТРИАДА ЛТД. 2013. 160 с.
7. *Bluestein Howard B.* Severe Convective Storms and Tornadoes. Observations and Dynamics / Heidelberg. Springer-Verlag Berlin. 2013. 456 p.
8. *Doswell C.A., Shultz D.M.* On the use of indices and parameters in forecasting severe storms // Electronic J. Severe Storms Meteorol. 2006. V. 1. No. 3. P. 1-22.
9. *Leuenberger D., Stoll M., Roches A.* Description of some convective indices implemented in the COSMO model // Consortium for Small-Scale Modelling COSMO Technical Reports. 2010. No. 17. 18 p. www.cosmo-model.org .
10. *Thompson R.L., Edwards R., Hart J.A., et al.* Close proximity soundings within supercell environments obtained from the rapid update cycle // Weather and Forecasting. 2003. V. 18. P. 1243 – 1261.

Часть 5. Физика и состав атмосферы

Электричество атмосферного пограничного слоя средних широт над сушей: результаты наблюдений и моделирования

С.В. Анисимов, С.В. Галиченко, К.В. Афиногенов, А.В. Гурьев, А.С. Козьмина, А.А. Прохорчук

Геофизическая обсерватория «Борок» ИФЗ РАН, Борок

Введение

Электричество невозмущенной грозами, осадками и электризованными облаками нижней атмосферы, включающей атмосферный пограничный слой (АПС), формируется совокупностью генераторов, действующих в турбулентной среде с неоднородной и нестационарной электрической проводимостью (*Мареев 2010*, *Hoppel и др. 1986, Jánský и Pasko 2015, Siingh и др. 2007, Slyunyaev и др. 2015*). Электрическая проводимость атмосферы определяется ионизацией молекул космическими лучами и продуктами распада радиоактивных ядер, динамикой аэрозольных частиц и их взаимодействием с атмосферными ионами. Глобальная разность потенциалов между проводящими слоями нижней ионосферы и земной поверхностью ~ $(2\text{-}3)\cdot10^5$ В, поддерживаемая грозовыми и магнитосферными генераторами, обеспечивает в невозмущенных областях протекание через столб атмосферы тока проводимости с независящей от высоты плотностью ~ 10^{-12} А/м^2 и напряженность электрического поля вблизи земной поверхности ~ 10^2 В/м (*Gringel и др. 1986*). Несмотря на относительно малую толщину АПС по сравнению с расстоянием от земной поверхности до нижней ионосферы, вклад АПС в электрическое сопротивление атмосферного столба является существенным вследствие чрезвычайно низкой проводимости воздуха в нижней части атмосферы, включающей АПС ~ 10^{-14} См/м (*Mühleisen 1977*). Характерное время диссипации электрического заряда в нижнем слое атмосферы толщиной ~ 10^3 м составляет несколько минут, что позволяет объемным зарядам переноситься турбулентным течением на расстояния, сравнимые с внешним масштабом турбулентности в АПС (*Анисимов и др. 2012, 2014*). Посредством динамического воздействия шероховатой поверхности на атмосферное течение осуществляется обмен импульсом и генерация сдвиговой турбулентности. Теплообмен с земной поверхностью оказывает влияние на стратификацию АПС и устойчивость по отношению к возникновению конвекции. Важной практической задачей распространения в атмосфере малых газовых составляющих, аэрозолей, радиоактивных субстанций и вообще любых примесей естественного или антропогенного происхождения является достаточно подробное, учитывающее вклад когерентных турбулентных структур, воспроизведение транспортных процессов внутри эволюционирующего во времени АПС. При этом высота конвективного АПС выступает в качестве важнейшей переменной, определяющей как интенсивность турбулентного перемешивания, так и фактическую границу вертикального распространения субстанций, имеющих источник внутри АПС. Влияние регионального переноса воздушных масс, температурной стратификации и внутренней динамики АПС на распределение и вариабельность проводимости, плотности заряда, напряженности поля и плотности тока осуществляется через транспортные свойства турбулентности по отношению к скалярным полям электрически заряженных компонент атмосферы, а также их прекурсоров, и векторным полям градиентов этих полей, определяющих турбулентные потоки субстанций, напряженность электрического поля и плотность атмосферного электрического тока (*Anisimov и др. 2014, 2017*).

В связи с разработкой численных электродинамических моделей АПС и нижней атмосферы, основывающихся на результатах преимущественно наземных электрических наблюдений, возникает необходимость как наблюдательной проверки теоретических оценок, так и получения новых результатов, устанавливающих связи между высотными

распределениями аэрозольных частиц, объемной активности радона и электрической стратификацией атмосферы (*Анисимов и др. 2017, Anisimov и др. 2018*).

Цель работы заключается в исследовании на основе натурных наблюдений и численного моделирования динамики электричества невозмущенного осадками, электризованными облаками и грозовой активностью АПС средних широт над сушей, оценке вариабельности электрического состояния АПС, связанной с суточной вариацией глобальных и региональных генераторов, оценке влияния температурной стратификации и турбулентного режима АПС на формирование высотных профилей напряженности атмосферного электрического поля, полярных электрических проводимостей, объемной активности радона, концентрации и распределения по размерам аэрозольных частиц.

Натурные наблюдения

Комплексные аэростатные и наземные наблюдения электрического состояния среднеширотной нижней атмосферы, включающие одновременное измерение концентрации и распределения аэрозольных частиц по размерам, объемной активности радона, удельных полярных электрических проводимостей воздуха и напряженности атмосферного электрического поля, поддерживаемые синхронной работой наземного обсерваторского информационно-измерительного комплекса проводились в летне-осенние сезоны 2016-2017 гг. с целью оценки скорости эмиссии в атмосферу изотопов радона, их турбулентной дисперсии вместе с дочерними продуктами радиоактивного распада, временной эволюции высотного распределения электрической проводимости в зависимости от температурной стратификации и турбулентного режима АПС. Работы выполнялись на полигоне среднеширотной геофизической обсерватории «Борок» [58^{o}04’ N; 38^{o}14’ E] в условиях естественного электромагнитного, радиационного и аэрозольного фона, а также удаления от мегаполисов и промышленных зон. Наблюдения вертикальных высотных профилей атмосферного электричества, объемной активности радона, концентрации аэрозольных частиц, локальных вариаций температуры и влажности осуществлялись с помощью аэростатного измерительного комплекса, состоящего из привязного аэростата и аэростатной платформы. Комплект измерительного оборудования на платформе включал дифференциальную пару электростатических флюксметров типа «field-mill», датчик полярных удельных электрических проводимостей воздуха, 6-канальный датчик концентраций аэрозольных частиц TSI AeroTrak 9306v2 Handheld Particle Counter, датчик объемной активности радона Radon Scout PMT, барометрический альтиметр, датчики температуры и влажности воздуха, GPS приемник. Высота подъема аэростатной платформы изменялась в диапазоне 5–400 м в зависимости от программы исследований. Высотные профили скорости и направления ветра регистрировались с помощью акустического доплеровского эхолокатора (СОДАР) «ВОЛНА-3» с разрешением по высоте 5 м в диапазоне высот от 60 м до 800 м. Две автоматизированных ультразвуковых метеостанции «МЕТЕО-2Н», предназначенные для измерения в приземном слое атмосферы турбулентных пульсаций температуры воздуха и трех ортогональных компонент скорости ветра, средних значений температуры воздуха, скорости и направления ветра, были расположены на высотах 2 м и 10 м. Кроме указанных параметров метеостанции определяют средние значения атмосферного давления в диапазоне от 600 до 800 мм. рт. ст. и относительной влажности воздуха в диапазоне от 10 до 98 %, а также ряд величин, характеризующих энергетические и статистические свойства турбулентности. Для оценки интенсивности облачности проводились измерения плотности потока суммарной солнечной радиации с помощью пиранометра Kipp & Zonen CMP3. Высотные профили температуры атмосферы измерялись с помощью метеорологического температурного СВЧ профилемера МТП-5НЕ, обеспечивающего дистанционное измерение в диапазоне высот от уровня установки прибора до 1000 м с разрешением по высоте 25 м до 100 м и 50 м выше 100 м. Измерение профиля проводится каждые 5 мин. Точность измерений изменяется в пределах от 0.2 ºС до 1.2 ºС при изменении высоты от уровня установки прибора до 1000 м. Для наземных измерений

объемной активности радона (^{222}Rn) и торона (^{220}Rn) использовались радиометры AlphaGUARD PQ2000, Radon Scout PMT и сейсмическая радоновая станция СРС-05. Аппаратное обеспечение для наземных наблюдений аэроэлектрических величин состояло из электростатических флюксметров типа “field mill”, токового коллектора, датчика полярных удельных проводимостей воздуха. Пять электростатических флюксметров устанавливались на высоте 1 м от поверхности земли, один флюксметр располагался на уровне поверхности земли, один в перевернутом состоянии на высоте 1 м от поверхности земли. Датчик полярных проводимостей был установлен на высоте 1 м от поверхности земли.

Результаты и обсуждение

Наблюдения высотных профилей в утреннее и дневное время в условиях неустойчивой стратификации АПС показали приблизительно однородное по высоте распределение концентрации аэрозольных частиц (за исключением малочисленной грубодисперсной фракции частиц с диаметрами > 5 мкм) и объемной активности радона с амплитудой флуктуаций, как правило, не превышающей 40% от среднего значения. Полярные электрические проводимости в дневном конвективном АПС приблизительно равны, а полная проводимость однородна по высоте за исключением нижнего слоя толщиной 50–100 м, в котором проводимость уменьшается с высотой. Высотный профиль напряженности атмосферного электрического поля характеризуется наличием локальных слоев объемного заряда перемежающейся полярности, вносящих существенный вклад в вертикальную неоднородность профиля (рис. 1, 2). Оценка скорости изменения плотности объемного заряда ρ в слоях, где электрическая проводимость σ изменяется с высотой z, показала, что $\partial\rho/\partial t < 0{,}1$ пКл/(м^{3}с) при $\partial\sigma/\partial z < 0{,}1$ фСм/м^2. При этом флуктуации плотности объемного заряда могут превышать в несколько раз квазистационарное значение, определяемое выражением $\rho_0 = \varepsilon_0 j_c \partial(\sigma^{-1})/\partial z$, где ε_0 – электрическая постоянная, j_c – плотность атмосферного вертикального электрического тока проводимости. Средняя по профилю электрическая проводимость к вечеру увеличивается, при одновременном увеличении средней напряженности атмосферного электрического поля.

В вечернее время при формировании устойчивого АПС типичными являются профили с $\partial\sigma/\partial z < 0$ и $\partial E_z/\partial z > 0$, что характеризует увеличение вблизи земной поверхности концентрации радона, торона и их дочерних продуктов, ионизирующих воздух. Средняя концентрация аэрозольных частиц с формированием устойчивого приземного слоя атмосферы имеет тенденцию к увеличению. При этом, чем крупнее размер частиц, тем раньше происходит увеличение концентрации, и чем ближе к поверхности, тем более выражен эффект. В ночном устойчивом АПС концентрация крупных аэрозольных частиц формирует высотный профиль в среднем с отрицательной производной по высоте. Концентрация аэрозольных частиц в диапазоне размеров от 0,3 мкм до 25 мкм экспоненциально уменьшается с характерным масштабом высоты около 20 м от 0-15 м до 40-50 м. Выше, по крайней мере до 200 м, концентрации всех измеренных фракций частиц остаются приблизительно постоянными.

На рис. 3а показаны результаты расчета суточной вариации приземной электрической проводимости на основе численной модели, развитой в работе (*Anisimov и др. 2018*), в сравнении с усредненной суточной вариацией, полученной в ходе натурных наблюдений (рис. 3б). В результате натурных наблюдений и численного моделирования установлено, что развитие конвекции в АПС приводит к уменьшению полярных (вклад одноименно заряженных ионов) и полной электрической проводимости вблизи поверхности земли. Конвективная генерация турбулентности сопровождается увеличением турбулентной кинетической энергии, главным образом, за счет увеличения дисперсии флуктуаций вертикальной скорости, формированием крупномасштабных когерентных структур, проявляющимся в асимметрии турбулентных флуктуаций вертикальной скорости.

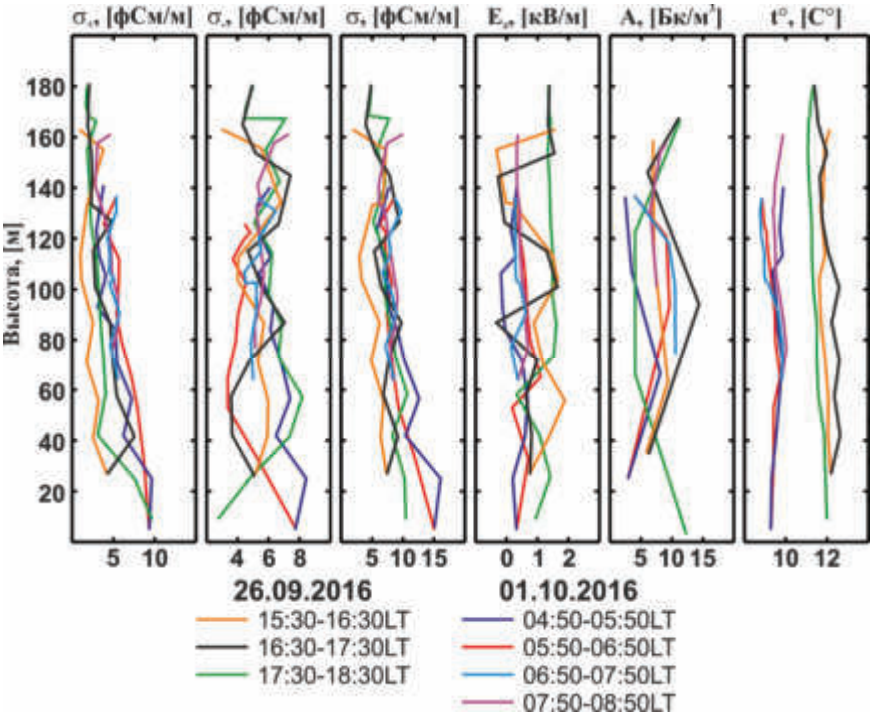


Рис. 1. Высотные профили положительной (□+), отрицательной (□□), и полной (□) удельных электрических проводимостей, напряженности атмосферного электрического поля (E_z), объемной активности радона-222 (A), температуры (□t). Здесь и далее дате и времени наблюдений соответствуют цвета линий, указанные под горизонтальными осями, LT (Local Time) – местное время.

Высотный профиль электрической проводимости в условиях эффективного вертикального перемешивания радона и его короткоживущих дочерних радиоактивных продуктов стремится к однородному, что справедливо для сохраняющегося пассивного скаляра в конвективном АПС. Объяснение этому можно получить, заметив, что период полураспада радона составляет 3.82 суток, радиоактивные элементы в цепи распадов радона в конвективных условиях находятся в равновесии со своими предшественниками (*Vinuesa и др. 2007*), а также, что фракции аэрозольных частиц, обеспечивающих основной вклад в поглощение легких ионов, в этих условиях ведут себя приблизительно, как сохраняющийся пассивный скаляр. Поэтому формируемая источниками ионизации и аэрозольными частицами, присоединяющими легкие атмосферные ионы, электрическая проводимость в конвективном АПС за пределами приземного слоя обладает статистическими свойствами сохраняющегося пассивного скаляра. При радиационном охлаждении земной поверхности и формировании ночного устойчивого АПС электрическая проводимость в приземном слое увеличивается за счет накопления радона, торона и радиоактивных продуктов их распада в условиях вырожденной турбулентности и слабого вертикального перемешивания.

Рис. 4 показывает особенности вариабельности полярных электрических проводимостей в ночных и дневных условиях на примере вэйвлет спектров. Для анализа использовались 24 ч временные ряды с 1-мин. разрешением и базисная функция Морле. Вертикальный турбулентный поток тепла на высоте 2 м от земной поверхности в выбранный день 30 июня 2016 г. стал положительным около 6 ч по местному времени, что соответствует началу развития конвекции. Начиная с 8 ч, оба вэйвлет демонстрируют тенденцию к

однородности и низкой интенсивности флуктуаций полярных проводимостей вследствие установление в АПС режима развитой конвекции. Вэйвлет спектры полярных проводимостей в ночное время характеризуются наличием отчетливых вариаций с временными масштабами от нескольких минут до нескольких десятков минут, предположительно связанных с увеличившейся дисперсией объемной активности радона и, как следствие, интенсивности ионообразования (*Анисимов и др. 2017*). Можно отметить качественное воспроизведение численной моделью наблюдаемых особенностей суточной вариабельности полярных проводимостей, однако ширина спектрального диапазона расчетных вариаций существенно меньше. Одной из главных причин "сужения спектра" является одномерность модели, предполагающая горизонтальную однородность.

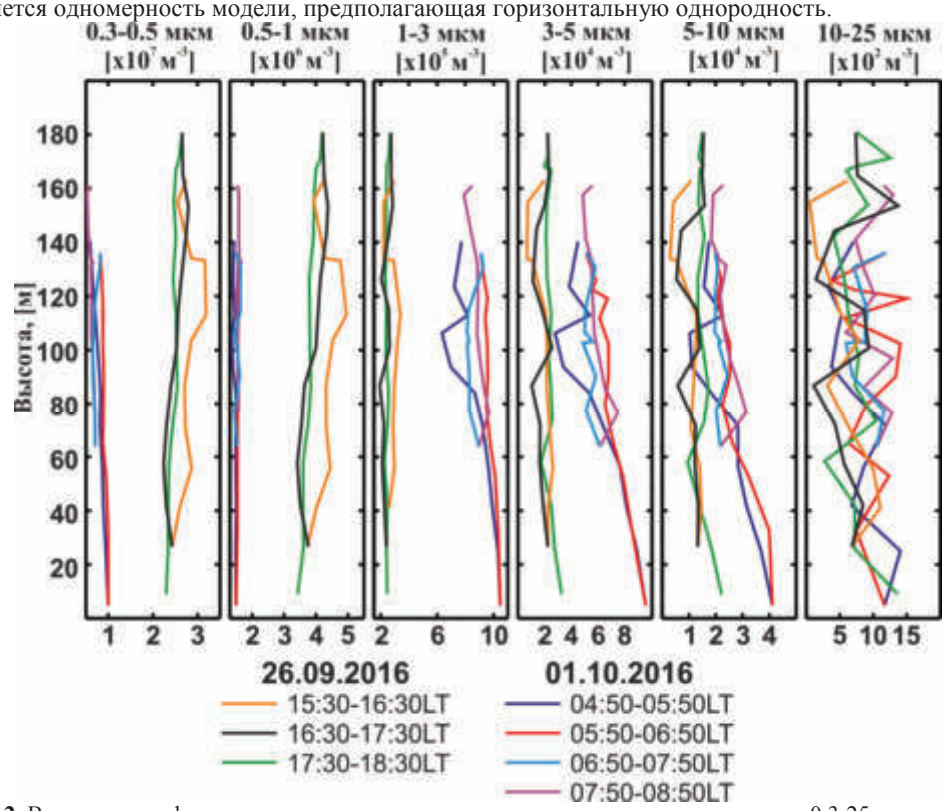


Рис. 2. Высотные профили концентрации аэрозольных частиц в диапазоне диаметров 0.3-25 мкм.

На рис. 3в показана эволюция высотного профиля электрического поля, полученная в результате численного моделирования, а на рис. 3г средняя суточная вариация атмосферного электрического поля по результатам наземных наблюдений. Результаты расчета согласуются с результатами наземных наблюдений, однако для установления причины более высоких значений напряженности поля, полученных в ходе аэростатных наблюдений при удалении от земной поверхности, требуются дальнейшие исследования. Утреннее изменение температурной стратификации АПС над сушей, связанное с нагревом земной поверхности, приводит к увеличению интенсивности ионообразования ионизации в верхней части АПС и в зоне турбулентного вовлечения (*Анисимов и др. 2017*). Если функция распределения аэрозольных частиц по размерам существенно не изменяется и полная концентрация частиц не уменьшается, проводимость в нижней части АПС в дневное время уменьшается, что приводит к увеличению напряженности электрического поля в дневное время по сравнению с ночным (*Anisimov и др. 2017*), которое называют эффектом «восхода солнца» или

«Austausch» эффектом (*Marshall и др. 1999, Yaniv и др. 2017*). Как установлено в результате аналитических оценок и численного моделирования (*Anisimov и др. 2014, 2017*), причина эффекта заключается в том, что под слоем с пониженной проводимостью происходит уменьшение напряженности электрического поля, внутри этого слоя напряженность поля возрастает, при этом дополнительное электрическое поле создается электрическим диполем, ориентированным по направлению вектора внешнего электрического поля. Другим механизмом, приводящим к увеличению напряженности атмосферного электрического поля в утренние часы, но во всем АПС, является конвективное перемешивание электрического объемного заряда, переносимого конвективными турбулентными потоками из электродного слоя (который в невозмущенных условиях положителен) вблизи проводящей земной поверхности. Благодаря вертикальному транспорту легких ионов из электродного слоя общий положительный заряд в АПС увеличивается пока увеличивается высота слоя перемешивания. Скорость роста в утренние часы рассчитанного приземного электрического поля, показанного на рисунке 3в, составляет в среднем около 20 В/м в час. Это вполне согласуется с измерениями (*Tacza и др. 2014, Yaniv и др. 2017*) и результатами полевых и натурных наблюдений, выполненных на обсерватории «Борок», показанными на рисунке 3г, которые дают оценку утреннего тренда электрического поля от 10 до 40 В/м в час. Согласно результатам численного моделирования, дневной высотный профиль электрического поля изменяется лишь незначительно до начала радиационного охлаждения поверхности и распада конвективной турбулентности, сопровождающейся уменьшением интенсивности вертикального перемешивания.

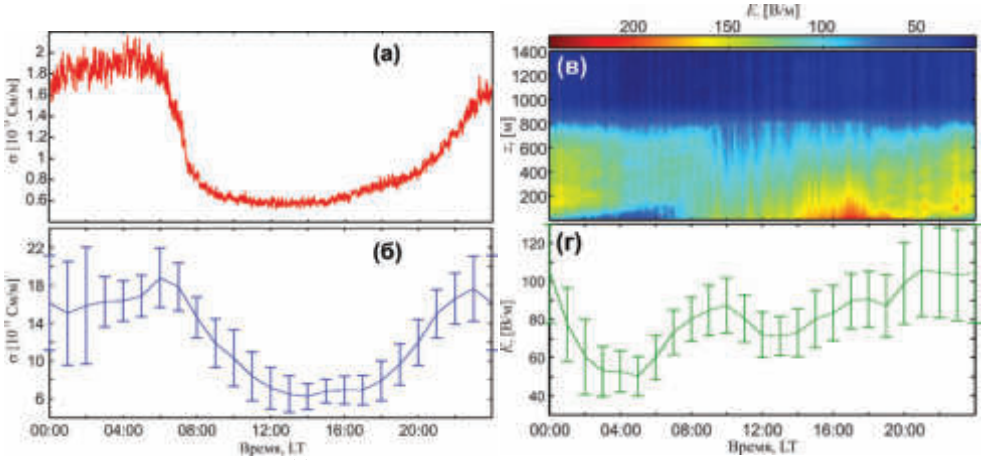


Рис. 3. Суточные вариации (а) электрической проводимости на высоте 1 м от земной поверхности, рассчитанной согласно численной модели, (б) электрической проводимости на высоте 1 м от земной поверхности по результатам наблюдений на Геофизической обсерватории «Борок» в 2015 г. (всего 14 дней), (в) величины напряженности атмосферного электрического поля в АПС, рассчитанной согласно численной модели, (г) величины напряженности атмосферного электрического поля по результатам наблюдений на Геофизической обсерватории «Борок» в 2016 г. (всего 12 дней).

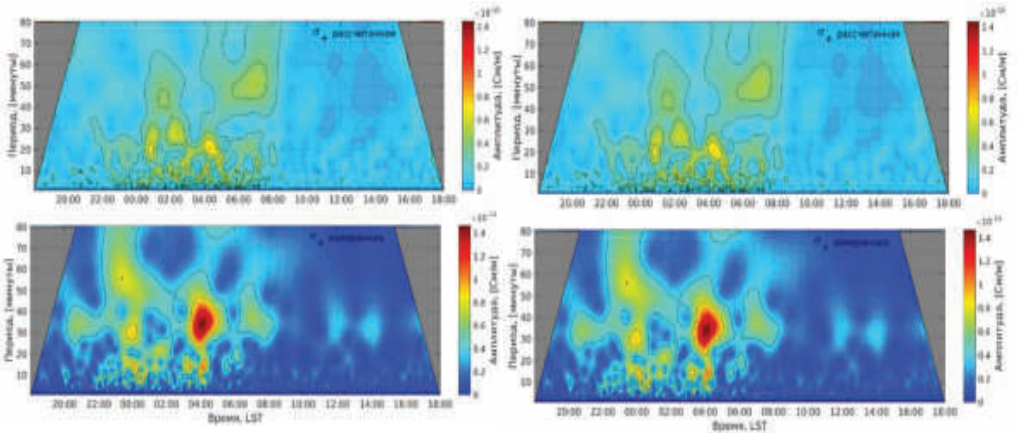


Рис. 4. Вэйвлет спектры вариаций полярных электрических проводимостей по результатам численного моделирования и наземных наблюдений на Геофизической обсерватории «Борок» 29-30 августа 2016 г.

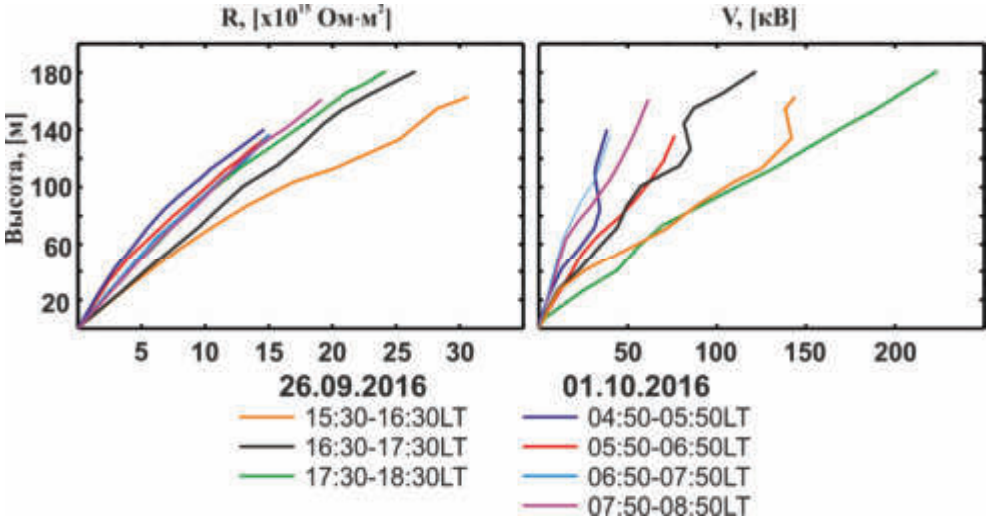


Рис. 5. Высотные профили электрического сопротивления столба атмосферы единичной площади (R) и атмосферного электрического потенциала относительно земли (V) по результатам наблюдений на Геофизической обсерватории «Борок» 26.09.2016 и 01.10.2016 г.

На рис. 5 показаны результаты интегрирования по высоте профилей величины обратной проводимости $\sigma^{-1}(z)$ и напряженности атмосферного электрического поля $E_z(z)$, измеренных в ходе аэростатных наблюдений. Как видно из рисунка, разброс значений электрического потенциала в несколько раз больше, чем электрического сопротивления столба атмосферы. Это может быть следствием работы конвективного генератора, ассоциируемого с атмосферным турбулентным электрическим динамо.

Выводы

В результате натурных наблюдений и численного моделирования установлено, что высотные профили ионообразования и электрических величин в невозмущенной нижней атмосфере над сушей в значительной мере определяются температурной стратификацией АПС, вертикальным распределением статистических характеристик турбулентности и интенсивностью турбулентного перемешивания. Наибольшая амплитуда суточной вариации интенсивности ионообразования и электрической проводимости отмечается вблизи земной поверхности. Аэростатные наблюдения в режиме удержания измерительной платформы на фиксированной высоте показали наличие суточной вариации концентрации аэрозольных частиц, объемной активности радона, полярных и полной электрических проводимостей, связанную с суточной вариацией температурной стратификации АПС. В соответствии с результатами аэростатных наблюдений в диапазоне высот 5–400 м вариабельность электрической проводимости составила 2–30 фСм/м. Низкие значения электрической проводимости наблюдаются одновременно с высокими концентрациями аэрозольных частиц в диапазоне размеров 0.3–25 мкм, в этих условиях доминирует положительная полярная проводимость. Установлено, что в дневном конвективном АПС минимальное значение электрической проводимости находится в интервале высот 100–400 м в зависимости от положения максимума концентрации аэрозольных частиц, преимущественно субмикронного диапазона размеров. Оценка электрического сопротивления столба приземной атмосферы толщиной 200 м, выполненная на основе измеренных высотных профилей удельной электрической проводимости дает диапазон значений $(3–4)\cdot10^{16}$ Ом·м^2. Установлено, что в условиях устойчивой стратификации АПС возрастает неоднородность электрической проводимости вблизи земной поверхности, проявляющаяся во временном вэйвлет-спектре в виде вариаций в диапазоне масштабов от нескольких минут до нескольких десятков минут, что соответствует характерному времени диссипации электрического заряда. Согласно результатам аэростатных наблюдений величина плотности заряда, аккумулируемого на неоднородностях электрической проводимости с градиентом 0.1 фСм/м^2 достигает 0.6 нКл/м^3. Оценка эквивалентной ЭДС вертикального электрического тока, ассоциируемого с турбулентным переносом неоднородностей объемного заряда дает по порядку величины 10^4 В. Полученные и выведенные соотношения могут быть использованы при разработке мезомасштабных электродинамических моделей невозмущенных областей нижней атмосферы, включая АПС, а также в современных моделях глобальной электрической цепи.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 16-17-10209, а также частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проведение наземных полевых натурных геофизических наблюдений), грант № 18-05-00233.

Литература

1. *Анисимов С.В., Галиченко С.В., Шихова Н.М.* Формирование электрически активных слоев в атмосфере с температурной инверсией // Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 4. С. 442–452.
2. *Анисимов С.В., Галиченко С.В., Шихова Н.М. Афиногенов К.В.* Электричество конвективного атмосферного пограничного слоя: натурные наблюдения и численное моделирование // Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 4. С. 1–9.
3. *Анисимов С.В., Галиченко С.В., Афиногенов К.В., Макрушин А.П., Шихова Н.М.* Объемная активность радона и ионообразование в невозмущенной нижней атмосфере: наземные наблюдения и численное моделирование // Физика Земли. 2017. № 1. С. 1–16.
4. *Мареев Е.А.* Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. 2010. Т. 180. № 5. С. 527–534.
5. *Anisimov, S.V., Galichenko S.V., Shikhova N.M*. Space charge and electric flows in the exchange layer: An experimental and numerical study // Atmos. Res. 2014. V. 135-136. P. 244-254.

6. *Анисимов С.В., Галиченко С.В., Афиногенов К.В., Макрушин А.П., Шихова Н.М.* Объемная активность радона и ионообразование в невозмущенной нижней атмосфере: наземные наблюдения и численное моделирование // Физика Земли. 2017. № 1. С. 155–170.
7. *Anisimov S.V., Galichenko S.V., Mareev E.A.* Electrodynamic properties and height of atmospheric convective boundary layer// Atmos. Res. 2017. V. 194. P. 119-129.
8. *Anisimov S.V., Galichenko S.V., Aphinogenov K.V., Prokhorchuk A.A.* Evaluation of the atmospheric boundary-layer electrical variability // Boundary-Layer Meteorology. 2018. V. 167. P. 327-348.
9. *Gringel W., Rosen J.M., Hofmann D.J.* Electrical structure from 0 to 30 kilometers / The Earth's electrical environment. Natl. Acad. Press, Washington. 1986. 263 p.
10. *Hoppel W.A., Anderson R.V., Willet J.C.* Atmospheric electricity in the planetary boundary layer / The Earth's electrical environment. Natl. Acad. Press, Washington. 1986. 263 p.
11. *Jánský J., Pasko V.P.* Effects of conductivity perturbations in time-dependent global electric circuit model // J. Geophys. Res. Space. Phys. 2015. V. 120. P. 10654–10668.
12. *Marshall T.C., Rust W.D., Stolzenburg M., Roeder W.P., Krehbiel P.R.* A study of enhanced fair-weather electric fields occurring soon after sunrise // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 24455–24469.
13. *Mühleisen R.* The global circuit and its parameters / Electrical processes in atmospheres. Verlag, Darmstadt. West Germany. 1977. 865 p.
14. *Siingh D., Gopalakrishnan V., Singh R.P., Kamra A.K., Singh S., Pant V., Singh R., Singh A.K.* The atmospheric global electric circuit: an overview // Atmos. Res. 2007. V. 84. P. 91–110.
15. *Slyunyaev N.N., Mareev E.A., Zhidkov A.A.* On the variation of the ionospheric potential due to large-scale radioactivity enhancement and solar activity // J. Geophys. Res. Space. Phys. 2015. V. 120. P. 7060–7082.
16. *Tacza J., Raulin J.P., Macotela E., Norabuena E., Fernandez G., Correia E., Rycroft M.J., Harrison R.G.* A new South American network to study the atmospheric electric field and its variations related to geophysical phenomena // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2014. V. 120. P. 70–79.
17. *Vinuesa J., Basu S., Galmarini S.* The diurnal evolution of 222Rn and its progeny in the atmospheric boundary layer during the WANGARA experiment // Atmos. Chem. Phys. 2007. V. 7. V. 5003–5019.
18. *Yaniv R., Yair Y., Price C., Mkrtchyan H., Lynn B., Reymers A.* Ground-based measurements of the vertical E-field in mountainous regions and the “Austausch” effect // Atmos. Res. 2017. V. 189. P. 127–133.

Чёрный углерод в приземном воздухе в районе станции Тикси, Якутия: источники и климатические характеристики

А.А. Виноградова[1], Т.Б. Титкова[2], Ю.А. Иванова[1]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Институт географии РАН, г. Москва

Введение

Климатические изменения, происходящие на планете в XXI веке, наиболее ярко проявляются в Арктике (*Алексеев 2014*), при этом климат арктического региона заметно влияет на климат всего Северного полушария (*AMAP… 2015*). Черный углерод (BC – black carbon) появляется в воздухе в результате неполного сгорании углеродсодержащих веществ на поверхности планеты, его источники – промышленные предприятия, транспорт, бытовое оборудование, факелы сжигания попутного газа при нефте- и газодобыче, а также травяные и лесные пожары природного/антропогенного происхождения. Непосредственно с поглощением солнечного излучения связан прямой радиационный эффект BC в атмосфере (фактически – ее нагрев), в то время как некоторые другие свойства частиц углерода (например, гигроскопичность) приводят к проявлению вторичных радиационных эффектов, обусловленных ростом и кластеризацией аэрозольных частиц, образованием капель и облаков.

В Евразии концентрация BC в воздухе измеряется более или менее регулярно лишь в некоторых пунктах – в Арктике (*Schmeisser et al. 2018; Tomasi et al. 2015; Копейкин и др. 2010; Fukasawa et al. 1997*) и в более южных широтах (*Yausheva et al. 2017; Голицын и др. 2015; Емиленко и др. 2009; Шевченко и др. 2015*). При этом используемая аппаратура и чувствительность аналитических методик различны, что даёт ряды данных с разным временным разрешением (от 5 мин до 1 недели). Они используются как для оценки среднего уровня содержания BC в атмосфере и его источников, так и для оценки радиационных эффектов, возникающих в атмосфере из-за его присутствия.

Российская Арктика, охватывающая огромную территорию, слабо обеспечена станциями, осуществляющими регулярный мониторинг состава и состояния окружающей среды. В связи с этим, наблюдения в международной обсерватории Тикси (*Schmeisser et al. 2018; Tomasi et al. 2015*) дают уникальную информацию о составе атмосферы и ее параметрах. В частности, с 2010 года там круглогодично измеряется концентрация BC в приземном слое воздуха параллельно с мониторингом оптических и микрофизических параметров атмосферы (*Schmeisser et al. 2018; Backman et al. 2017; Asmi et al. 2016*) в рамках системы AERONET, одной из платформ которой является станция Тикси. Такое сочетание наблюдаемых характеристик дает редкую возможность для моделирования и оценки радиационных эффектов в атмосфере данного района, для уточнения значений целого ряда показателей атмосферы, связанных с наличием в воздухе BC и дымового аэрозоля.

В данной работе проводится сопоставление результатов измерения концентрации BC и некоторых климатических параметров атмосферы в районе ст. Тикси совместно с анализом путей дальнего переноса воздушных масс и возможных источников наблюдаемого аэрозоля. Анализируются температура и радиационный баланс на нижней границе атмосферы во время эпизодов аномально высокого содержания BC в приземном воздухе.

Исходные данные и сопутствующая информация

Метеостанция Тикси расположена в районе впадения р. Лена в м. Лаптевых, вблизи п.г.т. Тикси (Якутия), координаты современной станции 71,6°с.ш., 128,9°в.д. В данной работе использованы значения температуры воздуха и потоков нисходящей и уходящей длинноволновой и коротковолновой радиации, измеренные на уровне 2 м от поверхности с интервалом 1 час, приведенные на сайте (*https://www.esrl.noaa.gov/psd/iasoa/stations/tiksi*).

Концентрация BC в приземном воздухе (далее – [BC]) вблизи метеостанции измеряется непрерывно и фиксируется каждые 5 минут аэталометром Rack Mount Chassis фирмы Magee Scientific (*https://supplyfx.com/company/12836-magee-scientific-corporation*). Данные этих измерений приведены на сайте (*ftp://ftp1.esrl.noaa.gov/psd3/arctic/tiksi/aerosol/aethalometer*). В нашей работе в анализ включены три года измерений (2012-2014) в светлое для Тикси время года – 5 месяцев (март-сентябрь). Для противопоставлений используются результаты за январь тех же лет.

Источники выбросов BC в атмосферу, их предполагаемая природа, географическое положение, величины эмиссий анализировались по данным базы GFED: для пожаров – (*http://www.globalfiredata.org*), для антропогенных выбросов – с небольшими поправками, сформированными на сайте (*http://acs.engr.utk.edu/Data.php*). Рассматривались эмиссии BC за месяц на грубой сетке 1×1 градус на азиатской части России в пределах координат 52°-74°с.ш., 60°-179°в.д. Более удалённые территории практически не оказывают влияние на состав атмосферы в районе Тикси (*Виноградова 2014; Виноградова и др. 2017*).

Анализ дальнего переноса воздушных масс (ВМ) к пункту наблюдений (ПН) проводился по обратным траекториям движения ВМ, рассчитанным с помощью модели HYSPLIT (*http://ready.arl.noaa.gov;* (*Draxler et al. 1998*)). Рассматривались траектории длительностью 3 суток (интервал расчетов 1 час, архив метеопараметров REANALYSIS).

Основные результаты

Концентрация BC в приземном воздухе

Типичные временные развёртки измеренной [BC] представляют собой более или менее постоянную (для каждого месяца) величину, с отдельными кратковременными пиковыми значениями, в 50-100 раз и более превышающими величину медианы (за соответствующий месяц). Некоторые статистические показатели рассматриваемых исходных данных (по месяцам) приведены в табл. 1. Периоды с максимальными концентрациями BC (>1000 нг/м^3), которые будем далее называть эпизодами, распределены неравномерно по месяцам и внутри них, однако более часто эпизоды встречаются в летние месяцы, сильно различаясь по длительности (правая часть табл.1). Оптические и микрофизические характеристики атмосферы во время эпизодов меняются очень сильно (*http://aeronet.gsfc.nasa.gov*; (*Schmeisser et al. 2018*)).

Таблица 1.

Статистические показатели (за 3 года) исходных данных о концентрации BC в приземном воздухе в Тикси – для 6 месяцев.

Месяц	Концентрация BC, нг/м^3			Количество эпизодов (см. текст) разной длительности		
	Средняя	Медиана	Максимум	< 1 часа	1-12 часов	> 12 часов
Январь	202	162	7473	2	1	0
Май	72	44	13704	7	1	0
Июнь	54	15	4588	7	5	0
Июль	99	15	7882	21	2	3
Август	84	19	10651	42	4	1
Сентябрь	45	12	14835	5	2	0

На рис. 1 показаны вариации среднего и медианного (за месяц) значений [BC] в Тикси – по месяцам в разные годы. В январе [BC] выше, чем в теплое время года, поскольку скорость осаждения примеси над заснеженной поверхностью значительно ниже, чем над травяными и лесными территориями (*Виноградова 2014*), и большее число источников BC влияет на загрязнение изучаемого района.

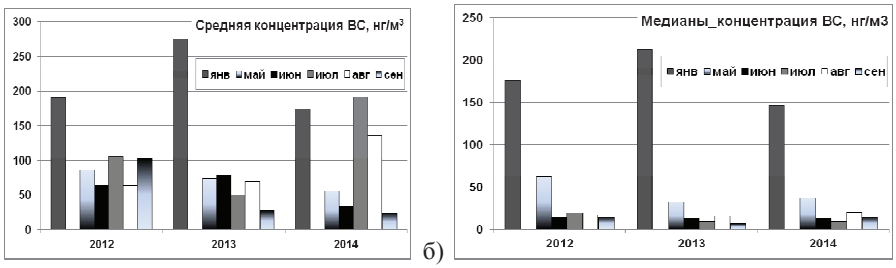


Рис. 1. Концентрация BC в приземном воздухе в Тикси: средние (а) и медианные (б) значения по месяцам в разные годы, нг/м^3.

Июль и август 2014 года сильно выделяются высокими средними значениями [BC] (рис. 1а), что обусловлено наличием аномально высоких значений [BC] (табл. 1), вполне сравнимых с концентрациями BC в городах (*Голицын и др. 2015; Емиленко и др. 2009; Limon–Sanchezet al. 2011*) и вблизи пожаров (*Самсонов и др. 2008*). При этом в отношении медианных величин эти месяцы ничем не выделяются (рис. 1б). Заметим, что при таких высоких, но редких максимальных значениях [BC] (табл. 1) средняя (за месяц) величина не описывает никакой реальной ситуации, а наиболее часто встречающиеся условия примерно соответствуют медианному значению [BC] в воздухе.

Источники BC при его аномально высоких концентрациях

Наиболее длинные эпизоды аномально высокой [BC] зарегистрированы в июле 2012 года (два эпизода 9 и 11 июля – каждый длительностью чуть менее суток), а также в июле и в августе 2014 года (30-31 июля и 19-20 августа, длительность каждого 1,5-2 суток). Считая двое суток с высокими [BC], следующие с интервалом в сутки в июле 2012 года, одним эпизодом, будем говорить далее об этих трёх месяцах и зарегистрированных в них трёх эпизодах высокой концентрации BC.

Длительность отдельного эпизода тем больше, чем больше площадь источника BC и чем устойчивее атмосферные условия переноса воздуха к пункту наблюдений. Поэтому пожары (мощные источники BC значительной площади) должны давать самые большие интегральные вклады черного углерода в атмосферу в районе Тикси, где нет близких крупных «точечных» источников антропогенного BC (городов, факелов нефте- и газодобывающих установок и т.д.) (*Виноградова и др. 2015*).

На рис. 2 приведены примеры сопоставлений траекторий движения ВМ к ПН в Тикси с расположением источников эмиссий BC в атмосферу – для рассматриваемых трех эпизодов. Рис. 2а-2д показывают, как развивался эпизод 9 и 11 июля 2012 года с переносом примесей из районов мощных пожаров. На рис. 2е показаны траектории не только за время эпизода (19-20 августа 2014 года), но и для ближайших к нему двух суток, когда траектории не проходили над территориями с пожарами.

В конце июля 2014 года (рис. 2ж) происходил устойчивый перенос воздуха и загрязнений с востока, где были расположены не самые сильные, но необычно близкие к пункту наблюдений пожары, а также несколько антропогенных источников. В результате общая эмиссия BC на территории (69-72°с.ш., 128-142°в.д.), охватываемой показанным шлейфом траекторий, составляла, по данным GFED, около 11 т/мес (при отношении антропогенных эмиссий к пожарным примерно 1:2). За двое суток эпизода от этих источников, расположенных на расстояниях 100-500 км от ПН, в атмосферу могло поступить до 0,8 тонн BC. Самый грубый подсчет показывает, что при равномерном распределении этого вещества над площадью шлейфа в приземном слое высотой 100 м концентрация BC была бы около 500 нг/м^3, что хорошо согласуется со средней [BC], наблюдаемой во время эпизода, – около 1800 нг/м^3 (см. далее табл. 2).

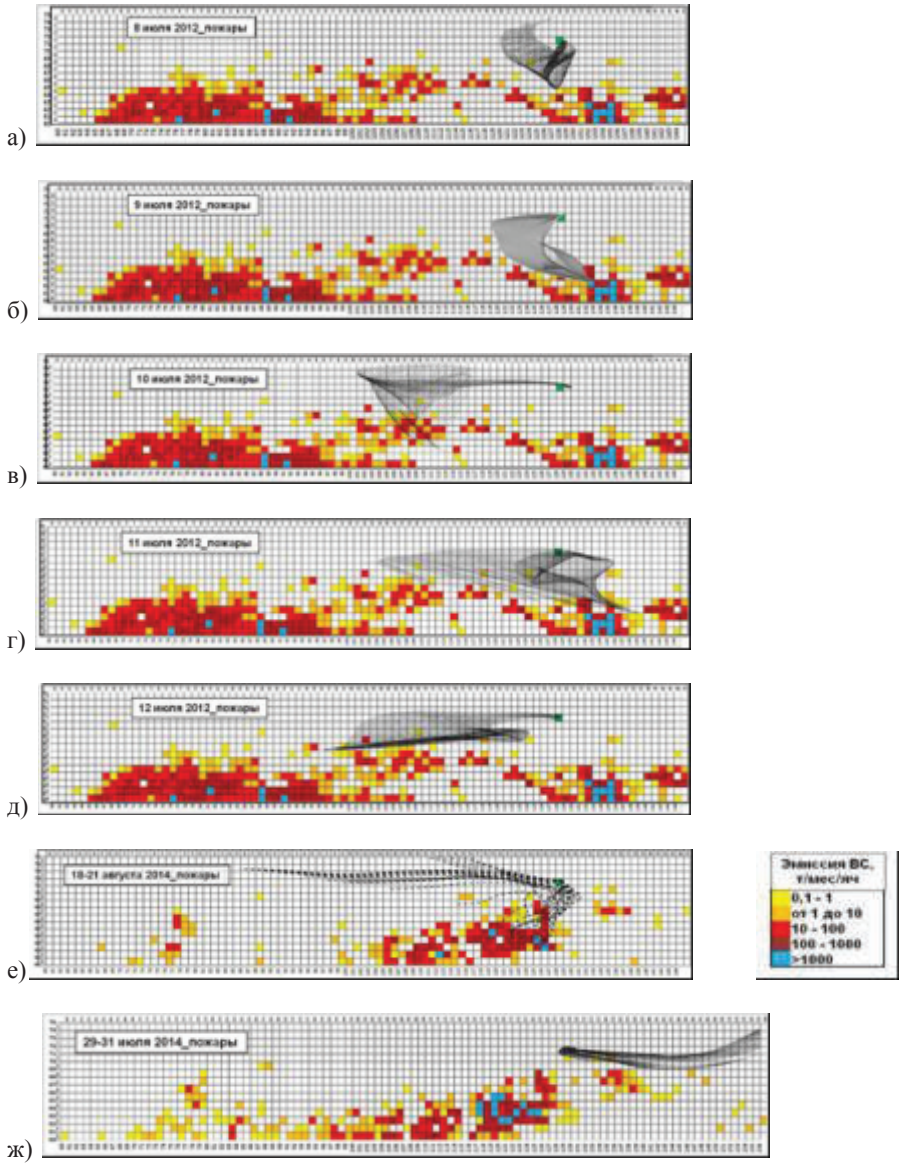


Рис. 2. Сопоставление пространственных распределений эмиссий BC (т/мес/яч – см. легенду) с территории Сибири и траекторий переноса воздушных масс (черные кривые) к ст. Тикси (зеленая ячейка) во время эпизодов: развитие эпизода в июле 2012 по суткам (а–д); эпизоды целиком: август 2014 (е) и июль 2014 (ж).

Таким образом, даже такой грубый (по временному и пространственному разрешению) подход показывает, что источниками самых длительных эпизодов высокой концентрации BC в Тикси являются пожары, и позволяет идентифицировать их положение с точностью до градуса широты и долготы. Случаи более коротких моментов высокой концентрации BC в приземном воздухе в Тикси требуют для идентификации их источников более тонкого пространственно-временного разрешения эмиссий BC в атмосферу. Однако

вряд ли эти короткие случаи могут значимо модулировать радиационные и более инерционные температурные эффекты в атмосфере.

Отклики в температуре и радиационных потоках

Для тех же трех эпизодов рассмотрим более подробно данные наблюдений за приземной температурой воздуха Т и потоками падающей и уходящей коротковолновой и длинноволновой радиации. Понятно, что радиационные эффекты, связанные с наличием ВС в атмосфере, тем значительнее (дольше, мощнее и т.д.), чем длиннее эпизод и выше [ВС] в приземном воздухе, а также чем интенсивнее солнечное излучение. Следовательно, из-за внутрисуточных и внутригодовых изменений инсоляции важно, в какое именно время суток образуется повышенная [ВС] и в каком месяце это происходит. Радиационные процессы формирует вся атмосфера, поэтому более корректно учитывать информацию о вертикальном распределении ВС в атмосфере. В данной работе рассматривается только приземный слой атмосферы, параметры которого могут характеризовать нижнюю границу атмосферы (НГА). В одной и той же точке наблюдений временные вариации радиационных параметров приземного воздуха определяются углом наклона Солнца, а также состоянием атмосферы (облачность, влажность, оптические параметры) и самой поверхности (альбедо), отражающей излучение. Кроме того, температура воздуха в ПН зависит от адвективных потоков тепла, приносимых (уносимых) воздушными массами при их движении над поверхностью.

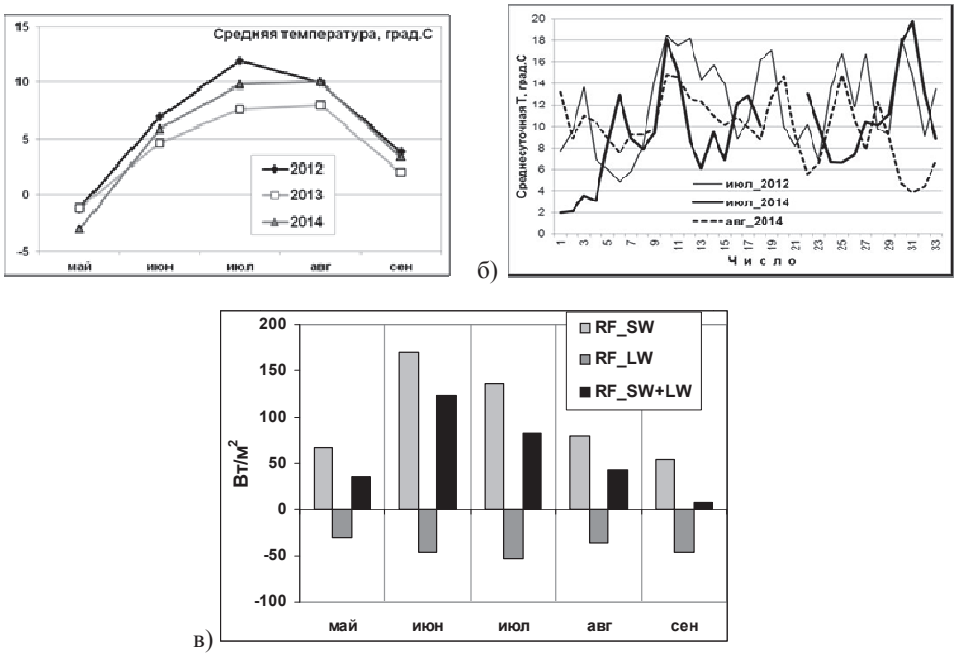


Рис. 3. Временные вариации в приземном воздухе: средняя (за месяц) температура в разные годы (а); среднесуточная температура в течение месяцев трех рассматриваемых эпизодов (б); средний (за три года) радиационный баланс RB коротковолновой (SW), длинноволновой (LW) и суммарной радиации в теплые месяцы (в).

На рис. 3а и 3б приведены временные вариации температуры воздуха на станции Тикси на высоте 2 м у поверхности земли. Хорошо видно (рис. 3а), что интегральный (за 5 месяцев) нагрев приземного слоя атмосферы был максимален в 2012 (с максимумом среднемесячной Т в июле, что может быть связано с глобальными особенностями

чрезвычайно жаркого лета этого года в Сибири и на Дальнем Востоке (*Gorchakov et al. 2014*), обусловившими мощные пожары на этой территории (см. эмиссии BC на рис. 2а-2д). Абсолютный зарегистрированный (за рассматриваемые месяцы) максимум температуры (25,6°C) приходится на август 2012 года. Наиболее холодным был летний сезон 2013 года. Каждый месяц максимальные значения среднесуточной T воздуха превышают соответствующие средние значения примерно на два стандартных отклонения от среднего. За 15 рассмотренных месяцев средняя разница между T дневного и ночного времени суток составляла (2,2±0,4)°C, где разброс величины представлен стандартным отклонением этой разницы от среднего значения.

Сравним три эпизода по концентрации BC, температуре воздуха и радиационному балансу на НГА (табл. 2). Расчет RB осуществлялся по измеренным потокам падающего ($F^{\downarrow}$) и уходящего ($F^{\uparrow}$) излучения: $RB = F^{\downarrow} - F^{\uparrow}$ отдельно для коротковолновой (SW) и длинноволновой (LW) части спектра и в сумме. Именно эта энергия идет на нагрев (при отрицательных значениях – на охлаждение) самого нижнего слоя воздуха и поверхности.

Таблица 2.

Некоторые статистические показатели концентрации черного углерода [BC], радиационного баланса (RB) и температуры воздуха (T) в приземном воздухе в районе ст. Тикси – для трех месяцев с максимально длинными эпизодами аномально высокой концентрации BC.

Параметры		Июль 2014	Август 2014	Июль 2012
[BC]	Фон, нг/м^3	95	76	61
	Эпи, нг/м^3	1875	843	620
	Ср/Фон	1,9	1,6	1,6
	Эпи/Фон	20	11	10
	MAX/Мед	114	21	18
RB	Фон, Вт/м^2	77	41	88
	Ср/Фон	1,006	0,96	1,006
	Эпи/Фон	1,08	0,37	1,08
	Эпи-Ср, Вт/м^2	6	-26	7
T	Фон, °C	9,3	9,9	11,8
	Ср/Фон	1,04	1,02	1,02
	Эпи/Фон	2,0	1,4	1,3
	Эпи-Ср, °C	9,5	3,7	4,1

Примечания. Ср – среднее значение за месяц; Эпи – среднее значение за двое суток эпизода; Фон – среднее значение по 29 дням вне эпизода; MAX – максимальное измеренное значение за месяц; Мед – медианное значение за месяц.

Все три месяца отличаются друг от друга, хотя во всех эпизодах источниками BC были пожары на территории Сибири, и фоновые значения [BC] близки. Самый мощный эпизод наблюдался в конце июля 2014 года, когда абсолютный максимум концентрации BC превысил месячную медиану в 100 с лишним раз, а средняя концентрация в эпизоде была

выше фонового значения в 20 раз. При этом средняя [BC] превысила фоновое значение примерно вдвое. Два оставшихся эпизода (в августе 2014 и июле 2012 года) были слабее и довольно похожи между собой по показателям [BC]. Но не по показателям RB.

Внутри каждого месяца колебания среднесуточных значений T (рис. 3б) и RB (на рисунке не показаны) не очень значительны, и эпизоды не выделяются. Это свидетельствует о заметной роли других факторов, кроме концентрации BC, в формировании температурного и радиационных полей в приземном воздухе. В годовом ходе максимум среднего значения RB за месяц всегда приходится на июнь (рис. 3в). В арктических широтах в рассматриваемые месяцы LW радиация уносит значительную долю энергии от поверхности (по данным для Тикси – от 20 до 45%), уменьшая RB на НГА. Но суммарный баланс остается положительным. При этом во время обоих июльских эпизодов RB был выше фоновых уровней, а в августе 2014 года он оказался почти втрое ниже фона. Как результат – август выделяется отрицательным превышением RB во время эпизода над фоновым уровнем, т.е. во время эпизода происходит выхолаживанием НГА за счет радиационных процессов.

Однако и в августе 2014 года, как и в обоих июлях, температура воздуха была заметно выше средней и фоновой (табл. 2). Отметим также, что наиболее сильный (из трех рассматриваемых) эпизод в июле 2014 года ярко проявился в максимальном превышении приземной температуры над фоновым и средним уровнями (примерно на 9-10 градусов). Очень соблазнительно назвать это оценкой прямого радиационного эффекта от наличия в воздухе дымового аэрозоля. Однако в общем случае какая-то часть этого превышения обусловлена просто тем фактом, что воздух, поступающий из районов пожаров (рис. 2ж), имеет заведомо более высокую температуру.

Таким образом, радиационные процессы не обязательно являются определяющими при формировании поля температуры вблизи поверхности. Как уже отмечалось, на температуру также должна влиять адвекция теплого воздуха из районов пожаров и другие факторы. Возможно, что в августе, когда радиационное нагревание НГА ослабевает (по сравнению с июлем) из-за более низкого угла Солнца (средний RB в августе примерно вдвое ниже, чем в июле – рис. 3в), эффект от поступления теплых воздушных потоков становится определяющим. Другие параметры, которые влияют на температуру НГА (облачность, влажность и т.д.), требуют дальнейшего рассмотрения и осмысления – применительно к изучаемым данным.

Заключение

Анализ экспериментальных данных о концентрации черного углерода (BC – black carbon) в приземном воздухе, полученных на метеорологической станции Тикси (Tiksi) в 2012-2014 годах, показал повышенные концентрации BC в холодное время года по сравнению с теплыми месяцами (до 10 раз по медианным значениям за месяц). Выявлены эпизоды аномально высокой концентрации BC (отдельные максимумы превышают медианные величины в 100 раз и более) разной длительности (от менее часа до 1-2 суток), наблюдавшиеся преимущественно в теплые месяцы (май – сентябрь).

Сопоставление с результатами траекторного анализа переноса воздушных масс к району наблюдений показало, что высокие концентрации BC связаны с поступлением воздуха с территорий интенсивных природных пожаров (база GFED спутниковых данных об эмиссиях BC в атмосферу). Идентифицировано пространственное положение пожаров, являвшихся источниками BC в случаях повышенной концентрации этой примеси в районе Тикси в летнее время. Задача численных модельных расчетов дальнего атмосферного переноса BC в Тикси в данной работе не стояла, но решение ее вполне реально, а наличие большого массива измерений поможет в дальнейшем уточнить ряд параметров, необходимых для расчетов дальнего переноса BC в арктической атмосфере.

Сложность процессов формирования поля температуры в атмосфере не позволяет однозначно связать измеренные величины температуры воздуха и радиационного баланса с содержанием BC в приземной атмосфере и оценить радиационные эффекты, обусловленные

наличием в воздухе дымового аэрозоля. Специальные расчеты этих эффектов с использованием данных AERONET будут продолжением данной работы. Однако превышение средней температуры приземного воздуха во время наиболее длительных эпизодов высокой концентрации BC по сравнению с днями вне этих эпизодов может достигать 10 градусов (при средней климатической температуре июля около 10°C).

Во время летних эпизодов с аномально высокой концентрацией BC в приземном воздухе поправки к температуре воздуха, вносимые за счет изменения атмосферных радиационных процессов дымовым аэрозолем, могут быть вполне сопоставимы с поправками за счет адвекции тепла при переносе воздуха из районов пожаров.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№17-05-00245, 18-05-60183). Авторы благодарны организаторам сайтов *http://aeronet.gsfc.nasa.gov, ftp://ftp1.esrl.noaa.gov, http://www.globalfiredata.org, https://www.esrl.noaa.gov/psd/iasoa, http://acs.engr.utk.edu/Data.php, http://ready.arl.noaa.gov* за формирование информации и возможность ее свободного использования.

Литература

1. *Алексеев Г.В.* Арктическое измерение глобального потепления // Лёд и Снег. 2014. Т. 54, № 2. С. 53–68.
2. *Виноградова А.А.* Дистанционная оценка влияния загрязнения атмосферы на удаленные территории // Геофизические процессы и биосфера. 2014. Т. 13, № 4. С. 5-20.
3. *Виноградова А.А., Васильева А.В.* Модельные оценки концентрации черного углерода в приземном воздухе северных районов России // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30, № 6. С. 467-475.
4. *Виноградова А.А., Смирнов Н.С., Коротков В.Н., Романовская А.А.* Лесные пожары в Сибири и на Дальнем Востоке: эмиссии и атмосферный перенос черного углерода в Арктику // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28, № 6. С. 438-445.
5. *Голицын Г.С., Гречко Е.И., Ван Генчен, Ван Пусай, Джола А.В., Емиленко А.С., Копейкин В.М., Ракитин В.С., Сафронов А.Н., Фокеева Е.В.* Исследование загрязнения атмосферы Москвы и Пекина окисью углерода и аэрозолем. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51, № 1. С. 8–19.
6. *Емиленко А.С., Копейкин В.М.* Сравнение синхронных измерений концентрации сажи и субмикронного аэрозоля в регионах с различной степенью антропогенной нагрузки // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22, № 6. С. 535-540.
7. *Копейкин В.М., Репина И.., Гречко Е.И., Огородников Б.И.* Измерение содержания сажевого аэрозоля над водной поверхностью в Южном и Северном полушариях // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23, № 6. С. 444-450.
8. *Самсонов Ю.Н., Попова С.А., Беленко О.А., Чанкина О.В.* Химический состав и дисперсные характеристики дымовой аэрозольной эмиссии от пожаров в бореальных лесах Сибири. // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21, № 6. С. 523-531.
9. *Шевченко В.П., Стародымова Д.П., Виноградова А.А., Лисицын А.П., Макаров В.Н., Попова С.А., Сивонен В.В., Сивонен В.П.* Элементный и органический углерод в атмосферном аэрозоле над северо-западным побережьем Кандалакшского залива Белого моря // ДАН. 2015. Т. 461, № 1. С. 70–74.
10. AMAP Assessment 2015: Black carbon and ozone as Arctic climate forcers. Arctic Monitoring and Assessment Programme (AMAP). Oslo, Norway, 2015. 116 p. ISBN 978-82-7971-092-9
11. *Asmi E., Kondratyev V., Brus D., Laurila T., Lihavainen H., Backman J., Vakkari V., Aurela M., Hatakka J., Viisanen Y., Uttal T., Ivakhov V., Makshtas A.* Aerosol size distribution seasonal characteristics measured in Tiksi, Russian Arctic // Atmos. Chem. Phys. 2016. V. 16. P. 1271-1287. doi:10.5194/acp-16-1271-2016
12. *Backman J., Schmeisser L., Virkkyla A., Ogren J.A., Asmi E., Starkweather S., Sharma S., Eleftheriadis K., Uttal T., Jefferson A., Bergin M., Makshtas A., Tunved P., Fiebig M.* On Aethalometer measurement uncertainties and multiple scattering correction factor for the Arctic // Atmos. Meas. Tech. 2017. V. 10. P. 5039-5062. doi:10.5194/amt-10-5039-2017

13. *Draxler R.R., Hess G.D:* An overview of the HYSPLIT_4 modelling system for trajectories // Aust. Meteorol. Mag. 1998. V. 47, N. 4. P. 295-308.
14. *Fukasawa T, Ohta S, Murao N, Yamagata S, Makarov V.N.* Aerosol observations in the Siberian Arctic. Proc. NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol. 1997. V. 11. P. 150-160.
15. *Gorchakov G.I., Sitnov S.A., Sviridenkov M.A., Semoutnikova E.G., Emilenko A.S., Isakov A.A., Kopeikin V.M., Karpov A.V., Gorchakova I.A., Verichev K.S., Kurbatov G.A., Ponomareva T.Ya.* Satellite and ground-based monitoring of smoke in the atmosphere during the summer wildfires in European Russia in 2010 and Siberia in 2012 // Int. J. Rem. Sens. 2014. V. 35, N. 15. P. 5698-5721.
16. *Limon–Sanchez M.T., Carbajal–Romero P., Hernandez–Mena L., Saldarriaga–Norena H., Lopez–Lopez A., Cosio–Ramirez R., Arriaga–Colina J.L., Smith W*. Black carbon in PM2.5, data from two urban sites in Guadalajara, Mexico during 2008 // Atmospheric Pollution Research 2011. V. 2. P. 358-365.
17. *Schmeisser L., Backman J., Ogren J.A., Andrews E., Asmi E., Starkweather S., Uttal T., Fiebig M., Sharma S., Eleftheriadis K., Vratolis S., Bergin M., Tunved P., Jefferson A.* Seasonality of aerosol optical properties in the Arctic // Atmos. Chem. Phys. Discuss. https://doi.org/10.5194/acp-2017-1117, in review, 2018.
18. *Tomasi C., Kokhanovsky A., Lupi A., Ritter C., Smirnov A., O'Neill N.T., Stone R.S., Holben B.N., Nyeki S., Wehrli C., Stohl A., Mazzola M., Lanconelli C., Vitale V., Stebel K., Aaltonen V., de Leeuw G., Rodriguez E., B. Herber A., Radionov V.F., Zielinski T., Petelski T., Sakerin S.M., Kabanov D.M., Xue Y., Mei L., Istomina L., Wagener R., McArthur B., Sobolewski P.S., Kivi R., Courcoux Y., Larouche P., Broccardo S., Piketh S.J.* Aerosol remote sensing in polar region // Earth-Science Reviews. 2015. V. 140. P. 108–115.
19. *Yausheva E.P., Kozlov V.S., Panchenko, Shmargunov V.P.* Long-term variability of aerosol and Black Carbon concentrations M.V. in the atmospheric surface layer as results of 20-year measurements at the IAO Aerosol Station // Proceedings of SPIE. 2017. V. 10466. 10466 3I.

Исследование процессов в ветропесчаном потоке на опустыненных территориях

Г.И. Горчаков[1], А.В. Карпов[1], В.М. Копейкин[1], Д.В. Бунтов[1], А.А. Титов[2], Р.А Гущин[1,2], О.И Даценко[1,2]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г Москва
[2]МИРЭА - Росийский технологический университет, г. Москва

Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью на песчаных опустыненных территориях осуществляется в значительной степени через ветропесчаный поток, который формирует пустынные ландшафты и обеспечивает перенос огромных масс песка, что приводит к деградации освоенных человеком территорий. Под воздействием ветропесчаного потока с подстилающей поверхности в приземный слой атмосферы выносится большое количество пылевого (минерального) аэрозоля, который заметно влияет на радиационный режим атмосферы в глобальном масштабе.

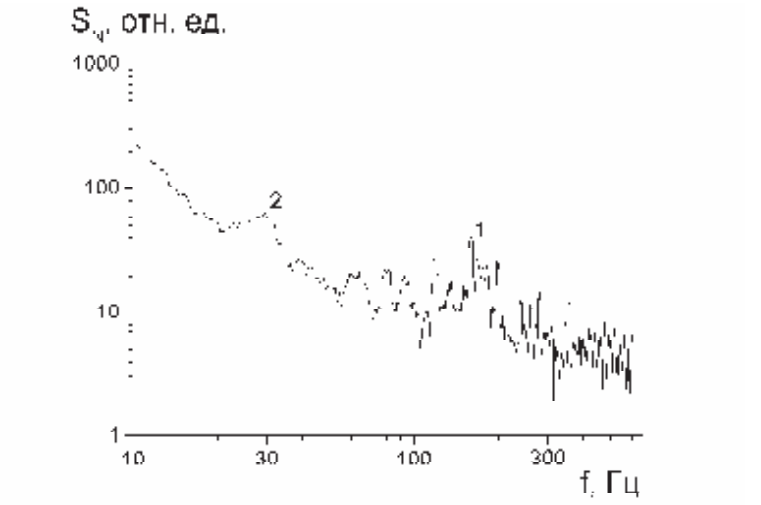


Рис. 1. Спектральная плотность мощности флуктуаций концентраций сальтирующих песчинок на опустыненной территории в Астраханской обл. (1,2 – максимумы мощности, обусловленные мелкой и крупной рябью).

В ветропесчаном потоке основным процессом является сальтация – скачкообразное перемещение песчинок (*Bagnold 1941, Shao 2008*). Процесс сальтации до сих пор недостаточно изучен (*Горчаков и др. 2009, Горчаков и др. 2013б*). Нами обнаружено явление квазипериодической сальтации (*Горчаков и др. 2016б*), которое обусловлено взаимодействием ветра с волновыми неоднородностями типа ряби и мелкой ряби на подстилающей поверхности, которые сильно влияют на интенсивность сальтации. На рис. 1 показана спектральная плотность мощности флуктуаций концентрации сальтирующих песчинок, полученная по данным скоростной видеосъемки процесса сальтации на опустыненной территории в Астраханской области в 2009 г. Максимум 1 спектральной плотности мощности в диапазоне частот 140-160 Гц обусловлен взаимодействием турбулентного потока с волновыми неоднородностями типа мелкой ряби (рис. 1), а максимум 2 вблизи 30 Гц – более крупными неоднородностями типа крупной ряби. Максимумы в диапазоне частот 50-110 Гц, по-видимому, определяются неоднородностями промежуточных масштабов или нелинейными взаимодействиями.

По данным наблюдений на опустыненной территории в Астраханской обл. (заказник «Пески Беркли» получен с большим временным осреднением (часы) вертикальный профиль массового потока сальтации (*Горчаков и др. 2009*), который в нижнем (основном) слое сальтации аппроксимируется экспонентой, а в верхнем слое сальтации – степенной функцией. С использованием данных скоростной видеосъемки в нижнем слое сальтации на опустыненной территории вблизи р. Волги получен вертикальный профиль с разрешением по высоте r мм концентрации сальтирующих песчинок с высоким временным разрешением (секунды), который с удовлетворительной точностью аппроксимируется экспонентой (*Горчаков и др. 2013б*).

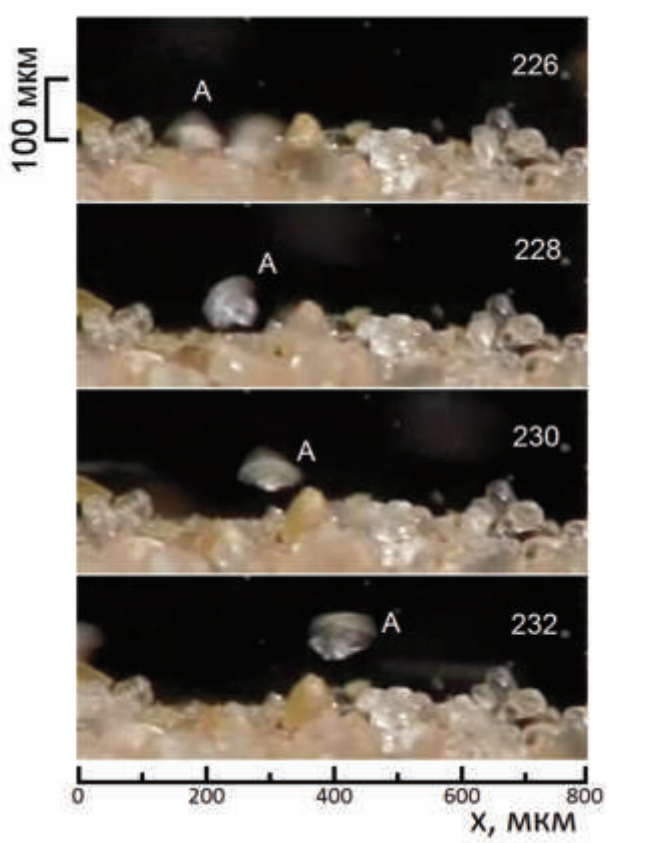


Рис. 2. Кадры видеосъемки с частотой 1200 Гц поднимающихся с подстилающей поверхности песчинки А.

По данным скоростной видеосъемки с большим оптическим увеличением (3 мкм на пиксель) в нижнем миллиметровом слое сальтации обнаружены квазигоризонтальные траектории сальтирующих песчинок (*Горчаков и др. 2016а*). На рис. 2 показан процесс отрыва песчинки А от подстилающей поверхности, который, по крайней мере, частично, может быть обусловлен механизмом ветрового отрыва (*Малиновская 2017*). Наблюдаемые на начальном этапе вертикальная и горизонтальная составляющие скорости частицы А примерно равны 1.6 и 3.0 см/с.

Отметим, что ранее нами были решены прямые и обратные задачи динамики сальтирующих песчинок (*Горчаков и др. 2012*, *Горчаков и др. 2013б*) с учетом силы тяжести, аэродинамической силы, электрической силы, силы Магнуса, подъемной силы и силы

Сэфмана (Shao 2008) и изучены вариации коэффициента скольжения сальтирующих песчинок (*Карпов и др. 2017*), в том числе, впервые для мелкозернистого песка.

Дисперсная фаза ветропесчаного потока не исчерпывается песчаной фракцией. Песчаные грунты на опустыненных территориях (*Pettijohn, 1957*) наряду с частицами песка, размеры которых больше примерно 100 мкм, содержат также минеральную пыль (частицы с размерами меньше 10 мкм) и алевритовую фракцию с размерами частиц примерно от 10 до 100 мкм. Пылевая фракция ветропесчаного потока сравнительно давно является предметом многочисленных исследований (*Bagnold 1941, Shao 2008, Горчаков и др. 2003а*, *Карпов 2008*). Что касается алевритовой фракции, то она обычно остается вне поля зрения специалистов.

Благодаря созданию фотоэлектрического счетчика сальтирующих песчинок (*Бунтов и др. 2018*) нам удалось по данным измерений функции распределения сальтирующих частиц по размерам на опустыненной территории в Астраханской области выделить алевритовую фракцию в ветропесчаном потоке.

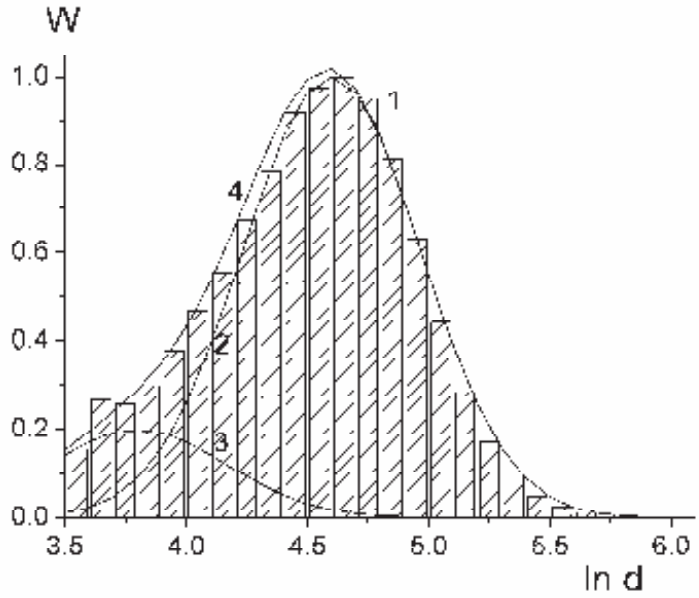


Рис.3. Нормированное распределение сальтирующих частиц по размерам (1) по данным измерений 23.08.2011. Аппроксимирующие функции распределения по размерам для песчаной фракции (2), для алевритовой фракции (3), и суммарное распределение (4).

На рис. 3 показано нормированное распределение (1 на рис. 3) сальтирующих частиц по размерам (в диапазоне размеров d > 30 мкм) как функция ln d, построенное по данным измерений на опустыненной территории в Астраханской области 23 августа 2011 г. Это распределение можно представить как сумму распределений для песчаной и алевритовой фракций ветропесчаного потока. Логонормальное распределение 2 с модальным диаметром 105 мкм аппроксимирует функцию распределения для песчаной фракции ветропесчаного потока, а логонормальное распределение 3 с модальным диаметром 45 мкм – функцию распределения алевритовой фракции. Сумма указанных логонормальных распределений (4 на рис. 3) с удовлетворительной точностью аппроксимирует наблюдаемое распределение сальтирующих частиц по размерам.

Ветропесчаный поток отличается аномально высокой электризацией (*Горчаков и др. 2006*, *Горчаков и др. 2014*). Напряженность электрического поля в ветропесчаном потоке может превышать 100 кВ/м (*Schmidt et al. 1998, Горчаков и др. 2016а*), а сальтирующие песчинки могут приобретать большой удельный заряд (*Горчаков и др. 2014*, *Schmidt et al. 1998*), благодаря чему в ветропесчаном потоке возникают электрические токи сальтации (*Горчаков и др. 2006*), на 5-6 порядков превышающие вертикальные электрические токи хорошей погоды.

В (*Schmidt et al. 1998*) была получена оценка удельного заряда сальтирующих песчинок: + 60 мкКл/кг. Нами было показано, что удельный заряд сальтирующих песчинок изменчив и может быть как положительным, так и отрицательным (*Горчаков и др. 2014*). В (*Горчаков и др. 2016в*) для всплескового режима сальтации по данным измерений в Калмыкии было получено распределение вероятностей удельного заряда для всплескового режима сальтации. Наблюдаемые значения удельного заряда достигали + 150 мкКл/кг, а среднее значение оказалось равным 48.5 мкКл/кг.

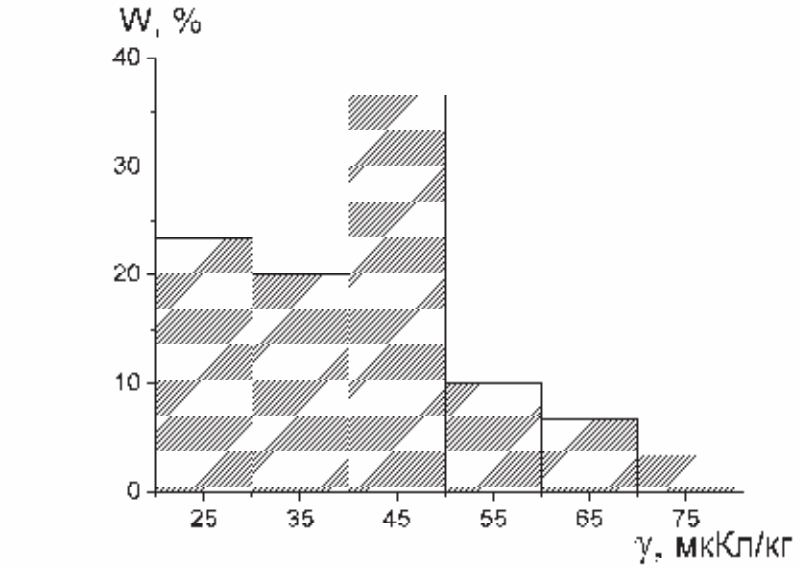


Рис. 4. Распределение вероятностей для удельного заряда сальтирующих песчинок пр данным наблюдений на опустыненной территории в Астраханской обл. 23 августа 2011 г. в условиях квазистационарной сальтации.

На рис. 4 представлено распределение вероятностей удельного заряда сальтирующих песчинок для режима квазинепрерывной сальтации по данным измерений на опустыненной территории в Астраханской области, которое оказалось более узким, чем распределение вероятностей для режима всплесковой сальтации.

Важным направлением исследования процессов в ветропесчаном потоке является определение потоков аэрозоля с опустыненных территорий. В (*Gorchacov et al. 2002*) представлены первые результаты прямых измерений вертикальных турбулентных потоков аэрозоля в Приаралье. Позже были получены данные о вертикальных турбулентных потоках с опустыненной территории в Астраханской области (*Горчаков и др. 2013а*). Был изучен вихревый вынос аэрозоля с опустыненной территории (*Горчаков и др. 2003б*) и оценено влияние скорости ветра на вынос аэрозоля (*Горчаков и др. 2004*).

Литература

1. *Бунтов Д.В., Гущин Р.А., Даценко О.И.* Четырехканальный фотоэлектрический счетчик сальтирующих песчинок // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т.31, № 6. С. 485-488.
2. *Горчаков Г.И., Шукуров К.А.* Флуктуации концентрации субмикронного аэрозоля в конвективных условиях. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т.39, №1. С.85-97.
3. *Горчаков Г.И., Копров Б.М., Шукуров К.А.* Вихревой вынос аридного субмикронного аэрозоля // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т.39, №5. С.596-608.
4. *Горчаков Г.И., Копров Б.М., Шукуров К.А.* Влияние ветра на вынос аэрозоля с подстилающей поверхности // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т.40, №6. С.759-775.
5. *Горчаков Г.И., Ермаков В.И., Копейкин В.М., Исаков А.А., Карпов А.В., Ульяненко А.В.* // Доклады АН. 2006. Т.410, №2. С.295-262.
6. *Горчаков Г.И., Титов А.А., Бунтов Д.В.* Параметры нижнего слоя сальтации на опустыненной территории // Доклады АН. 2009. Т. 424, № 1. С. 102-106.
7. *Горчаков Г.И., Карпов А.В., Соколов А.В., Бунтов Д.В., Злобин И.А.* Экспериментальное и теоретическое исследование траекторий сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25, № 6. С. 501-506.
8. *Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М., Бунтов Д.В.* Процессы переноса в ветропесчаном потоке // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. М.: ГЕОС. 2013. С. 97-102.
9. *Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М., Злобин И.А., Бунтов Д.В., Соколов А.В.* Исследование динамики сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // Доклады АН. 2013. Т. 452, №6. С. 669-676.
10. *Горчаков Г.И., Копейкин В.М., Карпов А.В., Бунтов Д.В., Соколов А.В*. Удельный заряд сальтирующих песчинок на опустыненных территориях // Доклады АН. 2014. Т. 456, № 4. С. 476 – 480.
11. *Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М., Соколов А.В., Бунтов Д.В.* Влияние силы Сэфмана, подъемной силы и электрической силы на перенос частиц в ветропесчаном потоке // Доклады АН. 2016. Т. 467, № 3. С. 336-341.
12. *Горчаков Г.И., Карпов А.В., Кузнецов Г.А., Бунтов Д.В.* Квазипериодическая сальтация в ветропесчаном потоке на опустыненной территории // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29, № 6. С. 472 – 477.
13. *Горчаков Г.И., Копейкин В.М., Карпов А.В., Титов А.А., Бунтов Д.В., Кузнецов Г.А., Гущин Р.А., Даценко О.И., Курбатов Г.А., Серегин А.О., Соколов А.В.* Вариации удельного заряда сальтирующих песчинок в ветропесчаном потоке на опустыненной территории // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29, № 1. С. 31 – 39.
14. *Карпов А.В.* Флуктуации микроструктуры грубодисперсного и субмикронного аэрозоля на опустыненной территории // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т.21, №10. С.844-849.
15. *Карпов А.В., Гущин Р.А., Даценко О.И.* Анализ вариаций скорости переноса сальтирующих песчинок. // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30, № 3. С. 227–232.
16. *Малиновская Е.А.* Модель отрыва песчаной частицы ветром // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53, №5. С.588-596.
17. *Bagnold R.A.* The Physics of Blown Sand and Desert Dunes/ London. Methuen. 1941. 265 p.
18. *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. S138-147.
19. *Pettijohn F.G.* Sedimentary Rocs. New York. Harper. 1957. 526p.
20. *Schmidt D.S., Schmidt R.A., Dent J.D.* Electrostatic force on saltating sand // J. Geophys. Res. 1998. V. 103, No D8. P. 8997 – 9001.
21. *Shao Y*. Physics and modeling of wind erosion. New York. Springer. 2008. 452 p.

Учет сериальной корреляции при анализе геофизических данных методом множественной линейной регрессии

А.Н. Груздев

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

1. Введение

Одно из важных свойств многих геофизических процессов – память. Дальняя память влияет на способность предсказания и/или детектирования долговременных изменений (*Beran 1994*). В регрессионном анализе память может проявляться через автокорреляцию (сериальную корреляцию) остаточного ряда, и наличие автокорреляции влияет на погрешности коэффициентов регрессионной модели (*Драпер и Смит 2007*).

Известны несколько эффективных в практическом плане методов учета сериальной корреляции. Предполагается, что остаточный ряд есть авторегрессиионный (АР) процесс 1-го порядка. В АР модели *k*-го порядка текущее значение процесса выражается в виде линейной комбинации *k* предыдущих значений процесса (*Бокс и Дженкинс 1974*). В АР процессе 1-го порядка текущее значение выражается через предшествующего значение.

Автокорреляция приводит к сокращению числа независимых значений, то есть, к уменьшению числа степеней свободы. В (*Bartlet 1935*) оно выражено через коэффициент автокорреляции (он равен АР коэффициенту в АР процессе 1-го порядка) и получена поправка к дисперсии остаточного ряда. Этот способ был, например, использован при оценке тренда температуры поверхности океана в (*Folland et al 2003*). В (*Weatherhead 1998*) предложена несколько иная аппроксимация дисперсии остаточного ряда, также выраженная через коэффициент АР процесса 1-го порядка. Метод был применен, например, в (*Hendrick 2012*) при оценках трендов NO_2. В (*Cochrane and Orcutt 1949*) предложена итерационная процедура учета сериальной корреляции, когда остаточный ряд является АР процессом 1-го (см. также (*Tiao et al. 1990*)). Эта процедура использовалась также в предположении, что остаточный ряд является АР процессом 2-го порядка (*Bodeker et al. 1998*). Такой подход использовался для учета сериальной корреляции в недавних оценках озонных трендов (*Harris et al. 2015*).

Автокорреляционная (АК) функция АР процесса 1-го порядка экспоненциально затухает (*Бокс и Дженкинс 1974*). Однако АК функция действительного остаточного ряда может значительно отличаться от экспоненты. Поэтому в рамках АР представления может потребоваться больший порядок авторегрессии для описания более сложного поведения остаточного ряда. Это означает, что память в остаточном ряде проявляется на большем масштабе, чем предполагается АР процессом 1-го порядка, и это характерно для разных геофизических временных рядов.

В предлагаемой работе предложен метод учета сериальной корреляции на больших масштабах. Он демонстрируется на примере анализа данных наземных измерений общего содержания NO_2 на Звенигородской научной станции ИФА им. А.М. Обухова РАН и данных спутниковых измерений общего содержания озона над станцией.

2. Метод

Линейную регрессионную модель удобно записать в матричной форме (*Драпер и Смит 2007*):

$$\mathbf{Y} = \mathbf{X}\boldsymbol{\beta} + \boldsymbol{\varepsilon}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{Y}$ – вектор наблюдений длины n (анализируемый ряд), $\mathbf{X}$ – матрица предикторов (независимых переменных) размера $(n \times p)$, p – число предикторов, $\boldsymbol{\beta}$ – вектор неизвестных коэффициентов (искомых коэффициентов регрессии) длины p, $\boldsymbol{\varepsilon}$ – вектор ошибок (остатков) длины n (остаточный ряд). Переопределенная система уравнений (1) ($n > p$) решается

стандартным методом наименьших квадратов. Если остаточный ряд ε подчиняется гауссову распределению с нулевым средним и дисперсией σ^2, то стандартная ошибка искомых коэффициентов находится одновременно с решением системы (*Драпер и Смит 2007*).

Приведем, следуя (*Драпер и Смит 2007*), основные соотношения для решения задачи (1), то есть выражения для среднеквадратичных оценок коэффициентов регрессии и их стандартных ошибок. Пусть $\mathbf{V}(\boldsymbol{\varepsilon})$ есть ковариационная матрица остаточного ряда размера $(n\times n)$, такая что $\mathbf{V}(\boldsymbol{\varepsilon}) = \mathbf{V}\sigma^2$, где σ^2 – дисперсия некоррелированной компоненты $\boldsymbol{\varepsilon}$. Если ошибки (члены остаточного ряда) $\boldsymbol{\varepsilon}$ некоррелированы, то $\mathbf{V}(\boldsymbol{\varepsilon}) = \mathbf{I}\sigma^2$, где $\mathbf{I}$ – единичная матрица, и матрица $\mathbf{V}(\boldsymbol{\varepsilon})$ есть просто диагональная дисперсионная матрица. Однако для геофизических данных типично, когда ошибки сериально коррелированны и, по крайней мере, некоторые недиагональные элементы матрицы $\mathbf{V}(\boldsymbol{\varepsilon})$ отличны от нуля.

Согласно (*Драпер и Смит 2007*), существует невырожденная симметричная матрица $\mathbf{P}$, такая что

$$\mathbf{P}^{\mathrm{T}}\,\mathbf{P} = \mathbf{P}\,\mathbf{P} = \mathbf{P}^2 = \mathbf{V}, \tag{2}$$

где $\mathbf{P}^{\mathrm{T}}$ – транспонированная матрица для матрицы $\mathbf{P}$. Если остаточный ряд ε можно представить в виде АР процесса, то матрица $\mathbf{V}$ будет его АК матрицей. Например, в случае АР процесса первого порядка элемент V_{ij} матрицыf $\mathbf{V}$ есть $\rho^{|i-j|}$, где ρ – коэффициент автокорреляции при единичном запаздывании (*Бокс и Дженкинс 1974*; см. также приложение А в (*Tiao et al. 1990*)).

Обозначим через $\mathbf{e}$ вектор некоррелированных ошибок, ассоциированных с вектором коррелированных ошибок $\boldsymbol{\varepsilon}$. Тогда, согласно (*Драпер и Смит 2007*),

$$\mathbf{e} = \mathbf{P}^{-1}\boldsymbol{\varepsilon} \tag{3}$$

и искомый вектор $\mathbf{b}$, элементы которого являются обобщенными среднеквадратичными оценками элементов вектора регрессионных коэффициентов $\boldsymbol{\beta}$, есть:

$$\mathbf{b} = (\mathbf{X}^{\mathrm{T}}\mathbf{V}^{-1}\mathbf{X})^{-1}\mathbf{X}^{\mathrm{T}}\mathbf{V}^{-1}\mathbf{Y}. \tag{4}$$

При этом вектор квадрата стандартной ошибки $\boldsymbol{\delta}_b^2$ оценок $\mathbf{b}$ состоит из диагональных элементов матрицы $(\mathbf{X}^{\mathrm{T}}\mathbf{V}^{-1}\mathbf{X})^{-1}\sigma^2$:

$$\boldsymbol{\delta}_b^2 = \mathrm{diag}(\mathbf{X}^{\mathrm{T}}\mathbf{V}^{-1}\mathbf{X})^{-1}\sigma^2. \tag{5}$$

Формулы (4) и (5) описывают решение регрессионной задачи (1), обобщенное на случай сериальной корреляции. В отсутствие сериальной корреляции $\mathbf{V}^{-1} = \mathbf{I}$ и формулы (4), (5) принимают стандартный вид (*Драпер и Смит 2007*).

Предлагаемый метод нахождения коэффициентов регрессионной модели основан на обобщенных формулах (4), (5). Ключевым моментом является конструирование АК матрицы $\mathbf{V}$ АР процесса, аппроксимирующего поведение остаточного ряда. Пусть АР процесс имеет порядок k. Известно, что АК функция АР процесса и коэффициенты авторегрессии связаны рекуррентными соотношениями, образующими систему уравнений Юла–Уокера (*Бокс и Дженкинс 1974*). Найдем значения АР коэффициентов по остаточному ряду с помощью метода максимальной энтропии Бёрга (*Kay and Marple 1981*). Затем по значениям АР коэффициентов, путем решения системы уравнений Юла–Уокера относительно АК коэффициентов, находим k значений коэффициентов автокорреляции, соответствующих АР процессу. Оставшиеся значения (хвост) АК функции для задержек от k+1 до n находятся по рекуррентным соотношениям Юла–Уокера. В результате квадратная матрица $\mathbf{V}$ размера $(n\times n)$ полностью определена.

Таким образом, регрессионная задача (1) решается в два шага. На первом шаге решение находится стандартным методом наименьших квадратов (в предположении $\mathbf{V} = \mathbf{I}$). Остаточный ряд представляется в виде АР процесса порядка k, который может значительно отличаться от 1. В алгоритме Бёрга k может достигать трети длины ряда. АР коэффициенты и значения соответствующей АК функции для задержек в интервале от 1 до k рассчитываются

описанным выше способом. Затем рассчитывается хвост АК функции и определяется матрица **V**.

На втором шаге в соответствии с (4) и (5) рассчитываются оценки регрессионных коэффициентов и их стандартные ошибки. При необходимости с помощью (3) может быть найден вектор некоррелированных ошибок **e**. Матрица **P** есть решение квадратного матричного уравнения (2) и находится с помощью преобразования матрицы **V** к жордановой форме.

3. Использованные данные и регрессионная модель

Для демонстрации предложенного метода воспользуемся данными измерений общего содержания NO_2 на Звенигородской научной станции Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН в 1990–2016 гг. Станция расположена в сельской местности в 50 км западнее Москвы и входит в состав Сети по обнаружению изменений состава атмосферы (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change – NDACC). Измерения выполняются в утренние и вечерние сумерки по рассеянной из зенита солнечной радиации видимой области спектра. Метод наблюдений и восстановления содержания NO_2 описан в (*Елохов и Груздев 2000; Gruzdev and Elokhov 2010, 2011*), а данные находятся в свободном доступе по адресу ftp://ftp.cpc.ncep.noaa.gov/ndacc/station/zvenigor/. Анализируемое общее содержание NO_2 есть интегральное содержание NO_2 в вертикальном столбе атмосферы выше ее пограничного слоя. В настоящей работе использованы данные вечерних измерений.

Использованы также данные спутниковых измерений общего содержания озона с помощью приборов TOMS за 1996–2005 гг. (ftp://jwocky.gsfc.nasa.gov/pub/eptoms/data/overpass/) и OMI (версия TOMS-like) за 2005–2017 гг. (https://avdc.gsfc.nasa.gov/index.php?site=1593048672&id=28) при пролете спутников над станцией. Предшествующие данные TOMS не использованы из-за длительного разрыва в них. Данные TOMS и OMI объединены в единый ряд.

Результаты измерений NO_2 и O_3 подверглись статистической отбраковке по способу (*Груздев 2008*), и по ним рассчитаны среднемесячные значения. Они приведены для NO_2 на рис. 1а.

В модели множественной линейной регрессии для NO_2 и O_3 включены следующие предикторы: линейный член, зональная скорость экваториального ветра на изобарической поверхности 20 гПа и среднее зональных скоростей на поверхностях 40 и 50 гПа (http://www.geo.fu-berlin.de/en/met/ag/strat/produkte/qbo/index.html) – в качестве индексов квазидвухлетней цикличности (КДЦ), индекс Ниньо 3–4 (https://www.esrl.noaa.gov/psd/data/correlation/nina34.data) и смещенный во времени индекс Ниньо 3–4 – для учета эффектов Эль-Ниньо–Южного колебания (ЭНЮК), индекс Североатлантического колебания (САК) (https://crudata.uea.ac.uk/cru/data/nao/nao.dat), индекс солнечной активности $F_{10.7}$ (https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/), среднее по северному полушарию значение оптической толщи стратосферного аэрозоля на длине волны 550 нм (https://data.giss.nasa.gov/modelforce/strataer/) – для учета воздействия продуктов извержения вулкана Пинатубо на NO_2. Эти предикторы представляют в регрессионной модели основные важные процессы, оказывающие влияние на изменчивость стратосферных примесей.

Два индекса КДЦ использованы для учета задержки отклика NO_2 и O_3 на воздействие экваториальной КДЦ (*Груздев и Безверхний 2005, 2006; Груздев 2011; Агеева и Груздев 2017*). Вариации скоростей ветра на изобарической поверхности 20 гПа и в слое 40–50 гПа в экваториальной стратосфере в высокой степени ортогональны между собой (коэффициент корреляции КК ~ –0.01). Аналогичная идея использована и для учета эффекта ЭНЮК. Значения второго индекса запаздывают относительно значений оригинального индекса Ниньо 3–4 на 14 месяцев, так что два индекса ортогональны между собой (КК ~ 0.01).

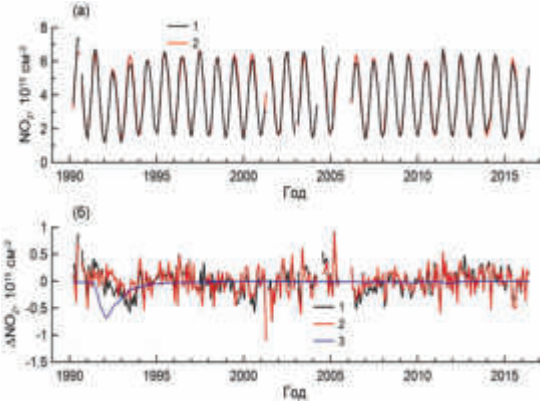


Рис. 1. *а* – Среднемесячные значения общего содержания NO_2 (*1*) и их аппроксимация с помощью модели множественной линейной регрессии (*2*). *б* – Ряды коррелированной (*1*) и некоррелированной (*2*) ошибок и эффект извержения вулкана Пинатубо (*3*). Некоррелированная ошибка соответствует порядку авторегрессии $k = 90$.

Все искомые коэффициенты в регрессионной модели представлены в виде разложения в ряд Фурье по парам синус–косинус, соответствующим годовой и полугодовой гармоникам, с целью учета годового хода NO_2 и O_3, сезонной зависимости трендов и сезонной зависимости воздействия других предикторов на NO_2 и O_3 (см. также (*Bodeker et al. 1998; Harris et al. 2015*)). Годовой ход NO_2 на Звенигородской станции в основном обусловлен годовой и полугодовой гармониками (*Елохов и Груздев 2000*).

4. Апробация метода на примере NO_2 и O_3

Рис. 1а показывает, что содержание NO_2, предсказываемое моделью множественной линейной регрессии, хорошо соответствует наблюдаемому содержанию NO_2. Как показывает синяя кривая на рис. 1б, значительное уменьшение содержания NO_2 в 1992 г. есть результат влияния продуктов извержения в июне 1991 г. вулкана Пинатубо. Оно обусловлено гетерогенными химическими процессами на поверхности стратосферного сульфатного аэрозоля (*Koike et al. 1994*). Однако следует отметить, что индекс, использованный в регрессионной модели для описания эффекта извержения вулкана Пинатубо, недооценивает этот эффект в 1993 г. (ср. две кривые на рис. 1а и черную кривую на рис. 1б).

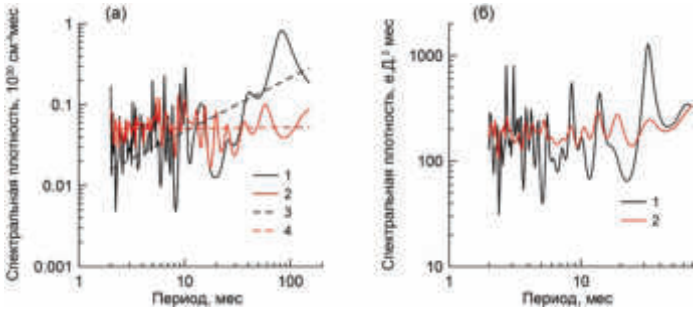


Рис. 2. Спектры коррелированной (*1*) и некоррелированной (*2*) ошибок для NO_2 (*а*) и O_3 (*б*) и степенная аппроксимация спектров (*3* и *4*, соответственно). Некоррелированная ошибка для NO_2 соответствует порядку авторегрессии $k = 90$, для O_3 – порядку авторегрессии $k = 50$.

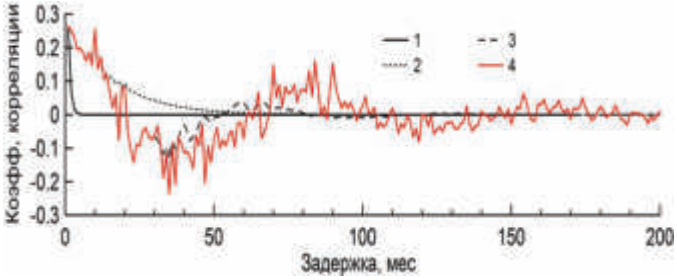


Рис. 3. Автокорреляционная функция АР процесса, аппроксимирующего временной ряд коррелированной ошибки для NO_2, при значениях порядка авторегрессии k, равных 1 (*1*), 10 (*2*), 30 (*3*) и 90 (*4*).

Коррелированная ошибка ε и некоррелированная ошибка e для NO_2, соответствующая порядку авторегрессии 90, приведены на рис. 1б. На рис. 2 сравниваются спектры коррелированной и некоррелированной ошибок для NO_2 и O_3, рассчитанные с помощью метода максимальной энтропии (*Kay and Marple 1981*). Спектр коррелированной ошибки для NO_2 указывает на наличие в остаточном ряде ε вариаций с периодом около 80 мес (рис. 2а). Другая особенность этого спектра – его приблизительно степенной характер (scaling) с показателем степени 0.7 (черная штриховая прямая на рис. 2а). В отличие от него, спектр некоррелированной ошибки следует степенному закону с показателем, близким к нулю, что является теоретической величиной для спектра белого шума. Спектр коррелированной ошибки для O_3 характеризуется выраженными максимумами на периодах около 3 и 40 мес, в то время как в спектре некоррелированной ошибки подобные особенности отсутствуют (рис. 2б).

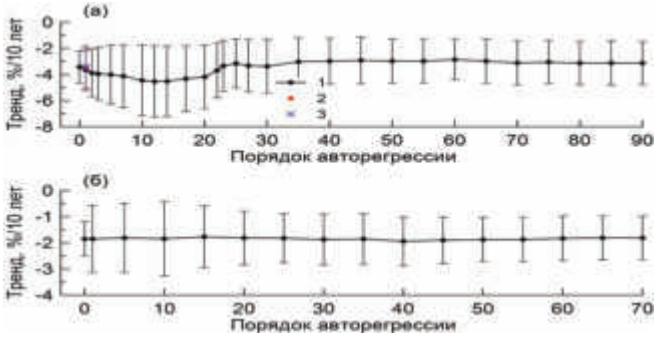


Рис. 4. *а* – Среднегодовое значение тренда NO_2 и его 95% доверительный интервал в зависимости от порядка АР процесса, аппроксимирующего временной ряд коррелированной ошибки, оцененные с помощью нового метода (*1*), и оценки тренда и его 95% доверительного интервала, рассчитанные с помощью методов (*Cochrane and Orcutt 1949*) (*2*) и (*Weatherhead et al. 1998*) (*3*). *б* – Среднегодовое значение тренда O_3 и его 95% доверительный интервал в зависимости от порядка АР процесса, аппроксимирующего временной ряд коррелированной ошибки, оцененные с помощью нового метода.

На рис. 3 показаны автокорреляционные функции АР процессов, аппроксимирующих ряд коррелированной ошибки для NO_2 при различных значениях порядка авторегрессии k. Автокорреляционная функция, соответствующая значению $k = 90$, демонстрирует колебания с периодом около 80 мес, что согласуется с периодом, проявившемся в спектре на рис. 2а. Автокорреляционная функция для $k = 1$ экспоненциально затухает, а в случае $k = 10$ затухание проявляется на задержках более 10 мес. При значении $k = 30$ автокорреляционная

функция содержит колебания, но их период пока еще меньше 80 мес. Значение $k = 50$ достаточно, чтобы разрешить 80-месячные колебания, и соответствующая автокорреляционная функция (не показана на рис. 3), совпадая в диапазоне задержек k от 1 до 50 мес с функцией для $k = 90$, в целом следует ей и при бóльших задержках.

Для демонстрации влияния порядка авторегрессии для остаточного ряда на оценки коэффициентов регрессии в регрессионной модели, на рис. 4 приведены среднегодовые оценки линейных трендов NO_2 и O_3 и их 95%-е доверительные интервалы в зависимости от порядка k АР процесса. Значение $k = 0$ соответствует случаю без учета сериальной корреляции. Рисунок 4а показывает, что в случае NO_2 величина k влияет и на значения, и на ошибки регрессионных коэффициентов. Оценки тренда NO_2 при различных значениях k изменяются примерно на треть его величины; однако различия находятся в пределах 95%-х доверительных интервалов. Ошибка оценки тренда значительно, более чем вдвое, увеличивается с увеличением k при небольших значениях k, достигает максимума при $k = 12 \div 15$ и постепенно уменьшается, пока k не достигает 50. При $k > 50$ оценки тренда и их ошибки остаются примерно постоянными. На рис. 4а приведены также оценки трендов, полученные с использованием методов (*Cochrane and Orcutt 1949*) и (*Weatherhead etal. 1998*).

В случае O_3 значение тренда не зависит, но ошибка тренда зависит от порядка АР процесса. При малых значениях k ошибка возрастает с ростом k, а затем уменьшается и при значениях k>40 остается примерно постоянной (рис. 4б).

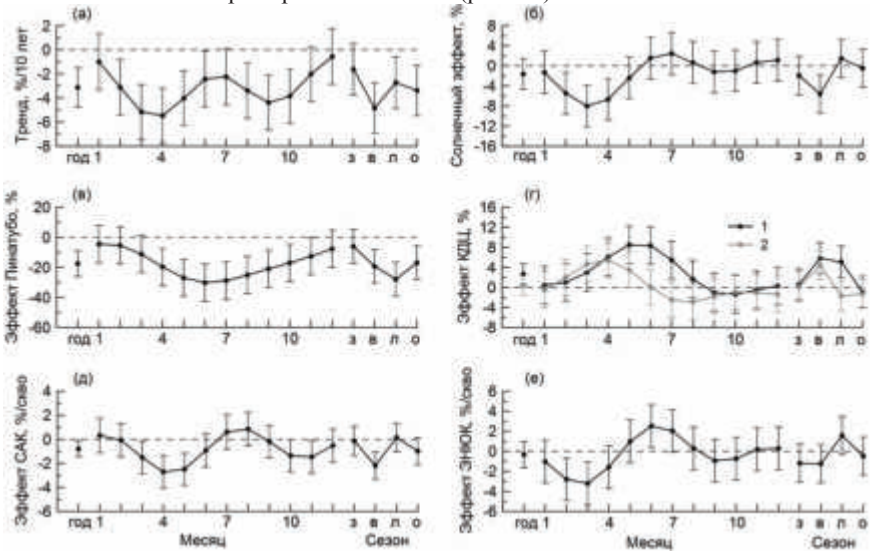


Рис. 5. Среднегодовая (точки в левых частях рисунков), месячные (кривые в средних частях рисунков) и сезонные (кривые в правых частях рисунков) оценки линейного тренда NO_2 (*а*) и эффектов солнечного цикла (*б*), извержения вулкана Пинатубо (*в*), КДЦ (*г*), САК (*д*) и ЭНЮК (*е*) в NO_2 и их 95% доверительные интервалы при порядке авторегрессии k = 90. Эффект КДЦ соответствует отклику NO_2 на скорость экваториального ветра на уровне 20 гПа (*1*) и в слое 40-50 гПа (*2*).

На рис. 5 приведены оценки линейных трендов NO_2 и величин изменений содержания NO_2, обусловленных различными предикторами, полученные при $k = 90$. На рисунках нанесены годовые, месячные и сезонные величины. Процентные значения рассчитаны относительно многолетней среднегодовой величины содержания NO_2. Линейный тренд на рис. 5а отражает изменение содержания NO_2 за 10 лет. Эффект 11-летнего солнечного цикла (рис. 5б) соответствует изменению содержания NO_2 при изменении уровня солнечной

активности от минимума к максимуму. Вулканический эффект на рис. 5в означает изменение содержания NO_2, соответствующее максимуму аэрозольной оптической толщи. Эффект КДЦ на рис. 5г есть изменение содержания NO_2 при изменении экваториальной зональной скорости ветра от максимальной восточной до максимальной западной фазы. Эффекты САК и ЭНЮК (рис. 5д, е) – это изменения содержания NO_2, обусловленные изменениями индексов САК и Ниньо 3–4, соответственно, на величины их среднеквадратичных отклонений. Эффект ЭНЮК приведен в виде отклика NO_2 на изменение только одного индекса Ниньо 3–4, так как отклик на другой, ортогональный ему индекс статистически незначим на уровне 95%.

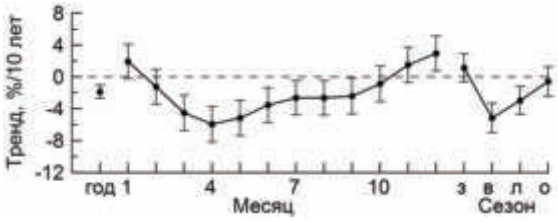


Рис. 6. Среднегодовая (точки в левых частях рисунков), месячные (кривые в средних частях рисунков) и среднесезонные (кривые в правых частях рисунков) оценки линейного тренда O_3 и их 95% доверительные интервалы при порядке авторегрессии $k = 50$.

Согласно рис. 5а, линейный тренд NO_2 сезонно зависим с максимальными по модулю значениями весной (до –6% за 10 лет) и осенью. Годовой тренд составляет около –3% за 10 лет и также статистически значим.

В то время как годовая оценка эффекта солнечной активности в NO_2 невелика и статистически незначима, значительный эффект получен для периода с конца зимы по середину весны (рис. 5б). Содержание NO_2 в марте во время фазы минимума солнечной активности на 8% больше, чем во время фазы максимума. Относительно среднемесячных значений содержания NO_2 эффект солнечного цикла в феврале и марте составляет около –10%.

Максимальный абсолютный эффект извержения вулкана Пинатубо, около –30%, получен для летнего сезона (рис. 5в). Однако если изменения содержания NO_2 нормировать на среднемесячные его значения, то вулканический эффект в меньшей степени зависит от сезона и варьирует вблизи значения –20%.

Эффект КДЦ в NO_2 выражен преимущественно в весенне-летний период (рис. 5г). Его величина составляет летом около 8% относительно среднегодового содержания NO_2. Разный сезонный ход двух кривых на рис. 5г указывает на то, что фазовый сдвиг эффекта КДЦ в NO_2 относительно экваториальной КДЦ изменяется с сезоном. Например, эффект в NO_2 в марте запаздывает относительно КДЦ экваториальной скорости ветра на уровне 20 гПа на одну восьмую периода КДЦ (~3.5 мес), в то время как эффект в NO_2 в июне совпадает по фазе со скоростью ветра на 20 гПа. Летние значения содержания NO_2 во время западной фазы экваториального зонального ветра на уровне 20 гПа больше, чем во время восточной фазы. Весенние значения содержания NO_2 во время западной фазы КДЦ экваториального зонального ветра в слое 20–50 гПа в целом больше, чем во время восточной фазы.

Небольшой, отрицательный по величине, статистически значимый эффект САК в NO_2 получен для весеннего и осеннего периодов (рис. 5д). Отрицательный эффект в несколько процентов получен для эффекта ЭНЮК в конце зимы–начале весны, а эффект противоположного знака проявился в летние месяцы (рис. 5е).

Следует отметить, что оценки линейных трендов NO_2, эффекта 11-летнего солнечного цикла и вулканического эффекта в NO_2 на Звенигородской станции, полученные методом множественной линейной регрессии, были представлены и в более ранних работах (*Груздев 2008, 2014; Gruzdev 2009; Gruzdev et al. 2016*). Знаки оценок из настоящей работы и из

указанных работ совпадают. Годовая оценка тренда NO_2, полученная с помощью нового метода, близка к наиболее поздней оценке в (*Gruzdev et al. 2016*), хотя и несколько меньше ее по модулю, но в два раза меньше (по модулю) более ранних оценок (*Груздев 2008; Gruzdev 2009*). Годовая оценка вулканического эффекта по результатам настоящей работы близка к оценкам, полученным в (*Груздев 2008, 2014; Gruzdev 2009*) по данным вечерних измерений, но в полтора раза меньше ранних оценок, полученных без использования множественной регрессии (*Elokhov and Gruzdev 1998; Gruzdev and Elokhov 2005*). Для эффекта солнечного цикла в вечерних данных об NO_2 в (*Груздев 2014*) получено статистически значимое отрицательное значение, почти двукратно превышающее по модулю статистически незначимую годовую оценку, полученную в настоящей работе. Причины отмеченных количественных расхождений могут быть разными. Имеют значение как длина анализируемого ряда, так и различия использованных регрессионных моделей, в частности, выбор предиктора для описания влияния вулканического аэрозоля.

На рис. 6 приведены годовые, месячные и сезонные оценки линейного тренда O_3. Годовая оценка тренда O_3 в период 1996–2017 гг. над Звенигородом составляет около –2% за 10 лет. Тренд максимален (по модулю) весной (в среднем около –5% за 10 лет). Летние оценки тренда тоже отрицательные (в среднем около –3% за 10 лет). Среднезимняя и среднеосенняя оценки тренда статистически незначимы, однако в декабре тренд положительный: ~3% за 10 лет.

5. Заключение

В работе предложен метод учета сериальной корреляции данных в задаче линейной регрессии. Одно из достоинств метода – то, что он позволяет учесть автокорреляцию остаточного ряда, которая может проявляться на больших масштабах. Эффективность метода продемонстрирована на основе анализа с применением модели множественной линейной регрессии данных наземных измерений общего содержания NO_2 на Звенигородской научной станции и данных спутниковых измерений общего содержания озона над станцией.

По результатам работы можно сделать некоторые общие выводы, которые могут быть справедливыми при анализе других данных, так как долговременная корреляция присуща различным геофизическим параметрам.

Оценки регрессионных коэффициентов и/или их ошибки зависят от порядка k АР процесса, аппроксимирующего коррелированный остаточный ряд. В целом, чем больше масштаб автокорреляции, тем больший порядок авторегрессии требуется. Сначала ошибка увеличивается с увеличением k. Затем она может достичь максимума и после этого начать уменьшаться. В случае с NO_2 и O_3 над Звенигородом соответствующие ошибки более чем удваиваются в своих максимумах по сравнению с их начальными значениями.

Уменьшение ошибки может прекратиться при больших значениях k, если k достигнет значения, при котором АР процесс этого порядка обеспечит воспроизведение важных особенностей автокорреляционной функции остаточного ряда. Это произошло при анализе данных об NO_2 и O_3. Однако если ошибка не достигает максимума в диапазоне возможных значений k, то следует полагать, что использованная регрессионная модель не вполне адекватно описывает поведение наблюдаемой переменной и должна быть усовершенствована (см. также (*Драпер и Смит 2007*)).

В случае с использованными данными об NO_2 и O_3 максимумы ошибок пришлись на k~10, а затем ошибки уменьшались по достижении k значения ~50. При бóльших возможных (примерно до 1/3 длины соответствующего ряда) значениях k регрессионные коэффициенты и их ошибки сохраняли примерно постоянные значения.

Модель множественной линейной регрессии для данных наблюдений NO_2 и O_3 включает сезонно зависимый годовой тренд и сезонно зависимые эффекты 11-летнего солнечного цикла, экваториальной КДЦ, САК, ЭНЮК и продуктов извержения вулкана Пинатубо. Годовые и сезонно зависимые оценки вклада этих эффектов в долговременную и

межгодовую изменчивость NO_2 и оценки тренда O_3 получены с учетом автокорреляции ошибки (остаточного ряда) до временного масштаба 90 мес в случае NO_2 и 50 мес в случае O_3.

Представленный в работе метод применим к анализу самых разных данных. Количественные характеристики зависимости регрессионных коэффициентов и их ошибок от порядка АР процесса для них будут своими.

Одним из важных применений предложенного метода могло бы стать обнаружение восстановления стратосферного озона (см., например, (*Chipperfield et al. 2017*)). Как показывает рис. 4, доверительные интервалы при больших значениях порядка АР процесса меньше, чем при k=1 (особенно для O_3). Это может облегчить обнаружение восстановления озона по сравнению с теми случаями, когда сериальная корреляция учитывается только на малом масштабе (k=1÷2).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ. Данные измерений содержания NO_2 архивированы NDACC. Озонные данные представлены для свободного доступа Годдардовским центром космических полетов NASA (NASA's Goddard Space Flight Center). Данные об индексе солнечной активности F10.7 представлены для свободного доступа Национальным геофизическим центром NOAA (NOAA National Geophysical Data Center). Данные о зональной скорости экваториального стратосферного ветра подготовлены Свободным берлинским университетом (Freie Universität Berlin). Индекс Ниньо 3–4 представлен Лабораторией исследований земной системы NOAA (NOAA-ESRL Physical Sciences Division). Данные об индексе САК представлены Климатическим отделом Университета Восточной Англии (Climatic Research Unit, University of East Anglia). Данные об аэрозольной оптической толще подготовлены Годдардовским институтом космических исследований NASA (NASA’s Goddard Institute for Space Studies).

Литература

1. *Агеева В.Ю., Груздев А.Н.* Сезонные особенности квазидвухлетних вариаций стратосферного содержания NO_2 по результатам наземных измерений // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 1. С. 74–85.
2. *Бокс Дж., Дженкинс Г.* Анализ временных рядов. Прогноз и управление. Выпуск 1. / Москва. Мир. 1974. 400 с.
3. *Груздев А.Н.* Широтная зависимость вариаций стратосферного содержания NO_2 // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 3. С. 345–359.
4. *Груздев А.Н.* Квазидвухлетние вариации общего содержания NO_2 // Доклады АН. 2011. Т. 438. № 5. С. 678–682.
5. *Груздев А.Н.* Оценка эффектов извержения вулкана Пинатубо в стратосферном содержании O_3 и NO_2 с учетом вариаций уровня солнечной активности // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 6. С. 506–514.
6. *Груздев А.Н., Безверхний В.А.* Квазидвухлетняя цикличность в атмосфере над Северной Америкой по данным озонозондов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 1. С. 36–50.
7. *Груздев А.Н., Безверхний В.А.* Квазидвухлетние вариации озона и метеопараметров над Западной Европой по данным озонного зондирования // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 2. С. 224–236.
8. *Драпер Н.Р., Смит Г.* / Прикладной регрессионный анализ. Москва. Издательский дом «Вильямс». 2007. 912 с.
9. *Елохов А.С., Груздев А.Н.* Измерения общего содержания и вертикального распределения NO_2 на Звенигородской научной станции // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 6. С. 831–846.
10. *Beran J.* Statistics for Long Memory Processes / New York. Chapman & Hall. 1994. 315 p.
11. *Bodeker G.E., Boyd I.S., Matthews W.A.* Trends and variability in vertical ozone and temperature profiles measured by ozonesondes at Lauder, New Zealand: 1986–1996 // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № D22. P. 28661–28681.

12 *Chipperfield M.P., Bekki S., Dhomse S., Harris N.R.P, Hassler B., Hossaini R., Steinbrecht W., Thieblemont R.. Weber M.* Detecting recovery of the stratospheric ozone layer // Nature. 2017. V. 549. № 7671. 211–218.
13. *Cochrane D., Orcutt G.H.* Application of least squares regression to relationships containing auto-correlated error terms // J. Amer. Stat. Association. 1949. V. 44. № 245. P. 32–61.
14. *Elokhov A.S., Gruzdev A.N.* Measurements of column contents and vertical distribution of NO_2 at Zvenigorod Scientific Station // Proc. SPIE. 1998. V. 3583. P. 547–554.
15. *Folland C.K., Salinger M.J., Jiang N., Rayner N.A.* Trends and variations in South Pacific island and ocean surface temperatures // J. Climate. 2003. V. 16. № 17. P. 2859–2874.
16. *Gruzdev A.N.* Latitudinal structure of variations and trends in stratospheric NO_2 // Internat. J. Remote Sensing. 2009. V. 30. № 15. P. 4227–4246.
17. *Gruzdev A.N., Elokhov A.S.* Ground-based spectrometric measurements of vertical distribution and column abundance of NO_2 at Zvenigorod, Russia // Proc. SPIE. 2005. V. 5832. P. 292–299. doi:10.1117/12.619837.
18. *Gruzdev A.N., Elokhov A.S.* Validation of Ozone Monitoring Instrument NO_2 measurements using ground based NO_2 measurements at Zvenigorod, Russia // Internat. J. Remote Sensing. 2010. V. 31. № 2. P. 497–511.
19. *Gruzdev A.N., Elokhov A.S.* Variability of stratospheric and tropospheric nitrogen dioxide observed by visible spectrophotometer at Zvenigorod, Russia // Internat. J. Remote Sensing. 2011. V. 32. № 11. P. 3115–3127.
20. *Gruzdev A.N., Arabov A.Ya. Borovsky A.N., Elansky N.F., Elokhov A.S., Golitsyn G.S., Mokhov I.I.* Trends in stratospheric column NO_2 in mid-latitudes of the European part of Russia / Quadrennial Ozone Symposium, 4–9 September 2016, Edinburgh, United Kingdom. Presentations. http://presentations.copernicus.org/QOS2016-218_presentation.pdf.
21. *Harris N.R.P., Hassler B., Tummon F. et al.* Past changes in the vertical distribution of ozone – Part 3: Analysis and interpretation of trends // Atmos. Chem. Phys. 2015. V. 15. P. 9965–9982.
22. *Hendrick F., Mahien E., Bodeker G.E. et al.* Analysis of stratospheric NO_2 trends above Jungfraujoch using ground-based UV-visible, FTIR, and satellite nadir observations // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. № 18. P. 8851–8864.
23. *Kay S.M., Marple S.L.* Spectrum analysis – A modern perspective. // Proc. IEEE. 1981. V. 69. № 11. P. 1380–1419.
24. *Koike M., Jones N.B., Matthews W.A., Johnston P.V., McKenzie R.L., Kinnison D., Rodriguez J.* Impact of Pinatubo aerosols on the partitioning between NO_2 and HNO_3 // Geophys. Res. Lett. 1994. V. 21. № 7. P. 597–600.
25. *Tiao G.C., Reinsel J.C., Xu D., Pedrick J.H., Zhu X., Miller A.J., DeLuisi J.J., Mateer C.L., Wuebbles D.J.* Effects of autocorrelation and temporal sampling schemes on estimates on trend and spatial correlation // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. № D12. P. 20507–20517.
26. *Weatherhead E.C., Reinsel G.C., Tiao G.C. et al.* Factors affecting the detection of trends: Statistical considerations and applications to environmental data // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № D14. P. 17149–17161.

Динамика приземных аэрозолей в южных регионах России по данным полевых наблюдений

Д.П. Губанова[1,2], Т.М. Кудерина[3], О.Г. Чхетиани[1], М.А. Иорданский[2], Ю.И. Обвинцев[1,2], В.А. Лебедев[1,2], Ф.А. Козлов[1,4], М.С. Артамонова[1], Л.О. Максименков[1]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Научно-исследовательский физико-химический институт имени Л.Я. Карпова, г. Москва
[3] Институт географии РАН, г. Москва
[4]Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Современные изменения окружающей среды на юге Европейской территории России (ЕТР) связаны с мощным антропогенным давлением, которое проявляется в деградации растительного и почвенного покрова, а также техногенном изменении структуры ландшафтов. В настоящее время степная и лесостепная зоны ЕТР подвержены сильной экологической нагрузке, обусловленной массовой распашкой территории (до 80% и выше), трансформацией пастбищных угодий, активностью добывающей промышленности и интенсивным заселением. Данные факторы обуславливают рост эмиссии тонкодисперсных аэрозолей (ТДА) с подстилающей поверхности в атмосферу, что приводит к усилению процессов опустынивания природных и природно-антропогенных ландшафтов южных регионов России (*Золотокрылин и др. 2018*, *Золотокрылин и др. 2016*, *Лазарева и др. 2015, Петров и др. 2016*).

В связи с этим представляют особый интерес атмогеохимические исследования, включающие определение химического состава и микрофизических параметров тонкодисперсных аэрозолей как одного из опасных компонентов ландшафта (*Кудерина, 2015*).

В настоящей работе рассматриваются предварительные результаты изучения динамики и распределения физико-химических параметров (массовой концентрации, дисперсного и химического состава) приземных аэрозолей в лесостепных и степных ландшафтах ЕТР с учетом геохимических особенностей региональных ландшафтов и метеорологических параметров, по данным полевых наблюдений в 2017 году.

Задачи, объекты, методы и средства наблюдений

Задачи комплексных полевых наблюдений, выполненных в 2017 году, включали:

- экспериментальное определение массовой концентрации и микрофизических параметров приземных аэрозолей на ключевых участках наблюдения, характеризующих типичные ландшафты на юге России;
- основных метеорологических параметров с привязкой к синоптической обстановке на текущий период;
- отбор проб аэрозолей и почв с последующим их лабораторным анализом для определения химического состава;
- расчет обратных траекторий движения воздушных масс;
- определение кларков концентрации элементов и коэффициентов аэрозольной концентрации;
- выявление динамики изменения состава приземных аэрозолей в южных регионах России на основе полученных данных.

Полевой эксперимент осуществлялся в жаркий период с 25 июля по 9 августа 2017 г. на ключевых стационарных и мобильных точках наблюдений, расположенных субмеридионально с севера на юг и включающих все природные геосистемы от лесостепной и степной равнинной зоны до предгорного и высокогорного ландшафтов (табл. 1).

Таблица 1

Ключевые точки наблюдений

Наименование, расположение	Типы ландшафтов
Стационарные	
Кисловодская высокогорная научная станция ИФА РАН (КВНС), высота 2077 м над ур.м.	субальпийские остепненные
Цимлянская научная станция ИФА РАН (ЦНС), высота 60 м над ур. м.	природно-антропогенные степные
Курская биосферная станция ИГ РАН (КБС), высота 239 м над ур.м.	лесостепные
Мобильные	
Национальный парк на г. Стрижамент, Ставропольский край, высота 825 м над ур.м.	автономные степные
Сальско-Манычская гряда, Ростовская обл., п. Камышевка, высота 114 м над ур. м.	автономные степные
Правобережье Цимлянского водохранилища на песчаном массиве Кучугуры, высота 61 м над ур.м.	автономные степные

В состав средств наблюдений входили:

– комплекс измерительной аэрозольной и метеорологической аппаратуры ИФА им. А.М.Обухова РАН, включающий:
- лазерный аэрозольный спектрометр ЛАС-ПК (дисперсный состав, счетная концентрация; диапазон размеров частиц 0.15 ÷ 2 мкм при концентрации до $2 \cdot 10^3$ частиц/см^3; 10 каналов измерений);
- оптико-электронный аэрозольный спектрометр ОЭАС (дисперсный состав, счетная концентрация, диапазон размеров частиц 0.2 ÷ 2 мкм при концентрации до 10^3 частиц/см^3; 10 каналов измерений)
- 6-ти каскадный импактор (счетная концентрация и распределение аэрозольных частиц по размерам; определение массовой концентрации аэрозольных частиц весовым методом);
- аспирационный пробоотборник с набором фильтров АФА-ХА-20 (химический состав и массовая концентрация, расход 12 м/ч);
- метеорологический комплекс (метеорологические параметры);

– портативные приборы для измерения счетной концентрации аэрозоля Института географии РАН,
– аэрозольно-электрический комплекс аппаратуры Южного Федерального Университета.

Более подробно аэрозольный и метеорологический измерительные комплексы описаны в (*Артамонова и др. 2016, Chkhetiani et al. 2012*).

В ходе экспериментальных исследований применялись стандартные методы (*Артамонова и др. 2016, Карандашев и др. 2007, Кудряшов 1997, Chkhetiani et al. 2012*):

– метод лазерной спектроскопии для определения дисперсного состава и счетной концентрации аэрозольных частиц;
– весовой метод для определения массовой концентрации;
– метод определения массового содержания микроэлементов в атмосферных аэрозолях природных ландшафтов при отборе проб аэрозолей на фильтры АФА-ХА-20;
– метод атомно-эмиссионной спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (ICP-AES) для определения химического состава аэрозолей и почв компонентов геохимических ландшафтов.

Одновременно с определением параметров аэрозолей выполнялось измерение падающей и отраженной радиации, параметров турбулентности, а также метеорологических параметров с привязкой к синоптической обстановке на текущий период.

Обсуждение результатов

Поскольку синоптические и метеорологические условия оказывают существенное влияние на динамику изменения физико-химических свойств атмосферных аэрозольных частиц, результаты полевых наблюдений параметров аэрозолей были проанализированы с учетом синоптических и метеорологических факторов. На рисунке 1 изображены барические карты абсолютной топографии над ЕТР, построенные по данным анализа GFS (*National… 2000*), а на рисунках 2 и 3 представлены обратные траектории движения воздушных масс в окрестностях КБС ИГ РАН и ЦНС ИФА РАН, рассчитанные за исследуемый период (27.07.2017. - 01.08.2017.) с помощью модели NOAA HYSPLIT (*Draxler, Hess 1998*). Функции распределения аэрозольных частиц по размерам, полученные в ходе эксперимента в КБС и ЦНС, показаны на рисунке 4, а динамика изменения элементного состава приземных аэрозолей приведена на рисунке 5, на графиках которого по оси ординат отложены значения коэффициентов аэрозольной концентрации KK_a (*Губанова и др. 2018а*), рассчитанные с целью оценки избирательной аккумуляции химических элементов в частицах по формуле (*Добровольский 2009*):

$$KK_a = A/K,$$

где A – содержание химического элемента в твердой фазе аэрозолей, K – кларк этого элемента в гранитном слое континентальной земной коры (*Виноградов 1962; Касимов, Власов 2015; Перельман, Касимов 1999*).

Как видно из рисунков 4 и 5, большое сходство между элементным и дисперсным составом функций распределения частиц в КБС и ЦНС было выявлено 27 и 29 июля 2017 года, а в последующие дни наблюдалось различие, характерное для мелкодисперсной (0,1-0,3 мкм) и крупной (микронной) фракций частиц. Такие особенности вариаций физико-химических характеристик приземных аэрозолей, в первую очередь, обусловлены метеорологическими и синоптическими условиями. В частности, 27 июля КБС и ЦНС находились в тыловой части циклона. В этот период были зарегистрированы высокие значения массовой концентрации аэрозолей на обеих станциях наблюдений (см. табл. 2).

29 июля элементный состав аэрозолей в КБС и ЦНС также был достаточно близок, однако в КБС наблюдалось возрастание общей массовой концентрации и счетной концентрации мелкодисперсной фракции (0,1-0,3 мкм) аэрозольных частиц. Это было обусловлено не только отличием метеорологических и синоптических условий, но проведением на окружающих КБС агроландшафтах сельскохозяйственных работ с использованием тяжелой техники, способствовавших эмиссии частиц с подстилающей поверхности. В отличие от КБС ландшафты ЦНС представлены слабо деградированными сухими степями, не являющимися интенсивными аэрозольными источниками.

30 июля форма функций распределения частиц по размерам в КБС и ЦНС вновь претерпела некоторые изменения, вызванные сменой метеорологических условий и синоптической обстановки. КБС находилась в центральной части циклона. Станция оказалась под влиянием новой воздушной массы, пришедшей с севера. Это привело к очищению атмосферы, что подтверждается и низким значением массовой концентрации аэрозолей в КБС в этот день (см. табл. 2).

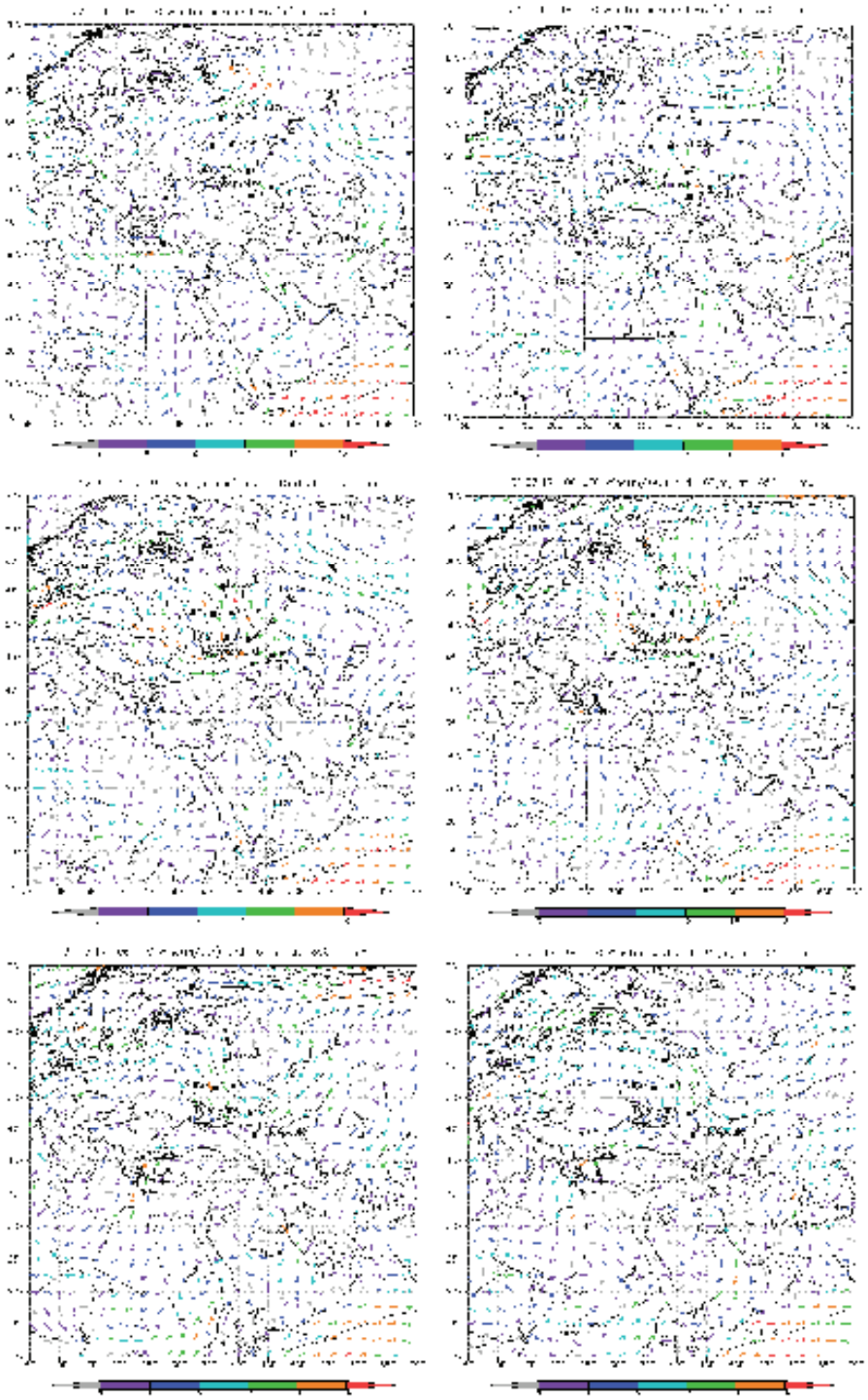


Рис. 1. Барические карты абсолютной топографии над ЕТР в период с 27.07.2017. по 01.08.2017, построенные по данным анализа GFS (*National… 2000*).

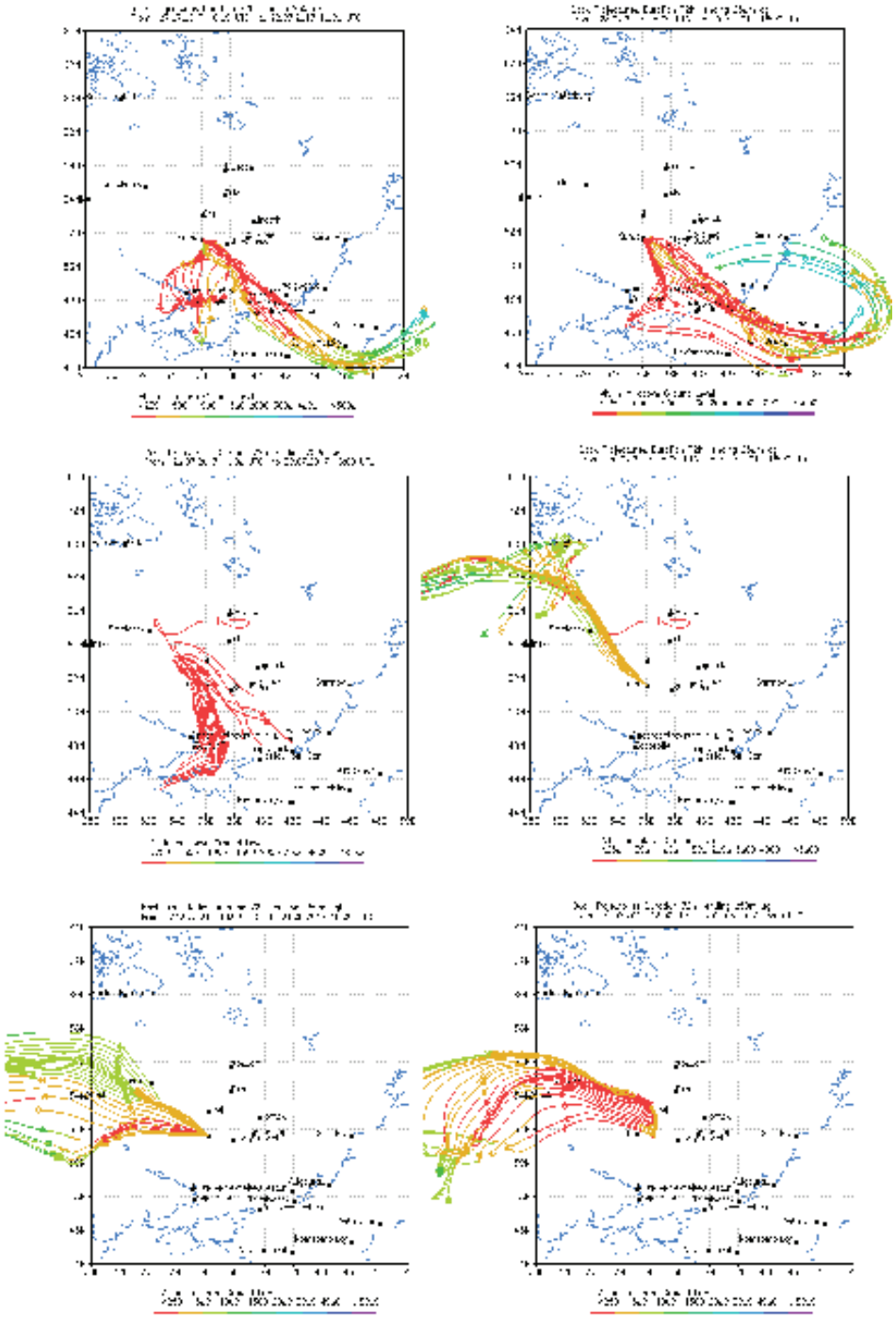


Рис. 2. Обратные траектории движения воздушных масс в районе КБС в период с 27.07.2017. по 01.08.2017.

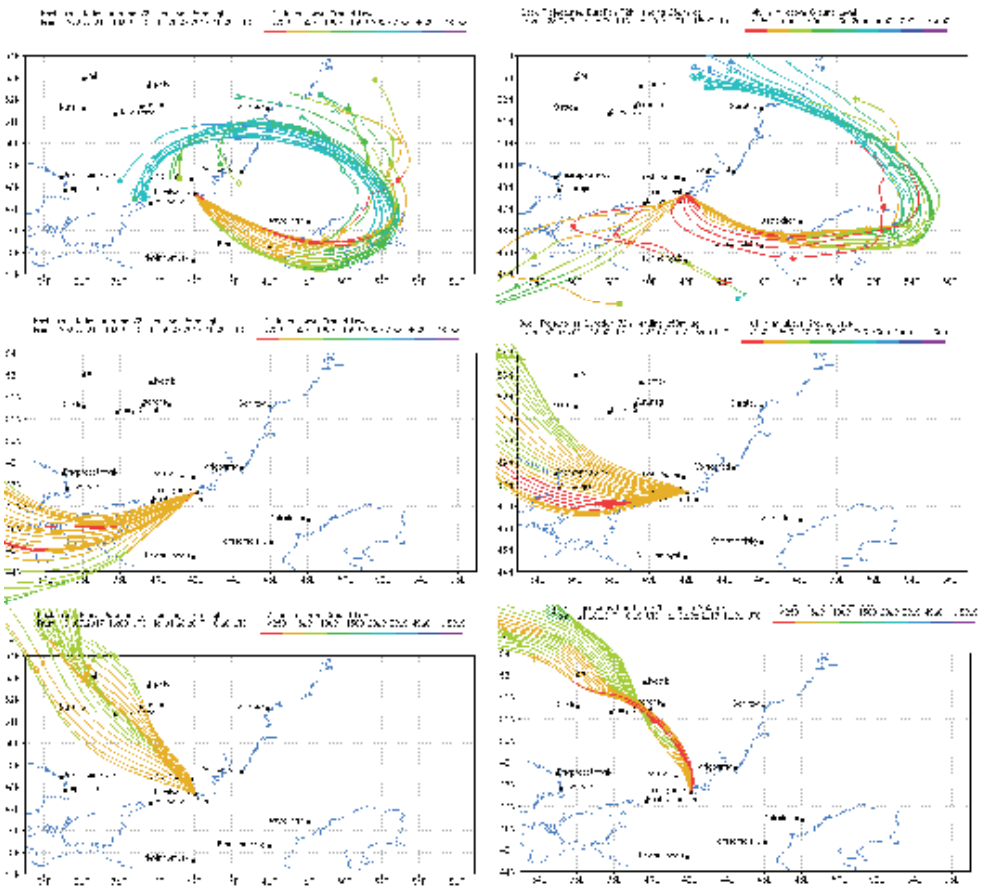


Рис. 3. Обратные траектории движения воздушных масс в районе ЦНС в период с 27.07.2017. по 01.08.2017.

Функция распределения частиц по размерам в КБС показала возрастание количества частиц субмикронной фракции, образованию которых способствовала высокая влажность. Относительные концентрации элементов, входящих в состав аэрозольных частиц, в КБС и ЦНС также различаются (см. рис. 5). В частности, в КБС концентрация ряда элементов литогенной и антропогенной природы уменьшилась, вероятно, за счет вымывания их дождем. В ЦНС в этот день погода характеризовалась умеренным ветром без осадков, поэтому в спектре распределения числа частиц в ЦНС по размерам возросло количество крупных (микронных) частиц, внесших существенный вклад в общую массовую концентрацию приземных аэрозолей (см. табл. 2).

31 июля были зарегистрированы пониженные значения массовой концентрации аэрозолей как в КБС, так и в ЦНС, вызванные распространением воздушной массы с запада и северо-запада (со стороны Балтийского моря) через всю ЕТР. Наблюдаемые в ЦНС более высокие значения массовой и счетной концентрации, а также массовое содержание элементов в приземных аэрозолях, по-видимому, связано с тем, что, проходя по большей площади континентальной территории, воздушные массы приносили в ЦНС большее количество аэрозольных частиц.

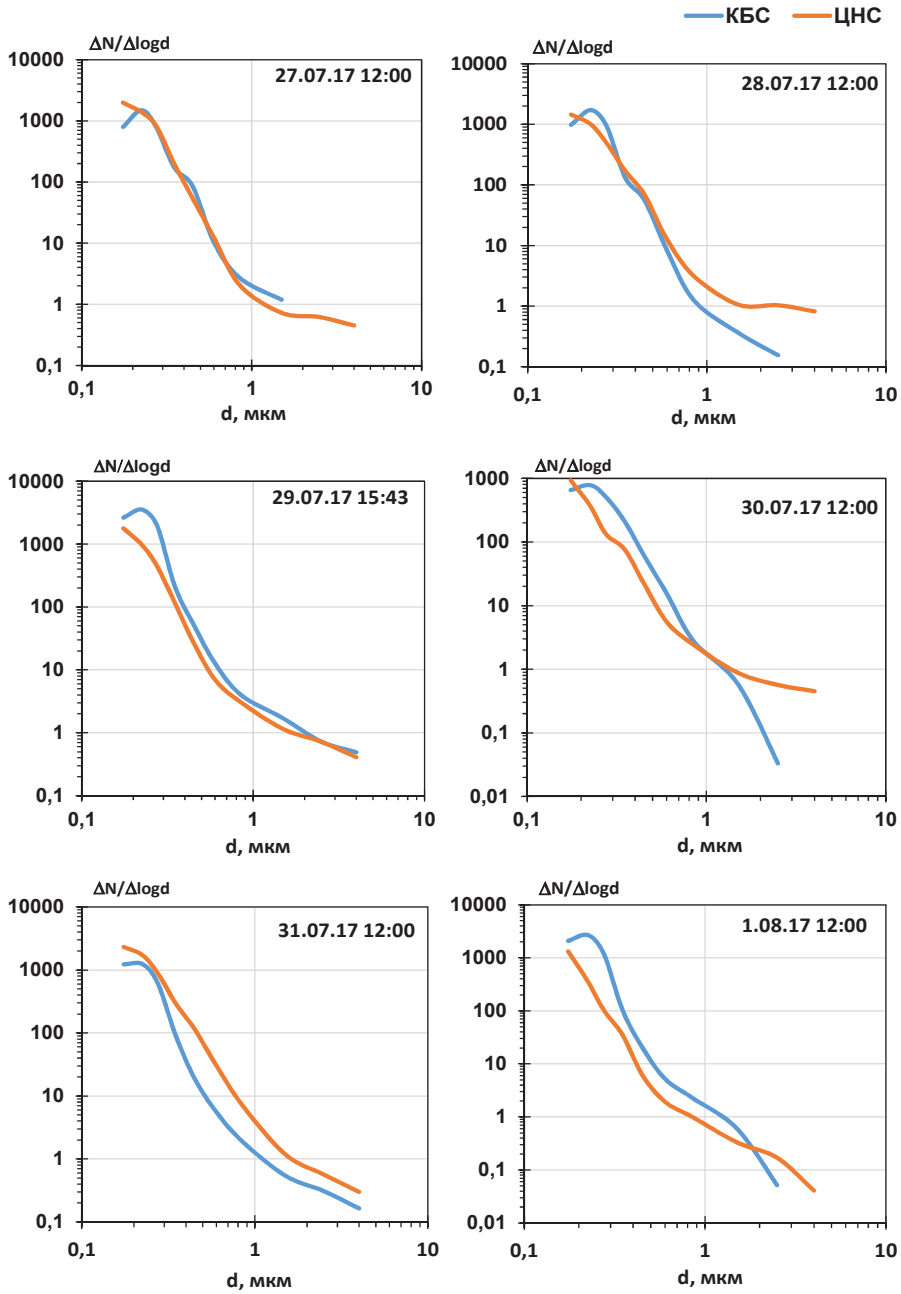


Рис. 4. Функции распределения аэрозольных частиц по размерам, полученные по данным наблюдений на ЦНС (желтая кривая) и КБС (синяя кривая) в период с 27.07.2017. по 01.08.2017.

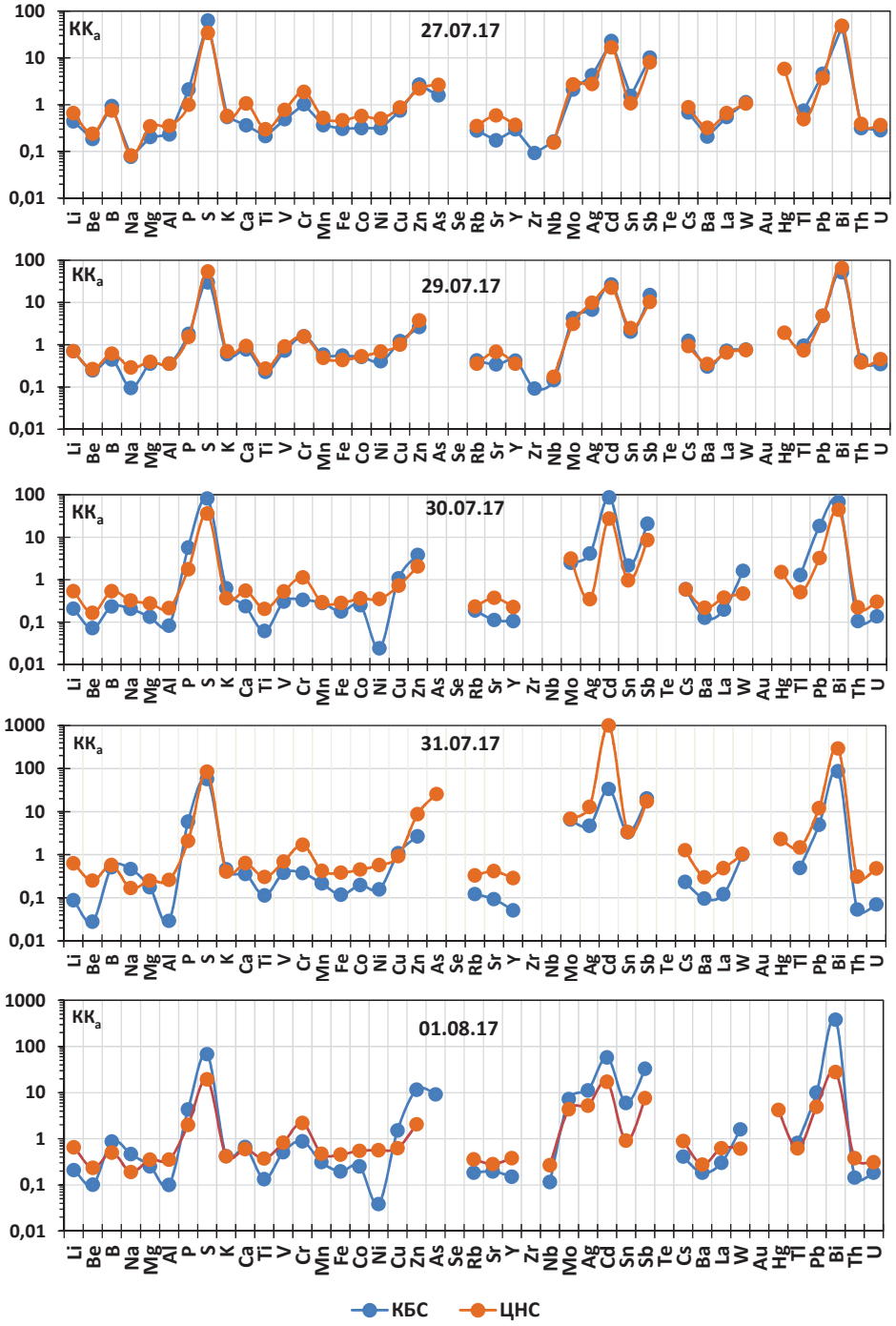


Рис. 5. Динамика изменения элементного состава (коэффициента аэрозольной концентрации КК$_a$) приземных аэрозолей на КБС и ЦНС за период наблюдений с 27.07. по 01.08.2017 г.

Таблица 2

Изменение массовой концентрации приземных аэрозолей в период наблюдений на КБС и ЦНС с 27.07.2017. по 01.08.2017.

Дата	Массовая концентрация, мкг/м^3		Синоптическая обстановка
	КБС	ЦНС	
27.07.2017.	42,1	49,46	КБС и ЦНС - в западной части антициклона
29.07.2017.	58,4	36,38	КБС в передней части циклона. ЦНС между циклоном и антициклоном
30.07.2017.	13,5	28,5	КБС в центральной части циклона. ЦНС на периферии циклона
31.07.2017.	10,6	21,91	КБС в тыловой части циклона. ЦНС на периферии циклона
01.08.2017.	15,3	30,95	КБС в восточной части антициклона. ЦНС у периферии антициклона

1 августа было зарегистрировано некоторое увеличение массовой концентрации аэрозольных частиц как в КБС, так и в ЦНС. Вероятно, это обусловлено западным ветром, переносивших на ЕТР загрязненный антропогенными источниками воздух из Европы. Повышенное значение массовой концентрации аэрозолей в ЦНС, а также более высокое массовое содержание элементов в них обусловлено теми же факторами, что и накануне: в КБС поступал более чистый воздух, который затем, проходя через урбанизированные районы ЕТР и аккумулируя загрязнения, поступал в зону ЦНС.

Анализ динамики изменения элементного состава приземных аэрозолей на КБС и ЦНС (см. рис. 5) показал, что при антициклонической активности (см. табл. 2) возрастает содержание элементов регионального и локального распространения (Zn, Mo, Ag, Cd, Sn, Sb, Bi), содержащихся в субмикронной и микронной фракциях аэрозольных частиц. Обращает на себя внимание постоянное высокое массовое содержание серы в приземном воздухе КБС и ЦНС, величина которого слабо изменяется при смене метеорологических и синоптических условий. Следует отметить, что высокое массовое содержание серы было выявлено в приземной атмосфере регионов Юга России и в ходе более ранних полевых кампаний (*Артамонова и др. 2016; Губанова и др. 2018a, 2018b, 2018c*). Это связано не только с наличием большого количества природных и антропогенных источников серы, но и с её способностью легко растворяться и участвовать в многостадийных преобразованиях в атмосфере.

Увеличенное содержание в атмосферных аэрозольных частицах вышеуказанных элементов характерно не только для КБС и ЦНС, но и для других южных районов, что подтверждается результатами химического анализа аэрозольных проб, отобранных в ходе полевого эксперимента 2017 г. на ключевых мобильных точках наблюдения (г. Стрижамент, Камышевка, Кучугуры). В таблице 3 представлены значения коэффициента аэрозольной концентрации KK_a элементов глобального и регионального распространения, рассчитанные по данным сравнительного анализа химического состава аэрозолей и кларков земной коры (*Виноградов 1962; Касимов, Власов 2015*) и позволяющего выявить типичные элементы (выделенные жирным шрифтом) для ключевых участков наблюдений. Как видно из таблицы, повторяется картина, обнаруженная в стационарных пунктах наблюдений КБС и ЦНС и связанная с повышенным содержанием антропогенных элементов S, Sn, Sb, Bi, Ag, Cd, Hg в приземной атмосфере на всех мобильных точках наблюдений на юге ЕТР.

Таблица 3

Коэффициенты аэрозольной концентрации ($КК_a$) химических элементов на ключевых мобильных точках наблюдений

Элемент	г. Стрижамент		Камышевка		Кучугуры	
	2,5 м	0,5 м	2,5 м	0,5 м	2,5 м	0,5 м
Глобального распространения						
B	3,66	2,17	1,64	1,07	1,19	0,94
Al	1,02	0,78	1,06	0,62	0,59	0,50
P	4,03	3,47	3,04	2,29	1,96	1,64
S	**136,9**	**71,89**	**69,02**	**48,82**	**63,11**	**49,89**
Li	2,48	1,90	2,07	1,27	1,23	1,07
Be	0,76	0,51	0,71	0,48	0,47	0,36
Na	0,61	0,37	0,35	0,26	0,44	0,21
Mg	1,23	0,93	1,03	0,64	0,74	0,62
K	2,61	1,57	1,17	0,76	0,86	0,69
Ca	3,56	2,64	1,61	0,93	1,50	1,11
Rb	1,20	0,81	0,98	0,61	0,62	0,51
Sr	1,42	1,03	0,82	0,51	0,93	0,76
Cs	3,43	2,43	2,48	1,56	1,52	1,28
Ba	1,03	0,74	0,78	0,49	0,58	0,46
Th	0,95	0,73	1,03	0,63	0,61	0,54
U	0,85	0,65	0,83	0,52	0,68	0,53
Регионального и локального распространения						
Ti	1,16	0,91	0,95	0,57	1,12	0,44
V	2,41	1,83	2,24	1,36	1,62	1,30
Cr	8,70	3,87	5,35	3,25	4,96	3,40
Mn	1,62	1,23	1,52	0,95	0,97	0,80
Fe	1,42	1,03	1,40	0,83	0,81	0,69
Co	2,64	1,60	1,85	1,18	1,39	1,05
Ni	3,59	1,09	0,22	0,15	-	-
Cu	5,29	3,14	1,30	1,18	2,87	7,33
Zn	8,43	4,37	3,49	2,91	5,16	5,00
As	**-**	**-**	**15,04**	8,56	-	**42,97**
Sn	**16,54**	**64,55**	7,10	**38,17**	3,63	**136,3**
Sb	**36,35**	**20,32**	**12,69**	9,78	**17,91**	**12,67**
Tl	2,98	1,63	1,35	0,91	1,03	0,83
Pb	21,25	10,78	8,87	6,17	14,39	12,22
Bi	**-**	**83,99**	**103,4**	**97,43**	**289,0**	**127,6**
Sc	-	-	0,75	-	-	-
Nb	-	0,50	0,61	0,37	0,43	0,31
Mo	17,02	15,39	5,58	2,89	13,41	3,38
Ag	**102,2**	**36,69**	**10,40**	**16,72**	**24,47**	**14,38**
Cd	**376,5**	**112,8**	**20,95**	8,57	**89,15**	**66,05**
W	**22,74**	2,58	2,06	0,97	2,58	2,47
Hg	**37,27**	**14,50**	**-**	**-**	**13,72**	**15,31**
Y	1,02	0,74	1,11	0,68	0,69	0,58
La*	1,45	1,12	1,76	1,06	1,04	1,00
Yb	7,20	5,39	9,08	5,23	5,23	4,62

В таблице не представлены те химические элементы, определение массового содержания которых затруднено, поскольку его величина лежит за порогом обнаружения применяемого метода анализа.

Прочерк означает отсутствие данных.

Расчет коэффициентов аэрозольной концентрации элементов относительно почв и пород ключевого ландшафта ($КК_{an}$=содержание элемента в аэрозолях/содержание элемента в почве) (*Губанова и др. 2018b*) позволил выявить элементы, не типичные для исследуемых ландшафтов и принесенные из других источников. В таблице 4 приведены данные о коэффициентах $КК_{an}$ элементов глобального и регионального распространения на мобильных точках наблюдения на юге ЕТР и в Центрально-Черноземном заповеднике (вышка). Как видно из таблицы, такие элементы, как S, Sn, Pb, Bi, Mo, Ag, Cd, Hg, содержатся в большом количестве в аэрозолях во всех точках наблюдений и принесены из других антропогенных источников и техногенных районов. Литогенные элементы, как показывают полученные результаты, начинают преобладать в аэрозолях по мере продвижения с севера на юг. Максимальные концентрации этих химических элементов наблюдаются в приземном слое на г. Стрижамент из-за увеличения поверхностного выветривания горного ландшафта. Возрастание концентрации серы, фосфора и натрия на возвышенной платообразной поверхности г. Стрижамент связано с западным переносом воздушных масс, на которые влияют как дальние источники эмиссии, так и окружающие агро- и техногенные территории. Такие элементы регионального распространения, как мышьяк и тяжелые металлы, маркируют техногенное влияние на ключевые точки наблюдений. В частности, на вышке Центрально-черноземного заповедника аэрозоли были обогащены свинцом, вольфрамом, ртутью и кадмием в весенний период, а молибденом – в осенний. На г. Стрижамент увеличение концентрации техногенных элементов наблюдалось при западных направлениях ветра.

В целом полученные результаты подтверждают ранее выявленный характер повышенного содержания химических элементов антропогенного происхождения в приземных аэрозолях на различных пунктах наблюдений Юга России.

Заключение

Анализ предварительных данных натурных наблюдений физико-химических свойств приземных аэрозолей на юге ЕТР (с учетом геохимических особенностей региональных ландшафтов и метеорологических параметров) позволил:

1) определить характерные значения массовой концентрации аэрозолей в различных ландшафтах юга России и функции распределения аэрозольных частиц по размерам;

2) методом атомно-эмиссионной спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой изучить химический состав аэрозолей и почв исследуемых геохимических ландшафтов;

3) выявить по результатам элементного анализа повышенное содержание в приземных аэрозолях элементов антропогенного происхождения (S, Sn, Pb, Bi, Mo, Ag, Cd, Hg и др.), характерное для всех точек наблюдений на юге ЕТР, причем, в основном они находятся в субмикронной и микронной фракциях частиц и поступают в исследуемые районы с воздушными массами из других техногенных территорий или за счет дальнего переноса. Литогенные элементы в составе приземных аэрозолей начинают преобладать по мере продвижения с севера на юг;

4) подтвердить зависимость дисперсного и элементного состава, массовой концентрации приземных аэрозолей от метеорологических условий и характера переноса воздушных масс, на которые оказывают влияние как дальние источники эмиссии, так и окружающие агро- и техногенные территории. В частности, установлено, что воздушная масса, пришедшая с циклоном из Европы, содержит аэрозольные частицы, характерные для материковой части: более высокие значения массовой концентрации, наличие крупных терригенных и антропогенных частиц; элементный анализ этих частиц показал, что содержание таких антропогенных элементов, как S, Cd, Pb и Bi значительно превышает их содержание в земной коре, особенно Cd - в 1000 раз.

Таблица 4

Коэффициенты аэрозольной концентрации ($КК_{an}$) относительно почв и пород ключевого ландшафта на точках наблюдения на юге ЕТР

Точки наблюдения				
Элемент	ЦЧЗ	Кучугуры	Камышевка	г. Стрижамент
Глобального распространения				
Al	0,778457	1,086197	1,147567	1,956324
P*	2,865422	2,269547	4,940304	7,16077
Sобщ*	**47,38913**	**73,30578**	**134,2323**	**124,5595**
Li	0,781969	1,9005	1,768594	3,196309
Be	0,742458	1,522591	1,534948	2,320994
Na	0,847906	1,186219	0,879088	13,63546
Mg	1,164822	2,640427	1,844421	5,41239
K	0,56161	1,446486	1,339788	5,671518
Ca	3,427067	7,137588	4,059331	9,881626
Rb	0,535425	1,321099	1,376857	2,64684
Sr	1,085658	2,742368	1,717429	7,25375
Cs	1,035853	2,106607	1,974113	3,456656
Ba	0,463086	1,034676	1,060123	2,324655
Регионального и локального распространения				
Ga	1,458052	0,846179	1,780179	2,727745
As	3,493197	6,710288	1,733132	8,71969
Sn*	**36,36258**	**95,76075**	**33,53133**	**1277,579**
Sb	8,375675	9,250967	6,388327	**37,31229**
Tl	1,003589	2,500814	2,518998	7,307275
Pb	**18,19459**	**10,01363**	6,628634	**12,49405**
Bi	**10,92134**	**10,4055**	4,569826	**17,70244**
Ti	0,581602	1,010635	0,984183	1,691564
V	1,192652	2,399552	1,788367	3,634764
Cr	4,263947	2,507504	1,941869	3,796632
Mn	1,014756	2,113565	2,172574	2,479303
Fe	1,245932	1,632165	1,692705	2,16842
Co	1,283739	2,779289	2,213655	4,700677
Ni	4,377766	-	0,211809	2,964435
Cu	7,322638	3,925476	1,92683	9,080718
Zn	4,764005	6,567549	4,024091	**11,77564**
Sc	1,162796	-	0,686703	-
Nb	0,611459	0,592876	1,014782	1,140784
Mo	**16,12878**	**11,13084**	5,667083	8,689458
Ag	**22,02594**	**17,32822**	**18,99709**	**65,21413**
Cd	**29,47263**	**36,36434**	9,676383	**189,6856**
Hf	0,292468	-	-	-
W	**13,64293**	0,635253	1,489868	5,649563
Hg	**81,04541**	**18,66232**	**-**	**17,8545**

Авторы выражают признательность А.А. Хапаеву, А.В. Кудикову, И.С. Филиппову, С.А. Косяну за помощь в организации, обеспечении и проведении полевых исследований физико-химических свойств приземных аэрозолей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-РГО № 17-05-41121, а также в рамках программ фундаментальных исследований Президиума РАН №№ 28, 51.

Литература

1. *Артамонова М.С., Губанова Д.П., Иорданский М.А., Лебедев В.А., Максименков Л.О., Минашкин В.М., Обвинцев Ю.И., Чхетиани О.Г.* Вариации массовой концентрации и состава приземного аэрозоля степной зоны юга России в летний период // Геофизические процессы и биосфера. 2016. Т. 15, № 1. С. 5-24.
2. *Виноградов А.П.* Среднее содержание химических элементов в главных типах изверженных пород земной коры // Геохимия. 1962. № 7. С. 555—571
3. *Добровольский В.В.* Биогеохимия мировой суши / Избр. Труды. Т. III. –М.: Научный мир, 2009. -440 с.
4. *Губанова Д.П., Кудерина Т.М., Чхетиани О.Г., Иорданский М.А., Обвинцев Ю.И., Артамонова М.С.* Экспериментальные исследования аэрозолей в атмосфере семиаридных ландшафтов Калмыкии. 2. Ландшафтно-геохимический состав аэрозольных частиц // Геофизические процессы и биосфера. 2018a. Т. 17, № 3.
5. *Губанова Д.П., Кудерина Т.М., Иорданский М.А., Обвинцев Ю.И., Артамонова М.С., Чхетиани О.Г.* Химический состав аэрозолей и почв зон современного опустынивания (на примере Приаралья и Калмыкии) / В Сб. Гетерогенные системы и процессы в природных и техногенных средах. Атмосферная экология. Гетерис-2017. Труды международной научной конференции. –СПб.: 2018b. В печати.
6. *Губанова Д.П., Кудерина Т.М., Иорданский М.А., Минашкин В.М., Обвинцев Ю.И., Артамонова М.С., Чхетиани О.Г.* Физико-химические свойства приземных аэрозолей высокогорных ландшафтов Кавказских Минеральных Вод / В Сб. Гетерогенные системы и процессы в природных и техногенных средах. Атмосферная экология. Гетерис-2017. Труды международной научной конференции. –СПб.: 2018c. В печати.
7. *Золотокрылин А.Н., Черенкова Е.А., Титкова Т.Б.* Биоклиматическая субгумидная зона на равнинах России: засухи, опустынивание/деградация // Аридные экосистемы. 2018. Т.10, № 1 (74). С. 13-20.
8. *Золотокрылин А.Н., Титкова Т.Б., Виноградова В.В., Черенкова Е.А.* Воздействие меняющегося климата на засухи, опустынивание и жизнедеятельность населения засушливых земель Европейской части России // Труды института геологии Дагестанского научного центра РАН. 2016. № 67. С. 97-100.
9. *Карандашев В.К., Туранов А.Н., Орлова Т.А., Лежнев А.Е., Носенко С.В., Золотарева Н.И., Москвина И.Р.* Использование метода масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой в элементном анализе объектов окружающей среды // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2007. Т. 73, № 1. С. 12-22.
10. *Касимов Н.С., Власов Д.В.* Кларки химических элементов как эталоны сравнения в экогеохимии // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 5. География. 2015. № 2. С. 7-17.
11. *Кудерина Т.М.* Атмосферный аэрозоль как индикатор опустынивания в аридных и субаридных ландшафтах ЕТР / В сб. Степи Северной Евразии: Материалы VII международного симпозиума. Под науч. редакцией А.А. Чибилёва. – Оренбург: ИС УрО РАН, Печатный дом «Димур», 2015. -996 с. (С.442-443).
12. *Кудряшов. В.И.* Анализ элементного состава атмосферных аэрозолей физическими методами // Межвузовский сб. Проблемы физики атмосферы. Вып. 20. Физика и химия атмосферных аэрозолей - СПб.: Изд-во СПбГУ. 1997. С. 97-130.
13. *Лазарева В.Г., Бананова В.А., Петров К.М., Болдырева Д.А., Борликов Г.М.* Трансформация пастбищных экосистем российского Прикаспия в новых социально-экономических условиях // Юг России: экология, развитие. 2015. Т.10, № 3 (36). С. 127-135.
14. *Перельман А.И., Касимов Н.С.* Геохимия ландшафта. –М.: Астрея-2000, 1999. -610 с.
15. *Петров К.М., Бананова В.А., Лазарева В.Г., Унагаев А.С.* Региональные особенности глобального процесса опустынивания в Северо-Западном Прикаспии // Биосфера. 2016. Т. 8, № 1. С. 49-62.
16. *Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Artamonova M.S., Iordanskii M.A.* Dust resuspension under weak wind conditions: direct observations and model //Atmospheric Chemistry and Physics. 2012. V. 12, №. 11. P. 5147-5162.
17. *Draxler R.R., Hess G.D.* An Overview of the Hysplit_4 Modeling System for Trajectories, Dispersion, and Deposition // Aust. Met. Mag. 1998. V. 47. P. 295-308.
18. *National Centers* for Environmental Prediction/National Weather Service/NOAA/U.S. NCEP FNL Operational Model Global Tropospheric Analyses, continuing from July 1999. Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research, https://doi.org/10.5065/D6M043C6 . Accessed 27 Jul 2017.

Прогноз концентраций загрязняющих веществ в атмосфере на основе системы COSMO-Ru-ART

А.А. Кирсанов[1,3], У.В. Кострова[2], А.П. Ревокатова[1], Г.С. Ривин[1,2], Г.В. Суркова[2]

[1] Гидрометеорологический научно-исследовательский центр РФ, г. Москва
[2] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
[3] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Введение

Повышенные концентрации загрязняющих веществ в воздухе не только пагубно влияют на состояние здоровья людей и экологическую ситуацию в целом, но и оказывают влияние на радиационные процессы в атмосфере, на процесс образования осадков и, следовательно, на термодинамическое состояние атмосферы. Увеличение доступных вычислительных мощностей позволяет проводить регулярный совместный прогноз погоды и концентраций примесей в воздухе, учитывающий обратное влияние концентраций загрязняющих веществ на метеорологические величины.

COSMO-ART

Одна из химико-транспортных моделей (ХТМ), позволяющих проводить подобные расчеты, разработана в Технологическом институте Карлсруэ (*Vogel et al. 2011*) и состоит из мезомасштабной негидростатической метеорологической модели COSMO (COnsortium for Small-scale MOdelling) и блока атмосферной химии ART (Aerosols and Reactive Trace gases) – COSMO-ART. Гидрометцентр России – полноправный член консорциума COSMO. Система мезомасштабного прогноза погоды COSMO-Ru7 (*Вильфанд и др. 2010, Ривин и др. 2015*) с апреля 2011 года внедрена в оперативную практику в качестве базовой для численного прогнозирования следующих метеорологических величин, представляемых потребителю в виде полей и метеограмм: осадки, температура и влажность воздуха, фоновый приземный ветер. На суперкомпьютере Главного вычислительного центра Росгидромета в Гидрометцентре России реализована система COSMO-Ru-ART, основанная на модели COSMO-ART, в которую, совместно с разработчиками блока ART, был внесен ряд изменений (*Ревокатова и др. 2012, Суркова и др. 2014, Вильфанд и др. 2017*).

COSMO-ART воспроизводит химические преобразования веществ в газовой фазе, фотодиссоциацию, коагуляцию, конденсацию, нуклеацию, осаждение, выведение и вымывание аэрозолей, а также может учитывать аэрозольную химию, взаимодействие аэрозолей с радиацией, эмиссии морской соли, минеральной пыли, пыльцы, биогенные выбросы гидрокарбонатов и гетерогенные реакции. Химические процессы в тропосфере представлены 172 реакциями. Важная особенность COSMO-ART – совместный расчет метеорологических величин и химических преобразований на каждом шаге по времени, что позволяет учитывать обратное влияние аэрозолей на радиационный и метеорологический режим атмосферы (Рис. 1).

COSMO-Ru7-ART

Система COSMO-Ru7-ART была реализована в Гидрометцентре России вначале на вычислительном комплексе "SGI Altix 4700" (до сентября 2014 года, затем на суперкомпьютере "РСК Торнадо Росгидромет") для территории Центрального Федерального округа (ЦФО), показанной на Рис. 2, с расстоянием между узлами расчетной модельной сетки по горизонтали 7 км (135 на 150 узлов сетки), 40 уровнями по вертикали, шагом по времени 40 с. Как и система прогноза погоды COSMO-Ru7, COSMO-Ru7-ART использует сферическую систему координат со смещенным северным полюсом.

С декабря 2012 года до мая 2017 года системой COSMO-Ru7-ART осуществляется ежедневный квазиоперативный прогноз концентраций загрязняющих веществ для территории ЦФО, ведется его сопровождение и поддержание, рассмотрение результатов прогноза и оценка его качества.

Рис. 1. Структура COSMO-ART.

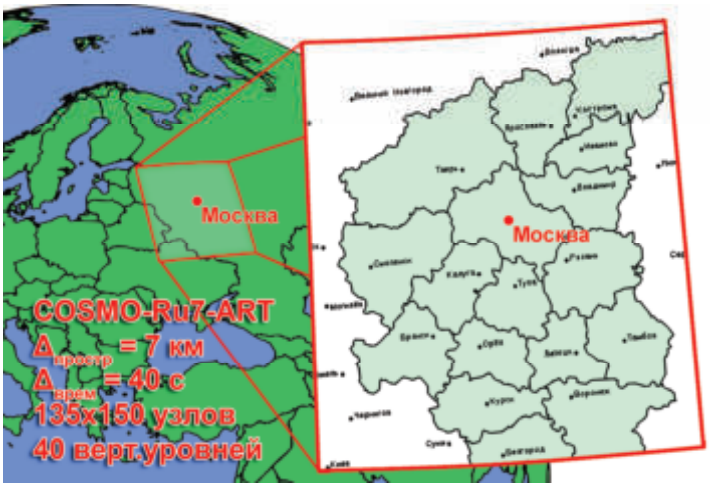


Рис. 2. Область интегрирования системы COSMO-Ru7-ART.

В настоящее время прогноз концентраций загрязняющих веществ системой COSMO-Ru7-ART ежедневно осуществляется на уменьшенной вычислительной сетке, включающей Московский Мегаполис, с 12:00 ВСВ (Всемирного скоординированного времени) на 60 часов.

Результаты прогноза системы включают в себя как прогноз концентраций аэрозолей (в первую очередь, PM10 – взвешенных частиц с диаметром менее 10 мкм) и газообразных веществ (в том числе угарного газа, озона, оксидов азота), так и метеорологических величин.

Эти результаты записываются в формате grib, используя сферическую систему координат со смещенным полюсом.

При разработке системы COSMO-Ru7-ART были подготовлены программы для обработки результатов и конвертирования прогностических полей в текстовый формат с указанием истинных географических координат, визуализации результатов прогноза в виде карт (Рис. 3), построения вертикальных профилей и нахождения данных в точках с выбранными географическими координатами. Все программы обработки результатов работают в автоматическом режиме и были выборочно включены в процедуру квазиоперативного ежедневного прогноза системы COSMO-Ru7-ART.

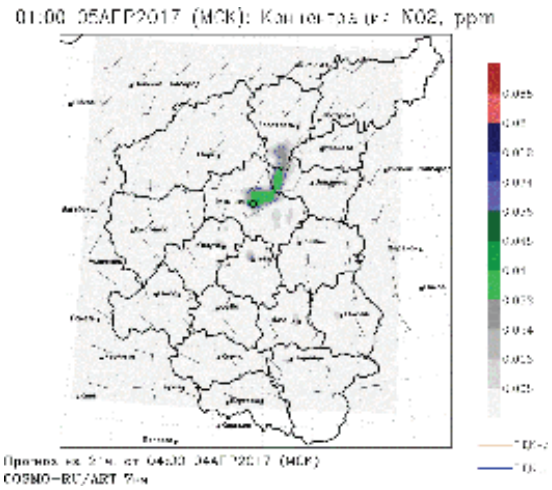


Рис. 3. Пример визуализации прогноза в виде карт.

В качестве граничных и начальных условий при расчете метеорологических полей в COSMO-Ru7-ART в настоящее время используются прогноз оперативной метеорологической системы Гидрометцентра России COSMO-Ru7.

Для работы химического блока COSMO-Ru7-ART помимо метеорологических показателей, рассчитываемых метеорологическим блоком, используются дополнительные входные данные. Информация о землепользовании основана на данных проекта Global Land Cover 2000. В качестве информации о выбросах веществ используются данные инвентаризации TNO (Нидерландская организация прикладных научных исследований).

Уточнение антропогенных эмиссий загрязняющих веществ в атмосферу

В (*Ревокатова 2013, Ревокатова и др. 2013*) предложен метод расчета эмиссий загрязняющих веществ в реальном времени и доказана его применимость на примере угарного газа. Этот метод использует данные измерений автоматических станций контроля загрязнения атмосферы для определения мощности источника. При этом рассчитанные с использованием метода эмиссии показывают хорошее совпадение средних и максимальных значений с данными широко используемой в мире инвентаризации выбросов TNO, что говорит об адекватности полученных значений выбросов.

Верификация проведенных с использованием системы COSMO-Ru7-ART численных экспериментов показала, что использование эмиссий, рассчитанных предложенным методом, в большинстве случаев, повышает точность прогноза концентрации угарного газа, пространственную и временную согласованность с данными наблюдений, по сравнению с использованием данных средних многолетних инвентаризаций выбросов.

Также ведутся работы по восстановлению интегральных значений выбросов загрязняющих веществ (ЗВ) в атмосферу с использованием данных измерений концентраций ЗВ в воздухе Москвы ГПБУ "Мосэкомониторинг" (*Elansky 2014*), их распределение по территории и времени, проведение тестовых расчетов с использованием химико-транспортных моделей. Эксперименты показывают, что эмиссии имеют реалистичный порядок величин, метод их восстановления может помочь избежать ряда погрешностей, связанных с получением значений выбросов ЗВ из косвенных данных.

В настоящее время работы по уточнению эмиссий по данным измерений продолжаются.

Прогноз распространения в атмосфере примесей от очагов лесных пожаров

Регулярный численный прогноз концентраций загрязняющих веществ в атмосфере, как правило, производится с использованием химико-транспортных моделей (ХТМ), учитывающих антропогенные и биогенные эмиссии. Однако учет выбросов загрязняющих веществ в атмосферу от очагов лесных пожаров при этом часто никак не производится, в то время как пожары, особенно длительные, значительно изменяют состав воздуха.

Оценить эмиссии загрязняющих веществ в атмосферу от очагов лесных пожаров можно и не прибегая к использованию спутниковых данных (*Суркова и др. 2014*), однако необходимость анализа используемых данных затрудняет автоматизацию процедуры подготовки эмиссий, задержка их получения делает применимость данного подхода для оперативного использования ограниченной. Этих проблем можно избежать, если определять массу выгоревших горючих материалов непосредственно по спутниковым данным.

Результаты измерения прибора MODIS (MODerate Resolution Imaging Spectroradiometer – сканирующий спектрорадиометр среднего разрешения), полученные со спутников Aqua и Terra, ежедневно поступают в открытый доступ, в том числе сведения о термических аномалиях, связанных с пожарами, имеющие пространственное разрешение 1 км, временное разрешение 5 минут. По этим данным можно получить информацию о локализации и интенсивности лесных пожаров. Наибольший интерес представляет величина FRP (Fire Radiative Power – измеренная мощность излучения) (*Wooster et al. 2005*).

В работе (*Wooster et al. 2005*) показана линейная связь FRP и интенсивности горения, а также был получен эмпирический коэффициент пересчета энергии излучения в сгораемую биомассу. В (*Kaiser et al. 2012*) было показано, что эмпирический коэффициент в (*Wooster et al. 2005*) занижен, что подтвердилось и оценками с использованием системы COSMO-Ru7-ART. Был использован эмпирический коэффициент, приведенный в (*Kaiser et al. 2012*) и эмиссионные коэффициенты, приведенные в работе (*Wiedinmyer et al. 2011*).

Был выполнен прогноз распространения загрязняющих веществ в атмосфере от очагов лесных пожаров на 4 августа – 12 августа 2010 года (период, в который были зафиксированы наивысшие концентрации загрязняющих веществ в Москве и Московской области за год). Результаты прогноза были также сопоставлены с данными измерений автоматическими станциями контроля загрязнения атмосферы (АСКЗА) ГПБУ "Мосэкомониторинг".

На Рис. 4 синей линией показаны результаты эксперимента с использованием пирогенных эмиссий, красной линией показаны результаты эксперимента с отключенными пирогенными эмиссиями. Горизонтальными пунктирными линиями показаны предельно допустимые среднесуточные концентрации ($ПДК_{СС}$) и максимальные разовые ($ПДК_{МР}$). Черной линией показаны осредненные по всем АСКЗА измерения.

Очевидно, учет пирогенных эмиссий принципиально повышает успешность прогноза концентраций загрязняющих веществ при лесных пожарах.

Следует отметить, что без применения разработанного метода расчета пирогенных эмиссий превышений $ПДК_{СС}$ концентрациями угарного газа (CO) и взвешенных частиц с диаметром менее 10 мкм (PM_{10}) зафиксировано не было. В эксперименте с учетом выбросов в атмосферу загрязняющих веществ от очагов лесных пожаров система успешно воспроизводит характер изменчивости концентраций. Коэффициент корреляции между

рассчитанными и измеренными значениями концентраций CO и PM_{10} достигает значимых значений 0,7 и 0,69 соответственно.

Важнейшей особенностью модельной системы COSMO-Ru7-ART является учет влияния загрязняющих веществ на метеорологический прогноз, в особенности влияние аэрозоля на радиационные потоки в атмосфере. Очевидно, что роль этого влияния возрастает при высоких концентрациях, например, дымового аэрозоля при активных лесных пожарах.

Для оценки учета этого влияния в модельной системе COSMO-Ru7-ART на метеорологический прогноз были проведены две серии экспериментов: эталонный эксперимент с отключенным блоком атмосферной химии и эксперимент с учетом выбросов загрязняющих веществ в атмосферу от очагов лесных пожаров и влияния аэрозоля на радиационные потоки в атмосфере. Прогноз осуществлялся с 00:00 ВСВ 4 – 12 августа 2010 года на 60 часов.

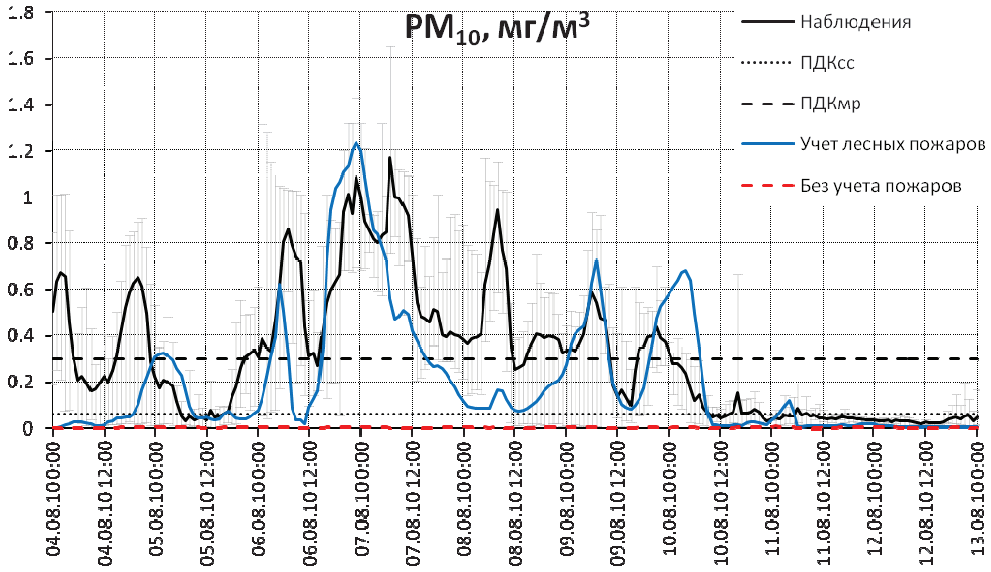


Рис. 4. Прогноз концентрации взвешенных частиц с диаметром менее 10 мкм (PM_{10}) системой COSMO-Ru7-ART в Москве при лесных пожарах 2010 года.

В качестве начальных и граничных условий для метеорологического блока COSMO-Ru7-ART использовался оперативный анализ и прогноз глобальной метеорологической модели метеослужбы Германии GME, применявшейся в 2010 году.

Для оценки успешности прогнозов был использован стандартный пакет верификации стран-членов консорциума COSMO VERSUS (VERification System Unified Survey). Использовались данные 164 метеостанций в области от 30° в.д. до 45° в.д., от 50° с.ш. до 60° с.ш. (вся область расчета). На каждый шаг заблаговременности прогноза пришлось около 1200 пар прогноз-наблюдение.

Учет влияния аэрозоля на потоки радиации уменьшил ошибки прогноза температуры на 0,3-0,4°C днем и на 0,1°C ночью для всей области расчета квазиоперативного прогноза COSMO-Ru7-ART (**Рис. 2**). Это уменьшение ошибки возрастает с заблаговременностью прогноза. Важно отметить, что рассмотренное улучшение качества прогноза наблюдается для всей области, по которой осуществляется прогноз, а не только в областях повышенных концентраций дымового аэрозоля, в которых наблюдаются наибольшие различия между экспериментами. На отдельных станциях на вторые сутки прогноза ошибка рассчитанной

температуры уменьшалась более чем на 2°С благодаря учету влияния аэрозоля на метеорологические процессы.

Дальнейшие планы

Система COSMO-Ru-ART применяется не только для территории Центрального Федерального округа (ЦФО), тестовые расчеты проводились для территории Республики Бурятия, Забайкальского края в период лесных пожаров, для территории Красноярска с различным шагом сетки по горизонтали (7 км и 2 км). Эти эксперименты показали применимость системы для территорий с различными географическими и метеорологическими особенностями, одной из важнейших проблем остается успешная оценка антропогенных эмиссий загрязняющих веществ на рассматриваемой территории.

В настоящее время проводятся эксперименты по прогнозу системы COSMO-Ru-ART с шагом сетки по горизонтали 2 км, а также эксперименты с сокращенной системой химических реакций, чтобы оценить возможность сокращения вычислительных затрат блока ART. Сокращенная схема химических реакций показывает удовлетворительное воспроизведение средних значений концентраций, но хуже воспроизводит суточную изменчивость и экстремальные значения концентраций.

Проводится исследование состава воздуха на потоки радиации в модели COSMO-ART.

В последующем планируется установка модели ICON-ART и переход на ICON-LAM-ART – региональную версию ICON-ART.

Одним из важнейших направлений развития системы COSMO-Ru-ART остается уточнение антропогенных эмиссий и их перевод в сеточный вид с различным пространственным разрешением.

Заключение

Система COSMO-Ru7-ART реализована в Гидрометцентре России на суперкомпьютере Главного вычислительного центра Росгидромета. Ежедневно осуществляется прогноз концентраций загрязняющих веществ в атмосфере на двое суток.

Ведутся работы по уточнению данных об антропогенных эмиссиях загрязняющих веществ в атмосферу, что должно положительно сказаться на успешности прогноза концентраций примесей.

В систему COSMO-Ru7-ART включен модуль оценки пирогенных эмиссий от лесных пожаров, успешно апробированный на случае лесных пожаров лета 2010 года для Европейской территории России.

Благодаря учету обратного влияния аэрозоля на радиацию, успешный прогноз экстремальных концентраций загрязняющих веществ в атмосфере оказывает положительное влияние и на прогноз температуры воздуха.

Авторы выражают благодарность многочисленным сотрудникам ФГБУ «Гидрометцентр России», кафедры метеорологии и климатологии Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Главного вычислительного центра Росгидромета, ИФА им. А.М. Обухова РАН за сотрудничество, ГПБУ "Мосэкомониторинг" за предоставленные данные измерений автоматических станций контроля загрязнения атмосферы, сотрудникам Технологического института Карлсруэ (KIT, Германия) B. Vogel, H. Vogel и их коллегам за сотрудничество и ценные консультации в рамках использования блока ART, сотрудникам Нидерландской организации прикладных научных исследований (TNO) H.D. van der Gon и его коллегам за предоставление данных об эмиссиях и сотруднику Швейцарской федеральной лаборатории материаловедения и технологии (EMPA) D. Brunner, который перевел эти ежегодные данные в ежечасные на сетке COSMO-Ru7-ART.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Научного фонда, проект №16-17-10275.

Литература

1. *Вильфанд Р.М., Кирсанов А.А., Ревокатова А.П., Ривин Г.С., Суркова Г.В.* Прогноз перемещения и трансформации загрязняющих веществ в атмосфере с помощью модели COSMO-ART// Метеорология и гидрология. 2017. № 5. С. 31-40.
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. 6-20.
3. *Ревокатова А.П.* Метод расчета эмиссии угарного газа для прогноза загрязнения воздуха в Москве // Метеорология и гидрология. 2013. № 6. С. 43-55.
4. *Ревокатова А.П., Суркова Г.В., Кислов А.В.* О методе оперативного расчета эмиссий загрязняющих веществ в атмосферу на примере Москвы и Московской области // Вестник Московского университета. Серия 5. География. 2013. № I. С. 33-42.
5. *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. Серия 5: География. 2012. № 4. С. 25-32.
6. *Ривин Г.С., Розинкина И.А., Вильфанд Р.М., Алферов Д.Ю., Астахова Е.Д., Блинов Д.В., Бундель А.Ю., Казакова Е.В., Кирсанов А.А., Никитин М.А., Перов В.Л., Суркова Г.В., Ревокатова А.П., Шатунова М.В., Чумаков М.М.* Система COSMO-Ru негидростатического мезомасштабного краткосрочного прогноза погоды Гидрометцентра России: второй этап реализации и развития // Метеорология и гидрология. 2015. № 6. С. 58-71.
7. *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. № 1. С. 75-81.
8. *Суркова Г.В., Кирсанов А.А., Кислов А.В., Ревокатова А.П., Ривин Г.С.* Прогноз концентрации загрязняющих веществ с помощью объединенной модели COSMO-Ru7-ART // Труды Гидрометцентра России. Вып. 352. Гидрометеорологические прогнозы. М.: Триада ЛТД. 2014. С. 115-138.
9. *Elansky N.F.* Air quality and CO emissions in the Moscow megacity // Urban Climate. 2014. № 8. pp. 42-56.
10. *Kaiser J.W., Heil A., Andreae M.O., Benedetti A., Chubarova N., Jones L., Morcrette J.-J., Razinger M., Schultz M.G., Suttie M., van der Werf G.R.* Biomass burning emissions estimated with a global fire assimilation system based on observed fire radiative power // Biogeosciences. 2012. № 9. pp. 527-554.
11. *Vogel B., Vogel H., Baumner D., Bangert M., Lundgren K., Rinke R., Stanelle T.* COSMO-ART: Aerosols and reactive trace gases within the COSMO model. Integrated systems of meso-meteorological and chemical transport models // Springer. 2011. pp.75-80.
12. *Wiedinmyer C., Akagi S.K., Yokelson R.J., Emmons L.K., Al-Saadi J.A., Orlando J.J., Soja A.J.* The Fire INventory from NCAR (FINN): a high resolution global model to estimate the emissions from open burning // Geosci. Model Dev. 2011. № 4. pp. 625-641.
13. *Wooster M. J., Roberts G., Perry G.L.W., Kaufman Y.J.* Retrieval of biomass combustion rates and totals from fire radiative power observations: FRP derivation and calibration relationships between biomass consumption and fire radiative energy release // Journal of Geophysical Research. 2005. № 110 – 24 p.

О тенденциях дальнего загрязнения атмосферы территорий Российской федерации в XXI веке

А.А. Макоско[1,2], А.В. Матешева[1]

[1] Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Межведомственный центр аналитических исследований в области физики, химии и биологии при Президиуме РАН, г. Москва

Введение

В настоящее время приоритетное развитие регионов, стремление к однородности экономического пространства во многом становится определяющим фактором развития страны. Управление ее пространственным развитием основывается на современных механизмах стратегического планирования, которые должны учитывать долгосрочные оценки (прогнозы) экологической безопасности регионов.

Среди экологических проблем регионов одной из самых острых, по-прежнему, остается проблема загрязнения атмосферного воздуха. Ее опасность состоит не только в том, что в чистый воздух попадают вредные вещества, но и в изменении климата Земли, вызываемом загрязнениями. Особую опасность вызывает загрязнение атмосферного воздуха стойкими органическими загрязнителями, которые имеют антропогенное происхождение (продукты химической промышленности, сгорания топлива, транспорта, сельского хозяйства). Благодаря низкой летучести, высокой устойчивости и биоаккумуляции эти загрязнители переносятся на тысячи километров от источника (дальний перенос) и накапливаются в тканях растений и всех живых организмов, создавая риск здоровью человека (*Макоско и др. 2006, 2014, Матешева 2017*).

Изменение общей циркуляции атмосферы в условиях изменяющегося климата может привести к заметному перераспределению количества поступающих загрязняющих веществ и областей, оказывающих влияние на регионы при дальнем загрязнении. В этой связи высокую научную и практическую значимость при планировании развития регионов страны и обеспечении их экологической безопасности имеют оценки вкладов и тенденций дальнего загрязнения атмосферы. Особенную актуальность эти оценки приобретают в свете укрепления позиций России и освоения Арктики, что определено Стратегией научно-технологического развития страны как один из больших вызовов.

Решение этой задачи может быть получено, по крайней мере, двумя способами. Первый состоит в многократном решении уравнения переноса примеси с источниками различной интенсивности и различным местоположением. Другой способ более наукоемкий, но требует только однократного решения сопряженной задачи, с помощью которого можно оценить степень потенциальной опасности загрязнения атмосферы в заданной зоне от всех источников, расположенных в области решения задачи, при заданных сценариях метеорологического режима атмосферы. Ниже использован именно этот способ.

Следует отметить, что, объективизация и количественная характеристика получаемых результатов являются весьма непростыми процедурами. В целом, для анализа динамики загрязнения атмосферы регионов требуется разработка неких интегральных показателей (индексов). Это позволит количественно характеризовать особенности исследуемой динамики и объективно оценивать тенденции загрязнения регионов.

Методический подход к оценке тенденций дальнего загрязнения атмосферы с учетом климатических изменений

Рассматривается перенос общего содержания невесомой (седиментация отсутствует) примеси q в атмосфере над Северным полушарием Ω со скоростью, характеризующей средний перенос в тропосфере. Обобщение на трехмерный случай осуществляется тривиально.

С достаточной точностью дальний перенос в средней атмосфере описывается двумерным уравнением переноса и диффузии примеси (*Марчук, 1982*). При этом фоновым загрязнением атмосферы пренебрегается, как не представляющим интереса для решения данной задачи.

На основе тождества Лагранжа исходной задаче ставится в соответствие сопряженная задача (*Марчук, 1982*). Ее решение есть сопряженная функция q^*, являющаяся весовой функцией, определяющей вклад каждого источника загрязнения I в величину загрязнения атмосферы в экологически значимой зоне (заданном регионе) G. По значениям q^* можно районировать всю территорию страны, выделяя опасные зоны по отношению к загрязнению атмосферы в регионе G.

Интегральный по G эффект загрязнения атмосферы за время T будет характеризовать функционал (*Марчук, 1982*).

$$Q = \int_0^T dt \int_\Omega I q^* d\Omega . \qquad (1)$$

Положим $I = const$ (для удобства записи ниже будем считать $I = 1$), тогда функционал (1) будет характеризовать загрязнение атмосферы только вследствие влияния погодно-климатических процессов, что и требуется для достижения цели работы. В этом случае выражение (1) примет вид

$$Q = \int_0^T dt \int_\Omega q^* d\Omega = \int_0^T dt \int_{\psi_ю}^{\psi_с} d\psi \int_{\lambda_з}^{\lambda_в} q^* d\lambda . \qquad (2)$$

где $\lambda_з$, $\lambda_в$, $\psi_ю$, $\psi_с$ – соответственно западная и восточная по долготе, южная и северная по широте границы области Ω.

Информация о поле скорости ветра и других метеовеличин задается на основе фактических измерений, либо на основе результатов численного моделирования, в том числе с учетом климатических изменений. Тогда анализ изменений во времени поля Q позволяет оценивать тенденции дальнего загрязнения атмосферы заданного региона в условиях изменяющегося климата. Однако непосредственный анализ поля Q неудобен.

Поэтому для объективизации и количественной характеристики динамики загрязнения атмосферы целесообразно ввести индексы, характеризующие количество переносимой примеси в широтном или меридиональном направлениях. В качестве аналога удобно использовать подход А.Л. Каца к введению индексов циркуляции атмосферы (*Кац 1960*).

Обозначим координаты центра области G через (λ_0, ψ_0), при этом $\lambda_з \le \lambda_0 \le \lambda_в$, $\psi_ю \le \psi_0 \le \psi_с$, и рассмотрим интегралы (индексы)

$$M_з = \frac{1}{Q} \int_0^T dt \int_{\psi_ю}^{\psi_с} d\psi \left(\int_{\lambda_з}^{\lambda_0} q^* d\lambda - \int_{\lambda_0}^{\lambda_в} q^* d\lambda \right), \quad M_м = \frac{1}{Q} \int_0^T dt \int_{\lambda_з}^{\lambda_в} d\lambda \left(\int_{\psi_ю}^{\psi_0} q^* d\psi - \int_{\psi_0}^{\psi_с} q^* d\psi \right). \qquad (3)$$

Безразмерный индекс $M_з$ ($-1 \le M_з \le 1$), который целесообразно назвать зональным индексом загрязнения, показывает, в какой мере западно-восточный (при $M_з > 0$) или восточно-западный (при $M_з < 0$) перенос примеси влияет на загрязнение экологически значимой зоны G. Аналогично, индекс $M_м$ ($-1 \le M_м \le 1$) показывает, в какой мере южный (при $M_м > 0$) или северный (при $M_м < 0$) перенос примеси влияет на загрязнение зоны G. Этот индекс соответственно следует называть меридиональным индексом загрязнения. Высокому значению индекса $M_з$ не обязательно соответствует малый индекс $M_м$. В определенные периоды и сезоны имеет место усиление или ослабление одновременно обоих индексов.

Наконец, удобно использовать еще один (обобщенный) индекс, количественно характеризующий направление, откуда осуществляется загрязнение региона G

$$M = \arccos\frac{M_з}{\sqrt{M_м^2 + M_з^2}}. \quad (4)$$

Таким образом, суть методического подхода к оценке тенденций дальнего загрязнения атмосферы заключается в следующем:

1) получить поля сопряженной функции q^* для заданных моментов времени и заданной зоны G путем решения сопряженной задачи с фактическими или прогностическими (с учетом климатических изменений) полями метеовеличин;

2) выполнить расчеты с помощью выражения (2);

3) выполнить расчеты с помощью выражений (3) и проанализировать полученные значения индексов $M_з$ и $M_м$. Их динамика полностью будет характеризовать тенденции дальнего загрязнения атмосферы над областью Ω при выборе G в качестве экологически заданной зоны. Эти результаты позволят обоснованно судить об уровне экологической безопасности региона G и при необходимости проводить мероприятия по охране атмосферы. Для наглядности удобно пользоваться обобщенным индексом (4).

Подробнее методический подход изложен в (*Макоско, Матешева, 2017а, 2017б*).

Численная модель, реализующая решение сопряженной задачи

Описание некоторых вариантов численной модели, реализующей решение сопряженной задачи в трехмерной постановке, дано в работах (*Макоско и др., 2014, 2016*). Поэтому ниже отметим только некоторые особенности ее построения.

Областью решения задачи является Северное полушарие. Сеточная область численной модели составляет 90×360 узлов. Шаг сетки модели – 1º. Для численного решения сопряженного уравнения турбулентной диффузии использован метод расщепления (*Марчук, 1982*).

Учет фотохимических процессов, коагуляции, поглощения каплями тумана и осадков, радиоактивного распада осуществляется неявно.

Поля ветра и других метеовеличин при расчетах берутся либо из реанализов, либо из результатов сценарных расчетов изменения климата. Это обеспечивает возможность оценки тенденций дальнего загрязнения атмосферы в условиях изменяющегося климата.

Результаты расчетов и их анализ

В настоящее время согласно административному делению в России насчитывается 12 экономических районов, полностью или частично совпадающих с границами федеральных округов. Поскольку некоторые районы (Западно-Сибирский, Восточно-Сибирский, Дальневосточный) имеют большую пространственную протяженность, прежде всего, с севера на юг, и на данных территориях отмечается существенная дифференциация видов экономической деятельности, обусловленная климато-географическими условиями, при проведении расчетов данные территории были разделены на несколько частей.

В частности, отдельно выделены северные части указанных районов выше 70-й широты, входящих в Арктическую зону РФ. Сюда вошла территория западнее п-ова Таймыр, п-ов Таймыр и зона восточнее п-ова Таймыр.

В Западно-Сибирском и Восточно-Сибирском районах также выделены зоны между 60-й и 70-й широтой и оставшиеся территории южнее 60-й широты, так как ориентировочно по ней проходит разделение зон экономической деятельности.

Дальневосточный экономический район также разделен на 3 зоны: западную (республика Саха (Якутия), восточную (Чукотский АО, Магаданская обл., Камчатский край) и юго-восточную (Амурская обл., Хабаровский край, Приморский край, Сахалинская обл.)

В итоге указанного разделения выделено 19 экологически значимых зон, для которых проводилась оценка динамики дальнего загрязнения атмосферы. Для каждой из этих зон рассчитаны поля Q с 1980 по 2050 гг. с шагом 5 лет. В качестве необходимых полей метеовеличин использовались данные реанализов (*NCEP, 1999; Saha S. et al., 2010*) для

периода 1980-2015 гг. и данные расчетов по климатической модели Института вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН для периода 2020-2050 гг. (самый «жесткий» сценарий RCP8.5) (*Volodin et al., 2013*). Ввиду большого количества исследуемых зон визуализация полей Q не проводилась.

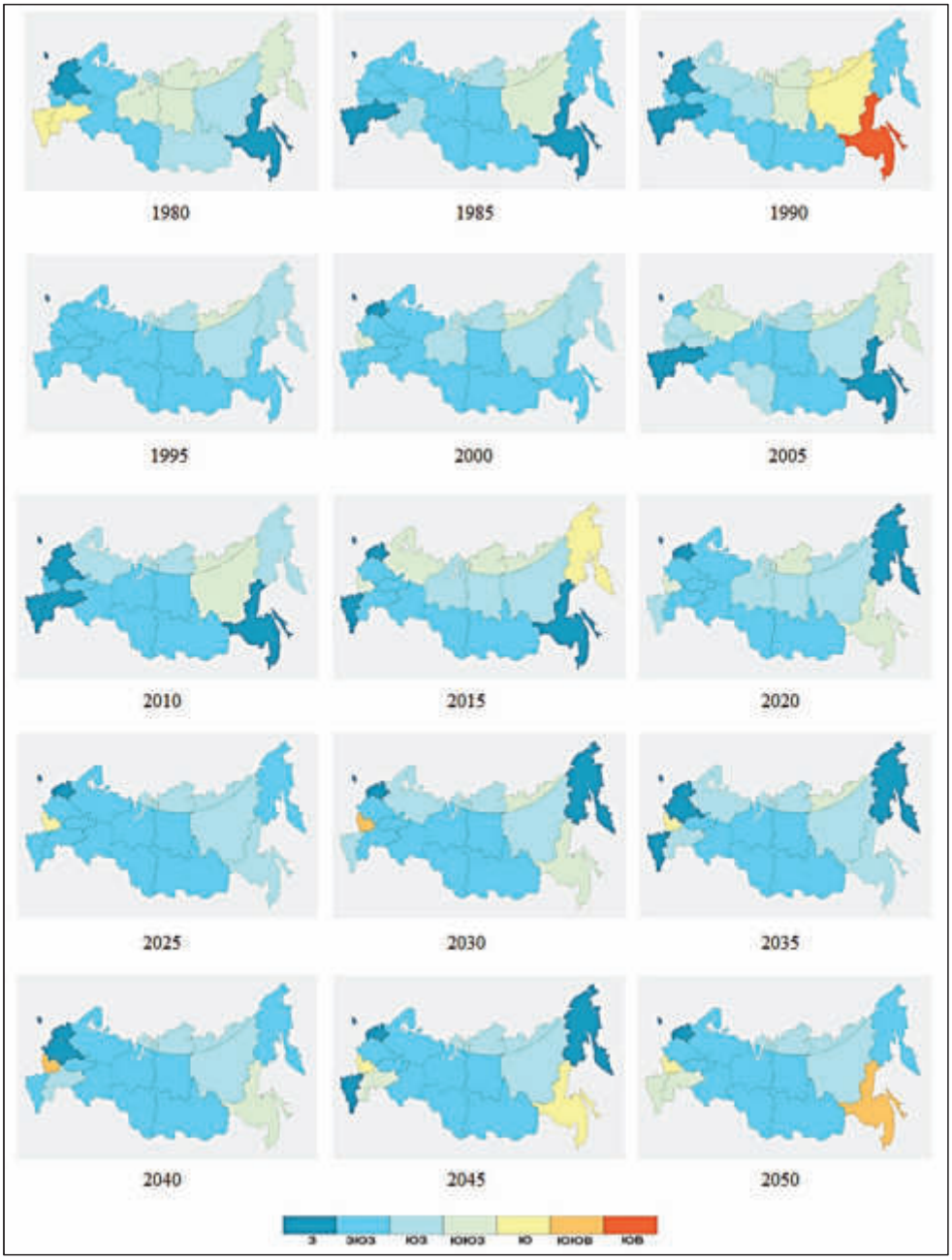


Рис. 1. Динамика распределения индекса M по территории Российской Федерации в 1980-2050 гг.

Для выделенных зон рассчитаны сезонные (январь, апрель, июль, октябрь) и годовые индексы $M_з$ и $M_м$, а также индексы M.

На рисунке 1 представлены карты распределения годового индекса M по территории России в 1980-2050 гг. с интервалом 5 лет.

Минимальная динамика индекса M отмечается в Калининградской области и в южной части Западно-Сибирского района ниже 60-й широты, свидетельствующая соответственно об устойчивом западном и западо-юго-западном переносе. Вариации здесь не превышают 10°.

Небольшие изменения индекса М (от 10° до 30°) прослеживаются в Северо-Западном районе между З и ЗЮЗ направлениями; Волго-Вятском, Уральском и южной части Восточно-Сибирского района ниже 60-й широты между ЗЮЗ и ЮЗ направлениями, а также в северной части Западно-Сибирского и Восточно-Сибирского районов выше 70 широты в пределах ЮЗ и ЮЮЗ направлений.

Умеренные изменения направления переноса примеси (от 30° до 60°) с 1980 по 2050 гг. отмечаются в Центральном районе между З и ЮЗ; Северном районе, а также в центральной части Западно-Сибирского и Восточно-Сибирского районов (между 60 и 70 широтой) между ЗЮЗ и ЮЮЗ; в северной (выше 70-й широты) и западной части Дальневосточного района между ЮЗ и Ю направлениями.

Выраженная динамика индекса M (от 60° до 95°) проявляется в Центрально-Черноземном районе между ЗЮЗ и ЮЮВ направлениями; Поволжском, Северо-Кавказском районах и восточной части Дальневосточного района между З и Ю направлениями.

В юго-восточной части Дальневосточного района отмечаются сильные изменения направления переноса примеси (до 135°) – с западного до юго-восточного. Очевидно, это следствие усиления дальневосточного муссона.

В целом, анализ изменений индекса M на протяжении 70 лет свидетельствует о его весьма сложной динамике. В отдельные годы для некоторых территорий наблюдаются существенные вариации направлений (румбов), откуда идет загрязнение рассматриваемых экологически значимых зон, в которых сложно выявить закономерности. Но для ряда регионов можно отметить некоторые тенденции изменения направления поступления загрязняющих примесей.

Например, в Северо-Западном районе видно, что с 1980 по 2010 гг. его загрязнение происходило с З-ЗЮЗ направлений, а с 2015 по 2050 гг. – с западного направления, что свидетельствует об усилении западно-восточного переноса примеси в загрязнение атмосферы на данной территории. Тенденцию усиления западно-восточного переноса также можно отметить с 2020-2025 гг. для центральной части Западно-Сибирского и Восточно-Сибирского районов, северной, западной и восточной части Дальневосточного района, а также для территорий Восточно-Сибирского и Дальневосточного районов выше 70-й широты.

В Центрально-Черноземном, Поволжском районе и юго-восточной части Дальневосточного района, напротив, приблизительно с 2015 г. прослеживается тенденция изменения направления переноса с зонального (З-ЗЮЗ) на меридиональный (ЮЮЗ-ЮЮВ). Таким образом, в целом наибольшую опасность в плане дальнего загрязнения атмосферы в ближайшие десятилетия будут представлять источники, расположенные южнее данных регионов.

Заключение

В результате выполненных исследований сформулирован методический подход к оценке тенденций дальнего загрязнения атмосферы для заданных экологически значимых зон с учетом прогнозируемых климатических изменений.

Выполнены расчеты введенных зонального и меридионального индексов загрязнения, характеризующих количество переносимой примеси в широтном и меридиональном направлениях, для января, апреля, июля, октября и года за период времени 1980-2050 гг.

Полученные результаты расчетов указывают в целом на вполне определенные тенденции дальнего загрязнения атмосферы: на некоторое усиление в 2015-2050 гг. по сравнению с периодом 1980-2015 гг. вклада западно-восточного переноса примеси в загрязнение атмосферы над северо-западной частью Европейской территории России (ЕТР), центром Западной и Восточной Сибири, большей частью территории Дальнего Востока и Арктической зоной РФ выше 70º с.ш. и вклада южного переноса примеси в загрязнение атмосферы над центром и южной частью ЕТР и юго-восточными территориями Дальнего Востока.

Эти результаты важны для разработки предложений по обеспечению экологической безопасности регионов России и планированию экономического развития территорий страны, влияющих на загрязнение атмосферы экологически значимых зон. В частности, повышается актуальность контроля трансграничного загрязнения атмосферы со стороны ближайших северных стран Европы, Средней и Юго-Восточной Азии. Кроме этого, требуется определенная осторожность при планировании на территории страны размещения новых промышленных объектов, выбрасывающих в атмосферу загрязняющие вещества.

Работа выполнена при поддержке программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 51 «Изменение климата: причины, риски, последствия, проблемы адаптации и регулирования», № 23 «Научные основы развития российского научно-инновационного комплекса в контексте глобальных трансформаций», № 55 «Поисковые фундаментальные научные исследования в интересах развития Арктической зоны Российской Федерации», а также при частичной поддержке гранта РФФИ 17-29-05102.

Литература

1. *Кац А.Л.* Сезонные изменения общей циркуляции атмосферы и долгосрочные прогнозы. – Л.: ГИМИЗ. 1960. – 270 с.
2. *Макоско А.А., Матешева А.В.* О долгосрочном прогнозе рисков заболеваний населения от химического загрязнения атмосферы // Рос. хим. ж., 2006, Т. L, № 5, с. 48-54.
3. *Макоско А.А., Матешева А.В.* Долгосрочный прогноз риска для здоровья вследствие техногенного и биогенного загрязнения атмосферы в условиях изменяющегося климата // Здоровье населения России: влияние окружающей среды в условиях изменяющегося климата / Под общей ред. А.И. Григорьева; РАН. – М.: Наука, 2014. – с. 251-267.
4. *Макоско А.А., Матешева А.В.* Опыт идентификации источников химического загрязнения атмосферы в Московском регионе //Рос. хим. ж., 2016, т. LX, №3, с. 113-120. (ISSN 1024-6215).
5. *Макоско А.А., Матешева А.В.* Оценки тенденций дальнего загрязнения атмосферы регионов Российской Арктики в XXI веке // Арктика: экология и экономика, 2017а, № 4(28), с. 59-71.
6. *Макоско А.А., Матешева А.В.* Методика индексирования динамики загрязнения атмосферы для оценки экологической безопасности при стратегическом планировании развития регионов // Инновации, 2017б, № 10, с. 76-80.
7. *Марчук Г.И.* Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. – М.: Наука, 1982. – 320 с.
8. *Матешева А.В.* О возмещении ущерба здоровью населения в городах Арктической зоны Российской Федерации от загрязнения атмосферного воздуха // Арктика: экология и экономика, 2017, № 3.
9. *NCEP FNL Operational* Model Global Tropospheric Analyses, continuing from July 1999 / Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research, Computational and Information Systems Lab. — URL: https://doi.org/10.5065/D6M043C6.
10. *Saha S. et al. 2010*. NCEP Climate Forecast System Reanalysis (CFSR) Selected Hourly Time-Series Products, January 1979 to December 2010 / Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research, Computational and Information Systems Lab. — URL: https://doi.org/10.5065/D6513W89.
11. *Volodin E., Diansky N.* INMCM4 model output prepared for CMIP5 RCP8.5, served by ESGF / World Data Center for Climate (WDCC) at DKRZ. — [S. l.], 2013. — URL: https://doi.org/10.1594/WDCC/CMIP5.INC4r8.

Вариации химически активных компонентов атмосферы в области мезопаузы в периоды стратосферных потеплений по данным наблюдений на среднеширотных станциях Торы и Звенигород

И.В. Медведева[1], А.И. Семенов[2]

[1] Институт солнечно–земной физики СО РАН, Иркутск
[2] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва

Введение

Спектрофотометрические наблюдения собственного излучения атмосферы дают информацию о температурном и динамическом режиме на высотах эмиссионных слоев. На геофизических станциях Торы (51.8°N, 103.1°E) Института солнечно-земной физики СО РАН и Звенигород (55.7°N, 36.8°E) Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН в патрульном режиме проводятся спектрометрические наблюдения характеристик излучения гидроксила (полоса (6-2), 834.0 нм). Измерения и обработка данных на обеих обсерваториях проводятся по единой методике (*Семенов и др. 2002; Перминов и др., 2014, Khomich et al. 2008, Medvedeva et al., 2014)*. Для регистрации спектров излучения верхней атмосферы в ближней ИК-области используются светосильные дифракционные спектрографы, оснащенные высокочувствительными цифровыми приемниками с ПЗС-матрицами. Детальное описание приборов дано в (*Семенов и др., 2002*). Полученные с временным разрешением 10 минут спектры позволяют определять спектральные характеристики (интенсивность, температура) эмиссии молекулы гидроксила, возникающей на высотах мезопаузы (высота максимума излучения гидроксила ~87 км (*Baker and Stair, 1988; Khomich et al., 2008*)). Вращательная температура молекулы гидроксила вычисляется по распределению первых трех линий P-ветви колебательно-вращательной полосы OH(6-2), 834.0 нм. Метод определения вращательной температуры молекулы OH подробно изложен в (*Шефов и др., 1961, Khomich et al., 2008*), точность ее определения по данной методике составляет 1-2 К. Вращательная температура молекулы OH соответствует температуре атмосферы на высоте излучения. Интенсивность излучения гидроксила дает информацию о концентрации химически активных компонентов на высотах его эмиссионного слоя.

Температурный и динамический режим области мезопаузы отличается большой изменчивостью, вызванной влиянием атмосферных волн различного временного масштаба, метеорологическими и климатически процессами в нижних слоях атмосферы, солнечным излучением. К наиболее значительным метеорологическим возмущениям, охватывающим большие пространственные и временные масштабы, относятся зимние внезапные стратосферные потепления (ВСП). События ВСП, которые могут возникать в зимнем полушарии вследствие взаимодействия планетарных волн с зональным потоком, являются наиболее ярким примером взаимосвязи различных атмосферных слоев. Исследованию влияния внезапных стратосферных потеплений на температуру, состав и динамику верхней атмосферы посвящено множество как экспериментальных, так и теоретических работ. Так, в работе (*Tweedy et al., 2013*) обнаружены значительные вариации озона на высотах мезосферы и нижней термосферы (МНТ) во время событий ВСП. Во время стратосферного потепления в январе 2009 г. *Shepherd et al. (2010)* выявили уменьшение концентрации атомарного кислорода в период действия ВСП и рост [O] на фазе восстановления. *Medvedeva et al. (2012)* показали, что проявление влияния стратосферных потеплений на температуру области мезопаузы зависит от региона наблюдения и имеет выраженный долготный эффект.

В настоящей работе, по данным измерений характеристик излучения гидроксила на среднеширотных обсерваториях Торы и Звенигород делаются оценки концентраций атомарного кислорода и озона в периоды действия зимних внезапных стратосферных потеплений различного типа в январе 2013 и феврале-марте 2016 гг. При расчетах [O] и [O_3]

использована фотохимическая модель излучения гидроксильной эмиссии и модель атмосферы MSIS-E-90.

Анализируемые данные

В работе использованы данные спектрометрических измерений параметров излучения гидроксила (OH(6-2), 834.0 нм), проводимых на обсерваториях Торы (51.8°N, 103.1°E) и Звенигород (55.7°N, 36.8°E). Измерения проводятся в ночное время суток в отсутствие сильной облачности и полной луны. Для анализа использовались данные об интенсивности эмиссии и вращательной температуре гидроксила.

Для исследования температурного режима и вариаций высоты максимума слоя гидроксильного излучения в исследуемых регионах были использованы спутниковые данные радиометра SABER измерения профилей температуры атмосферы и объемной интенсивности излучения OH. Радиометр SABER установлен на спутнике TIMED и используется для лимбовых измерений профилей эмиссий в спектральном диапазоне 1.27–17 μm (*Russell et al., 1999*). Для оценки высоты максимума излучения гидроксила были использованы данные SABER профилей эмиссии OH (1.6 μm), (уровень 2A, версия 2.0), полученные во время ночных пролетов спутника над анализируемыми регионами расположения станций Торы и Звенигород.

Анализ параметров средней атмосферы над северным полушарием в периоды ВСП был проведен по данным реанализа MERRA (Modern ERA-Retrospective Analysis for Research and Applications (*Gelaro et al., 2017*).

Определение концентраций атомарного кислорода и озона по излучению OH

Гидроксильное излучение возникает в результате реакций рекомбинации атомарного кислорода, образующегося в атмосфере в результате фотодиссоциации молекулярного кислорода. Теория образования возбужденных молекул OH включает два основных механизма - озоно-водородной (*Bates and Nicolet, 1950; Kaufman, 1969; Nicolet, 1989*) и пергидроксильный (*Krassovsky, 1963*). Поскольку озоно-водородный механизм является основным механизмом возбуждения молекул OH, на долю которого приходится до ~80% интенсивности суммарного излучения, в настоящей работе расчеты проведены с использованием только этого механизма.

Озоно-водородный механизм образования возбужденных молекул OH состоит из следующих реакций:

$$O + O_2 + O_2 \rightarrow O_3 + O_2 \quad \alpha_{O_3}(O_2) = 5.96 \cdot 10^{-34} \cdot (300/T)^{2.37} \ \left(\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}\right)$$

$$O + O_2 + N_2 \rightarrow O_3 + N_2 \quad \alpha_{O_3}(N_2) = 5.7 \cdot 10^{-34} (300/T)^{2.62} \ \left(\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}\right)$$

$$H + O_3 \rightarrow OH(v \le 9) + O_2 \qquad \alpha_{HO_3} = 1.4 \cdot 10^{-10} \cdot \exp[-480/T] \ \left(\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}\right)$$

Выражение, описывающее объемную интенсивность эмиссии (фотон·см$^{-3}$·с$^{-1}$) на высоте *Z,* при использовании озоно-водородного механизма излучения молекулы OH имеет вид:

$$Q_{OH}(Z) = \bar{A} \cdot \alpha_{HO_3}[H] \cdot [O_3] / \{\bar{A} + k_{O_2} \cdot [O_2] + k_{N_2} \cdot [N_2] + (k_O + k_d) \cdot [O]\} .$$

где α – коэффициенты образования молекул O_3, k – коэффициенты дезактивации атомами и молекулами возбужденной молекулы OH, $\bar{A}$ – коэффициент Эйнштейна, в квадратных скобках обозначены концентрации атомов или молекул, Z - высота максимума слоя эмиссии OH, которая, согласно ракетным измерениям, равна ~ 87 км (*Baker, Stair, 1988*).

Таким образом, на основе озоно-водородного механизма излучения OH, используя измеренные параметры гидроксильной эмиссии OH(6-2) и известные коэффициенты скоростей реакций, можно определять концентрации атомарного кислорода и озона на высотах излучающего слоя гидроксила:

$$[\mathrm{O}] = \frac{Q_{\mathrm{OH}}(Z)\cdot\{A + k_{\mathrm{O}_2}\cdot[\mathrm{O}_2] + k_{\mathrm{N}_2}\cdot[\mathrm{N}_2]\}}{A\cdot\{\alpha_{\mathrm{O}_3}(\mathrm{O}_2)\cdot[\mathrm{O}_2] + \alpha_{\mathrm{N}_2}(\mathrm{N}_2)\cdot[\mathrm{N}_2]\}\cdot[\mathrm{O}_2]\cdot B},\ \left(\text{см}^{-3}\right),$$

$$[\mathrm{O}_3] = \frac{Q_{\mathrm{OH}}(Z)\cdot\{A + k_{\mathrm{O}_2}\cdot[\mathrm{O}_2] + k_{\mathrm{N}_2}\cdot[\mathrm{N}_2]\}}{A\cdot\alpha_{\mathrm{HO}_3}\cdot[\mathrm{H}]\cdot B},\ \left(\text{см}^{-3}\right)$$

где $B = 1 - \dfrac{Q_{\mathrm{OH}}(Z)\cdot(k_{\mathrm{O}} + k_d)}{A\cdot\{\alpha_{\mathrm{O}_3}(\mathrm{O}_2)\cdot[\mathrm{O}_2] + \alpha_{\mathrm{O}_3}(\mathrm{N}_2)\cdot[\mathrm{N}_2]\}\cdot[\mathrm{O}_2]}$, A - вероятность перехода (6-2).

Используемые в этих выражениях коэффициенты приведены в Таблице.

1	$\alpha_{\mathrm{O}_3}(\mathrm{O}_2) = 5.96\ 10^{-34}(300/\mathrm{T})^{2.37}$	$\text{см}^6\ \text{с}^{-1}$	(*Lin and Leu, 1982*)
2	$\alpha_{\mathrm{O}_3}(\mathrm{N}_2) = 5.7\ 10^{-34}(300/\mathrm{T})^{2.62}$	$\text{см}^6\ \text{с}^{-1}$	(*Lin and Leu, 1982*)
3	$\alpha_{\mathrm{HO}_3} = 1.4\ 10^{-10}(480/\mathrm{T})$	$\text{см}^3\ \text{с}^{-1}$	(*Nicolet, 19*89)
4	$\alpha_{\mathrm{HO}_2} = 6.7\ 10^{-33}(238/\mathrm{T})$	$\text{см}^6\ \text{с}^{-1}$	(*Kaufman, 1969*)
5	$\alpha_{\mathrm{OHO}_2} = 2.9\ 10^{-11}(200/\mathrm{T})$	$\text{см}^3\ \text{с}^{-1}$	(*Nicolet, 1989*)
4	$k_{\mathrm{o}} = 5{,}00\ 10^{-11}$	$\text{см}^3\ \text{с}^{-1}$	(*Nicolet, 1989*)
5	$k_{\mathrm{O}_2} = 1.05\ 10^{-11}\exp(220/\mathrm{T})$	$\text{см}^3\ \text{с}^{-1}$	(*Nicolet, 1971*)
6	$k_{\mathrm{N}_2} = 3.36\ 10^{-13}\exp(220/\mathrm{T})$	$\text{см}^3\ \text{с}^{-1}$	(*Nicolet, 1971*)
7	*A = 0.91*	с^{-1}	(*Langhoff et al., 1986*)

В расчетах использовались значения интенсивности эмиссии и температуры OH(6-2), полученные по данным измерений на станциях Торы и Звенигород. Концентрации O_2, N_2 и H были рассчитаны по модели MSIS-E-90 для анализируемых регионов наблюдения для следующих условий: координаты, дата, время t = 0 LST, высота 87 км.

Результаты и обсуждение

Значительное (major) внезапное стратосферное потепление в январе 2013 г.

На Рис.1 представлены полученные по данным реанализа MERRA вариации зональных характеристик стратосферы северного полушария на уровне 10 гПа (~32 км) в период 01.11.2012 - 01.03.2013 гг.: температуры, усредненной в диапазоне широт 60-90ºN (а), и зонального ветра на 60ºN, который является индикатором силы циркумполярного вихря (б).

Рис. 1. Зональные характеристики стратосферы на 10 гПа по данным реанализа MERRA для периода 01.11.12 - 01.03.13: а – среднезональная (60-90ºN) температура на 10 гПа; б – среднезональный (60ºN) зональный ветер на 10 ГПа).

Согласно этим данным, в начале января 2013 года наблюдались значительные возмущения температурного и динамического режима средней атмосферы. Температура стратосферы в высоких широтах в конце декабря начала повышаться, в начале января увеличилась на ~30 К и оставалась повышенной до конца января (Рис. 1а). Среднезональный зональный ветер (60ºN, 10 гПа) в период 5-6 января изменил свое направление с западного на восточное и оставался таким до ~20 января (Рис. 1б). Таким образом, в январе 2013 г. над северным полушарием развилось значительное (major) внезапное стратосферное потепление, которое вызвало нарушение температурного и динамического режима средней атмосферы в большом диапазоне широт.

Для исследования состояния атмосферы в анализируемых регионах наблюдения Торы и Звенигород были использованы данные SABER спутниковых измерений профилей температуры атмосферы, полученные за период 1.12.2012 - 31.01.2013. На Рис. 2а представлены высотно-временные вариации температуры атмосферы в диапазоне высот 15-100 км в регионах расположения обсерваторий Торы (левая панель) и Звенигород (правая панель) по данным SABER. Хорошо видно, что с конца декабря в исследуемых регионах наблюдались значительные возмущения температурного режима атмосферы в большом диапазоне высот.

На этом же рисунке 2 приведены вариации усредненных за ночь значений вращательной температуры (б) и интенсивности эмиссии (в) OH, полученных по данным наземных спектрометрических наблюдений на ст. Торы и Звенигород, а также вариации концентрации озона (г) и атомарного кислорода (д), рассчитанных по описанной выше методике. По данным наблюдений на ст. Торы (левая панель) обнаружены следующие эффекты ВСП на высоте эмиссионного слоя гидроксила. Изменение T(OH) на ~15-20 К (б); рост I (OH) в ~2 раза (в), $[O_3]$ в ~2 раза (г) и [O] в ~3 раза (д) относительно невозмущенных условий наблюдались в период развития и начала ВСП с достаточно быстрым (~5-7 суток) восстановлением после начала ВСП. После 13.01, на фазе восстановления ВСП, значения T(OH), I(OH), $[O_3]$ и [O] соответствовали условиям отсутствия возмущений, с кратковременным повышением в период восстановления зимней картины зональной циркуляции. По данным наблюдений в Звенигороде (правая панель), в период развития ВСП наблюдалось уменьшение T (OH) на ~40 К (б). Значительный рост интенсивности эмиссии OH в ~2 раза (в), $[O_3]$ в ~2 раза (г) и [O] в ~3.5 раза (д) относительно невозмущенных условий, в отличие от результатов, полученных для ст. Торы, наблюдались на фазе восстановления ВСП.

В работах (*Mulligan et al., 2009; Shepherd et al., 2010*) было показано, что при уменьшении высоты излучающего слоя OH происходит увеличение интенсивности гидроксильной эмиссии. Для выяснения причины обнаруженных значительных изменений параметров эмиссии гидроксила и рассчитанных значений [O] и $[O_3]$ был выполнен анализ вариаций высоты эмиссионного слоя OH. Для оценки вариаций высоты эмиссионного слоя гидроксила были использованы данные SABER о высоте максимума излучения OH, полученные по измерениям профилей гидроксильного излучения со спутника. Для каждого профиля была определена высота максимума излучения. Результаты представлены на рисунке 3. Верхняя панель соответствует данным для региона расположения ст. Торы, нижняя – ст. Звенигород. Черной сплошной линией показаны вариации высоты максимума излучения OH по данным SABER, синие ромбы соответствуют интенсивности излучения OH по наземным спектрометрическим данным, красные звезды и зеленые треугольники отмечают рассчитанные значения [O] и $[O_3]$, соответственно. Анализируемый период 14.12.2012-31.01.2013.

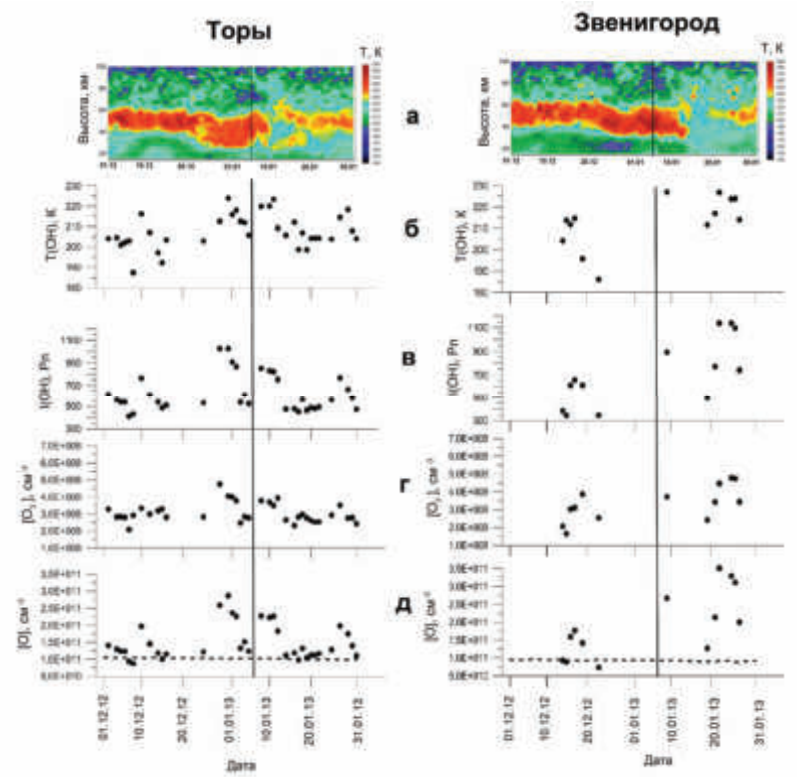


Рис. 2. а - высотно-временное распределение температуры атмосферы по данным SABER; б – вариации усредненных за ночь значений вращательной температуры OH; в - вариации усредненных за ночь значений интенсивности эмиссии OH; г – концентрация озона; д – концентрация атомарного кислорода. Левая панель – для ст. Торы правая – для ст. Звенигород. Графики 2б и и 2в построены по данным наземных измерений. [O] и [O_3] рассчитаны по изложенной выше методике. Вертикальная линия показывает дату смены направления среднезонального зонального ветра с западного на восточное. Пунктир (д) показывает значения [O] по модели MSIS-E-90. Анализируемый период 01.12.2012 – 31.01.2013.

Из графиков видно, что между высотой максимума слоя гидроксила и интенсивностью свечения OH и концентрациями атомарного кислорода и озона имеется обратная зависимость. Так для региона ст. Торы на фазе развития ВСП в конце декабря-начале января резкий рост интенсивности излучения OH и концентраций атомарного кислорода и озона сопровождались понижением высоты эмиссионного слоя до 82 км (Рис.3 верхняя панель). Но уже после 12 января значения высоты слоя OH, измеренные со спутника, составили 87-88 км, и в этот период I(OH), [O] и [O_3], вернулись к значениям, наблюдаемым до начала ВСП (верхняя панель). Для региона расположения ст. Звенигород значительное опускание слоя OH наблюдалось после 15 января, на фазе восстановления ВСП. 25 января высота слоя достигла минимального значения 81 км (Рис. 3 нижняя панель). В этот период I(OH), [O] и [O_3], достигли максимальных значений.

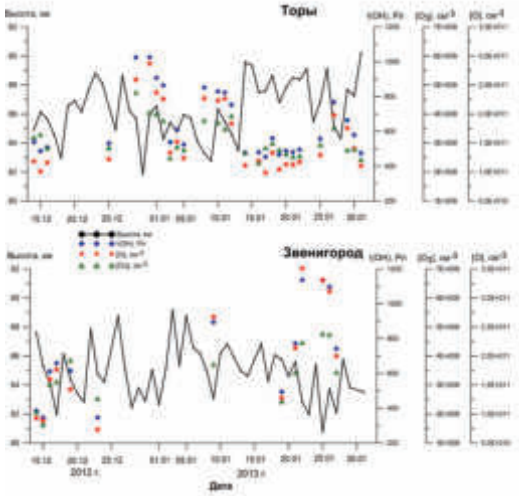


Рис. 3. Высота максимума излучения OH 1.6 μm по данным SABER (черная сплошная линия), усредненные за ночь значения интенсивности эмиссии OH по наземным спектрометрическим данным (синие ромбы), рассчитанные значения [O] (красные звезды) и [O_3] (зеленые треугольники). Анализируемый период 14.12.2012-31.01.2013.

Незначительное (minor) и финальное внезапные стратосферные потепления в феврале и марте 2016 г.

На Рис. 4 представлены вариации зональных характеристик стратосферы северного полушария на уровне 10 гПа с 15 января по 15 апреля 2016 г.: среднезональной (60-90°N) температуры и среднезонального (60°N) зонального ветра. Графики построены по данным реанализа MERRA. Стрелки отмечают анализируемые события внезапных стратосферных потеплений в феврале (1-Feb 2016) и марте (2-Mar 2016) 2016 г.

Согласно данным реанализа MERRA, возмущения температурного и динамического режима средней атмосферы северного полушария наблюдались с конца января 2016 г, что привело к развитию первого стратосферного потепления в начале февраля (1-Feb 2016). Среднезональная (60-90°N) температура увеличилась более чем на 30 К. Среднезональный зональный ветер (60°N, 10 гПа) значительно ослаб (с ~74 м/с 22 января до ~12 м/с 9 февраля), но не изменил свое направление, поэтому ВСП в феврале 2016 г. может быть классифицировано как незначительное (minor).

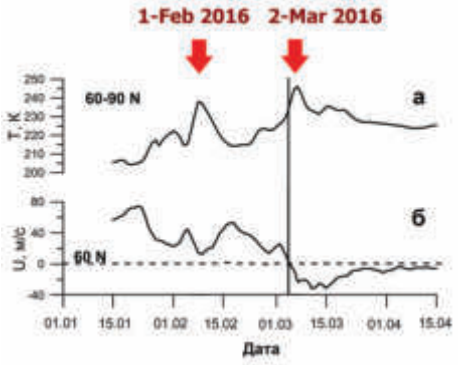


Рис. 4. Зональные характеристики стратосферы на 10 гПа по данным реанализа MERRA для периода 15.01 - 15.04.2016: а – среднезональная (60-90ºN) температура; б – среднезональный (60ºN) зональный ветер.

После того, как параметры стратосферы вернулись к невозмущенному уровню, над северным полушарием произошло развитие второго стратосферного потепления (2-Mar 2016), которое также сопровождалось значительным ростом стратосферной температуры в диапазоне широт 60-90° N (на ~ 30 К). 5 марта 2016 г зимний циркумполярный вихрь был разрушен и уже больше не восстанавливался. Следовательно, стратосферное потепление в начале марта 2016 может быть классифицировано как финальное; оно привело к ранней сезонной перестройке атмосферной циркуляции.

На рисунке 5а представлены высотно-временные вариации температуры атмосферы в диапазоне высот 15-100 км по данным SABER для регионов расположения ст. Торы (левая панель) и Звенигород (правая панель) для периода 15.01-31.03.2016. С конца января 2016 г. в исследуемых регионах наблюдались значительные возмущения температурного режима средней атмосферы. На этом же рисунке 5 приведены вариации усредненных за ночь значений температуры OH (б) и интенсивности гидроксильной эмиссии (в), полученные по данным наземных спектрометрических наблюдений, а также вариации концентраций озона (г) и атомарного кислорода (д), рассчитанных по описанной выше методике. Графики на левой панели построены по данным ст. Торы, на правой – ст. Звенигород. Вертикальная линия отмечает дату смена направления зональной циркуляции (60ºN, 10 гПа). Пунктиром обозначена концентрация [O], рассчитанная по модели MSIS-E-90. Анализируемый период 27.01-31.03.2016.

Для региона расположения ст. Торы в период незначительного (minor) ВСП в начале февраля 2016 г. на высоте излучения гидроксила обнаружены следующие эффекты (рис. 2, левая панель). Температура 5 февраля понизилась на ~20 К до 188 К (б). В конце января-начале февраля 2016 наблюдалось увеличение интенсивности I(OH) (в), концентраций озона (г) и атомарного кислорода (д) в ~2 раза относительно невозмущенных условий. Малое количество данных спектрометрических наблюдений на ст. Звенигород, обусловленных погодными условиями в начале февраля 2016, не позволило количественно оценить поведение характеристик эмиссии OH.

В период финального стратосферного потепления в марте 2016 г. выявлены следующие эффекты. По данным наблюдений на ст. Торы, максимальное понижение T(OH) на ~20 К произошло 16.03 (Рис. 2б, левая панель). В вариациях I(OH) (в) , $[O_3]$ (г) и [O] (д) с середины февраля наблюдались волнообразные квазипериодические возмущения с периодами ~7-10 дней, а в период 15-17.03 - значительное, до ~2.5 раз, увеличение их интенсивностей (Рис. 5, левая панель).

По данным, полученным на ст. Звенигород, с середины февраля до 20 марта на высотах области мезопаузы также наблюдались вариации интенсивности эмиссии OH (с), концентраций озона (г) и атомарного кислорода (д) до 2 раз. Максимальное охлаждение на высоте излучающего слоя OH произошло 23.03 (на ~25 К, Рис. 2b правая панель). Главным отличием наблюдаемых эффектов является то, что по данным ст. Торы 16-19 марта наблюдались максимальные значения I(OH), $[O_3]$ и [O] для всего анализируемого периода (рис. 5), тогда как по Звенигородским данным, в этот период значения I(OH), $[O_3]$ и [O] были минимальны. Анализ вариаций высоты максимума излучения гидроксила по спутниковым данным SABER выявил, что повышенные значения I(OH), $[O_3]$ и [O] наблюдались при уменьшении высоты эмиссионного слоя гидроксила, как и в случае ВСП в январе 2013 г. (рис. 6).

Таким образом, выявленные значительные вариации интенсивности эмиссии и температуры OH, а также концентрации атомарного кислорода и озона на высотах области мезопаузы, могут быть обусловлены изменением высоты излучающего слоя гидроксила. Вариации высоты эмиссионного слоя OH, в свою очередь, могут быть результатом усиления вертикального движения в атмосфере в период ВСП. Направленный вниз вертикальный ветер приводит к опусканию эмиссионного слоя OH, что приводит к его адиабатическому нагреву.

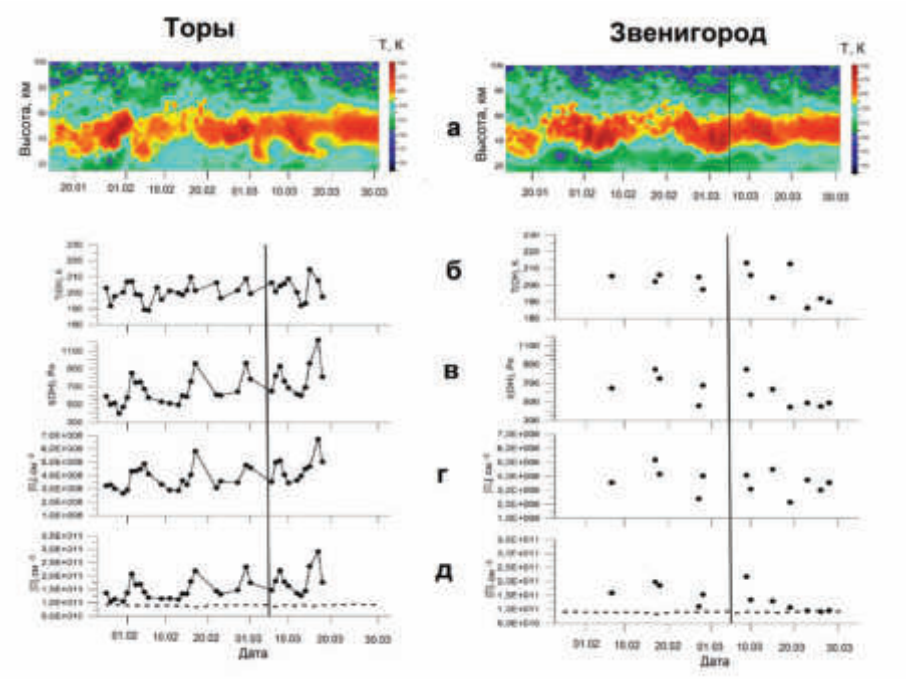


Рис. 5. а - высотно-временное распределение температуры атмосферы по данным SABER; б – вариации усредненных за ночь значений вращательной температуры OH; в - вариации усредненных за ночь значений интенсивности эмиссии OH; г – концентрация озона; д – концентрация атомарного кислорода. Левая панель – для ст. Торы правая – для ст. Звенигород. Графики 2б и и 2в построены по данным наземных измерений. [O] и [O_3] рассчитаны по изложенной выше методике. Вертикальная линия отмечает дату смены направления среднезонального зонального ветра с западного на восточное. Пунктир (д) показывает значения [O] по модели MSIS-E-90. Анализируемый период 27.01-31.03.2016.

В результате происходит увеличение температуры OH, концентраций атомарного кислорода и озона и, как следствие, увеличение интенсивности эмиссии OH. В случае вертикального ветра, направленного вверх, напротив, происходит увеличение высоты эмиссионного слоя OH, что приводит к адиабатическому охлаждению, уменьшению температуры OH, [O] и [O_3] и интенсивности эмиссии OH. Аналогичные результаты и выводы и возможный механизм, объясняющий изменение [O] при направленном вверх/вниз вертикальном движении в атмосфере, были представлены и обсуждались в работе (*Shepherd et al., 2010*). Согласно этой работе, увеличение [O] на высоте излучения OH при направленном вниз вертикальном ветре происходит за счет притока атомарного кислорода из термосферы, где его концентрация значительно выше, чем в области мезопаузы. В результате движения атмосферного газа снизу вверх, на высоты эмиссионного слоя OH из нижней атмосферы поступают воздушные массы с низким содержанием атомарного кислорода (*Shepherd et al., 2010*). Возможной причиной наблюдаемых отличий эффектов ВСП в регионах расположения станций Торы и Звенигород может быть динамика нижележащей атмосферы.

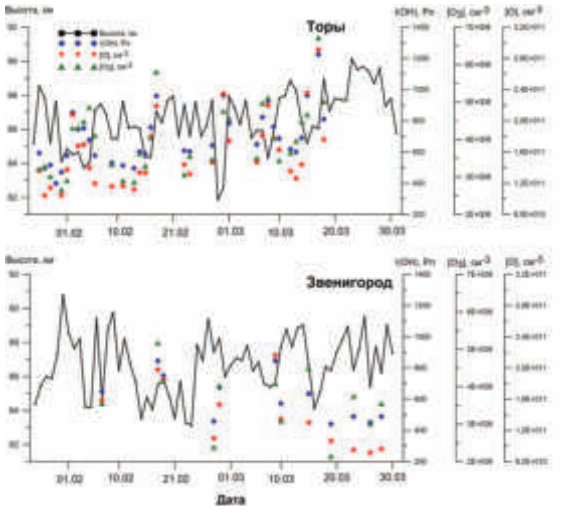


Рис. 6. Высота максимума излучения OH 1.6 μm по данным SABER (черная сплошная линия), усредненные за ночь значения интенсивности эмиссии OH по наземным спектрометрическим данным (синие ромбы), рассчитанные значения [O] (красные звезды) и [O_3] (зеленые треугольники). Анализируемый период 27.01-31.03.2016.

Заключение

Выполнены расчеты концентрации атомарного кислорода и озона в области мезопаузы в периоды зимних внезапных стратосферных потеплений различного типа для двух долготно разнесенных среднеширотных регионов наблюдения Торы (51.8°N, 103.1°E) и Звенигород (55.7°N, 36.8°E) с использованием экспериментальных данных о температуре и интенсивности эмиссии OH(6-2), фотохимической модели излучения OH и модели атмосферы MSIS-E-90.

Обнаружено, что события ВСП могут вызвать значительное изменение интенсивности эмиссии OH(6-2), концентрации атомарного кислорода и озона на высоте излучающего слоя OH. Выявленные эффекты могут быть вызваны вариациями высоты излучения гидроксила вследствие усиления вертикального движения в атмосфере в периоды ВСП.

Обнаружено, что в период значительного (major) ВСП в 2013 г. рост [O] составил ~3-3.5 раза, [O_3] – до 2.5 раз. Незначительное (minor) ВСП в феврале 2016 сопровождалось увеличением [O] и [O_3] до ~2 раз.

Выявленные отличия температурного и динамического режимов для двух исследуемых регионов в периоды анализируемых внезапных стратосферных потеплений могут быть обусловлены долготными отличиями динамики нижележащей атмосферы.

При отсутствии возмущений, рассчитанная по изложенной выше методике [O] достаточно хорошо совпадает с модельными значениями MSIS-E-90.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 18-17-00042). Для анализа были использованы экспериментальные данные ЦКП «Ангара» http://ckp-rf.ru/ckp/3056/ (данные наблюдений на ст. Торы), полученные в рамках проекта II.16.1.2 Программы ФНИ государственных академий на 2013-2020 годы.

Литература

1. *Перминов В. И., Семенов А. И., Медведева И. В., Перцев Н. Н.* Изменчивость температуры в области мезопаузы по наблюдениям гидроксильного излучения на средних широтах // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Том: 54, №: 2. С. 246-256. DOI: 10.7868/S0016794014020151.
2. *Семенов А.И., Баканас В.В., Перминов В.И., Железнов Ю.А., Хомич В.Ю.* Спектр излучения ночной верхней атмосферы Земли в ближней инфракрасной области // Геомагнетизм и Аэрономия. 2002. Т. 42. № 3. С. 407-414.
3. *Шефов Н.Н.* Об определении вращательной температуры полос OH // Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний свечения ночного неба / Ред. В.И. Красовский. 1961. М.: Изд_во АН СССР. № 5. С. 5–9.
4. *Baker D.J., Stair A.T.,* Rocket measurements of the altitude distribution of the hydroxyl airglow // Physica Scripta. 1988. V. 37. No. 4. P. 611–622.
5. *Bates D. R., Nicolet M.* The photochemistry of atmospheric water vapour // J. Geophys. Res. 1950. V. 55. P. 301–327.
6. *Gelaro R., McCarty W., Suárez M. J., Todling R., Molod A., Takacs L., Randles C. A., Darmenov A., Bosilovich M. G., Reichle R., Wargan K., Coy L., Cullather R., Draper C., Akella S., Buchard V., Conaty A., da Silva A. M., Gu W., Kim G.-K., Koster R., Lucchesi R., Merkova D., Nielsen J. E., Partyka G., Pawson S., Putman W., Rienecker M., Schubert S. D., Sienkiewicz M. Zhao B.* The Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, Version 2 (MERRA-2) // J. Climate. 2017. V. 30. No. 14. P, 5419-5454. https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0758.1
7. *Kaufman F.* Neutral reactions involving H and other minor constituents // Can. J. Chem. 1969. V. 47. No. 10. P. 1917-1926.
8. *Khomich V.Yu., Semenov A.I., Shefov N.N.* Airglow as an Indicator of Upper Atmospheric Structure and Dynamics / Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. 2008. 740 p.
9. *Krassovsky V.I.* Chemistry of the upper atmosphere, in: Priester, W. (Ed), Space Research, 3, North-Holland Publ Co, Amsterdam. 1963. P. 96–116.
10. *Langhoff S. R., Werner H.J., Rosmus P.* Theoretical transition probabilities for the OH Meinel system // J. Molecular Spectrosc. 1986. V. 118. No. 4. P. 507–529.
11. *Lin C. L., Leu V. T.* Temperature and thirdbody dependence of the constant for the reaction O + O2 + M → O3 + M // Int. J. Chem. Kinetics. 1982. V. 14. P. 417.
12. *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. No. 1-2. P.91-103.
13. *Medvedeva I.V., Semenov A.I., Perminov V.I., Beletsky A.B., Tatarnikov A.V.* Comparison of Ground-based OH Temperature Data Measured at Irkutsk (52°N, 103°E) and Zvenigorod (56°N, 37°E) Stations with Aura MLS v3.3 // Acta Geophysica. 2014. V. 62. No. 2. P. 340-349. DOI: 10.2478/s11600-013-0161-x.
14. *Mulligan F. J., Dyrland M. E., Sigernes F., Deehr C. S.* Inferring hydroxyl layer peak heights from ground‐based measurements from ground‐based measurements of OH(6‐2) band integrated emission rate at Longyearbyen (78°N,16°E) // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 4197‐4205.
15. *Nicolet M.* Aeronomic chemistry of ozone // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. No. 12. P. 1621-1652.
16. *Nicolet M.* Aeronomic reactions of hydrogen and ozone, in: Fiocco, G. (Ed.), Mesospheric models and related experiments / Dordrecht: D.Reidel Publ. Co. 1971. P. 1-51.
17. *Russell J. M., III, Mlynczak M. G., Gordley L. L., Tansock J., Esplin R.* An overview of the SABER experiment and preliminary calibration results // Proc. SPIE. 1999. V. 3756. P. 277‐288, doi:10.1117/12.366382.
18. *Shepherd M. G. Cho, Y. M. Shepherd G. G., Ward W., Drummond J. R.* Mesospheric temperature and atomic oxygen response during the January 2009 major stratospheric warming // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. A07318. doi:10.1029/2009JA015172.
19. *Tweedy O. V., Limpasuvan V., Orsolini Y.J., Smith A.K., Garcia R.R., Kinnison D., Randall C.E., Kvissel O.-K., Stordal F., Harvey L., Chandran A.* Nighttime secondary ozone layer during major stratospheric sudden warmings in specified-dynamics WACCM // J. Geophys. Res. Atmos. 2013. V. 118. P. 1-13. doi:10.1002/jgrd.50651.

Вариации температуры и интенсивности излучения молекулярного кислорода и гидроксила мезопаузы

В.И. Перминов[1], Н.Н. Перцев[1], П.А. Далин[2,3], В.А. Суходоев[1], О.Т. Юрченко[1]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Институт космических исследований РАН, г. Москва
[3]Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden

1. Введение

Термодинамический режим области мезопаузы (80-100 км) обладает высокой пространственно-временной изменчивостью. Наблюдения его характеристик показывают значительные временные вариации с периодичностью от нескольких минут до десятилетий, причиной которых являются различные гелиогеофизические факторы (солнечное ультрафиолетовое и корпускулярное излучение, планетарные и внутренние гравитационные волны и т.д.). Одним из наиболее информативных способов исследований данных вариаций являются спектральные наблюдения излучения молекул и атомов мезопаузы. Основные измеряемые в них характеристики − интенсивность излучения и температура возбужденных молекул и атомов. Наиболее часто в исследованиях мезопаузы используются спектральные измерения колебательно-вращательных полос инфракрасного излучения возбужденного молекулярного кислорода $O_2(b^1\Sigma)$ и гидроксила $OH(X^2\Pi)$.

Излучение молекул $O_2(b^1\Sigma)$ представляет собой систему полос, называемую Атмосферной системой, которая возникает в результате рекомбинации атомарного кислорода в ночное время и дополнительно в дневное время в результате флуоресценции и фотолиза озона (*Шефов и др., 2006*). Наиболее мощными среди полос Атмосферной системы являются полосы A(0-0) 0.76 мкм и A(0-1) 0.865 мкм. Однако вследствие самопоглощения в нижних слоях атмосферы только последняя из двух полос может наблюдаться с поверхности Земли. Ее интенсивность не превышает 1000 Рл (1 Рл=10^{10} фотонов/(м^2·с)) (*Takahashi et al., 1986; Pertsev and Perminov, 2008*). В ночное время слой излучения данной полосы имеет максимум вблизи 94 км и толщину около 10 км (*Witt et al., 1979; Watanabe et al., 1981; Takano et al., 1990; Yee et al., 1997*).

Излучение гидроксила является наиболее мощным в свечении ночного неба. Интенсивность всех его колебательно-вращательных полос, располагающихся в спектральной области от 0.6 до 4.5 мкм, составляет около 1 МРл (*Шефов и др., 2006*). Возбужденные молекулы $OH(X^2\Pi, v)$ возникают в результате озоно-водородной реакции (*Bates and Nicolet, 1950*). Максимум их вертикального распределения приходится на высоту около 87 км и имеет толщину около 9 км (*Baker and Stair, 1998*).

В настоящей работе рассматриваются данные наблюдений интенсивностей излучения колебательно-вращательных полос $O_2(b^1\Sigma)$ A(0-1) и $OH(X^2\Pi)$ (6-2), а также вращательной температуры гидроксила, полученные по наблюдениям на Звенигородской научной станции (56^o N, 37^o E) Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН в течение 2000−2016 гг. С целью исследования вариаций данных характеристик была поставлена задача определения их статистически значимых гармоник и амплитуд.

.

2. Наблюдения

Наблюдения на Звенигородской станции выполнялись с помощью спектрографа СП-50, оснащенного ПЗС-камерой для цифровой записи спектра в области 770-1040 nm.

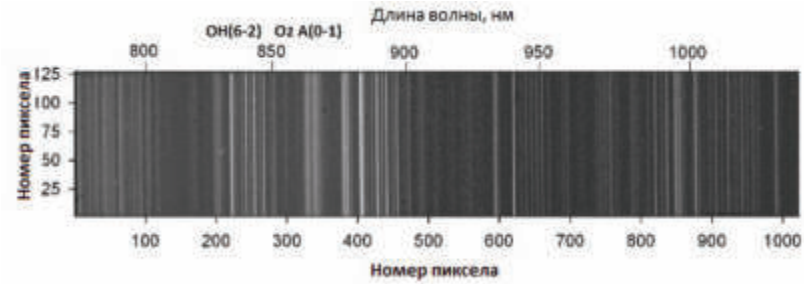


Рис. 1. Спектр излучения ночного неба, измеренный на Звенигородской научной станции 01.09.2016 г. Шкала длин волн и спектральные области полос O_2 A(0-1) и OH(6-2) показаны сверху. Слева и снизу указаны номера пикселов ПЗС-матрицы регистрирующей камеры спектрографа.

Оптическая схема и спецификация прибора даны в (*Шефов и др., 2006*). Время накопления сигнала, цифровое изображение которого показано на рис. 1, составляло 10 минут. Абсолютная калибровка спектра производилась путем сравнения с эталонным источником, который в свою очередь откалиброван по спектру излучения звезды Капелла (α Aur). Детальное описание обработки спектров и определения по ним интенсивностей искомых полос излучения представлено в (*Pertsev and Perminov, 2008*).

Спектральное разрешение прибора давало возможность определять вращательную структуру только для полос излучения гидроксила. Вследствие этого, температура оценивалась по наиболее мощным и спектрально разрешенным первым трем линиям P1-ветви полосы OH(6-2) (*Pertsev and Perminov, 2008*). Точность определения вращательной температуры в зависимости от уровня сигнала составляла 1-2 К. Точность оценки полосы излучения OH(6-2) – около 2%, полосы O_2 A(0-1) – около 3%.

3. Анализ и обсуждение

Поскольку наблюдения велись как в ясную погоду, так и при тонкой облачности (всего 1822 ночи), для анализа вариаций интенсивностей полос были взяты данные, полученные только в безоблачных условиях (1381 ночь). Вследствие того, что на широте расположения места наблюдения (56^o N) длина ночи имеет сильную сезонную зависимость (в декабре около 14 ч, в июне – не более 1 ч около местной полуночи), то имело смысл использовать только данные для временного промежутка от 23 ч 30 мин до 24 ч 30 мин местного солнечного времени, доступного во все сезоны года, и тем самым соблюсти суточную однородность анализируемых данных. Кроме того, данные были усреднены в пределах этого часа наблюдений, что позволило уменьшить их статистическую неопределенность.

Рис. 2 показывает полученные данные, использованные в дальнейшем анализе. Как видно на этом рисунке, характеристики свечения ночной мезопаузы испытывают сезонные вариации, из которых наиболее выраженные - в температуре излучающего гидроксила. Последние обусловлены в основном сезонным различием динамических процессов в области мезопаузы (*Brasseur and Solomon, 2005*). Поэтому для анализа имело смысл, из температурного ряда удалить первую и вторую гармонику годовой вариации, параметры которых были определенны методом множественной регрессии. Сравнительный анализ температурной дисперсии, вызываемой гармониками годовой вариации, с полной дисперсией показывает, что их вклад в наблюдаемую изменчивость температур достигает 81%.

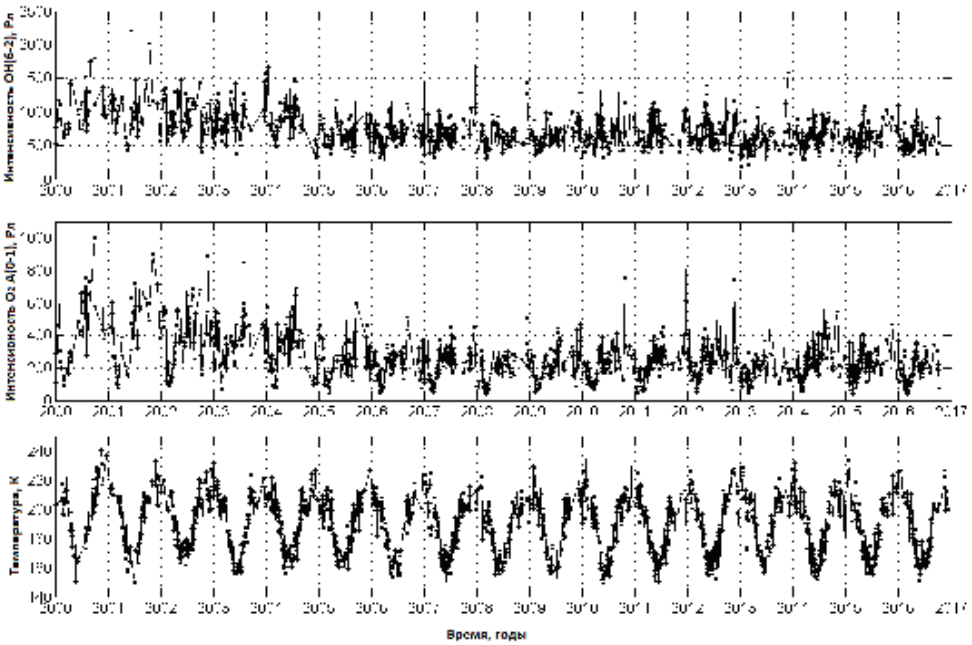


Рис. 2. Временные ряды интенсивности полос OH(6-2) (верхний график), O_2 A(0-1) (средний график) и вращательной температуры излучающего гидроксила (нижний график). Точки – среднеполуночные значения. Отсчет времени дан от 01.01.2000 г.

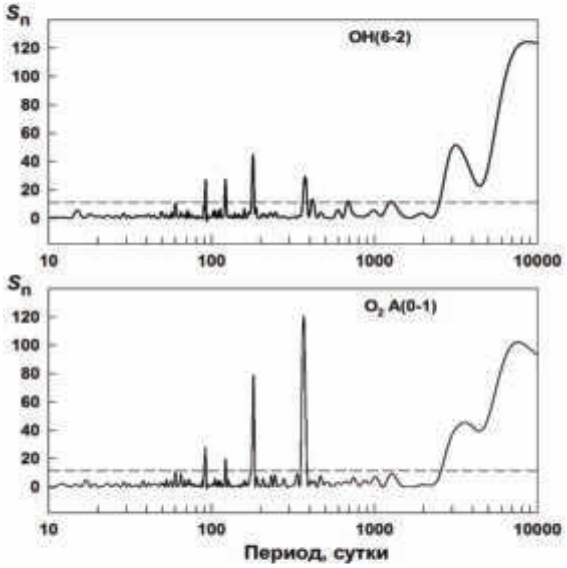


Рис. 3. Спектры гармонических вариаций Ломба-Скаргла для интенсивности OH(6-2) (верхний график) и O_2 A(0-1) (нижний график). Штриховая линия – уровень статистической значимости α=0.05.

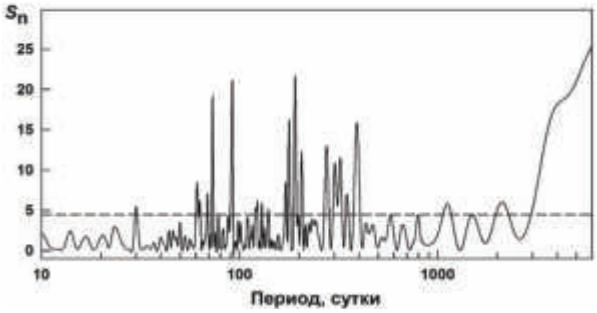


Рис. 4. Спектр гармонических вариаций Ломба-Скаргла для вращательной температуры гидроксила. Штриховая линия – уровень статистической значимости α=0.05.

Дальнейший анализ рядов исследуемых характеристик излучения мезопаузы был основан на спектральном анализе вариаций методом Ломба−Скаргла (*Lomb, 1976; Scargle, 1982*). В его основе лежит аппроксимация гармоническими функциями с помощью метода наименьших квадратов неравномерно распределенных значений какого-либо исследуемого параметра во времени. Полученные спектры Ломба-Скаргла даны на рисунках 3 и 4. Спектральные пики, превышающие уровень статистической значимости α=0.05 (α – вероятность, при которой спектральный пик вызван случайными ошибками (шумом), или вероятность ложной тревоги), показывают значимые вариации. Среди межгодовых вариаций интенсивности излучения мезопаузы такими являются гармоники с периодами около 25, 8, 3.5, 1.9 и 1.14 года. Последние три гармоники незначимы в случае вариаций интенсивности O_2 A(0-1). Обе интенсивности характеризуются значимыми первыми четырьмя гармониками годовой вариации. Вращательная температура гидроксила обладает более богатым спектром гармоник, среди которых значимыми являются вариации с периодами около 11, 5.8, 4.1, 3, 2.2, 1.6. 1.06 года и первые шесть гармоник годового колебания. Также значимыми являются колебания с периодами 69, 129, 140, 167, 177. 191, 204, 275, 305, 325 и 349 суток, из которых большинство скорее всего являются гармониками с комбинационными частотами (*Perminov et al., 2018*). Амплитуды всех значимых гармоник, кроме вариаций с комбинационными частотами, были определены методом множественной регрессии. Результаты представлены в таблицах 1 и 2. Из них видно, что амплитуды колебаний температуры в области мезопаузы составляют в основном меньше 3 К. Доминирующими вариациями температуры являются первая и вторая гармоники годового колебания. Вариации интенсивностей полос излучения значительны по величине и составляют 4-24% от средних значений O_2 A(0-1) (около 270 Рл) и OH(6-2) (около 670 Рл).

Из межгодовых вариаций в области мезопаузы наиболее известными являются солнечный 11-летний цикл и его вторая гармоника, а также квазидвухлетние осцилляции (*Шефов и др., 2006*). Они также отмечены в ряде других работ (*Фишкова, 1983; Höppner and Bittner, 2007; Перминов и др., 2014*). В работе (*Offermann et al., 2015*) были проанализированы многолетние вариации температуры атмосферы над Центральной Европой в высотной области 0−110 км, полученные из радиозондовых и спутниковых (SABER/TIMED) измерений в 2002−2012 гг. В результате на всех высотах были обнаружены вариации с периодами около 2.4, 3.4 и 5.5 лет и амплитудами от 0.1 до 1.5 К. Также в (*Offermann et al., 2015*) было отмечено, что атмосферные модели HAMMONIA (*Schmidt et al., 2006)* и CESM-WACCM (*Marsh et al., 2013*) дают температурные колебания с подобными периодами и амплитудами в диапазоне высот от 0 до 115 км. Результаты их анализа позволили сделать заключение о характерности таких осцилляций для всей атмосферы.

Вариации с периодами близкими к обнаруженными в настоящей работе были отмечены также в анализе 15-летних наблюдений интенсивности излучения мезопаузы в линии 557.7 нм атомарного кислорода и полосе гидроксила (8-3) 730 нм (*Reid et al., 2014*). В данной работе помимо квазидвухлетних осцилляций выделены значимые периодичности 3.2,

4.1 и 8.2 года с амплитудами 7−8% от средней интенсивности исследованных эмиссий излучения мезопаузы.

Таким образом, на основании представленных здесь спектров гармонических вариаций характеристик атмосферного излучения и опубликованных ранее результатов исследований, можно утверждать, что в области мезопаузы выделяются межгодовые колебания с периодами около 2, 3, 4, 5.5, 8 и 11 лет.

Таблица 1

Амплитуды статистически значимых гармонических вариаций интенсивностей полос OH(6-2) и O_2 A(0-1) со стандартными отклонениями среднего

Период гармоники, годы	Амплитуда гармоники, Рл	
	OH(6-2)	O_2A(0-1)
~25	144±14	54±6
~8	52±9	20±5
~3.5	48±7	-
~1.9	27±7	-
~1.14	24±8	-
1	49±9	65±4
0.5	63±9	40±4
0.33	56±9	31±4
0.25	49±8	30±4

Таблица 2

Амплитуды статистически значимых гармонических вариаций вращательной температуры гидроксила с указанием стандартного отклонения среднего

Период гармоники, годы	Амплитуда гармоники, К
~11	2.0±0.3
~5.8	0.8±0.3
~4.1	0.6±0.3
~3.0	1.3±0.3
~2.2	0.6±0.3
~1.6	0.7±0.3
~1.06	1.5±0.3
1	23.8±0.3
0.5	7.2±0.3
0.33	1.0±0.3
0.25	1.4±0.3
0.2	1.8±0.3
0.17	1.5±0.3

4. Заключение

По результатам анализа данных многолетних измерений полуночных интенсивностей полос излучения OH(6-2) и O_2 A(0-1) и вращательной температуры гидроксила получены спектры Ломба−Скаргла для мощности периодических вариаций в области среднеширотной мезопаузы. В спектральной структуре полученных вариаций можно выделить:

– многолетние колебания с периодами около 1.1, 1.6, 2, 3, 4, 5.5, 8, 11 и 25 лет;

– гармоники годового колебания вплоть до шестой (для вращательной температуры гидроксила);

– субгодовые колебания с комбинационными частотами.

Амплитуды периодических колебаний температуры в области мезопаузы за исключением амплитуд годовой и полугодовой гармоник являются малыми (≤ 3 К). Амплитуды для интенсивностей значительны по величине и составляют 7-24% для O_2 A(0-1) и 4-21% для OH(6-2).

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ - Науки о Земле, п. 138 и Программы № 51 Президиума РАН.

Литература

1. *Перминов В.И., Семенов А.И., Медведева И.В., Перцев Н.Н.* Изменчивость температуры в области мезопаузы по наблюдениям гидроксильного излучения на средних широтах // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54. № 2. С. 246-256.
2. *Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики / М. ГЕОС. 2006. 741 с.
3. *Фишкова Л.М.* Ночное излучение среднеширотной верхней атмосферы Земли / Тбилиси. Мецниереба. 1983. 272 с.
4. *Baker D.J., Stair A.T.* Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow // Phys. Scr. 1988. No. 37. P. 611-622.
5. *Bates D.R., Nicolet M.* The photochemistry of atmospheric water vapour // J. Geophys. Res. 1950. V. 55. P. 301-327.
6. *Brasseur G.P., Solomon S.* Aeronomy of the Middle Atmosphere / Dordrecht. Springer. 2005. 646 p.
7. *Höppner K., Bittner M.* Evidence for solar signals in the mesopause temperature variability? // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 431-448.
8. *Lomb N.R.* Least-squares frequency analysis of unequally spaced data // Astrophys. Space Sci. 1976. V. 39. No. 2. P. 447-462.
9. *Marsh D., Mills M.J., Kinnison D.E., Lamarque J.-F., Calvo N., Polvani L.M.* Climate change from 1850 to 2005 simulated in CESM1(WACCM) // J. Climate. 2013. V. 26. P. 7372-17391.
10. *Offermann D., Goussev O., Kalicinsky Ch., Koppmann R., Matthes K., Schmidt H., Steinbrecht W., Wintel J.* A case study of multi-annual temperature oscillations in the atmosphere: Middle Europe // J. Atmos. Solar-Ter. Phys. 2015. V. 135. P. 1-11.
11. *Perminov V.I., Semenov A.I., Pertsev N.N., Medvedeva I.V., Dalin P.A., Sukhodoev V.A.* Multi-year behaviour of the midnight OH* temperature according to observations at Zvenigorod over 2000-2016 // Adv. Space Res. 2018. V. 61. No. 7. P. 1901-1908.
12. *Pertsev N., Perminov V.* Response of the mesopause airglow to solar activity inferred from measurements at Zvenigorod, Russia // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 1049-1056.
13. *Reid I.M., Spargo A.J., Woithe J.M.* Seasonal variations of the nighttime O(1S) and OH(8-3) airglow intensity at Adelaide, Australia // J. Geophys. Res.−Atmos. 2014. V. 119. P. 6991-7013.
14. *Scargle J. D.* Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data // Astrophys. J. 1982. V. 263. P. 835-853.
15. *Schmidt H., Brasseur G.P., Charron M., Manzini E., Giorgetta M.A., Dieh T., Fomichev V.I., Kinnison D., Marsh D., Walters S.* The HAMMONIA chemistry climate model: sensitivity of the mesopause region to the 11-year solar cycle and CO_2 doubling // J. Climate. 2006. V. 19. P. 3903-3931.
16. *Takahashi H., Sahai Y., Batista P.P.* Airglow $O_2(^1\Sigma)$ atmospheric band at 8645 A and the rotational temperature observed at 23° S // Planet. Space Sci. 1986. V. 34. No. 3. P. 301-306.
17. *Takano M., Watanabe T., Nakamura M.* Rocket measurements of O_2 atmospheric (0-0) and OH Meinel bands in the nightglow // J. Geomagn. Geoelectr. 1990. V. 4. No. 2. P. 1193.
19. *Watanabe T., Nakamura M., Ogawa T.* Rocket measurements of O_2 atmospheric and OH Meinel bands in the airglow // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 5768-5774.
20. *Witt G., Stegman J., Solheim B.H., Llewellyn E.J.* A measurement of the O2(b) atmospheric band and the OI(1S) green line in the nightglow // Planet. Space Sci. 1979. V. 27. P. 341-350.
21. *Yee J. H., Crowley G., Roble R.G., Skinner W.R., Burrage M.D., Hays P.B.* Global simultaneous and observations of $O(^1S)$, $O2(^1\Sigma)$, and OH mesospheric nightglow emissions // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 19949-19968.

Аэрозольная оптическая толщина атмосферы: многолетние изменения в разных регионах России, тенденции аэрозольного «просветления» атмосферы

И.Н. Плахина, Н.В. Панкратова

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

1. Введение

Аэрозольная оптическая толщина атмосферы (АОТ) является важным параметром при оценке климатических изменений: изменений температуры подстилающей поверхности и изменений приходящей суммарной солнечной радиации (ОД_РФ-2, 2014; IPCC, 2013). Факторы, вызывающие пространственно-временные вариации АОТ, разнообразны как по степени воздействия, так и по знаку изменений, вносимых ими в поток приходящей к поверхности Земли солнечной радиации: вулканический стратосферный сульфатный аэрозоль, антропогенный промышленный и отопительный аэрозоль, чёрный и рыжий углерод, поступающий в атмосферу из-за лесных, тундровых и болотных пожаров, и, наконец, минеральный аэрозоль пустынных и степных регионов, переносимый вместе с воздушной массой в зависимости от типа атмосферной циркуляции, характерной для данного региона. В настоящее время актуальны работы, в которых по данным спутниковых (MODIS) и наземных наблюдений (сети AERONET и актинометрической сети РФ) на временных интервалах порядка 10 лет рассматриваются пространственно-временные изменения АОТ регионального характера и делаются попытки идентификации причин этих изменений (*Поддубный и др., 2013; Сакерин и др., 2012а; Сакерин и др.,2011а; Сакерин и др.,2012б; Сакерин и др., 2011б; Махоткина и др. 2010; Махоткина и др. 2014; Плахина и др. 2009; Плахина и др. 2011*).

Целью работы в рамках указанной выше проблемы является анализ систематических пространственных сезонных и долговременных изменений АОТ для 2-х регионов РФ: ЕТР и Приморье с характерными особенностями вариаций и источниками аэрозоля. При этом мы использовали как данные сетевых наземных актинометрических наблюдений РОСКОМГИДРОМЕТА (*Махоткина и др. 2014*), так и спутниковые данные (МОДИС).

2. Результаты анализа эмпирических наблюдений.

2.1 Европейская территория России (ЕТР). Исследовались многолетние ряды среднемесячных значений АОТ, полученных по данным наземной актинометрической сети РФ (18 станций ГМС, Рис.1) и соответствующие временные ряды АОТ по данным спутникового спектрорадиометра MODIS (Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer) (*http://modis.gsfc.nasa.gov/*) для длины волны 550 нм с разрешением 1 × 1°.

Пространственные вариации АОТ приведены на картах-схемах рис. 2. Для интерполяции данных станций, представленных на Рис. 1 на весь рассматриваемый регион использованы пакет MATLAB: опция создания равномерной сетки для рассматриваемого региона ЕТР, опция выполнения билинейной интерполяции (по горизонтали и вертикали) данных 18-ти станций на территорию (40°- 70° с.ш.; 30°- 70°в.д.), проектирование на сетку данных функции $T = F(\varphi,\lambda)$, где φ и λ – соответственно широта и долгота для каждой из точек наблюдения. Пространственное распределение средних (для годовых, апрельских и июльских $АОТ_t$ соответствует результатам, полученным ранее (*Плахина и др. 2009; Плахина и др. 2011*) для средних многолетних значений аэрозольной оптической толщины атмосферы на временном интервале 1976-2011 г.г.. В поствулканический период 1999-2016 г.г. также наблюдается убывание АОТ с юго-запада на северо-восток, области локализации региональных тропосферных источников аэрозоля не видны, кроме Архангельска, для

которого наблюдается летние повышения АОТ. Возможно, здесь имеется систематический локальный источник поступления аэрозоля в атмосферу. Источник может быть обусловлен как природными летними пожарами, так и антропогенным промышленным выбросом в этой области.

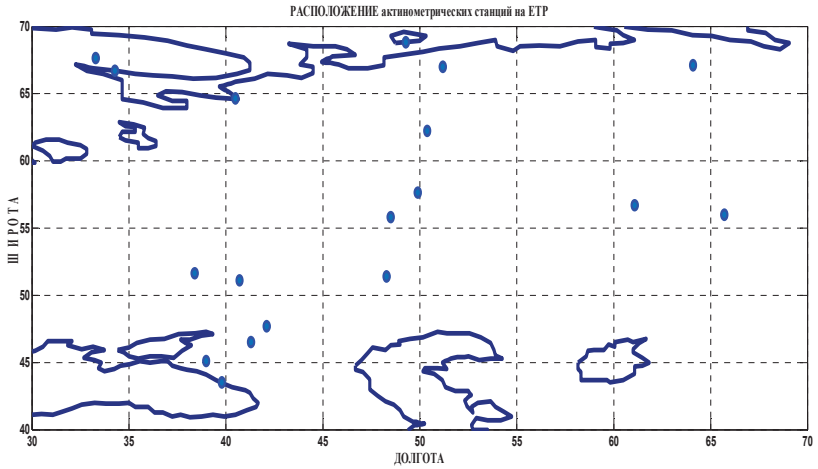


Рис.1 Карта – схема расположения 18-ти станций (ГМС) на ЕТР: Сочи (43.5; 39.8), Краснодар (45.1; 39.0), Гигант (46.5; 41.3), Цимлянск (47.7; 42.1), Каменная степь (51.1; 40.7), Ершов (51.4; 48.3), Нижнедевицк (51.6; 38.4), Вязовые (55.8; 48.5), Памятная (56.0; 65.7), Дуброво (56.7; 61.1), Нолинск (57.6; 49.9), Усть Вымь (62.2; 50.4), Архангельск (64.6; 40.5), Умба (66.7; 34.3); Коткино (67.6; 51.2), Елецкая (67.1; 64.1), Апатиты (67.6; 33.3), Бугрино (68.8;49.3).

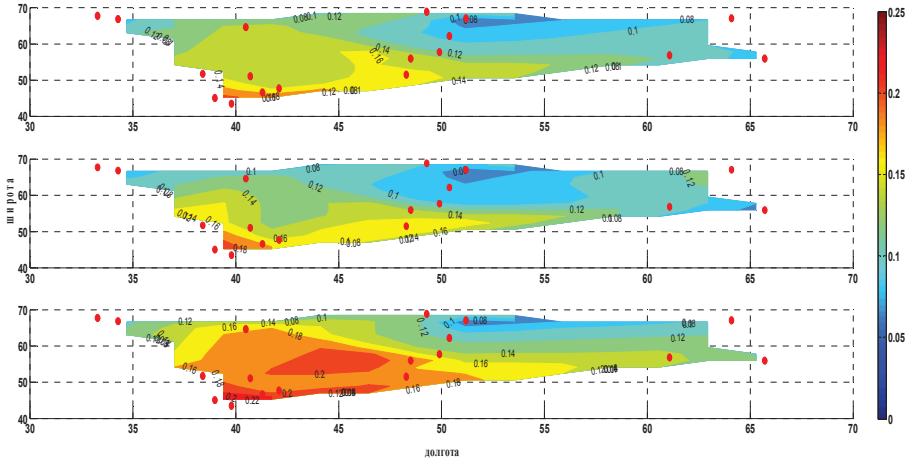


Рис.2 Пространственное распределение величины годовых, апрельских и июльских (сверху вниз) значений АОТ на ЕТР; данные актинометрической наземной сети РФ. Период наблюдений 1999-2016 г.г.

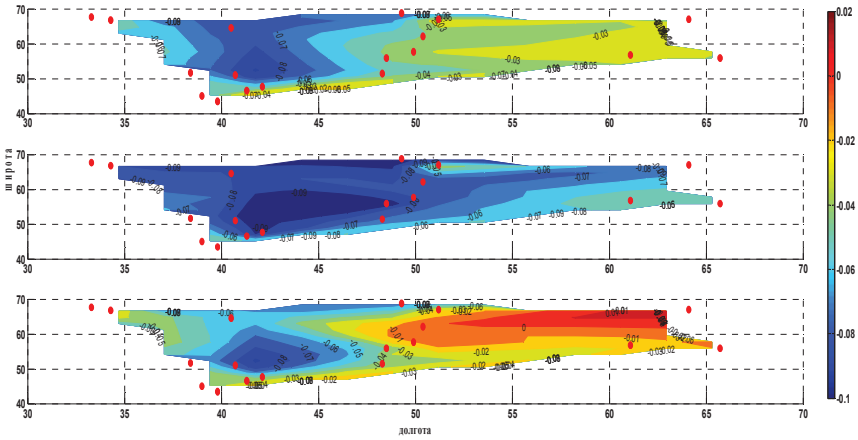


Рис.3 Пространственные распределения на ЕТР многолетней изменчивости аэрозольной оптической толщины (АОТ): “тенденции” временных изменений годовых, апрельских и июльских (сверху вниз) (в абсолютных величинах за 10 лет), Период наблюдений 1999-2016 г.г.; данные актинометрической наземной сети ((ГМС).

В большинстве точек наблюдения происходит процесс “очищения” атмосферы от аэрозоля. В целом, для российского региона тенденция изменений АОТ отрицательна (рис. 3), при этом значение абсолютной величины тренда (за 10 лет) меняется от (-0.10) на юго-западе ЕТР до (+ 0.02) на северо-востоке ЕТР соответственно. Среднее значение абсолютной величины тренда годовых АОТ -0.04 за 10 лет, максимальное 0.02 за 10 лет, а минимальное -0.10 за 10 лет, при коэффициенте детерминированности не более 0.5. Средние значения АОТ по региону и простейшая статистика приведены в Табл.2. Представленные на рис.4 широтно-временные вариации годовых, апрельских и июльских АОТ обусловлены следующими факторами:

1) Очевидные отрицательные тенденции изменений АОТ во времени проявляются во все сезоны года, что свидетельствует о глобальных процессах очищения атмосферы от аэрозоля в поствулканический период средние градиенты во времени в последние 18 лет составили 0.06 / 18 лет (для годовых величин), 0.07 / 18 лет (для апрельских) и 0.04 / 18 лет (для июльских);
2) Значения АОТ в целом уменьшаются монотонно во все сезоны в направлении с юга на север: пространственные перепады для представленных нами данных составляют 0.08 (годовые АОТ), 0.08 (апрельские АОТ) и 0.12 (июльские АОТ), 0.02 (февральские АОТ), что свидетельствует о циркуляционном характере формирования пространственной картины распределения АОТ;
3) Рост АОТ в весеннее – летние сезоны формируется под воздействием сезонных изменений характера переноса воздушных масс в данный регион (ЕТР) из юго-восточных областей с высоким содержанием аэрозоля, сезонными изменениями температуры, влажности и состояния подстилающей поверхности Особенно отчётливо это проявляется для южных станций, здесь летом преобладают тропические воздушные массы, насыщенные аэрозолем и влагой из тропических и пустынных областей Евразии. Весенние увеличения обусловлены исчезновением снежного покрова и сменой доминирующих арктических воздушных масс на умеренные или тропические.
4) Во все сезоны, особенно в летние проявляются локализованные по времени и пространству неоднородности аэрозоля, более выраженные в летнее время.

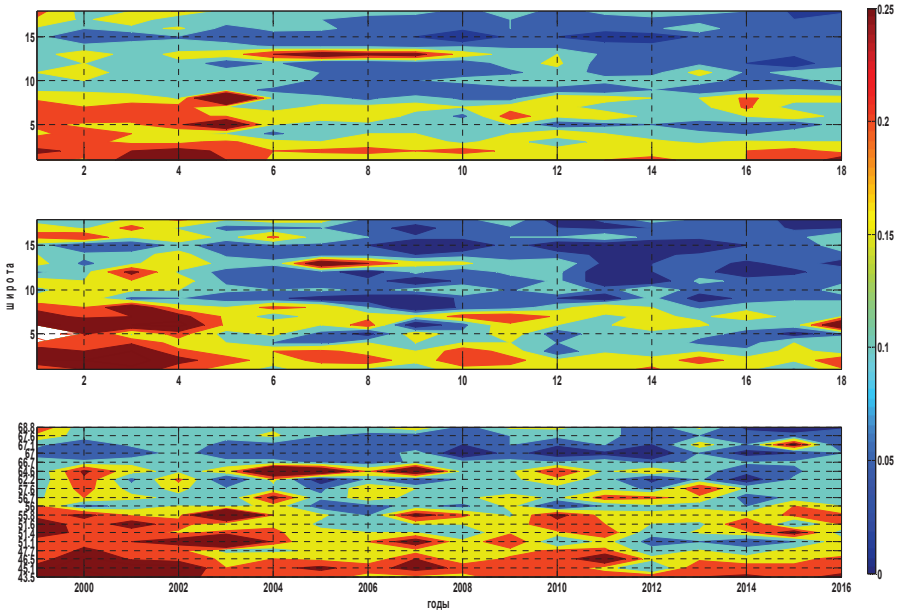


Рис.4 Пространственно-временные вариации годовых, апрельских и июльских (сверху вниз) АОТ на ЕТР; данные (ГМС) актинометрической наземной сети. Период наблюдений 1999-2016 г.г.

Таблица 1.

Средние величины АОТ и средние тенденции изменений АОТ на ЕТР по наземным (1999-2016 г.г.) и спутниковым данным MODIS (2002-2016 г.г.)

АОТ	Годовые величины	Апрельские значения	Июльские значения
АОТ (наземная сеть ГМС) диапазон вариаций, стандартное отклонение	0.13 (0.22-0.08); 0.04	0.13 (0.25-0.05); 0.04	0.16 (0.28-0.08); 0.05
Тренд, отнесённый к 10-тилетнему интервалу (наземная сеть ГМС)	-0.03 $R^2 = 0.50$	-0.07 $R^2 = 0.61$	-0.03 $R^2 = 0.50$
Тренд (% за год)	-3.6	-6.1	-2.0
АОТ (спутниковые данные MODIS) диапазон вариаций, стандартное отклонение	0.16 (0.23-0.12) 0.03	0.16 (0.31-0.07); 0.07	0.22 (0.35-0.14); 0.05
Тренд, отнесённый к 10-тилетнему интервалу, (спутниковые данные MODIS)	-0.0005 $R^2 <<$	-0.005 $R^2 = 0.41$	+0.002 $R^2 <<$

В таблице 2 проведено обобщение представленных выше данных наземной сети. Кроме того, приведены спутниковые данные, которые скачивались через специализированный сервер Giovanni https://giovanni.gsfc.nasa.gov/giovanni, в частности, временные ряды среднемесячные значения АОТ для MODIS TERRA (MOD08_M3_v.6) (личные коммуникации). В принципе, совместный анализ аэрозольного ослабления по независимым системам наблюдений позволяет получать более обоснованными оценки временных трендов и пространственных изменений АОТ, но на практике анализ данных, полученных независимыми системами, представляет собой сложную и неоднозначную задачу сравнения в отсутствии эталонированных данных. Более подробные сопоставления, равно как и причины расхождений, необходимы и будут проведены в дальнейшем.

2.2 ПРИМОРЬЕ. Приморье является регионом с выраженной изменчивостью факторов, формирующих атмосферный аэрозоль приземного слоя. Для района характерно высокое содержание аэрозоля и многообразие его источников. Экстремальные значения АОТ наблюдаются весной, когда сочетаются выносы минерального аэрозоля из пустыни Гоби и выносы антропогенного смогового аэрозоля с северо-восточной китайской равнины. По «собственным» источникам генерации аэрозоля регион не подвержен антропогенным воздействиям, но развитая муссонно-бризовая циркуляция и соседство с областями, различающимися типами подстилающей поверхности и антропогенной нагрузкой (океан, пустыня и промышленно-развитые регионы Китая, Кореи и Японии) приводит к высокой изменчивости аэрозоля и многообразию его состава. Данные наземных и спутниковых измерений в Юго-Восточной Азии в целом и в российском Приморье, в частности, показывают, что выносы пустынного минерального (пустыня Гоби) и антропогенного (Восточный Китай) аэрозоля существенно влияют на мутность атмосферы (Сакерин и др., 2011а). В этих условиях представляется важным получать осреднённую картину пространственно- временных вариаций АОТ, что возможно с привлечением и многолетних наблюдений российской актинометрической сети Росгидромета. Мы проанализированы многолетние ряды наблюдений АОТ (суточные или месячные значения), полученные по наземным сетевым актинометрическим данным (9 станций ГМС, см. Табл.2) , при этом для станции Уссурийск рассматривались и спутниковые данные MODIS (Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer) (*http://modis.gsfc.nasa.gov/*).

Таблица 2

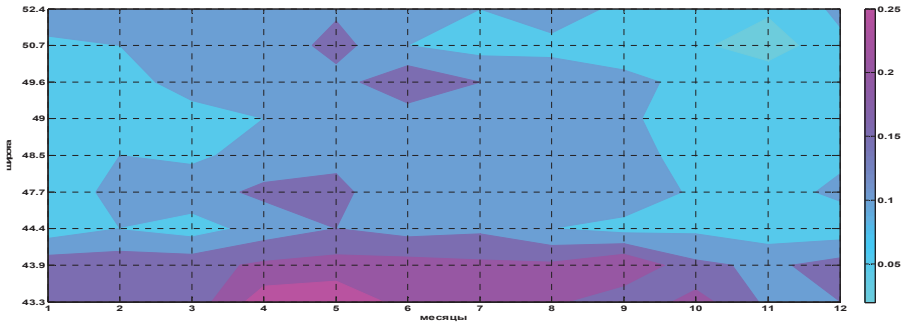
Актинометрические станции в Приморье

	Широта,° с. ш.	Долгота, ° в. д.	Период
Сад-Город	43.3	132.1	2008—2015
Тимирязевский	43.9	131.9	2008—2015
Рудная Пристань	44.4	135.9	1976—2014
Екатерино-Никольское	47.7	131.0	1976—2015
Хабаровск	48.5	135.1	1976—2015
Советская Гавань	49.0	140.3	1976—2015
Константиновка	49.6	127.9	1976—2015
Тымовское	50.7	142.7	1976—2015
им. Полины Осипенко	52.4	136.5	1976—2015

Установили, что годовой ход АОТ (в период 2008-2015 гг.) для станций региона имеет характер, типичный для относительно чистых регионов умеренных широт Северного полушария. Максимум АОТ наблюдается в апреле–мае, низкие значения АОТ характерны для поздней осени, в ноябре. Такие сезонные вариации аэрозольной мутности атмосферы

связаны с характером атмосферной циркуляции в регионе: насыщенные аэрозолем воздушные массы поступают в регион с юга и юго-востока в весенний период, а сравнительно «чистые» воздушные массы из северо-восточной Сибири и с Тихого океана приходят в Приморье в осенние и зимние месяцы. Для станций Сад-Город и Тимирязевский характерны более высокие средние месячные значения АОТ, чем для других станций. Различия в значениях АОТ составляют в среднем порядка 50 % (соответствующие средние годовые значения АОТ составили 0,20 и 0,09). Особенности годового хода на станциях Приморья показаны на пространственных схемах (рис. 5). Сезон повышенных средних аэрозольных оптических толщин АОТ составляет март-сентябрь для всего рассматриваемого района. Высокие месячные АОТ наблюдается на всем указанном временном интервале для станций, расположенных южнее 44º с. ш., а также с апреля по август по всему диапазону широт севернее 44º с. ш. Сезон высоких максимальных месячных значений АОТ (можно предположить, что в эти месяцы происходили частые затоки воздуха с высоким содержанием аэрозоля в отдельные дни месяца) в мае – сентябре. В апреле – июле высокие максимальные месячные значения АОТ (АОТ порядка 0,30) наблюдаются по всему рассматриваемому региону. Наблюдаемая картина скорее всего обусловлена адвективным переносом воздушных масс из промышленно развитых районов северо-восточного Китая, где систематически происходят сезонные поступления аэрозоля в атмосферу вследствие фотохимических процессов под влиянием антропогенного воздействия, а также вследствие сезонных поступлений в атмосферу минерального аэрозоля пустынного происхождения.

А)



)

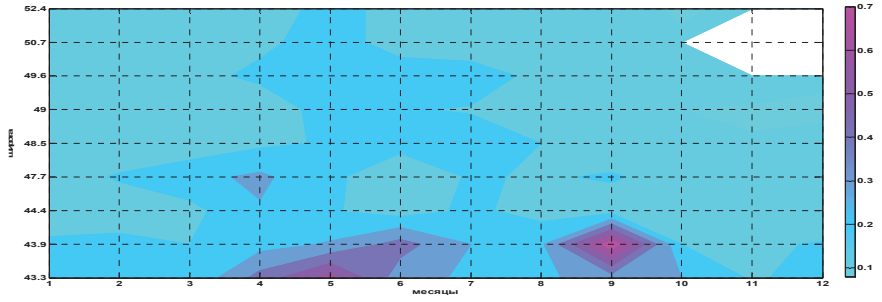


Рис. 5. Пространственные изменения годового хода среднемесячных (*а*) и максимальных месячных (*б*) значений АОТ.

Как для Приморья, так и для других регионов РФ очевидна актуальность сопоставления величин АОТ, полученных по данным независимых наблюдательных систем (*Панкратова и др. 2016*). Для проведения сравнения значений АОТ атмосферы, получаемых по данным МОДИС, АЭРОНЕТ и ГМС, мы сформировали объединенный архив дневных значений АОТ, синхронизированных попарно по 3-м видам наблюдений (*Плахина и др. 2018*). Синхронизированные ряды получены преимущественно для теплого сезона (в период с марта–апреля до сентября–октября) и практически отсутствуют в зимние месяцы. Создано около 15-ти пар сравнения. Использованы данные 3-го уровня (дневные) по АОТ (Optical_Depth_Land_And_Ocean) для длины волны 550 нм с разрешением 1 × 1° для станции Уссурийск (43.8 с.ш. 131.9 в.д.), находящейся в одном домене со станцией Сад-Город. Значения АОТ были скачаны и проанализированы для домена на Уссурийск / Сад-Город. В процессе анализа была произведена «ручная» выбраковка значений АОТ, отброшены ситуации, когда АОТ различаются более, чем в 3 раза. Сравнение спутниковых и наземных данных по АОТ атмосферы за период 2008–2015 гг. (дневные значения) АОТ, полученные на станциях Уссурийск (Terra (MODIS), Сад-Город (ГМС), представлено в Таблице 3.

Таблица 3

Обобщенные данные о дневных значениях АОТ в период 2008-2015 гг.

	АОТ			
	среднее	максимальное	Стандартное отклонение	Число дней
Уссурийск, MODIS (43.8 с.ш. 131.9 в.д.)	0,26	1,08	0,17	221
Сад-Город ГМС (43.3 с.ш. 132.1 в.д.)	0,26	0,92	0,16	

Как видно, средние значения АОТ при выборке в несколько сот точек оказались близки для наземных и спутниковых данных как по величине средних, так и по диапазону вариаций (стандартное отклонение от среднего для синхронизированных рядов). Отметим, что именно осреднения в несколько лет и более лет требуются для параметризации моделей и валидации результатов в региональных климатических схемах (IPCC, 2013). При этом, тенденции временных изменений на интервале 2008-2015 гг. отрицательны, практически равны, составляют около -0.001 (ГМС) и -0.0006 (МОДИС) абсолютной единицы АОТ, но статистически мало значимы.

3. Заключение

Проведённый анализ показывает:

1. Пространственное распределение значений АОТ, средних за 18- летний поствулканический период рассмотрения соответствует модели глобального распределения атмосферного аэрозоля над Евразией, представленной в 3-м и 4-м докладах IPCC. Это проявляется в убывании АОТ с юго-запада на северо-восток на ЕТР при наличии районов постоянной повышенной аэрозольной замутнённости на юго-западе ЕТР и на юго-востоке российского региона, в Приморье, обусловленных типом сезонной атмосферной циркуляции в указанных регионах.
2. Тенденции многолетних изменений АОТ в последние 18 лет устойчиво отрицательны: происходит очищение атмосферы от аэрозоля. Отрицательные тенденции изменений АОТ совпадают с тенденциями, характерными для развитых стран Европы, северной Америки, они обусловлены как стабилизацией производств, так и технологиями очищений атмосферы от аэрозольных выбросов.

3. Средние значения АОТ при выборке в несколько сот точек оказались близки для наземных и спутниковых данных как по величине средних, так и по диапазону вариаций (на примере Уссурийска). Отметим, что именно осреднения в несколько лет и более лет требуются для параметризации моделей и валидации результатов в региональных климатических схемах (IPCC, 2013).

Работы выполнялись по проектам РФФИ № 10-05-01086, № 15-05-05803.

Автор выражает искреннюю благодарность за консультации и помощь в скачивании временных рядов АОТ по спутниковым данным MODIS старшему научному сотруднику ИФА РАН им. А.М.Обухова С.А.Ситнову.

Литература

1. *Голицын Г.С., Гречко Е.И., Ван Г. Ван П., Джола А.В., Емиленко А.С., Копейкин В.М., Ракитин В.С., Сафронов А.Н., Фокеева Е.В.* Исследование загрязнения Москвы и Пекина окисью углерода и аэрозолем // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2015, №1, с.1−12.
2. *Махоткина Е. Л., Плахина И. Н., Лукин А. Б.* Выявление изменений интегральной и аэрозольной мутности атмосферы в Забайкалье и Центральной Сибири // Метеорология и гидрология. 2010. № 1. С. 53-67.
3. *Махоткина Е.Л., Плахина И.Н.* Мониторинг прозрачности атмосферы: результаты измерений за последние десятилетия. Обзор // Труды ГГО. 2014. Вып. 572. С. 57-88.
4. ОД_РФ-2 Оценочный доклад об изменениях климата и их последствиях на территории Российской Федерации. 2014. / Москва. Росгидромет. 1005 с.
5. *Панкратова Н. В., Плахина И.Н. , Махоткин А.Н.* Сравнение данных наземного и спутникового мониторинга аэрозольной оптической толщины атмосферы на территории России // Труды ГГО. 2016. Вып.583. С. 252-264.
6. *Плахина И.Н.* База данных «Аэрозольная оптическая толщина атмосферы. 2018. / Свидетельствео о государственной регистрации №2018620215 в Реестре 5 февраля 2018 года, правообладатель Плахина И.Н.
7. *Плахина И. Н., Махоткина Е. Л., Панкратова Н. В.* Вариации аэрозоля в толще атмосферы по данным российской актинометрической сети (1976—2006 гг.) // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 4. С. 489-500.
8. *Плахина И. Н., Махоткина Е. Л., Панкратова Н. В.* Пространственные вариации фактора мутности атмосферы над европейской территорией России в условиях аномального лета 2010 г. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 6. С. 1-6.
9. *Поддубный В.А., Лужецкая А.П., Сакерин С.М. и др.* Особенности оптических характеристик атмосферного аэрозоля на среднем Урале // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 3. С. 314.
10. *Сакерин С. М., Андреев С.Ю., Бедарёва Т.В., Кабанов Д.М., Корниенко Г.И., Holben B., Смирнов А.* Аэрозольная оптическая толща атмосферы в дальневосточном Приморье по данным спутниковых и наземных наблюдений // Оптика атмосферы и океана. 2011а. Т.24. № 8. С. 654 - 660.
11. *Сакерин С. М., Афонин С.В., Кабанов Д.М., и др.* Пространственно-временная изменчивость аэрозольной оптической толщи атмосферы в Приморье и прилегающх морях в августе 2010 г. // Оптика атмосферы и океана. 2011б. Т.24. № 9. С. 731 - 736.
12. *Сакерин С. М., Андреев С.Ю., Бедарёва Т.В., Кабанов Д.М.* Особенности пространственного распределения аэрозольной оптической толщи атмосферы в азиатской части России // Оптика атмосферы и океана. 2012а. Т.25. № 6. С. 484-490.
13. *Сакерин С. М., Андреев С.Ю., Бедарёва Т.В., Кабанов Д.М., Поддубный В.А., Лужецкая А.П* Пространственно-временная изменчивость аэрозольной оптической толщи атмосферы на территории Поволжья, Урала и Западной Сибири // Оптика атмосферы и океана. 2012б. Т.25. № 11. С. 958-962.
14. *Plakhina I.* Variations in the Aerosol Optical Depth Above the Russia from the Data Obtained at the Russian Actinometric Network in 1976–2010 Years. pp. 3-28, *http://dx.doi.org/10.5772/48618* Atmospheric Aerosols – Regional Characteristics – Chemistry and Physics, 2012. Chapter 1.
15. *IPCC.* Climate Change Working Group I. / Contribution to the Intergovernmental Panel on Climate Change. Fifth Assessment Report of Climate Change: The Physical Science Basis. 2013. Ch. 7. 1535 p. Cambridge University Press.

Исследование изменений состава атмосферы над Евразией

В.С. Ракитин[1], Н.Ф. Еланский[1], Н.В. Панкратова[1], А.И. Скороход[1], А.В. Джола[1], Ю.А. Штабкин[1], А. В. Тихонов[1], П. Ван[2], Г. Ван[2], А. В. Васильева[1], М.В. Макарова[3], Е.И. Гречко[1]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Институт физики атмосферы Китайской Академии наук, г. Пекин
[3]Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург

1. Введение

Многочисленные публикации свидетельствуют об уменьшении антропогенных выбросов некоторых парниковых газов и загрязняющих примесей (например, CO, NO_X и аэрозолей, включая сажевый «black carbon, BC) в Европейских странах, а также в странах Юго-Восточной Азии, исключая Индию (*IPCC 2013; Pommier et al. 2013; Dlugokencky et al. 2013; WMO/IGAC 2012; Голицын и др. 2015*). Отрицательные тренды содержания и приземных концентраций упомянутых примесей отмечены в большинстве урбанизированных и фоновых районов Северного полушария, в этих исследованиях связываются именно с уменьшением антропогенных эмиссий.

Монооксид углерода CO не относится к парниковым газам, и в процессе изучении взаимосвязи климатических изменений, связанных с изменениями состава атмосферы, в последние годы ушел как бы на второй план. Тем не менее, CO обладает рядом важных свойств: во многом определяет концентрацию радикала гидроксила OH как основного окислителя, и таким образом играет важную роль во всей атмосферной фотохимии; в условиях фоновой тропосферы приводит разрушению важнейшего парникового газа озона в атмосфере (*Novelli et al, 1998; Thompson et al. 1986; Jacob 1999*)

Приземная концентрация моноксида углерода в городах является одним из важнейших параметров оценки качества воздуха, вследствие токсичности CO, а также из-за возможности образования опасных концентраций приземного озона при повышенных концентрациях CO и развитии фотохимического смога в крупных городах или в районах природных пожаров (*Jacob 1999; Khalil et al. 1999*). Общеизвестна связь эмиссий CO с выбросами других парниковых газов и загрязняющих примесей, таких как CO_2, NO_X, аэрозоли (*Wunch et al. 2013; Голицын и др. 2015*). Считается, что мощности глобальных природных и антропогенных эмиссий примерно сопоставимы. Основной антропогенный источник CO – это процессы горения, в том числе сжигание топлива. Одним из важнейших непостоянных источников CO служат природные пожары, выбросы от которых могут достигать 25% от глобальных эмиссий (*Брасье и Соломон 1986; Yurganov et al. 2011*). Основным природным источником атмосферного CO является окисление метана и неметановых углеводородов (*Thomson and Ciceron 1986; Jacob 1999*).

Метан CH_4 является вторым по своему климатическому воздействию парниковым газом после CO_2. и в то же самое время превосходит углекислый газ как по скорости увеличения парникового воздействия, так и по удельному парниковому эффекту на одну молекулу (в 28 раз, *Myhre et al. 2013*); скорость роста его концентрации в атмосфере существенно превышает скорость роста концентрации двуокиси углерода, особенно после 2007 года (*IPCC 2013; Dlugokencky et al. 2013; Hausmann et al. 2016*).

Содержание аэрозолей в атмосфере является одним из важнейших параметров качества воздуха. Аэрозоли оказывают значительное влияние на климат и его изменения, посредством радиационного форсинга, а эмиссии и концентрации некоторых аэрозолей (сажевый аэрозоль, дымовой аэрозоль) в регионах с большой антропогенной нагрузкой или районах природных пожаров тесно связаны с эмиссиями и концентрациями многих малых атмосферных примесей, в частности, с выбросами CO (*Голицын и др. 2015*).

Наши предыдущие исследования были посвящены, в основном, изучению вариаций и трендов общего содержания CO и CH_4 в городах и фоновых районах (*Голицын и др. 2015; Ракитин и др. 2015; 2017*). В недавней работе (*Wang et al. 2018*) отмечены положительные тренды ОС CO в осенние месяцы в незагрязненных окрестностях Москвы (Звенигород) и Санкт-Петербурга (Петергоф) в период 2007−2014 гг., при существенном уменьшении антропогенных эмиссий в городах Москве и Пекине в этот же период (*Ракитин и др. 2017*) предпринята попытка исследовать изменение трендов ОС CO и CH_4 в различных регионах Евразии; было констатировано, что рост содержания CO в летние и осенние месяцы в Северной Евразии не связан напрямую ни с антропогенными эмиссиями, ни с эмиссиями от природных пожаров.

Настоящее исследование ставило цель изучить полученные результаты относительно положительной динамики трендов ОС CO, изучить динамику трендов аэрозольной оптической толщи (АОТ) и ОС CH_4, и сопоставить оценки трендов, полученные разными способами. Для этого были привлечены данные наземных измерений (спектрометры ИФА РАН, СПбГУ, а также станций NDACC, Network for the Detection of Atmospheric Composition Change); для исследования пространственного распределения трендов CO и CH_4 использованы суточные данные орбитальных спектрометров AIRS v6 и MODIS/Terra. Для оценки влияния природных пожаров в Евразии на полученные значения трендов использованы среднегодовые оценки объема среднегодовых эмиссий продуктов горения GFED v4.1 (*Randerson et al, 2017*). Кроме того, были использованы оценки эмиссий от пожаров, полученные независимым методом (*Vasilieva, Moiseenko 2013*).

2. Методика и аппаратура

2.1. Наземные спектроскопические измерения ОС CO и CH_4

Таблица 1.

Информация о наземных пунктах спектроскопических измерений ОС CO и CH_4 (расположение, периоды наблюдений, количество измерительных дней в году, и т.п.).

Пункт, годы наблюдений	Типичный сезон/ кол-во измер. дней в году для CO/CH_4	Координаты, с.ш./в.д./asl (высота над у.м.)	Принадлежность, регион
ЗНС, 1972−2017	Круглогодично/ 70−90/70−90	55.7°/36.8°/200 м	ИФА РАН, РФ, Московская обл.
Пекин, 1998−2017	Октябрь−ноябрь/ 15−20/0	40.0°/116.4º/80 м	ИФА РАН, ИФА КАН, Китай, г. Пекин
Петергоф, 1998−2017	Круглогодично/ 60−80/ 50−70	59.9°/ 29.8°/20 м	СПбГУ, РФ, Ленинградская обл.
Зуль, 2003−2017	Апрель−сентябрь /20−70/10−50	76.5°/68.7°/30 м	NDACC, Гренландия
Кируна, 2003−2015	Круглогодично/ 50−100/ 50−100	67.8º/20.4°/420 м	NDACC, Швеция
Харестуа, 2003−2015	Круглогодично/ 30−60/30−60	60.2°/10.8°/600 м	NDACC, Норвегия
Най Алезунд, 2003−2016	Март−октябрь/ 20−40/20−40	78.9°/11.9°/15 м	NDACC, Норвегия, Шпицберген
Бремен, 2003−2016	Круглогодично/ 10−30/10−30	53.1°/8.8°/30 м	NDACC, Германия
Цугшпитце, 2003−2014	Круглогодично/ 30−50/30−50	47.4°/11.0°/2964 м	NDACC, Германия, Альпы
Юнгфрау, 2003−2015	Круглогодично/ 20−50/30−50	46.5°/8.0°/ 3850 м	NDACC, Швейцария, Альпы

В работе были использованы:
- долговременные спектроскопические ряды данных наблюдений CO и CH_4 пунктов Москва, ЗНС, Пекин, Зотино, оснащенных однотипными дифракционными спектрометрами среднего разрешения, разработанных в ИФА РАН (*Dianov-Klokov 1989; Ракитин 2011; Голицын 2015*);
- данные станции Петергоф (СПбГУ, с 2016 г. – станция NDACC St. Petersburg), полученные с помощью дифракционного спектрометра среднего разрешения и фурье-спектрометра высокого разрешения (*Макарова 2011;Gavrilov 2014*);
- данные ОС CO и CH_4 станций NDACC, расположенных в Европе (фурье-спектрометры высокого разрешения), http://www.ndsc.ncep.noaa.gov/sites/ и (*Sepúlveda et al. 2014*).

Характеристики спектрометров, координаты пунктов и периоды наземных спектроскопических наблюдений приведены в таблице 1.

2.2. Наземные измерения AOT (сеть AERONET)

Для оценки региональных трендов аэрозольной оптической толщи (AOT) были использованы данные Евразийских станций наземной сети наблюдений аэрозольных параметров AERONET (http://aeronet.gsfc.nasa.gov), а именно среднедневные величины AOT для длины волны 500 Нм Level 1.5, (*Holben et al. 1998, 2001; http://aeronet.gsfc.nasa.gov/*). Расположение пунктов AERONET приведено в разделе 3**.**

2.3. Орбитальные данные CO и CH_4

Спектрометр AIRS (Atmospheric InfraRed Sounder) запущен на борту спутника Aqua 4 мая 2002 года. Основной элемент, орбитальный дифракционный спектрометр, записывает спектры атмосферного поглощения инфракрасного излучения Земли в спектральном диапазоне от 3.75 до 15.4 Мкм (Aumann et al., 2003) дважды в сутки, с покрытием более 80% земной поверхности. В настоящей работе использовались данные AIRS v6 третьего уровня (Level 3 v6, разрешение 1°x1°, только дневные измерения ОС CO и CH_4, http:disc.sci.gsfc.nasa.gov/AIRS/documentation/v6_docs/v6releasedocs-1/V6_L3_Product_User_Guide.pdf) с восходящей орбиты (ascending, т.е около 12:30−13:30 местного времени UTM для каждого пункта). Количество измерительных дней в году для каждой ячейки $1^{o}x1°$ составляет у AIRS около 300-320 для средних широт Евразии.

2.4. Орбитальные измерения AOT (спектрометр MODIS)

Были использованы среднедневные данные AOT (550 Нм, Level 3 collection 5.1), спутникового спектрометра MODIS/Terra (http://modis.gsfc.nasa.gov/). Данные доступны, начиная с 2001 г.

2.5. Сопоставление спутниковых и наземных данных.

Сопоставление спутниковых дневных данных ОС CO и CH_4 с наземными измерениями было выполнено в нашей предыдущей работе (*Ракитин, 2015*). Получена высокая корреляция для AIRS v6 (R^2=0.5−0.85) в фоновых условиях; при этом линейный коэффициент регрессии K=Ugr/Usat оказался близок к 1 для фоновых и незагрязненных условий, и K≥1,5 в загрязненных условиях (1.5 для района Пекина, и 1.5−3.0 в случаях природных пожаров). В последующих работах (Ракитин и др., 2016 и Ракитина и др., 2017) аналогичные результаты получены при сопоставлении среднедневных величин AOT MODIS/Terra и наземных измерений AERONET (R^2~0.6-0.8, K~0.51-0.96), что соответствует выводам (*Worden et al., 2013; Anderson et al., 2013; Kim et al, 2016*).

Кроме того, в настоящей работе выполнено сопоставление трендов всех измеряемых параметров для всех трех примесей в синхронные дни измерений, т.е. для оценки трендов были использованы только дни, для которых есть данные и наземного, и спутникового спектрометра одновременно. Оценки трендов на основе спутниковых и наземных данных, полученные этим способом, хорошо согласуются между собой для всех пунктов и всех

примесей (см. ниже табл. 2 и 3). Таким образом, мы считаем распределения трендов, полученные на основе наблюдений орбитальных комплексов, достаточно репрезентативными, как для фоновых, так и для урбанизированных районов.

2.6. Вычисление трендов

Тренды ОС CO и CH_4 для наземных пунктов вычислялись на основе среднесезонного (или среднегодового) значения ОС CO и CH_4 с последующем построением линейной регрессии, вычислением ее параметров и статистических характеристик. Все оценки трендов приведены с указанием 95% доверительного интервала. Распределения трендов на основе спутниковых данных AIRS v6 вычислялись аналогично, и построены на основе усредненных данных для каждой ячейки 1°x1°.

3. Результаты

3.1. Сопоставление спутниковых и наземных данных

Таблица 2.

Тренды общего содержания CO и CH_4, по результатам синхронных измерений наземных спектрометров и орбитального спектрометра AIRS v6.

Пункт Годы после 2000	Наземные спектрометры				AIRS		
	Сезон	Тренд CO, % /год		Тренд CH_4, % /год	Тренд CO, % /год		Тренд CH_4, % /год
		Годовой	Сезон	Годовой	Годовой	Сезон	Годовой
ЗНС 03-16	16.09	-1,48±0,38	-0,02±0,45		-1,07±0,24	0,02±0,30	
07-16	-30.11	-0,33±0,34	0,49±0,63		-0,49±0,20	0,34±0,36	
Пекин 03-16	01.10		-1,80±0,54			-0,57±0,29	
07-16	-30.11		-1,33±0,91			-0,30±0,35	
Петерг. 03-16	16.09	-0,53±0,29	0,07±0,40		-1,06±0,28	-0,43±0,35	
07-16	-30.11	-0,21±0,55	1,15±0,69		-0,40±0,43	0,54±0,46	
Зуль 03-15	01.07-	-1,81±0,53	-1,13±0,94	0,30±0,07	-0,82±0,34	-0,35±0,55	0,21±0,04
07-15	01.10	-1,34±1,01	0,13±1,32	0,39±0,12	-1,06±1,14	0,43±1,49	0,15±0,08
Кируна 03-15	01.07-	-1,22±0,28	-1,07±0,51	0,31±0,05	-1,02±0,30	-0,85±0,43	0,25±0,04
07-15	01.11	-0,36±0,41	0,52±0,60	0,41±0,07	0,02±0,30	0,54±0,43	0,31±0,07
Харест. 03-15	01.07-	-1,09±0,47	-0,47±0,69	0,25±0,07	-0,82±0,38	-0,40±0,54	0,23±0,02
07-15	01.11	-0,56±0,93	1,07±0,95	0,41±0,07	-0,57±0,78	0,74±0,78	0,31±0,07
Най Ал. 03-15	01.07-	-0,76±0,57	0,05±0,68	0,20±0,10	-0,49±0,40	0,14±0,48	0,19±0,03
07-15	01.10	0,34±0,63	1,05±1,05	0,02±0,16	0,26±0,46	1,01±0,72	0,13±0,06
Бремен 03-16	01.07-	-0,51±0,30	-0,68±0,51	0,31±0,03	-0,65±0,36	-0,82±0,39	0,25±0,03
07-16	01.11	-0,94±0,53	0,11±0,77	0,35±0,05	-1,28±0,56	-0,55±0,74	0,24±0,05
Зюгшп. 03-14	01.07-	-0,66±0,41	-0,01±0,46	0,32±0,04	-0,85±0,32	-0,48±0,39	0,16±0,04
07-14	01.11	0,10±0,72	1,33±0,65	0,32±0,05	-0,36±0,62	0,93±0,47	0,18±0,10
Юнгфр. 03-16	01.07-	-0,78±0,21	-0,39±0,31	0,31±0,03	-1,09±0,19	-0,77±0,27	0,25±0,03
07-16	01.11	-0,20±0,32	0,28±0,49	0,35±0,05	-0,56±0,29	-0,14±0,39	0,24±0,05

Предварительно для всех трех примесей и для каждого пункта наземных наблюдений было выполнено сопоставление оценок трендов, полученных по данным наземных и орбитальных комплексов, в одни и те же дни для орбитальных и наземных измерений. Спутниковые и наземные оценки трендов ОС CO и CH_4, а также АОТ хорошо согласуются между собой практически для всех выбранных пунктов, см. табл.2 и 3.

Отметим, что статистическая обеспеченность оценок трендов, полученных этим методом, относительно невелика (5 - 30 дней для сезонных оценок, и 15-110 – для среднегодовых, в зависимости от пункта, года и примеси). Поэтому, хотя оценки из таблицы 2 частично отражают общие долговременные тенденции, мы не рекомендуем рассматривать их в

качестве окончательных. Эта таблица предназначена, прежде всего, для доказательства репрезентативности спутниковых трендов и их пространственных распределений.

Таблица 3.

Тренды AOT, по результатам синхронных измерений AERONET и MODIS/Terra.

Пункт, координаты, с.ш/в.д./высота н.у.м., м годы	AERONET		MODIS/Terra	
	Тренд,% /год		Тренд,% /год	
	Годовой	Сезон	Годовой	Сезон
Звенигород, 55.7/36.8/200 2007-2017	 -3,20 ±1,33	 -0,99 ±1,64	 -2,49 ±1,22	 -0,78 ± 1,38
Москва, 55.7/37.5/192 2003-2017 2003-2017	 -2,88 ± 2,02 -6,03 ± 3,69	 -2,15 ± 2,88 -6,04 ±5,18	 ,04 ± 2,02 -4,30 ± 3,49	 -0,51 ± 2,61 -4,34 ± 4,68
Екатеринбург, 57.0/59.5/300 2007-2017	 -4,18 ± 2,07	 -3,57 ± 2,79	 -1,41 ± 2,32	 -1,17 ± 3,37
Иркутск, 51.8/103.1/670 2007-2017	 0,24 ± 2,51	 2,92 ± 4,45	 0,65 ± 2,29	 2,86± 4,39
Пекин_RADI, 40.0/116.4/59 2010-2017	 -1,80 ± 1,37	 -7,97 ± 4,25	 -0,36 ± 1,39	 -5,68 ± 4,41
Xianghe, 117.0/39.8/36 2005-2017 2007-2017	 -1,80 ± 0,74 -2,58 ± 0,88	 -2,86± 0,68 -3,42±0,80	 -2,86 ± 1,64 -3,42 ± 2,33	 -2,04 ± 1,46 -2,90 ± 2,03
Якутск, 61.7/129.4/118 2007-2017	 3,46 ± 3,62	 5,68 ± 3,37	 2,22 ± 4,17	 3,50 ± 4,18

3.2. Оценки трендов ОС CO, CH_4 и AOT

В период 2003−2017 гг. ОС CO уменьшалось со скоростью 0,05−1,5% в год практически над всей территорией Евразии, при вычислении трендов по среднегодовым значениям, рис. 1 а. Эти данные подтверждаются работами (*Worden et al. 2013; Jiang et al. 2017*). Наибольшая скорость уменьшения ОС CO характерна для района Пекина и всего Центрального Китая (до 1,5%/год), что соответствует нашим оценкам для Пекина, полученным с помощью наземных спектроскопических измерений (*Голицын и др. 2015; Wang et al. 2018*).

Однако, в период после 2007 г. спад ОС CO замедляется практически над всей Евразией, кроме Китая. Отметим существенные отличия сезонных распределений трендов ОС CO от среднегодовых, относящиеся в особенности к летне-осеннему периоду.

Для летнего (июнь-август) и осеннего (сентябрь-ноябрь) сезонов 2007−2017 гг., рис.1б и 1в соответственно, отмечается рост ОС CO в средних и северных широтах Евразии, включая Северную Европу. Положительные тренды до 1,0%/год в тропических широтах обусловлены влиянием сильных природных пожаров в Индонезии в осенне-зимние месяцы 2014 и 2015 гг. В Центральной Сибири скорость возрастания ОС CO достигает 1,0%/год (в летний период 2007−2017 гг.), что можно объяснить природными пожарами в отдельных регионах Сибири в 2012, 2014 и 2015 гг. Положительный тренд эмиссий от пожаров в Восточной Сибири в 2007−2016 гг. подтверждается данными GFED по домену Eastern North Eurasia (90º−180º в.д., 42º−75º с.ш.), (*Randerson et al. 2017; GFED v4.1; Ракитин и др. 2017*). Наши оценки, выполненные по оригинальной методике, изложенной в (*Vasilieva, Moiseenko 2013*), указывают на невозрастание эмиссий CO в этот период в этом же домене. В западной части Евразии (домен Central North Eurasia, 10º−90º в.д., 42º−75º с.ш.) тренды эмиссий от пожаров в этот период и вовсе отрицательны (GFED v4.1). Известно, что наибольшая интенсивность природных пожаров в Центральной Европе и Северной Евразии наблюдается в период с мая по август, а время жизни CO в атмосфере не превышает 3 месяцев для

зимнего периода и 10−15 дней для летнего (*Novelli et al. 1998: Jacob 1999*), и тем не менее, на большой площади Евразии в осенние месяцы после 2007 были зафиксированы положительные тренды ОС CO (рис. 1в).

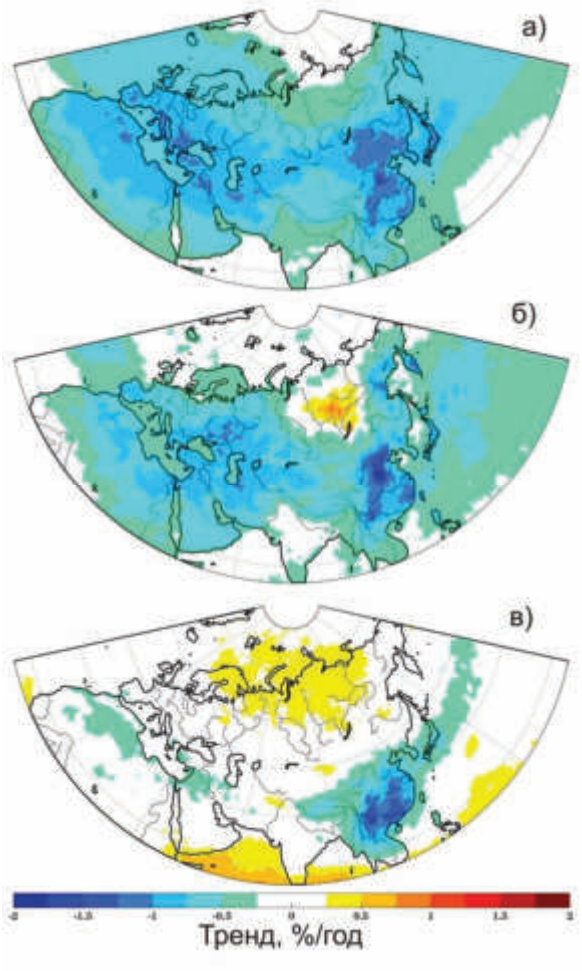


Рис.1. Тренды общего содержания CO, по орбитальным данным AIRS v6:
а) – для периода 2003-2017 гг., среднегодовое усреднение;
б) – для летних месяцев 2007-2017 гг.;
в) – для осенних месяцев 2007-2017 гг.

Аналогично, оценки трендов ОС CH_4 были получены на основе данных AIRS v6, и затем сопоставлены с локальными оценками на основе измерений станций NDACC, табл. 2. Скорость возрастания общего содержания метана в 2003-2017 гг. составляла 0,1−0,4 %/год, в зависимости от региона, что не противоречит глобальной оценке GAW и оценкам WDCGG - рост концентраций 0,3%/год, (*IPCC 2013;* http://ds.data.jma.go.jp/gmd/wdcgg/). На рис. 2 представлены тренды ОС CH_4, полученные для 2003−2017 гг., рис. 2а и для 2007−2017 гг., рис. 2б. Многие исследователи, объясняя начало быстрого роста концентраций метана после 2007 г., связали его с процессами потепления и увеличением природных эмиссий метана из болот и тундры (*Bousquet et al. 2011; Dlugokencky et al. 2013; Hausmann et al. 2016*). Однако отметим, что в полярных районах Восточной Евразии после 2007 г. тренды ОС CH_4

практически не изменились, а наибольшие изменения произошли в южных районах Евразии и в Северной Европе, рис. 2 б и табл.2. Полученное отсутствие роста эмиссий метана в восточных областях Арктики согласуется с результатами исследования региональных эмиссий метана (*Thompson et al. 2017*).

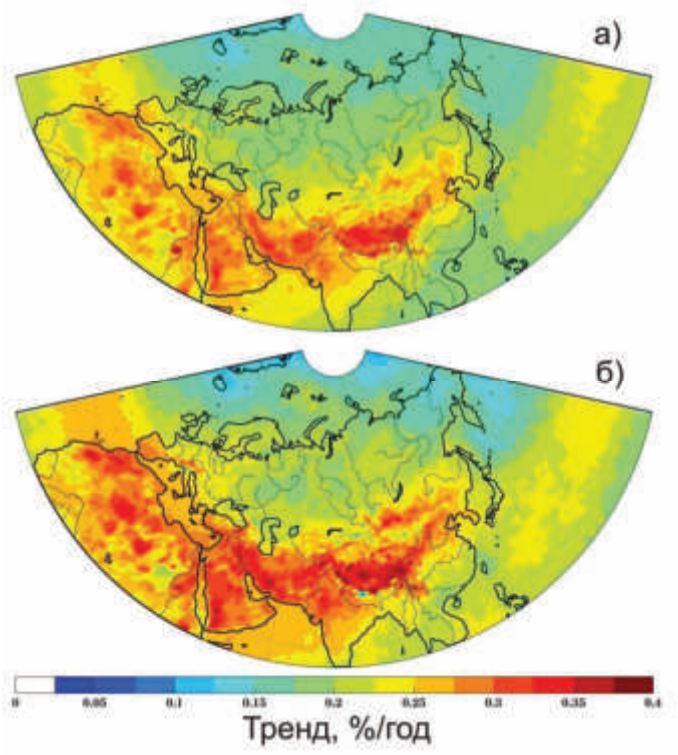


Рис.2. Тренды общего содержания CH_4, по орбитальным данным AIRS v6:
а) – для периода 2003-2017 гг., среднегодовое усреднение;
б) – то же самое, для 2007-2017 гг.

Данные AOT MODIS для средних и высоких широт для периода примерно с ноября по март (в зависимости от широты) отсутствуют, а покрытие измерениями в зимние месяцы MODIS обеспечивает только для субтропического и тропического пояса. Поэтому представленные здесь «среднегодовые» распределения трендов AOT в широтах севернее 50^0 с.ш. охватывают период примерно с апреля по октябрь (рис. 2в, г., 2003-2016 гг.).

Отметим рост AOT для «среднегодовых» величин и в летние месяцы над Сибирью, что связано с летними природными пожарами в этом регионе. Тем не менее, в любой сезон после 2007 г. зафиксировано ускорение спада AOT над Европой, а также над Китаем, как по среднегодовым (рис. 3 а, б), так и сезонным (и для лета и осени, рис. 3 в, г) оценкам, что подтверждается наземными данными. Тренды AOT по направленности совпадают с трендами OC CO в регионах с большой антропогенной нагрузкой или в районах природных пожаров (рост в Восточной и Центральной Сибири в летние месяцы, спад в Китае – в любой сезон), но отличаются для Европы. Напомним, что в осенние месяцы после 2007 г. в Южной Европе для OC CO получены близкие к нулю тренды (рис. 1 в), в то время как в этот же сезон и период и в этих же районах зафиксирован существенный спад AOT (1-2%/год), рис. 3 г.

4. Обсуждение и выводы

Представлен анализ долговременных рядов наземных и спутниковых спектроскопических измерений окиси углерода, метана и аэрозольной оптической толщины.

По данным наземных спектроскопических измерений и спутникового спектрометра AIRS сделаны оценки трендов общего содержания (ОС) CO и CH_4 для домена «Евразия» ($0-180^0$ в.д., $0-85^0$ с.ш.) для разных временных периодов и сезонов. Аналогичные оценки с использованием данных наземной сети AERONET и орбитального спектрометра MODIS/Terra получены для аэрозольной оптической толщины (АОТ).

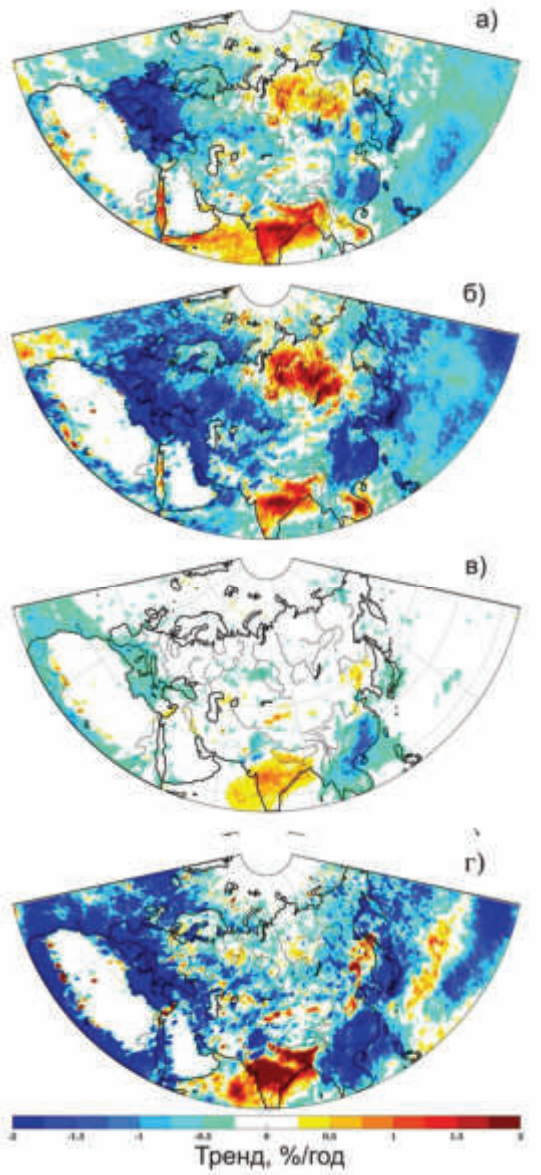


Рис. 3. Распределения трендов АОТ над Евразией, по данным MODIS/Terra:
а) – для периода 2003-2017 гг., среднегодовое усреднение; б) – то же самое, для 2007-2017 гг.;
в) – для осенних месяцев 2003-2017 гг.; г) – для осенних месяцев 2007-2017 гг.

Получено хорошее соответствие спутниковых и наземных оценок. В мегаполисах Москва и Пекин отмечен спад содержания CO, как до 2007 г. так и после, со скоростью 1,7-2,8%/год, в зависимости от города, сезона и анализируемого временного интервала. Среднегодовое ОС CO в фоновых районах Северной Евразии в период 2000−2016 гг. в целом убывало со скоростью 0,05−1,8 %/год в зависимости от региона, а ОС CH_4 возрастало со скоростью 0,16−0,65 %/год. После 2007 г. характер трендов содержания CO и CH_4 в незагрязненных районах Евразии изменился. Начиная примерно с 2007 г. в летние и осенние месяцы наблюдается рост ОС CO в большинстве средне- и высокоширотных районов Европы и Азии, включая арктические регионы, а также увеличение скорости роста ОС CH_4 в Северной Европе, а также в тропических и субтропических регионах. Убывание АОТ в Южной и Центральной Европе в летние и осенние месяцы 2007-2016 гг. со скоростью 0,8-2,0 %/год согласуется с отрицательными трендами эмиссий от пожаров в Европе и Западной Сибири и не согласуется с направленностью трендов ОС CO в Европе. Одной из возможных причин подобной динамики трендов содержания CO и CH_4 в атмосфере могут являться изменения во всей глобальной фотохимической системе, происходящие на фоне глобальных климатических изменений, в частности, изменения соотношения «источники/стоки» для малых атмосферных примесей.

Авторы выражают благодарность коллективам станций NDACC и AERONET, за предоставленную возможность воспользоваться результатами измерений. Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 18-55-53062.

Литература

1. *Брасье Г., Соломон С.* Аэрономия средней атмосферы, Л., Гидрометеоиздат, 1987, 413 с.
2. *Голицын Г.С., Гречко Е.И., Ван Г. Ван П., Джола А.В., Емиленко А.С., Копейкин В.М., Ракитин В.С., Сафронов А.Н., Фокеева Е.В.*. Исследование загрязнения Москвы и Пекина окисью углерода и аэрозолем // Изв. РАН, ФАО. 2015. №1. С.1−12.
3. *Макарова М.В. , Поберовский А.В., Осипов С.И.* Временная изменчивость общего содержания CO в атмосфере вблизи Санкт-Петербурга // Изв. РАН, ФАО. 2011. Т. 47. N6. С. 801–808.
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. *Ракитин В.С., Штабкин Ю.А., Еланский Н.Ф. и др.* Результаты сопоставления спутниковых измерений общего содержания CO, CH_4 и CO_2 с наземными спектроскопическими данными // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 09. С. 816−824.
6. *Ракитина А.В., Панкратова Н.В., Скороход А.И., Ракитин В.С.* Сопоставление данных измерений аэрозольной оптической толщи (АОТ) орбитальных спектрометров MODIS (Terra/Aqua) с наземными измерениями AERONET // Материалы 1-й Международной научно-практической конференции «Снежный покров, атмосферные осадки, аэрозоли: климат и экология северных территорий Байкальского региона», 26-29 июня 2017 г., г. Иркутск, п. Хужир, о. Ольхон, оз. Байкал, Из-во Иркутского национального исследовательского технического университета, 2017, с. 220. ISBN 978-5-8038-1214-2.4.
7. *Aumann, H.H., Chahine, M.T., Gautier, C. et al.* AIRS / AMSU / HSB on the Aqua Mission: Design, Science Objectives, Data Products and Processing Systems // IEEE T. Geosci. Remote. 2003. V. 41. P.253−264.
8. *Bousquet P., Ringeval B., Pison I.E.J., Brunke E.-G., Carouge C., Chevallier F., Fortems-Cheiney A., Frankenberg C., Hauglustaine D.A., Krummel P.B., Langenfelds R.L., Ramonet M., Schmidt M., Steele L.P., Szopa S., Yver C., Viovy N., Ciais P.* Source attribution of the changes in atmospheric methane for 2006–2008 // Atmos. Chem. Phys. 2011. V. 11. P. 3689–3700.
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.Atmos.Chem. 1989. V. 8. №2. P. 139–151.
10. *Dlugokencky E., Crotwell A., Masarie K., White J., Lang P., Crotwell M.* NOAA measurements of long lived greenhouse gases // Asia-Pacific GAW Greenhouse Gases. Newletter, KMA. 2013. V. 4. P. 6-9.
11. *Gavrilov N.M., Makarova M.V., Poberovskii A.V., Timofeyev Yu.M.* Comparisons of CH_4 ground-based FTIR measurements near Saint-Petersburg with GOSAT observations // Atmos. Meas. Techn. 2014. V. 7. P. 1003−1010.

12. *Hausmann P., Sussmann R., Smale D.* Contribution of oil and natural gas production to renewed increase in atmospheric methane (2007–2014): top–down estimate from ethane and methane column observations // Atmos. Chem. Phys. 2016. V. 16. P. 3227–3244.
13. *Holben B. N., Tanre D., Smirnov A., Eck T. F., Slutsker I., Abuhassan N., Newcomb W. W., Schafer J. S., Chatenet B., Lavenu F., Kaufman Y. J., Castle J. V., Setzer A., Markham,B., Clark D., Frouin R., Halthore R., Karneli A., O'Neill N. T., Pietras C., Pinker R. T., Voss K., and Zibordi G.* An emerging ground-based aerosol climatology: aerosol optical depth from AERONET // J. Geophys. Res.-Atmos. 2001. V. 106. P. 12067–12097.
14. *IPCC,* Climate Change 2013, Working Group I, Contribution to the Intergovernmental Panel on Climate Change, Fifth Assessment Report of Climate Change.
15. *Jacob D.J.* Introduction to Atmospheric Chemistry, Princeton University Press, 1999. http://acmg.seas.harvard.edu/people/faculty/djj/book/
16. *Jiang Z., Worden J.R., Worden H., Deeter M., Jones D.B.A., Arellano A.F., Henze D.K.* A fifteen year record of CO emissions constrained by MOPITT CO observations // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 4565-4583.
17. *Khalil M.A.K., Pinto J.P., Shearer M.J.* Preface Atmospheric carbon monoxide // Chemosphere: Global Change Science 1. 1999. V. 1. Issues 1–3. P. 1–375.
18. *Myhre G., Shindell D., Bréon F.-M., Collins W., Fuglestvedt J., Huang J., Koch D., Lamarque J.-F., Lee, D., Mendoza B., Nakajima, T., Robock A., Stephens, G., Takemura T., Zhang H.* // Anthropogenic and natural radiative forcing, in: Climate Change 2013: the Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, edited by: Stocker T. F., Cambridge University Press, Cambridge, UK, New York, NY, USA, 659–740.
19. *Novelli P. C., Masarie K. A., Lang P. M,* Distributions and Recent Changes in Carbon Monoxide in the Lower Troposphere // J. Geophys. Res. 1998. V. 103 (19). P. 015–033.
20. *Pommier M., McLinden C. A., Deeter M.* Relative changes in CO emissions over megacities based on observations from space // Geophysical research letters. 2013. V. 40. P. 1–6.
21. *Randerson J.T., van der Werf G.R., Giglio L., Collatz G.J., Kasibhatla P.S.* Global Fire Emissions Database, Version 4.1 (GFEDv4) // ORNL DAAC, Oak Ridge, 2017. Tennessee, USA.
22. *Sepúlveda E., Schneider M., Hase F., Barthlott S., Dubravica D., García O. E., Gomez-Pelaez A., González Y. et al.* Tropospheric CH_4 signals as observed by NDACC FTIR at globally distributed sites and comparison to GAW surface in situ measurements // Atmos. Meas. Tech. 2014. V. 7. P. 2337−2360.
23. *The World Data* Centre for Greenhouse Gases (WDCGG), http://ds.data.jma.go.jp/gmd/wdcgg/.
24. *Thompson A.M., Cicerone R.J.* Possible Perturbations to Atmospheric CO, CH_4, and OH // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. D10. P. 10853–10864.
25. *Thompson R. L., Sasakawa M., Machida T., Aalto T., Worthy D., Lavric J. V., Lund Myhre C., Stohl A.* Methane fluxes in the high northern latitudes for 2005–2013 estimated using a Bayesian atmospheric inversion // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 3553-3572.
26. *Vasileva A.V., Moiseenko K.B.* Methane emissions from 2000 to 2011 wildfires in Northeast Eurasia estimated with MODIS burned area data // Atm. Env, 2013. V. 71. P. 115–121.
27. *Wang P., Elansky N. F., Timofeev Yu. M., Wang G., Golitsyn G. S., Makarova M. V., Rakitin V. S., Stabkin Yu., Skorokhod A. I., Grechko E. I., Fokeeva E.V., Safronov A. N.* Long-term trends of carbon monoxide total columnar amount in urban areas and background regions: ground- and satellite-based spectroscopic measurements // Adv. Atmos. Sci. 2018. V. 35(7). P. 785–795.
28. *WMO/IGAC* Impact of Megacities on Air Pollution and Climate, GAW report №205, 2012.
29. *Worden H. M., Deeter M. N., Frankenberg C., George M., Nichitiu F., Worden J., Aben I., Bowman K. W., Clerbaux C., Coheur P. F., de Laat A. T. J., Detweiler R., Drummond J. R., Edwards D. P., Gille J. C., Hurtmans D., Luo M., Martínez-Alonso S., Massie S., Pfister G., Warner J. X.* Decadal record of satellite carbon monoxide observations // Atmos. Chem. Phys. 2013. V. 13. P. 837-850.
30. *Wunch D., Wennberg P.O., Toon G.C., Keppel-Aleks G., Yavin Y.G.* Emissions of greenhouse gases from a North American megacity // Geophysical research letters. 2009. V. 36. L15810.
31. *Yurganov L. N., Rakitin V., Dzhola A., August T., Fokeeva E., George M., Gorchakov G., Grechko E., Hannon S., Karpov A., Ott L., Semutnikova E., Shumsky R., Strow L.* 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.

Эмпирическая модель вариаций инфракрасного излучения в верхней атмосфере

А.И. Семенов[1], И.В. Медведева[2]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, г. Москва
[2]Институт солнечно – земной физики СО РАН, г. Иркутск

Введение

Охлаждение верхней мезосферы и нижней термосферы за счет инфракрасного (ИК) излучения практически полностью контролируется эмиссиями трех газовых компонентов: углекислый газ в 15 мкм (*Curtis and Goody 1956*), окись азота в 5.3 мкм (*Kockarts 1980*), и атомарный кислород в 63 мкм (*Bates 1951*). Из этих трех, эмиссия атомарного кислорода наименее наблюдаемая, из-за измерений в далеко-инфракрасных длинах волны. Эмиссия неразличима при помощи наземных инструментов из-за полного поглощения тропосферным водяным паром. По этой же причине ИК излучение атмосферных компонентов в области спектра более 2 мкм может регистрироваться в основном только при помощи приборов, устанавливаемых на ракетах, баллонах и спутниках, поскольку эти эмиссии возникают на высотах преимущественно выше 70 км и активно поглощаются в нижних слоях атмосферы. В этом состоит главная трудность в накоплении данных о характеристиках ИК излучения. В длинноволновой области спектра излучение в основном обусловлено различными молекулярными и атомарными химически активными малыми компонентами. Наиболее важными с точки зрения их энергетической и фотохимической значимости являются эмиссии молекул озона O_3 9.065 мкм и 9.6 мкм, двуокиси углерода CO_2 4.26 мкм и 14.98 мкм. Они охватывают диапазон высот средней атмосферы в несколько десятков километров, но для проблем верхней атмосферы представляет интерес область атмосферы выше 80 км. И если пространственно-временные характеристики излучения озона и его роль в фотохимии атмосферы изучены достаточно хорошо, то сведений о вариациях CO_2, NO, O_2 и O практически нет. Эффекты суточной, сезонной, широтной изменчивости, зависимости от уровня солнечной активности недостаточно отображены и в существующих моделях средней и верхней атмосферы.

Важность излучения молекулы окиси азота 5.3 мкм связана с участием NO в процессах возбуждения эмиссии атомарного кислорода 630 нм во время интенсивных красных сияний, которые приводят к сбросу энергии из верхней атмосферы. В работах (*Красовский 1971*) показано, что во время больших геомагнитных возмущений и усилений красной эмиссии возрастает интенсивность континуума. Это означает (*Семенов и др. 2014*), что на высотах нижней термосферы увеличивается содержание молекул NO, что приводит к увеличению интенсивности ИК излучения, которое сопровождается охлаждением верхней атмосферы (*Dalgarno, 1963*), то есть дополнительным сбросом энергии из атмосферы.

Предположение о важной роли инфракрасной эмиссии атомарного кислорода в энергетическом балансе верхней атмосферы впервые высказал (*Bates 1951*).

Излучение молекулы CO_2 выше уровня 75 км является существенным источником сброса энергии из верхней атмосферы (*Кутепов, Швед 1981, 1985*).

В работе представлены результаты исследования пространственно-временных вариаций интенсивности ИК излучения молекул и атомов CO_2, NO, и O на основе анализа данных наземных, ракетных, баллонных и спутниковых измерений. Проведен анализ фотохимических атмосферных процессов с участием этих компонентов. Получены аналитические соотношения, описывающие эмпирические закономерности вариаций интенсивности ИК излучения молекул углекислого газа, окиси азота, атомарного кислорода на высотах мезопаузы и нижней термосферы.

Данные измерений

Эмиссия атомарного кислорода 63 мкм

Первые качественные ракетные измерения высотного распределения интенсивности эмиссии 63 мкм (90−180 км) были проведены 16 марта 1977 г. в 23:04 на полигоне Андойя (69°N, 16°E) (*Grossmann and Offermann 1978; Offermann and Grossmann 1978*). Позже были выполнены измерения абсолютной зенитной интенсивности эмиссии 63 мкм с помощью инфракрасного спектрометра, установленного на борту ракеты, запущенной 9 декабря 1981 г. в 21:25 на полигоне Эсренг, Швеция (*Grossmann et al. 1983*). Интенсивность в зените на высоте 100 км составила $7\cdot10^{-10}$Вт см$^{-2}$ ср$^{-1}$, или 2.8 Мрэлей. Из характера высотного изменения интенсивности следует, что ниже 100 км слой атомарного кислорода становится оптически толстым. В момент проведения измерений индекс геомагнитной активности *Kp* был равен 2, солнечная активность соответствовала $F10.7 = 74$. Оказалось, что измеренная интенсивность была гораздо меньше той, которая предполагалась на основе теоретических расчетов, и поэтому, по мнению авторов, не имеет существенного значения для охлаждения термосферы.

В дальнейшем неоднократно проводились измерения с помощью аэростатов, ракет с целью решения ряда геофизических задач, связанных с получением оценок потоков энергии, излучаемой эмиссией 63 мкм, необходимых для выяснения ее роли в охлаждении верхней атмосферы, а также с определением концентраций атомарного кислорода на высотах мезопаузы и нижней термосферы (*Craig et al. 1969; Clark et al. 1985; Lin et al. 1987; Grossmann and Vollmann 1997*).

Наиболее длительные измерения интенсивности эмиссии 63 мкм, охватывающие период с 1989 по 2003 гг., были выполнены на шарах-зондах на высоте 38 км на средних широтах в двух географических районах ($\varphi = 35^o$ N, $\lambda = 256^o$ E) и в 1997 г. ($\varphi = 66^o$ N, $\lambda = 210^o$ E) (*Mlynczak et al. 2004*). За указанный период было проведено 31 измерение.

Эмиссия двуокиси углерода CO_2 15 мкм

Первые измерения высотного распределения ИК излучения атмосферы в области спектра 1.6-23 мкм были выполнены с помощью спектрометров, установленных на борту ракет, на высоких широтах в 1973-74 гг. на ракетном полигоне Poker Flat, Alaska (*Stair et al. 1975*). Было осуществлено 6 пусков ракет в периоды полярных сияний, чтобы оценить их влияние на ИК эмиссии верхней атмосферы. При запуске ракеты 22 марта 1973 года был получен первый качественный высотный профиль эмиссии CO_2 (15 мкм). Измерения были выполнены на высоте около 97 км. На основе этих пусков была оценена спектральная плотность излучения этой эмиссии, которая в зените составила 10^{-7} Вт см^2 с$^{-1}$ мкм$^{-1}$. Сопоставление данных измерений с модельными расчетами высотного профиля CO_2 15 мкм показали хорошее согласие до высот порядка 70 км. Эти же пуски показали, что заметного влияния полярных сияний на эту эмиссию обнаружено не было.

В ноябре-декабре 1980 г в рамках программы Energy Budget Campaign, посвященной исследованиям процессов, связанных с балансом энергии атмосферы на высотах мезосферы и нижней термосферы, с полигонов Андойя (Andoya Rocket Range, Norway) и Эсранж (Esrange, Sweden) были запущены одновременно две ракеты, на борту которых были ИК спектрометры для измерения инфракрасного излучения в областях 4.7-23.5 мкм (Андойя) и 2.5-100 мкм (Эсранж). В работе (*Ulwick et al., 1985*) представлены результаты, полученные по измерениям интенсивности излучения молекул CO_2, которые на высотах 85–90 км составляли 95 Мегарэлей. Для эмиссии 15 мкм на высотах 85–90 км было обнаружено плато, что свидетельствовало о наличии излучающего слоя. При его толщине ~ 10 км объемная интенсивность эмиссии будет равна ~ 10^8 фотон см$^{-3}$ с$^{-1}$.

В последние годы при помощи спутника TIMED проводятся регулярные измерения эмиссии CO_2 15 мкм с целью получения количественной оценки роли этой эмиссии в энергетическом балансе состояния температурного режима атмосферы в области мезопаузы и нижней термосферы (*Mlynczak 1997; Mlynczak et al. 2010*).

Эмиссия окиси азота NO 5.3 мкм

Данные ракетных и спутниковых измерений интенсивности излучения полосы NO (1–0) 5.3 мкм в верхней атмосфере были представлены в ряде работ (*Baker et al. 1977; Ulwick et al. 1985; Zachor et al. 1985; Mlynczak et al. 2010; Adler-Golden et al. 1991; Ballard et al. 1993; Smith and Ahmadjin 1993; Sharma et al. 1996a,b, 1998; Sharma and Duff 1997; Funke et al. 2005; Gardner et al. 2007; Mlynczak et al. 2010; Bermejo-Pantaleón et al. 2011; Sheese et al. 2013)*. Выполненные измерения позволили установить, что на высотах около 125 км толщина излучающего слоя этой эмиссии составляет 30 км.

Все перечисленные выше данные измерений были использованы для анализа с целью выявления возможных временных вариаций интенсивности рассматриваемой эмиссии, а также ее связи с солнечной активностью.

Фотохимические процессы возникновения ИК излучения в условиях верхней атмосферы

Эмиссия атомарного кислорода 63 мкм

Возникновение излучения 63 мкм обусловлено существованием тонкой структуры основного состояния атомарного кислорода. Процесс излучения возникает в результате перехода (*Шефов и др., 2006*)

$$O(^3P_2) \rightarrow O(^3P_1) + h\nu \text{ (63 мкм)} \qquad A_{21} = 8.95 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}.$$

Эмиссия молекулярного кислорода 15 мкм CO_2

Наиболее существенными процессами излучения молекулы CO_2 являются инфракрасные переходы (*Rothman and Benedict 1978; Caledonia et al. 1985)*

$$CO_2(00^01^1) \rightarrow CO_2(00^00^1) + h\nu(\lambda 4.26\,\text{мкм}) \qquad A_{CO_2}(001) = 432.7 \text{ с}^{-1},$$

$$CO_2(01^10^1) \rightarrow CO_2(00^00^1) + h\nu(\lambda 14.98\,\text{мкм}) \quad A_{CO_2}(010) = 1.28 \text{ с}^{-1}.$$

Процессами возбуждения является флуоресценция в тепловом излучении нижней атмосферы и Солнца

$$CO_2(00^00^1) + h\nu(\lambda 4.26\,\text{мкм}) \rightarrow CO_2(00^01^1) \quad .$$

Необходимо отметить, что в этих процессах коэффициенты флуоресценции $g^T_{CO_2}$ за счет теплового излучения атмосферы

$$g^T_{CO_2}(001) = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$$

существенно меньше, чем коэффициенты флуоресценции $g^S_{CO_2}$ за счет солнечного излучения

$$g^S_{CO_2} = 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Более длинноволновое, рассматриваемое нами излучение 15 мкм,

$$CO_2(00^00^1) + h\nu(\lambda 14.98\,\text{мкм}) \rightarrow CO_2(01^10^1)$$

имеет коэффициент флуоресценции теплового возбуждения существенно больший

$$g^T_{CO_2}(010) = 2.1 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1},$$

чем в результате возбуждения солнечным излучением

$$g^S_{CO_2} = 3.1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}.$$

Эффективные сечения поглощения излучения равны σ (4.26 мкм) = $2.5 \cdot 10^{-14}$ см^2 и σ (14.98 мкм) = $3.2 \cdot 10^{-15}$ см^2.

Недавно в работе (*Sharma et al. 2015*) предложен новый механизм возбуждения CO_2 в области мезопаузы, который заключается в том, что в ночное время молекула гидроксила, возбужденная за счет озоно-водородной реакции, в результате столкновительных процессов передает часть своей энергии атомарному кислороду $O(^3P)$ в реакции

$$OH\ (v \geq 5) + O\ (^3P) \rightarrow OH\ (0 \leq v' \leq v - 5) + O(^1D).$$

При этом образуются возбужденные атомы кислорода в состоянии $O(^1D)$. В дальнейшем, в результате деактивации $O(^1D)$ молекулами азота $N_2(v = 0)$

$$N_2(v = 0) + O(^1D) \rightarrow N_2(v' > 0) + O(^3P)$$

происходит колебательное возбуждение молекулы $N_2(v' > 0)$, энергия которого термализуется при столкновениях с молекулами $N_2(v = 0)$. В результате образуются возбужденные молекулы N_2 (v = 1), которые, в свою очередь, за счет реакции

$$N_2\,(v = 1) + CO_2(0^00) \rightarrow N_2(0) + CO_2(0^01) - 18\ см^{-1},$$

передают свою колебательную энергию молекуле углекислого газа $CO_2(0^01)$, которая и излучает на длине волны 4.3 мкм:

$$CO_2(0^01) \rightarrow CO_2(0^00) + h\nu(4.3\ мкм).$$

Важным процессом, влияющим на температурный режим мезопаузы и нижней термосферы, является реакция молекул CO_2 с атомарным кислородом (*Хворостовская и др. 2002*)

$$CO_2(00^00^1) + O \rightarrow CO_2(01^10^1) + O \qquad \alpha_{CO_2O}(010) = (1.56 \div 1.40)\cdot 10^{-12} \exp\left(-\frac{960}{T}\right)\ см^3\ с^{-1},$$

$$CO_2(01^10^1) + O \rightarrow CO_2(00^00^1) + O \qquad \beta_{CO_2O}(010) = (1.56 \div 1.40)10^{-12}\ см^3\ с^{-1}.$$

На основе результатов лабораторных исследований (*Хворостовская и др. 2002*) было обнаружено, что этот коэффициент имеет различные значения для температур ниже 260 К и больше 300 К, которые могут быть представлены как $k^{O}_{01^10,00^00} = 1.56\ 10^{-12}$ см^3 с$^{-1}$ и $k^{O}_{01^10,00^00} = 1.40\ 10^{-12}$ см^3 с$^{-1}$, соответственно. Между этими значениями скорость реакции изменяется практически линейно. Поэтому она может быть удовлетворительно аппроксимирована (*Семенов и Шефов 2005; Шефов и др. 2006*) в виде единой формулы для диапазона температур, характерного для верхней мезосферы и нижней термосферы:

$$k^{O}_{01^10,00^00} = \left\{1.40 + 0.16 \Big/ \left[1 + \exp\left(\frac{T - 280}{10}\right)\right]\right\} 10^{-12}\ см^3\ с^{-1}.$$

Сопоставление измеренных температурных профилей на указанных высотах с высотными распределениями содержания атомарного кислорода, вычисленными на основе эмиссии 557.7 нм, показало тесную количественную связь между ними (*Семенов, Шефов 1999*), что свидетельствует о значительном влиянии взаимодействия атомарного кислорода с молекулами CO_2. Очевидно, имеет место и обратный процесс возбуждения молекул CO_2 при соударениях с атомами кислорода. Его роль становится существенной для охлаждения среды на высотах выше 100 км, где оптическая толщина атмосферы в эмиссии 15 мкм становится менее единицы (*Кутепов, Швед 1985*).

Эмиссия окиси азота NO 5.3 мкм

В условиях верхней атмосферы в дневное время попытки наблюдений полос излучения молекулы NO проводились в ультрафиолетовой области спектра (170–250 нм) систем $\beta(B^2\Pi - X^2\Pi)$, $\gamma(A^2\Sigma^+ - X^2\Pi)$, $\delta(C^2\Pi - X^2\Pi)$, $\varepsilon(D^2\Sigma^+ - X^2\Pi)$. К сожалению, из-за малочисленности данных измерений, систематических исследований вариаций излучения окиси азота в этой области спектра осуществить практически не представляется возможным.

В этой связи, наибольший интерес представляют исследования инфракрасного излучения, обусловленного колебательными переходами основного состояния NO (1–0) - λ 5.3 мкм и NO (2–0) - λ 2.7 мкм:

$$\mathrm{NO}(X^2\Pi, v=1) \rightarrow \mathrm{NO}(X^2\Pi, v=0) + h\nu(\lambda 5.3\,\text{мкм}),\ A_{1-0} = 13.38\ \text{с}^{-1},$$

$$\mathrm{NO}(X^2\Pi, v=2) \rightarrow \mathrm{NO}(X^2\Pi, v=0) + h\nu(\lambda 2.7\,\text{мкм}),\ A_{2-0} = 0.852\ \text{с}^{-1}.$$

Для полосы NO (3–0) - λ 1.8 мкм: $A_{3-0} = 0.067$ с$^{-1}$ (*Schurin and Ellis 1966; Rothman et al. 1983*).

Данные ракетных и спутниковых измерений интенсивности излучения полосы NO (1–0) 5.3 мкм в верхней атмосфере были представлены в работах (*Baker et al. 1977; Ulwick et al. 1985; Zachor et al. 1985; Adler-Golden et al. 1991; Ballard et al. 1993; Smith and Ahmadjin 1993; Sharma et al. 1996a,b, 1998; Sharma and Duff 1997; Funke et al. 2005; Gardner et al. 2007; Mlynczak et al. 2010; Bermejo-Pantaleón et al. 2011; Sheese et al. 2013*). Выполненные измерения позволили установить, что на высотах около 125 км толщина излучающего слоя этой эмиссии составляет 30 км. Теоретические представления о возможных механизмах возникновения этого излучения можно найти в работах (*Degges 1971; Ogawa 1976; Ogawa and Kondo 1977; Baker et al. 1977; Witt et al. 1981*).

Наибольший вклад в образование колебательно-возбужденных молекул NO обеспечивает реакция (*Ogawa 1976*)

$$\mathrm{NO}(v=0) + O \rightarrow \mathrm{NO}(v=1) + \mathrm{O} \qquad \alpha_{\mathrm{NO,O}} = 6.5\cdot 10^{-11}\cdot \exp\left(-\frac{2900}{T}\right)\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1}.$$

В работе (*Красовский 1971*) было показано, что на высоких широтах во время полярных сияний, возникновение быстрых атомов кислорода, может значительно увеличить выход этой реакции.

На высотах ниже 100 км существенное влияние могут оказывать процессы передачи колебательной энергии молекулам NO от возбужденных молекул кислорода и азота (*Ogawa 1976*).

$$\mathrm{NO}(v=0) + \mathrm{O_2}(v=1) \rightarrow \mathrm{NO}(v=1) + \mathrm{O_2} \qquad \alpha_{\mathrm{NO,O_2}} = 2\,10^{-14}\cdot \exp\left(-\frac{460}{T}\right)\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1},$$

$$\mathrm{NO}(v=0) + \mathrm{N_2}(v=1) \rightarrow \mathrm{NO}(v=1) + \mathrm{N_2}(v=0) \quad \alpha_{\mathrm{NO,N_2}} = 4.22\cdot 10^{-10}\cdot \exp\left(-\frac{86.35}{T^{1/3}}\right)\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1}$$

Образование колебательно-возбужденных молекул O_2 и N_2 происходит в соударениях с тепловыми электронами (*Русанов и Фридман 1984*)

$$\mathrm{O_2} + e \rightarrow \mathrm{O_2}(v) + e,\ \ \sigma_{\mathrm{O_2,e}} = 1\cdot 10^{-17}\ \text{см}^2,\quad \alpha_{\mathrm{O_2,e}} = 1.1\cdot 10^{-10}\left(\frac{T_e}{1000}\right)^{0.5}\exp\left(-\frac{2240}{T_e}\right)\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1}$$

$$\mathrm{N_2} + e \rightarrow \mathrm{N_2}(v) + e,\ \ \sigma_{\mathrm{N_2,e}} = 3\cdot 10^{-16}\ \text{см}^2,\quad \alpha_{\mathrm{N_2,e}} = 3.3\cdot 10^{-11}\left(\frac{T_e}{1000}\right)^{0.5}\exp\left(-\frac{3380}{T_e}\right)\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1}$$

Кроме этого, на высотах выше 100 км имеют место реакции с участием атомов азота, приводящие к возникновению возбужденных молекул NO:

$$\mathrm{N}(^4\mathrm{S}) + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{NO}(v = 0 \div 10) + \mathrm{O},\ \ \alpha_{\mathrm{N(S),O_2}} = 1.1\cdot 10^{-14}\cdot T\cdot \exp\left(-\frac{3151}{T}\right)\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1},$$

$$\mathrm{N}(^2\mathrm{D}) + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{NO{+}O},\qquad \alpha_{\mathrm{N(D),O_2}} = 7.4\cdot 10^{-12}\cdot\left(\frac{T}{300}\right)^{0.5}\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1},$$

$$\mathrm{N}(^2\mathrm{P}) + \mathrm{O_2} \rightarrow \mathrm{NO} + \mathrm{O},\qquad \alpha_{\mathrm{N(P),O_2}} = 2.6\cdot 10^{-12}\ \text{см}^3\ \text{с}^{-1}.$$

Необходимо отметить, что роль всех этих процессов усиливается во время полярных сияний.

На высотах 80 –110 км преобладающий вклад в возникновение эмиссии 5.3 мкм обеспечивается процессом флуоресценции

$$\mathrm{NO}(v=0)+h\nu(\lambda 5.3\,\text{мкм})\rightarrow \mathrm{NO}(v=1),$$

а также за счет процесса переизлучения молекулы NO с уровня v = 2. Однако, по эффективности этот процесс гораздо ниже, чем процесс флуоресценции

$$\mathrm{NO}(v=0)+h\nu(\lambda 2.7\,\text{мкм})\rightarrow \mathrm{NO}(v=2),$$
$$\mathrm{NO}(v=2)\rightarrow \mathrm{NO}(v=1)+\mathrm{h}\nu(\lambda 5.4\,\text{мкм}).$$

Процесс флуоресценции в данном случае будет осуществляться как за счет излучения Солнца, скорость возбуждения которого

$$S=g_{S5.3}\cdot\exp\left(-\tau\cdot \mathrm{Chp}\chi\right),\qquad g_{S5.3}=1.0\cdot10^{-4}\ \ \text{с}^{-1},\ (\textit{Ogawa 1976}),$$

так и за счет теплового излучения нижней атмосферы, для которого $g_{T5.3}$ = 3.8 10^{-4} с^{-1} (*Ogawa,1976*). При этом было принято, что коэффициент поглощения равен $\sigma_{NO,5.3}$ = 1.0 10^{-15} см^2. Оптическая толщина $\tau_{5.3}$ определяется практически поглощением молекул NO, в том числе до высот 80 км, так как ослабление за счет рэлеевского рассеяния ($\sigma_R = 5\cdot10^{-31}$ см^2) мало. Поэтому $\tau_{5.3}=\sigma_{NO}\,n(\mathrm{NO})\,H_{NO}(Z)$. Совершенно аналогичное соотношение имеет место и для эмиссии 2.7 мкм. В этом случае $g_{S2.7}$ = 3.1 10^{-4} с^{-1}, $g_{T2.7}$ = 2.3 10^{-9} с^{-1}, $\sigma_{NO,5.3}$ = 1.0 10^{-15} см^2 (*Degges, 1971*). Вклад перехода (2–1) в излучение мал, и им можно пренебречь. В дневное время возможно образование NO(v = 1, 2) за счет флуоресценции в ультрафиолетовых переходах.

Естественно, одновременно с процессами возбуждения происходят и процессы дезактивации при столкновениях возбужденных молекул NO с окружающими атомами и молекулами (M)

$$\mathrm{NO}(v=1)+M\rightarrow \mathrm{NO}(v=0),\quad \beta_{NO,10}=6.5\cdot10^{-11}\ \ \text{см}^3\ \text{с}^{-1},$$
$$\mathrm{NO}(v=2)+M\rightarrow \mathrm{NO}(v=1),\quad \beta_{NO,21}=3.0\cdot10^{-11}\ \ \text{см}^3\ \text{с}^{-1},$$
$$\mathrm{NO}(v=2)+M\rightarrow \mathrm{NO}(v=0),\quad \beta_{NO,20}=4.1\cdot10^{-11}\ \ \text{см}^3\ \text{с}^{-1},$$

а также за счет фотодиссоциации

$$\mathrm{NO}+h\nu(\lambda\le 0.190\,\text{мкм})\rightarrow \mathrm{N}+\mathrm{O}\qquad j_{NO,i}=1.34\cdot10^{-5}\ \ \text{с}^{-1},$$

которая также приводит к разрушению возбужденных молекул (*Nicolet 1981)*. Причем этот механизм, принято считать, превосходит процесс фотоионизации (*Rothman et al. 1978*)

$$\mathrm{NO}+h\nu(\lambda\le 0.134\,\text{мкм})\rightarrow \mathrm{NO}^+ +\mathrm{e}\ \ j_{NO,\mathrm{ph}}=5\cdot10^{-7}\ \ \text{с}^{-1}.$$

Необходимо, однако, отметить, что в работе (*Ogawa and Kondo 1977*) коэффициент скорости фотоионизации был принят равным 1.38 10^{-6} с^{-1}.

В этом контексте стоит отметить и ионно-обменную реакцию

$$\mathrm{NO}+\mathrm{O}_2^+\rightarrow \mathrm{NO}^+ +\mathrm{O}_2\qquad\qquad \beta_{NO,O_2^+}=4.4\cdot10^{-10}\ \ \text{см}^3\ \text{с}^{-1}.$$

Реакции соударения с другими ионизованными компонентами атмосферы имеют гораздо меньшие коэффициенты скоростей.

На основе рассмотренных реакций объемная интенсивность эмиссии молекулы NO 5.3 мкм определяется соотношением

$$Q_{5.3} = \left\{[\mathrm{NO}]\left[\alpha_{\mathrm{NO,O}}[\mathrm{O}] + \alpha_{\mathrm{NO,O_2^*}}[\mathrm{O_2^*}] + \alpha_{\mathrm{NO,N_2^*}}[\mathrm{N_2^*}] + S + g_{T5.3}\right]\right\} / \left\{1 + \frac{\beta_{\mathrm{NO},10}\left[[\mathrm{O}] + [\mathrm{O_2}] + [\mathrm{N_2}]\right] + \beta_{\mathrm{NO,O_2^+}}[\mathrm{O_2^+}]}{A_{5.3}}\right\}.$$

Результаты и обсуждение закономерностей вариаций

Солнечная активность

Эмиссия О 63 мкм

Непосредственные данные измерений интенсивности излучения атомарного кислорода 63 мкм, представлены в работе (*Mlynczak et al. 2004*). Из сведений, приведенных в статье о моментах проведения измерений, следует, что в течение всего цикла измерений происходили существенные изменения уровня солнечной активности. В сентябре 1989 г. и июне 1990 г. поток солнечного излучения был наибольший ($F10.7$ = 226 и 183, соответственно). В 1997 г. он составлял $F10.7$ =75. Как следует из данных работы (*Mlynczak et al., 2004*), максимальная интенсивность 10 Мрэлей соответствует значению $F10.7$ = 226 для дат наблюдения 26, 27 сентября 1989 г. Эти данные послужили основой для определения зависимости интенсивности эмиссии от уровня солнечной активности, которая представлена на рис. 1. Ее аппроксимация показана сплошной линией. Эта зависимость имеет нелинейный характер и определяется выражением

$$I = \frac{10.5}{1+\exp\left(-\dfrac{F10.7-21}{78}\right)},$$

где I измерено в Мрэлеях. Коэффициент корреляции $r = 0.986 \pm 0010$.

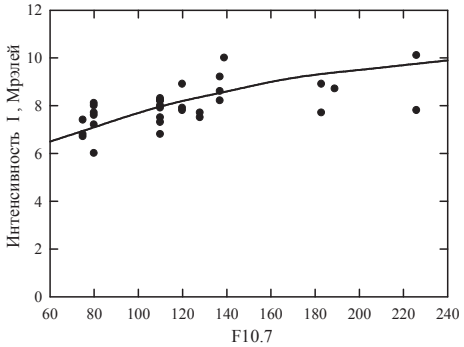


Рис. 1. Средняя зависимость интенсивности эмиссии атомарного кислорода 63 мкм от уровня солнечной активности на основе данных измерений (*Mlynczak et al., 2004*) – точки. Сплошная линия – аппроксимация.

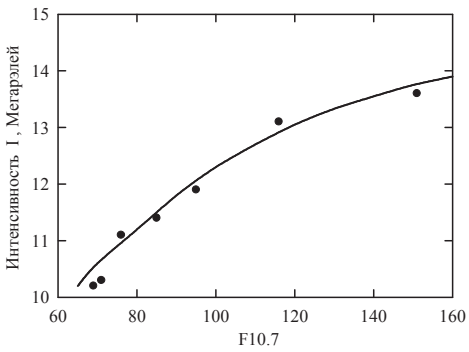


Рис. 2. Зависимость интенсивности эмиссии CO_2 15 мкм от уровня солнечной активности на основе данных спутниковых измерений TIMED/SABER (*Mlynczak et al., 2010*) – точки. Сплошная линия – аппроксимация.

Эмиссия CO_2 15 мкм

На основе данных измерений в период с 2002 по 2008 г., выполненных инструментом SABER на спутнике TIMED и представленных в работе (*Mlynczak et al. 2010*), нами были сделаны оценки некоторых регулярных вариаций интенсивности эмиссии 15 мкм. В этой работе были приведены конкретные сведения о глобальных распределениях потоков ИК-излучения эмиссии 15 мкм, соответствующих проведенным измерениям геофизических условий.

В течение анализируемого периода 2002−2008 гг. происходили существенные изменения уровня солнечной активности. Это позволило определить зависимость интенсивности эмиссии 15 мкм от уровня солнечной активности (рис. 2). Ее аппроксимация показана сплошной линией, которая имеет нелинейный характер и определяется выражением

$$I = \frac{14.5}{1 + \exp\left(-\frac{F10.7 - 28}{42}\right)},$$

где I – в Мрэлеях.

Эмиссия окиси азота NO 5.3 мкм

Влияние солнечной активности на интенсивность излучения окиси азота 5.3 мкм получено по результатам спутниковых измерений, представленных в работе (*Mlynczak et al. 2010*) (рис.3) – точки. Сплошная линия указывает аппроксимацию по формуле

$$I = \frac{3}{1+\exp\left(-\frac{F10.7 - 110}{33}\right)},$$

где I в Мрэлеях.

Представленное соотношение описывает зависимость интенсивности излучения NO 5.3 мкм от солнечной активности до значения $F10.7 = 150$. Это обусловлено отсутствием в настоящий момент данных об интенсивности эмиссии для более высоких значений солнечной активности.

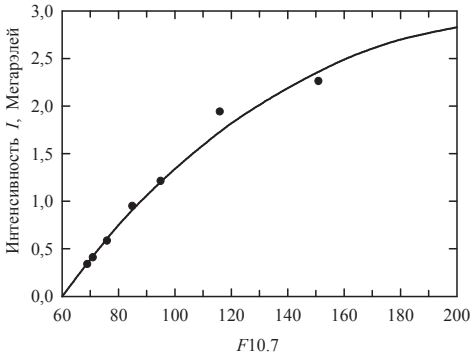


Рис. 3. Зависимость интенсивности эмиссии 5.3 мкм молекулы окиси азота от уровня солнечной активности на основе данных спутниковых измерений TIMED/SABER (*Mlynczak et al., 2010*) – точки. Сплошная линия – аппроксимация.

Суточные вариации
Эмиссия O 63 мкм

На рис. 4 показан характер поведения в течение суток интенсивности атомарного кислорода 63 мкм на основе данных измерений (*Mlynczak et al. 2004*) – точки. Предварительно, на основе выявленной зависимости интенсивности 63 мкм от солнечной активности, было произведено исключение ее влияния в используемых данных измерений, которые дали возможность получить значения интенсивности к постоянной солнечной активности F10.7 = 130, и таким образом сделать оценку суточных вариаций интенсивности эмиссии (рис. 4). На рисунке показаны средние значения для ночных и дневных условий, чтобы уменьшить значительную дисперсию непосредственных значений интенсивности. Как видно, основная масса точек, за исключением двух аномальных значений для дневного интервала суток, в данной совокупности измерений не выявляет заметных суточных вариаций.

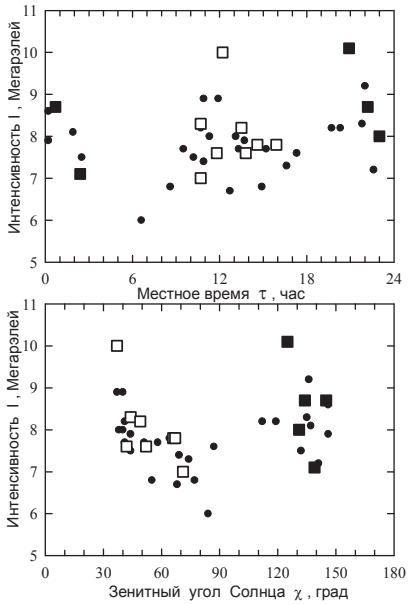


Рис.4. Суточные вариации интенсивности эмиссии атомарного кислорода 63 мкм на основе данных измерений (*Mlynczak et al., 2004*), редуцированных к постоянному значению солнечной активности F10.7 = 130 – точки. Средние значения интенсивностей за проведенные интервалы суток в течение отдельных месяцев отмечены квадратами: сплошные – ночь, не сплошные – день. Значения интенсивностей, равные 10 Мрэлей соответствуют высокой солнечной активности F10.7 = 226. Сплошные линии – аппроксимация.

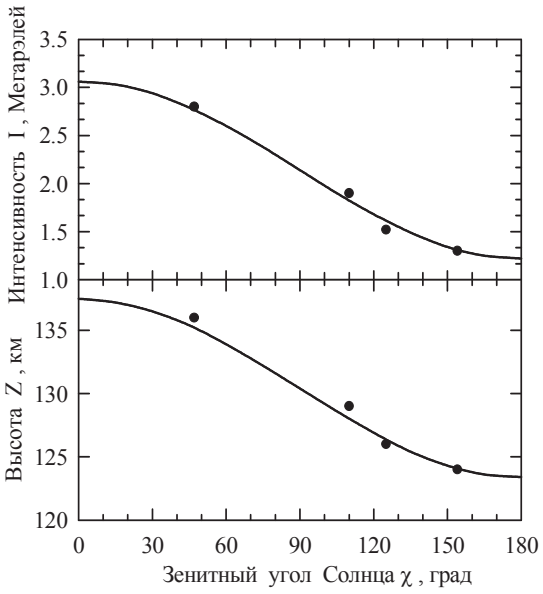


Рис. 5. Зависимость интенсивности и высоты максимума излучающего слоя эмиссии 5.3 мкм молекулы окиси азота на основе данных спутниковых измерений (*Smith and Ahmadjian, 1993*) (точки), сплошные линии – аппроксимация.

Эмиссия CO_2 15 мкм

Характер поведения суточной зависимости не выявлен из-за отсутствия данных измерений.

Эмиссия окиси азота NO 5.3 мкм

Лимбовые спутниковые измерения радиометров MIPAS и SABER эмиссии 5.3 мкм в южном полушарии дали возможность определить суточные и широтные вариации параметров излучающего слоя на высотах 125-130 км (рис. 5).

Спутниковые измерения эмиссии 5.3 мкм на различных широтах дают возможность оценки интенсивности и высоты в дневное время суток. По данным работы (*Smith and Ahmadjian, 1993*), для гелио-геофизических условий 29.04.1991 г. (F10.7 = 161) на широте $\varphi = 53^oN$ и зенитном угле Солнца $\chi = 47^o$ интенсивность составляла 3.5 Мегарэлей, на широте $\varphi = 29^oS$ и зенитном угле Солнца $\chi = 154^o$ была 1.6 Мегарэлей.

Зависимости интенсивности и высоты излучающего слоя от зенитного угла Солнца в силу малого количества используемых данных измерений в первом приближении могут быть аппроксимированы одной гармоникой

$$I = 0.9+2\cos\chi \quad \text{Мегарэлей}, \quad Z = 130 + 7\cos\chi \quad \text{км}.$$

Сезонные вариации
Эмиссия O 63 мкм

Сезонное поведение в течение годового интервала времени показано на рис. 6. Неоднородность расположения данных в течение года все же свидетельствует о возможном небольшом увеличении интенсивности в летний период, Аппроксимация сделана на основе одной гармоники

$$I = 8 - 0.8\cos\frac{2\pi}{365}t_d \text{, Мрэлей, где } t_d - \text{день года.}$$

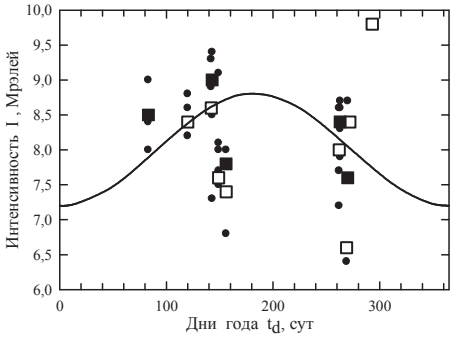


Рис. 6. Сезонные вариации интенсивности эмиссии атомарного кислорода 63 мкм на основе данных работы (*Mlynczak et al., 2004*) после исключения влияния солнечной активности – точки. Среднемесячные значения показаны квадратами: сплошные – ночь, не сплошные – день. Сплошная линия – аппроксимация.

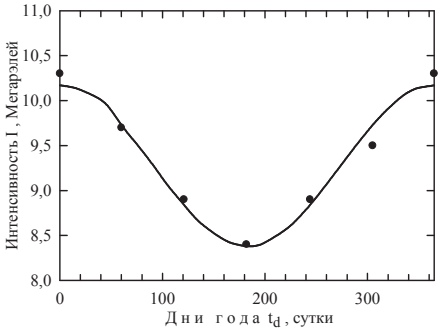


Рис. 7. Сезонная зависимость среднеглобальной интенсивности эмиссии 15 мкм молекулы двуокиси углерода CO_2 по данным для 2003 г. спутниковых измерений TIMED/SABER (*Mlynczak et al., 2010*) – точки. Сплошная линия – аппроксимация.

Эмиссия CO_2 15 мкм

Сезонные вариации получены на основе данных о глобальной интенсивности излучения (рис.7). Аппроксимация этой зависимости, редуцированная к уровню солнечной активности F10.7 = 130, имеет вид

$$I = 9.3 + 0.9\cos\frac{2\pi}{365}t_d, \text{ Мрэлей, где } t_d - \text{день года.}$$

Эмиссия окиси азота NO 5.3 мкм

Определение сезонных вариаций параметров излучающего слоя (интенсивность эмиссии и высота эмиссионного слоя) оказалось достаточно приблизительным, поскольку авторы многих многолетних спутниковых работ (*Gardner et al. 2007; Mlynczak et al. 2010; Shesse et al. 2013*) не приводили данных измерений интенсивности эмиссии, уделяя внимание представлению результатов различных видов вариаций концентрации невозбужденных молекул окиси азота. Вследствие этого, полученные сезонные вариации (рис.8) составлены из данных различных работ. Аппроксимация таких зависимостей ограничена только одной гармоникой, которые имеют вид

$$I = 1.3{+}0.7\cos\frac{2\pi}{365}t_d \text{ Мрэлей, } Z = 125 + 4.5\cos\frac{2\pi}{365}t_d \text{ км.}$$

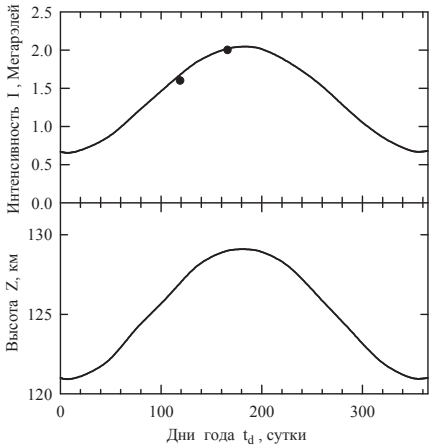


Рис. 8. Сезонные вариации интенсивности эмиссии 5.3 мкм и высоты излучающего слоя молекулы окиси азота на основе данных спутниковых измерений OSIRIS в южном полушарии (*Shesse et al., 2013*), представленные для условий северного полушария – сплошные линии. Точки – данные работ (*Smith and Ahmadjian 1993; Gardner et al. 2007*).

Широтные вариации
Эмиссия O 63 мкм.

Характер поведения широтной зависимости не выявлен из-за отсутствия данных измерений.

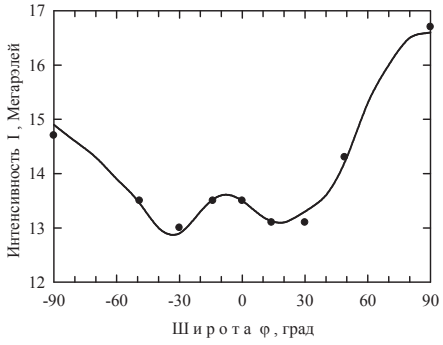


Рис. 9. Широтные вариации интенсивности эмиссии 15 мкм молекулы двуокиси углерода CO_2 по данным для 2003 г. спутниковых измерений TIMED/SABER (*Mlynczak et al., 2010*) – точки. Сплошная линия – аппроксимация.

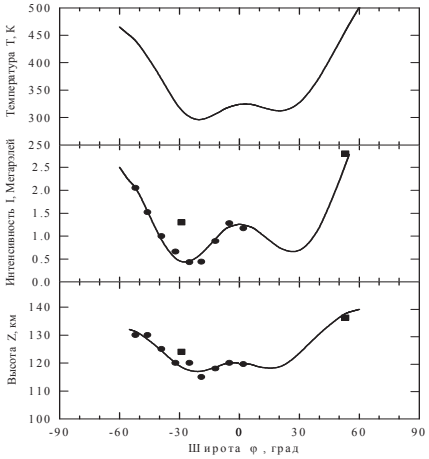


Рис. 10. Широтные вариации (южное полушарие) интенсивности I и высоты максимума излучающего слоя Z_{max} эмиссии 5.3 мкм (1–0) молекулы окиси азота по данным измерений 14.06.2003 г. на спутниках MIPAS и SABER (*Gardner et al., 2007*) (точки), и 29.04.1991 г. CIRRIS (*Smith and Ahmadjian, 1993*) (квадраты) а также температуры T (F10.7 =161) согласно модели CIRA-72. Сплошные линии – аппроксимация.

Эмиссия CO_2 15 мкм.

Среднегодовая зависимость от географической широты показана на рис. 9, ее аппроксимация во всем диапазоне широт

$$I(\varphi) = 14 + 1.13\cos 2(\varphi - 77) + 0.60\cos 4(\varphi + 13) + 0.28\cos 6(\varphi + 55) + 0.20\cos 8(\varphi + 58),$$ Мрэлей

Эмиссия окиси азота NO 5.3 мкм.

Спутниковые измерения эмиссии 5.3 мкм на различных широтах дают возможность оценки широтных вариаций интенсивности и высоты в дневное время суток, также как и суточных вариаций по данным измерений, представленных в работах (*Smith and Ahmadjian, 1993*) (рис.10).

Аппроксимация полученных широтных вариаций интенсивности I, высоты максимума излучающего слоя Z_{max} и температуры атмосферы T на высоте максимума по модели CIRA-72 в диапазоне широт $60^{\circ}S - 60^{\circ}N$ имеют вид

$$I = 1.83 + 1.33\cos 2(\varphi - 83) + 0.38\cos 4(\varphi + 12) + 0.54\cos 6(\varphi + 56) + 0.10\cos 8(\varphi + 52)$$ Мрэлей,

$$Z = 129 + 11.5\cos 2(\varphi - 80) + 2.3\cos 4(\varphi + 29) + 2.0\cos 6(\varphi + 55) + 1.6\cos 8(\varphi + 49)$$ км,

$$T = 407 + 117\cos 2(\varphi - 86) + 18.2\cos 4(\varphi + 16) + 26.0\cos 6(\varphi + 55) + 7.9\cos 8(\varphi + 50)$$ К.

Заключение

На основе систематизации и анализа опубликованных в печати данных ракетных и спутниковых измерений ИК-потоков излучения атомарного кислорода 63 мкм, двуокиси углерода 15 мкм и окиси азота 5.3 мкм получены аналитические выражения, позволяющие описывать характер их высотного распределения, сезонное и широтное поведение, а также их поведение в зависимости от уровня солнечной активности.

Выполнен анализ фотохимических атмосферных процессов с участием этих компонентов, приводящих их в возбужденные состояния.

Выявлены зависимости интенсивностей эмиссий O, CO_2 и NO от уровня солнечной активности и получены их аналитические описания. Показано, что поведение интенсивностей этих эмиссии от солнечной активности имеет выраженный нелинейный характер.

Показано, что характер сезонных вариаций интенсивности излучения атомарного кислорода 63 мкм имеет максимум (~ 10%) в летний период. Показано, что сезонный ход интенсивности эмиссии 15 мкм CO_2 имеет минимум в летний период и максимум в зимний.

Среднегодовая зависимость интенсивностей излучения 15 мкм CO_2 и NO 5.3 мкм от географической широты показывает, что интенсивности этих эмиссий увеличиваются в обоих полушариях с ростом широты. В районе экватора наблюдается небольшой максимум интенсивностей этих излучений. В районе $\pm 30^0$ от экватора прослеживаются минимумы.

Таким образом, собранные и систематизированные данные многолетних измерений со спутников и ракет инфракрасного излучения молекул двуокиси углерода в 15 мкм, окиси азота в 5.3 мкм, и атомарного кислорода в 63 мкм позволили получить аналитические выражения, описывающие ряд пространственно-временных вариаций различных типов, которые дают возможность проводить учет вклада в различные временные интервалы времени в течение года (суточные вариации, сезонные и т д.) механизмов охлаждения верхних слоев атмосферы, обусловленные процессами с участием этих компонентов для различных условий солнечной активности.

Сбор, систематизация и анализ экспериментальных данных наблюдений параметров инфракрасного излучения верхней атмосферы выполнены в рамках базового финансирования программы ФНИ - Науки о Земле, п. 138. Аналитические выражения, описывающие вариации ИК излучения верхней атмосферы, получены при поддержке гранта РФФИ № 16-05-00120.

Литература

1. *Красовский В.И.* Штили и штормы в верхней атмосфере (Физика верхней атмосферы и околоземного пространства) / Москва. Наука. 1971. 135 с.
2. *Кутепов А.А., Швед Г.М.* Интенсивность радиации 4,3 и 15 мкм CO_2 в верхней атмосфере Земли в спокойных условиях // Космич. исслед. 1981. Т. 19. № 3. С. 483–486.
3. *Кутепов А.А., Швед Г.М.* Об охлаждении нижней термосферы излучением в 15 мкм полосе CO_2 // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 5. С. 551–553.
4. *Русанов В.Д., Фридман А.А.* Физика химически активной плазмы / Москва. Наука. 1984.416 с.
5. *Семенов А.И., Шефов Н.Н.* Вариации температуры и содержания атомарного кислорода в области мезопаузы и нижней термосферы при изменении солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 1999. Т. 39. № 4. С. 87–91.
6. *Семенов А.И., Шефов Н.Н.* Модель вертикального распределения концентрации атомарного кислорода в области мезопаузы и нижней термосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2005. Т. 45. № 6. С. 844–855.
7. *Семенов А.И., Шефов Н.Н., Медведева И.В.* Эмпирическая модель вариаций эмиссии континуума верхней атмосферы. 1. Интенсивность // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54 № 4. С. 528-539. DOI: 10.7868/S0016794014040154.
8. *Хворостовская Л.Э., Потехин И.Ю., Швед Г.М., Огибалов В.П., Узюкова Т.В.* Измерение константы скорости тушения CO_2 (01^10) атомами кислорода при низких температурах. Новая оценка скорости охлаждения нижней термосферы излучением в 15 мкм-полосе CO_2 // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38, № 5. С. 694–706.
9. *Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики / Москва. ГЕОС. 2006. 741 с.
10. *Adler-Golden S.M., Matthew M.W., Smith D.R.* Upper atmospheric infrared radiance from CO_2 and NO observed during the SPIRIT 1 rocket experiment // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. No. A7. P. 11319-11329.
11. *Baker K.D., Baker D.J., Ulwick J.C., Stair A.T.* Measurements of 1.5 – to 5.3 мкм infrared enhancements associated with a bright aurorae // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. No. 25. P. 3518–3528.
12. *Ballard J., Kerridge B.J., Morris P.E., Taylor F.W.* Observations of v = 1-0 emission from thermospheric nitric oxide by ISAMS // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. No. 12. P. 1311-1314.
13. Bates D. R. The temperature of the upper atmosphere // Proc. Phys. Soc. London. 1951. Sect. B. 64. P. 805– 821.
14. *Bermejo-Pantaleón D., Funke B., López-Puertas M., García-Comas M., Stiller G.P., von Clarmann T., Linden A., Grabowski U., Höpfner M., Kiefer M., Glatthor N., Kellmann S., Lu G.* Global observations of thermospheric temperature and nitric oxide from MIPAS spectra at 5.3 μm // J.Geophys. Res. 2011. V.116. No. A10313, doi:10.1029/2011JA016752.
15. *Caledonia G.E., Green B.D., Nadile R.M.* The analysis of SPIRE measurements of atmospheric limb $CO_2(v_2)$ fluorescence // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. No. A10. P. 9783–9788.
16. *Clark T.A., Naylor D.A., Boreiko R.T., Hoogerdijk J.M., Fitton B., Kessler M.F.* Downward flux of atmospheric 63-μm emission from atomic oxygen at balloon altitudes // Nature. 1985. V. 313. P. 206−207.
17. *Craig R.A., Gille J.C.* Cooling of the thermosphere by atomic oxygen // J. Atmos. Sci. 1969. V. 26. P. 205−209.
18. *Curtis A.R., Goody R.M.* Thermal radiation in the upper atmosphere // Proc. R. Soc. London. 1956. Ser. A. 236. P.193– 206.
19. Dalgarno A. Vibrationally excited molecules in atmospheric reactions // Planet. Space Sc. 1963. Vol. 10. P. 19–28.
20. *Degges T.C.* Vibrationally excited nitric oxide in the upper atmosphere // Appl. Opt. 1971. V. 10. No. 8. P. 1856–1860.
21. *Funke B., López-Puertas M., von Clarmann T., Stiller G.P., Fischer H., Glatthor N., Grabowski U., Höpfner M., Kellmann S., Kiefer M., Linden A., Tsidu G.M., Milz M., Steck T., Wang D.*Retrieval of stratospheric NOx from 5.3 and 6.2 μm nonlocal thermodynamic equilibrium emissions measured by Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding (MIPAS) on Envisat // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. No. D09302. doi:10.1029/2004JD005225.
22. *Gardner J. L., Funke B., Mlynczak M.G., López-Puertas M., Martin-Torres F.J., Russell J.M., Miller S.M., Sharma R.D., Winick J.R.* Comparison of nighttime nitric oxide 5.3 μm emissions in the

thermosphere measured by MIPAS and SABER // J. Geophys. Res. 2007. V. 112, No. A10301. doi:10.1029/2006JA011984.
23. *Grossmann K.U., Offermann D.* Atomic oxygen emission at 63 μm as a cooling mechanism in the thermosphere and ionosphere // Nature, London. 1978. V. 276. No. 5688. P. 594–595.
24. *Grossmann K.U., Barthol P., Frings W., Hennig R., Offermann D.* A new spectrometric measurement of atmospheric 63 μm emission // Adv. Space Res. 1983. V. 2. No. 10. P. 111–114.
25. *Grossmann K.U., Vollmann K.* Thermal infrared measurements in the middle and upper atmosphere // Adv. Space Res. 1997. V.13. P. 631–638.
26. *Kockarts G.* Nitric oxide cooling in the lower thermosphere // Geophys. Res. Lett. 1980. V. 7. P. 137–140.
27. *Lin F.J., Chance K.V., Traub W.A.* Atomic Oxygen in the lower thermosphere // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. N D4. P. 4325− 4336.
28. *Mlynczak, M. G.* 1997, Energetics of the mesosphere and lower thermosphere and the SABER experiment, Adv. Space Res. 1997. V. 20. No. 6. P.1177–1183. doi:10.1016/S0273-1177(97)00769-2.
29. *Mlynczak M. G., Martin-Torres F.J., Johnson D.G., Kratz D.P., Traub W.A., Jucks K.* Observations of the $O(^3P)$ fine structure line at 63 μm in the upper mesosphere and lower thermosphere // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. No. A12306, doi:10.1029/2004JA010595.
30. *Mlynczak M.G., Hunt L.A., Marshall B.T., Martin-Torres F.J., Mertens C.J., Russell J.M. Remsberg E.E., López-Puertas M., Picard R., Winick J., Wintersteiner P., Thompson R.E.,Gordley L.L.* // Observations of infrared radiative cooling in the thermosphere on daily to multiyear timescales from the TIMED/SABER instrument // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. No. A03309. doi:10.1029/2009JA014713.
31. *Nicolet M.* The solar spectral irradiance and its action in the atmospheric photodissociation processes // Planet. Space Sci. 1981. V. 29. No. 9. P. 951–974.
32. *Offermann D., Grossmann K.U.* Spectrometric measurement of atomic oxygen 63 μm emission in the thermosphere // Geophys. Res. Lett. 1978. V. 5. No. 5. P. 387–390.
33. *Ogawa T.* Excitation processes of infrared atmospheric emissions // Planet. Space Sci. 1976. V. 24. No. P. 749–756.
34. *Ogawa T., Kondo Y.* Diurnal variability of thermospheric N and NO // Planet. Space Sci. 1977. V. 25, No. 8. P. 735–742.
35. *Rothman L.S., Benedict W.S.* Infrared energy levels and intensities of carbon dioxide // Appl. Opt. 1978. V. 17. No. 16. P. 2605–2611.
36. *Rothman L.S., Clough S.A., McClatchey R.A., Young L.G., Snider D.E., Goldman A.* AFGL trace gas compilation // Appl. Opt. 1978. V. 17, No. 4. P. 507.
37. *Rothman L.S., Goldman A., Gillis J.R., Gamache R.R., Pickett H.M., Poynter R.L., Husson N., Chedin A.*. AFGL trace gas compilation: 1982 version // Appl. Opt. V. 22. No. 11. P. 1616–1627. 1983.
38. *Schurin B., Ellis R.E.* First and second – overtone intensity measurements for CO and NO // J. Chem. Phys. 1966. V. 45. No. 7. P. 2528–2532.
39. *Sharma R.D., Doethe H., von Esse F.* On the rotational distribution of the 5.3 μm "thermal" emission from nitric oxide in the terrestrial thermosphere // J. Geophys. Res. 1996a. V. 101. No. A8. P. 17129-17135.
40. *Sharma R. D., Doethe H., von Esse F., Kharchenko V.A., Sun Y., Dalgarno A.* Production of vibrationally and rotationally excited NO in the night time terrestrial atmosphere // J. Geophys. Res. 1996b. V.101. No. A9. P.19,707–19,713.
41. *Sharma, R. D., Duff J.W.* Determination of translational temperature of the high altitude terrestrial thermosphere from the rotational distribution of the 5.3 μm emission from NO (n = 1) // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24, No. 19. P. 2407–2410.
42. *Sharma, R. D., Doethe H., Duff J.W.* Model of the 5.3 μm radiance from NO during the sunlit terrestrial thermosphere // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. No. A7. P.14753–14768.
43. *Sharma R. D., Wintersteiner P. P., Kalogerakis K. S.* A new mechanism for OH vibrational relaxation leading to enhanced CO2 emissions in the nocturnal mesosphere // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. No. 11. P. 4639–4647. doi:10.1002/2015GL063724.
44. *Sheese P.E., Strong K., Gattinger R.L., Llewellyn E.J., Urban J., Boone C.D., Smith A.K.* Odin observations of Antarctic nighttime NO densities in the mesosphere–lower thermosphere and observations of a lower NO layer // J. Geophys. Res. 2013. V.118. P.7414–7425. doi:10.1002/jgrd.50563.

45. *Smith D.R., Ahmadjin M.* Observation of nitric oxide rovibrational band head emission in quiescent airglow during the CIRRIS 1A space shuttle experiment // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. No. 23. P. 2679-2682.
46. *Stair A. T. JK, Ulwick J. C., Baker K. D. and Baker D. J.* Atmosphere of the Earth and Planets / McCormack B. Ed D. Reidel Publishing. Dordrecht, Holland. 1975.
47. *Ulwick J.C., Baker K.D., Stair A.T., Frings W., Hennig R., Grossmann K.U., Hegblom E.R.* Rocket-borne measurements of atmospheric infrared fluxes // J. Atmos. Terr. Phys. 1985. V. 47. No. 1–3. P. 123–131.
48. *Witt G., Rose J., Llewellyn E.J.* The airglow continuum at high latitudes – an estimate of the NO concentration // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. No. A2. P. 623–628.
49. *Zachor A.S., Sharma R.D., Nadile R.M., Stair A.T.* Inversion of a spectrally resolved limb radiance profile for the NO fundamental band // J. Geophys. Res. V. 90. No. A10. P. 9776-9782. 1985

Вариации состава атмосферы над регионами Северной Евразии при погодно-климатических аномалиях в связи с атмосферными блокированиями

С.А. Ситнов [1], И.И. Мохов [1, 2]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Введение

Происходящие глобальные изменения климата увеличивают вероятность региональных погодно-климатических аномалий (ПКА), оказывающих влияние на газовый и аэрозольный состав атмосферы региона. Экстремальные ПКА отмечаются при продолжительном блокировании западного переноса воздушных масс в среднеширотной тропосфере - атмосферном блокировании (*Обухов и др. 1984*). Целью работы является мультиинструментальный комплексный анализ изменений газового и аэрозольного состава атмосферы в российских регионах при летних атмосферных блокированиях. Актуальность данного исследования связана с тем, что согласно модельным расчетам при продолжающемся потеплении климата следует ожидать учащения аномально продолжительных атмосферных блокирований (*Mokhov et al. 2014*).

База данных

Основой для анализа служили спутниковые данные - измерения: общего содержания озона (O_3), общего содержания формальдегида (CH_2O) и тропосферного содержания диоксида азота (NO_2) спектрометром OMI (Ozone Monitoring Instrument) (*Levelt et al. 2006*), расчеты УФ аэрозольного индекса (АИ) по данным OMI, измерения профиля O_3 лимбовым микроволновым радиометром MLS (Microwave Limb Sounder) (*Waters et al. 2006*), измерения общего содержания озона (OCO), общего влагосодержания (OB), а также аэрозольной оптической толщины (AOT) спектрорадиометрами MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) (*Salomonsen et al. 1989*), измерения профилей O_3, водяного пара (H_2O), монооксида углерода (CO) и метана (CH_4) ИК радиометром AIRS (Advanced Infrared Sounder) (*Aumann et al. 2003*) и общего содержания CO в атмосфере газокорреляционным радиометром MOPITT (Measurements of Pollution in the Troposphere) (*Drummond, Mand 1996*). К анализу привлекались также измерения озона на станциях мировой озонометрической сети (архив WOUDC), аэрологические данные, данные реанализа (*Kistler et al.2001*) и характеристики пожаров по данным MODIS (*Giglio et al 2016*). Источники использованных данных сведены в таблицу.

Данные (пространственное разрешение)	Интернет-адрес
OMI (0.25° × 0.25°)	http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/giovanni
MLS (400-500 км)	http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/giovanni
MODIS (1° × 1°)	http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/giovanni http://ladsweb.nascom.nasa.gov
AIRS (1° × 1°)	http://disc.sci.gsfc.nasa.gov/giovanni
MOPITT (1° × 1°)	http://eosweb.larc.nasa.gov
WOUDC	https://woudc.org
Аэрологические данные	http://www.weather.uwyo.edu/upperair
Характеристики пожаров: MODIS /Terra (1 км × 1 км)	https://earthdata.nasa.gov/earth-observation-data/near-real-time/firms

Метод

Для выявления эффектов ПКА на фоне значительной естественной изменчивости атмосферы наряду с анализом исходных измерений анализировались также аномалии (Δ) атмосферных параметров. Пространственные (долготно-широтные) распределения аномалий характеризовались отклонениями локальных средних величин атмосферных параметров в периоды блокирований от соответствующих многолетних средних величин. Временные вариации региональных аномалий характеризовались отклонениями текущих ежедневных региональных величин атмосферных параметров от соответствующих данному дню многолетних региональных величин.

Результаты и их обсуждение

Продолжительные летние атмосферные блокирования сопровождаются аномально жаркой погодой, отсутствием осадков, почвенной засухой и, часто, природными пожарами. Летом 2012 г. в Сибири отмечалась аномально жаркая погода, обусловленная чередой блокирующих антициклонов с частыми выносами в регион сухого жаркого воздуха из Средней Азии. Экстремальный режим погоды привел к развитию массовых лесных пожаров (рис. 1а). На рис. 1б-д представлены вариации ежедневного количества пожаров на европейской территории России (ЕТР: 50°-70° с.ш., 20°-60° в.д.), Западной Сибири (ЗС: 50°-70° с.ш., 60°-100° в.д.), Восточной Сибири (ВС: 50°-70° с.ш., 100°-140° в.д.) и Дальним Востоке (ДВ: 50°-70° с.ш., 140°-180° в.д.) летом 2012 г. по данным MODIS. На этих же рисунках показаны также вариации среднерегиональных величин аэрозольной оптической толщины (АОТ) по данным MODIS и содержания CO по данным MOPITT в атмосфере соответствующих регионов (АОТ при массовых пожарах определяется главным образом концентрацией в воздухе частиц дымового аэрозоля). Над ЕТР летом 2012 г. среднерегиональные величины АОТ были близки к фоновым (0.13), а увеличение содержания CO в атмосфере в августе было связано с сезонным ходом CO (*Ситнов и др. 2017а*). При незначительном количестве относительно слабых пожаров, преимущественно степной зоны, для ЕТР характерно отсутствие связи между вариациями суммарного количества пожаров и вариациями среднерегиональных величин АОТ и CO (рис. 1б), при слабой отрицательной корреляции вариаций АОТ и CO между собой (r = -0.3). Последняя особенность объясняется тем, что в отсутствие массовых пожаров источники аэрозоля и CO в атмосфере, вообще говоря, различные. В ЗС (ВС) КПП летом 2012 г. в 20 (25) раз превышало КПП на ЕТР (рис. 1а). При усилении пожаров среднерегиональные АОТ и CO над ЗС (ВС) достигали величин 1.01 и $3.11 \cdot 10^{18}$ молек./см^2 (0.88 и $4.15 \cdot 10^{18}$ молек./см^2), соответственно. Рост региональной АОТ при пожарах в указанных регионах (относительно допожарного периода) составил 5-6 раз, а CO - в 1.5-1.8 раза. В ЗС и ВС выявлена тесная связь вариаций региональных величин АОТ и CO с временной динамикой количества пожаров (рис. 1в, г), а также тесная связь вариаций АОТ и CO между собой (r = 0.7), поскольку при массовых пожарах АОТ и содержание CO в атмосфере сибирских регионов определялось, главным образом, пирогенной эмиссией аэрозольных частиц и молекул CO. Количество пожаров на ДВ летом 2012 г. было в целом невелико (рис. 1а) и при слабой корреляции вариаций АОТ и CO с региональной пожарной активностью довольно неожиданными являются высокие среднерегиональные значения АОТ и CO, достигавшиеся над ДВ (до 2.08 и $3.92 \cdot 10^{18}$ молек./см^2), а также высокая корреляция ежедневных среднерегиональных величин АОТ и CO между собой, достигавшая 0.8, что характерно для воздушных масс, загрязненных продуктами горения (рис. 1д). Проведенный анализ показал, что отмеченную особенность можно связать с дальним атмосферным переносом на ДВ продуктов горения лесов из ВС. Вариации АОТ и CO над ДВ летом 2012 г. положительно коррелировали со средним зональным ветром u над областью 55°-65° с.ш., 120°-150° в.д., причем наиболее тесная связь вариаций АОТ и CO с u отмечалась на уровне 300 гПа (0.61 и 0.50, соответственно).

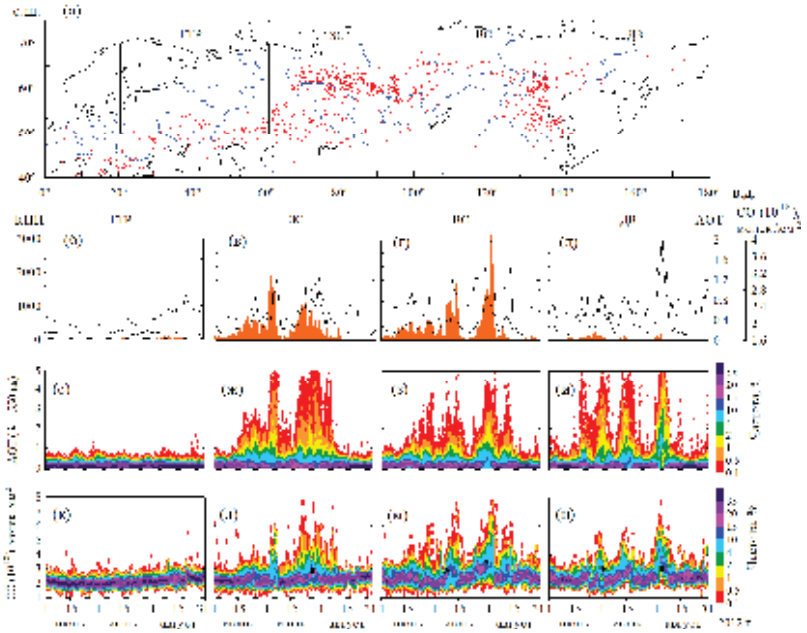


Рис. 1. Пространственное распределение количества пожарных пикселей (КПП) на территории Северной Евразии летом 2012 г. (а), временные вариации КПП (тон), АОТ (сплошная кривая) и CO (пунктир) на/над ЕТР (б), ЗС (в), ВС (г) и ДВ (д), ежедневные функции распределения величин АОТ над ЕТР (е), ЗС (ж), ВС (з) и ДВ (и), ежедневные функции распределения содержаний CO в атмосфере над ЕТР (к), ЗС (л), ВС (м) и ДВ (н) в июле-августе 2012 г.

Дальний перенос продуктов горения является одной из современных глобальных проблем, поскольку может приводить к сильному загрязнению атмосферы регионов, удаленных на сотни и даже тысячи километров от мест пожаров. Случаи дальнего переноса в атмосфере продуктов горения сибирских лесов с запада на восток ранее неоднократно отмечались в научной литературе (см., например, *Teakles et al. 2017*) и связаны с преобладанием в среднеширотной тропосфере западных ветров. Более редкими являются случаи аномального – восточного переноса продуктов горения. В (*Ситнов и др. 2017б,в*) были исследованы причины переноса дымового аэрозоля и CO от пожаров сибирских лесов в Европу в июле 2016 г. Результаты анализа показали, что аномальному дальнему переносу в атмосфере продуктов горения (со скоростью около 5 м/с) способствовало преимущественное расположение над центром Евразии области высокого давления к северу от области низкого давления, характерное для атмосферного блокирования дипольного типа. В антициклоне воздух циркулирует по часовой стрелке, в циклоне - против, в результате на границе раздела областей высокого и низкого давления, отмечавшейся вблизи 60-й параллели, перенос воздуха осуществлялся с востока на запад на расстояние до 5000 км. Случай аномального *трансграничного* переноса дыма от пожаров североамериканских лесов на территорию России в августе 2004 г. был выявлен в (*Ситнов, Мохов 2017*) и также был обусловлен дипольным типом атмосферного блокирования с расположением антициклона над Чукотским морем и циклона - над югом Баренцева моря. В отличие от западного переноса,

наиболее интенсивного в верхней тропосфере, восточный перенос продуктов горения осуществлялся преимущественно в нижней тропосфере.

Вследствие отличий распределений АОТ и СО при пожарах от нормальных, представление АОТ и СО средними величинами (рис. 1б-д) является не вполне корректным. Адекватное и более полное представление о величинах АОТ и СО, отмечавшихся при пожарах, дает анализ изменений ежедневных эмпирических функций распределений АОТ (рис. 1е-и) и СО (рис. 1к-н) над рассматриваемыми регионами. Согласно рис. 1ж и 1и в конце июля над ЗС и в начале августа над ДВ величины АОТ (550 нм) в разрешении 1° × 1° (L3) по данным MODIS достигали 5, что в 30-40 раз выше соответствующих величин АОТ в допожарный период. Это также означает, что часть измерений АОТ в исходном разрешении 10 км × 10 км (L2) превышала 5 и свидетельствует о необходимости расширения верхнего предела рабочего диапазона алгоритма MODIS. По данным MOPITT содержание СО в атмосферном столбе в периоды максимального развития лесных пожаров в Сибири в разрешении 1° × 1° достигало $8 \cdot 10^{18}$ молек./см^2, что 3-4 раза выше соответствующих величин содержаний СО в допожарный период.

Над областями пожаров, сопровождавших продолжительные атмосферные блокирования, по данным OMI выявлено увеличение атмосферных содержаний CH_2O и NO_2 (*Sitnov, Mokhov 2017*). Вследствие короткого времени жизни молекул CH_2O и NO_2 в атмосфере рост содержаний формальдегида и диоксида азота в атмосфере над очагами горения можно связать с пирогенной эмиссией CH_2O и NO_2 при горении биомассы. Над кластерами наиболее интенсивных пожаров на ЕТР (52°-57° с.ш., 38°-49° в.д.) в период их максимального развития (1-10 августа 2010 г.) и в ЗС (57°-62° с.ш., 85°-98° в.д.) - 22-31 июля 2012 г. среднее содержание CH_2O в атмосфере составило $2.45 \cdot 10^{16}$ молек./см^2 и $1.47 \cdot 10^{16}$ молек./см^2, соответственно, что 2 раза превышает содержание CH_2O над указанными территориями в отсутствие пожаров. Максимальное ежедневное локальное содержание CH_2O достигало над ЕТР (ЗС) $9.3 \cdot 10^{16}$ ($1.0 \cdot 10^{17}$) молек./см^2. Средние тропосферные содержания NO_2 над теми же областями в те же периоды составили $2.0 \cdot 10^{15}$ молек./см^2 и $1.2 \cdot 10^{15}$ молек./см^2, что в 1.2 раза выше содержаний NO_2 над соответствующими территориями в отсутствие пожаров, при этом ежедневное локальное содержание NO_2 в атмосфере над ЕТР достигало $2.5 \cdot 10^{16}$ молек./см^2, а над ЗС - $1.2 \cdot 10^{16}$ молек./см^2. Отношение содержаний CH_2O и NO_2 в атмосфере сходным образом менялось в зависимости от пожарной обстановки – над обеими территориями в отсутствие пожаров отношение CH_2O к NO_2 составляло 7-8, а в периоды максимального развития пожаров - достигало 12.

При летних атмосферных блокированиях выявлено также увеличение *региональных* содержаний CH_2O в атмосфере. По данным OMI ежедневное содержание CH_2O над ЕТР летом 2010 г. и над ЗС летом 2012 г. достигало $1.7 \cdot 10^{16}$ молек./см^2 и $1.4 \cdot 10^{16}$ молек./см^2, соответственно (увеличение на 72% и 55% по отношению к соответствующему многолетнему содержанию CH_2O). В качестве примера на рис. 2 показаны изменения содержания CH_2O в атмосфере над областью ЕТР: 45°-65° с.ш, 30°-60° в.д. в мае-сентябре 2010 г. Выявлены существенные различия функций распределений CH_2O в периоды высокой и низкой пожарной активности (рис. 2б) - модальное значение CH_2O при пожарах (в спокойные периоды) составило 14.5 (8.5) $\cdot 10^{15}$ молек./см^2, при этом распределение CH_2O при пожарах характеризовалось в 1.5 раза большей полушириной, чем в их отсутствие. Отмеченные различия свидетельствуют о влиянии пирогенной эмиссии формальдегида на региональное содержание CH_2O. Вместе с тем локальные максимумы аномалий короткоживущего CH_2O (время жизни молекулы CH_2O в тропосфере составляет несколько часов) в целом слабо связаны с пространственным распределением очагов горения (рис. 2а). Из рис. 2а видно, что область повышенных содержаний CH_2O примерно совпадает с областью аномалий приповерхностной температуры, превышавших 10 °С и согласована с полем ветра в нижней тропосфере.

Результаты проведенного анализа свидетельствуют о тесной связи вариаций ежедневного регионального содержания CH_2O над ЕТР и ЗС с дневной региональной приповерхностной температурой T_s, отмечавшейся как при пожарах, так и в их отсутствие (*Sitnov, Mokhov 2017*). Высокая положительная корреляция CH_2O с T_s над ЕТР (r = 0.81) отмечалась, в частности, в допожарный период - 1 мая-22 июля 2010 г. (рис. 2в), при этом связь CH_2O с T_s в этот период близка к линейной (рис. 2г). Для допожарного периода на основе линейной регрессии получена оценка чувствительности межсуточных изменений CH_2O к соответствующим изменениям T_s, составившая $\Delta CH_2O/\Delta T_s = 0.45 \cdot 10^{15}$ молек.см$^{-2}$ /°C или 4.5% /°C (по отношению к соответствующему многолетнему содержанию CH_2O над ЕТР). Положительную корреляцию содержания CH_2O в атмосфере с приповерхностной температурой можно связать с фотохимическим образованием формальдегида при окислении изопрена (C_5H_8), эмитируемого растениями. При повышении приземной температуры и малооблачной засушливой погоде, связанной с летними блокированиями, биогенная эмиссия изопрена усиливается, достигая максимума при 35-40°C (*Guenther et al. 1993*).

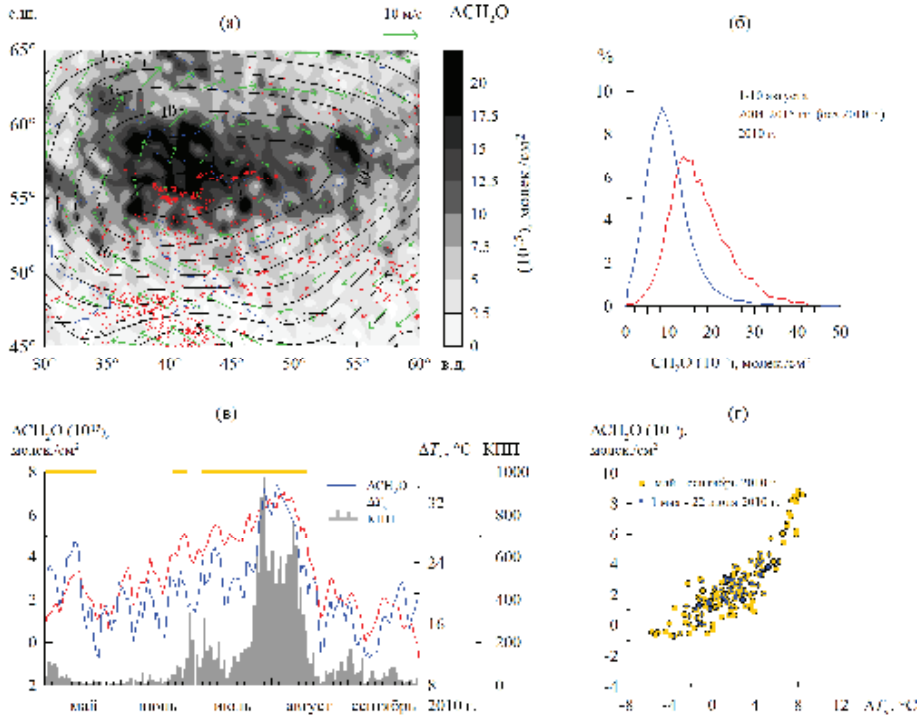


Рис. 2. а - Пространственные распределения аномалий CH_2O (тон), пожаров (мелкие красные крестики), аномалий температуры на уровне 1000 гПа (изолинии, °C) и векторов среднего ветра на уровне 850 гПа (стрелки) 1-10 августа 2010 г., б - функции распределения CH_2O над областью ЕТР (45°-65° с.ш., 30°-60° в.д.), в – аномалии CH_2O и приповерхностной температуры T_s, а также КПП над ЕТР в мае-сентябре 2010 г. (вверху оранжевой полосой показаны эпизоды атмосферного блокирования), г - ежедневные аномалии CH_2O в зависимости от аномалий T_s над ЕТР.

Проанализирована связь аномалий CH_4 и аномалий T_s при ПКА над севером ЗС летом 2016 г. на основе данных AIRS (*Ситнов, Мохов 2018*). Причиной аномально жаркой погоды в указанном регионе было продолжительное расположение над севером ЗС обширной области высокого давления, к югу от которой располагалась область низкого давления, что характерно для дипольного типа атмосферного блокирования (рис. 3а). С областью высокого

давления были связаны положительные аномалии приповерхностной температуры в субарктической зоне с максимальными значениями ΔT_s до 10 °C на полуострове Ямал (рис. 3а).

Пространственное распределение аномалий общего содержания (ОС) CH_4 и отношения смеси CH_4 на уровне 500 гПа также характеризовались положительными аномалиями CH_4 над севером ЗС (рис. 3в) с локальными максимумами Δ ОС CH_4 над Ямалом ($5.7 \cdot 10^{17}$ молек./см^2 или 1.5% относительно соответствующего многолетнего значения ОС CH_4 в июле 2003-2015 гг.), Таймыром ($6.2 \cdot 10^{17}$ молек./см^2 или 1.6%) и вблизи Игарки ($6.5 \cdot 10^{17}$ молек./см^2 или 1.8%) и с максимумами ΔCH_4 (500 гПа) над Ямалом (27 ppbv или 1.5%) и плато Путорана (30 ppbv или 1.6%). Существенно, что величины отмеченных аномалий метана сопоставимы с внутригодовыми вариациями CH_4 над севером Западной Сибири. Сравнение рис. 3а с рис. 3б свидетельствует о подобии пространственных распределений аномалий T_s и CH_4 с долготным чередованием областей с разным знаком аномалий ΔCH_4 и ΔT_s в субполярных и полярных широтах. Известно, что изменения температуры, наряду с изменениями влажности почвы и уровня грунтовых вод, регулируют почвенную эмиссию углеродосодержащих соединений (*Смагин и др. 2010*). В криолитзоне, в частности, повышение приземной температуры приводит к оттаиванию мерзлых почв и способствует увеличению эмиссии метана с заболоченных и обводненных территорий (*Мохов и др. 2007*).

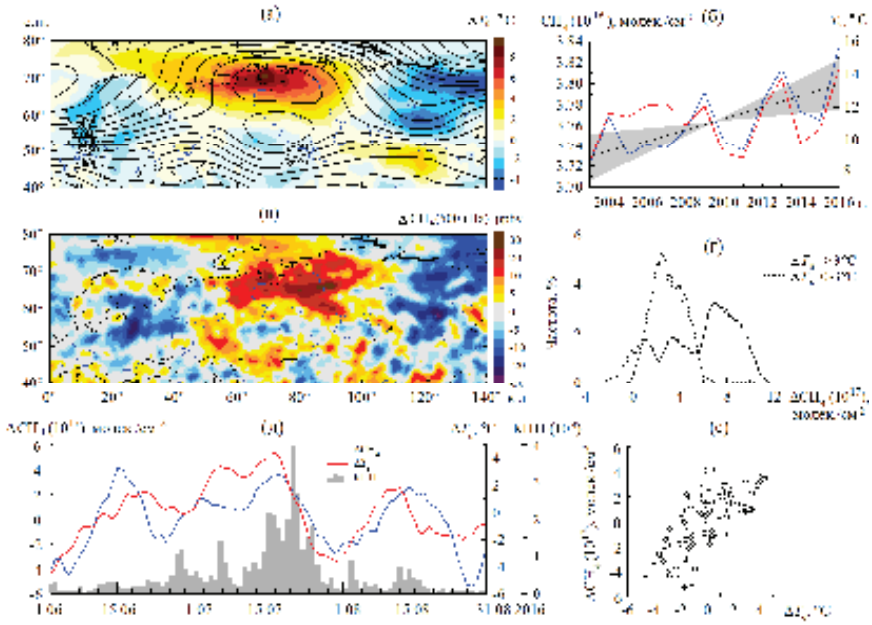


Рис. 3. а - высота геопотенциальной поверхности 500 гПа (изолинии, гп. м.) и ΔT_s (цвет) 1-20 июля 2016 г., б - вариации июльских величин T_s и ОС CH_4 над севером Западной Сибири (65°-75° с.ш., 60°-100° в.д.) в период 2003-2016 гг., показан также линейный тренд ОС CH_4 (прямая линия) и его 95% доверительные интервалы (тон), в - аномалии отношения смеси CH_4 на уровне 500 гПа 1-20 июля 2016 г., г - частотные распределения аномалий ОС CH_4 над севером Евразии (50°-80° с.ш., 0°-140° в.д.) 1-20 июля 2016 г. при различных ΔT_s, д - ежедневные аномалии ОС CH_4 и T_s над севером Западной Сибири и количество пожарных пикселей (КПП) в сибирском регионе (55°-75° с.ш., 60°-120° в.д.) летом 2016 г., е - аномалии ОС CH_4 в зависимости от аномалий T_s над севером Западной Сибири.

Связь пространственных распределений аномалий CH_4 и T_s, проявляется в принципиальных различиях функций распределений ΔCH_4 при различиях приповерхностной температуры (*Ситнов, Мохов 2018*). Результаты проведенного анализа свидетельствуют, в частности, что при $\Delta T_s < -3$°C распределение величин ΔCH_4 унимодальное с пиком около $2 \cdot 10^{17}$ молек./см^2, тогда как при $\Delta T_s > 3$°C распределение величин ΔCH_4 – полимодальное, с главным пиком на $7 \cdot 10^{17}$ молек./см^2 и более слабыми дополнительными пиками вблизи $1 \cdot 10^{17}$ молек./см^2 и $3 \cdot 10^{17}$ молек./см^2 (рис. 3г).

Выявлена также связь временных вариаций ежедневных региональных аномалий CH_4 и T_s (рис. 3д). Согласно рис. 3д летом 2016 г. на севере Западной Сибири были отмечены волны тепла в июне, июле и августе, каждая из которых сопровождалась увеличением регионального содержания CH_4. Полученные результаты свидетельствуют, что в формирование положительной корреляции ΔCH_4 и ΔT_s на севере Западной Сибири летом 2016 г. существенный вклад вносили внутрисезонные вариации с периодом, превышающим характерный синоптический период. Это подтверждается результатами кросс-вейвлетного анализа аномалий CH_4 и T_s – их значимая когерентность проявляется для характерных периодов около 3 недель и более. На основе линейной регрессии (рис. 3е) оценена чувствительность межсуточных изменений содержания метана в атмосфере к соответствующим изменениям приповерхностной температуры $\Delta CH_4 / \Delta T_s = 7.5 \cdot 10^{16}$ молек.·см$^{-2}$/°C или 0.2 %/°C по отношению к среднерегиональному июльскому содержанию CH_4 в атмосфере в 2003-2007 гг. ($3.74 \cdot 10^{19}$ молек./см^2) (*Ситнов, Мохов 2018*).

Значимым естественным источником метана в атмосфере являются природные пожары. Летом 2016 г. массовые пожары на территории Восточной Сибири были сосредоточены к югу от области повышенного содержания CH_4 в атмосфере. Атмосферная циркуляция способствовала распространению продуктов горения с востока на запад южнее региона с положительной аномалией CH_4 – приблизительно вдоль 60°с.ш. (*Ситнов и др. 2017б,в*). На основе корреляционного анализа ΔCH_4 с пожарной активностью на территории Сибири (55°-75°с.ш., 60°-120°в.д.) значимой связи аномалий содержания CH_4 в атмосфере над севером Западной Сибири с лесными пожарами в Сибири не выявлено (рис. 4д).

Связь CH_4 с T_s проявляется также в межгодовых вариациях CH_4 и T_s (рис. 3б). Среднерегиональные июльские величины CH_4 и T_s на севере Западной Сибири в 2003-2016 гг. в целом положительно коррелировали между собой (сбой отмечен лишь 2006-2008 гг.). Положительная корреляция июльских величин CH_4 и T_s отчасти связана с однонаправленными тенденциями CH_4 и T_s, отмечавшимися в данном регионе в период 2003-2016 гг. Изменения метана в июле на севере Западной Сибири в указанный период характеризовались положительным линейным трендом 5.4 ($\pm$3.6)·10^{16} молек.·см$^{-2}$/год или 1.5 ($\pm$1.0) %/10 лет, статистически значимым на уровне значимости 0.05 (в скобках - ±95%-ные доверительные интервалы тренда). Соответствующие изменения приповерхностной температуры также характеризовались положительным, но статистически незначимым линейным трендом 1.1 ($\pm$2.5) °C/10 лет. На основе линейной регрессии после удаления линейных трендов (рис. 3д) получена оценка чувствительности межгодовых вариаций содержания метана в атмосфере к межгодовым вариациям приповерхностной температуры $\Delta CH_4/\Delta T_s = 1.1 \cdot 10^{17}$ молек.·см$^{-2}$/°C или 0.3 %/°C (*Ситнов, Мохов 2018*). Характерно, что чувствительность межгодовых изменений CH_4 к изменениям T_s выше чувствительности межсуточных вариаций CH_4 к соответствующим вариациям T_s.

Анализ спутниковых и аэрологических данных, а также данных озонного зондирования показал увеличение содержания водяного пара (ВП, H_2O) и уменьшение содержания озона (O_3) в атмосфере над областями блокирований (*Ситнов, Мохов 2013, Ситнов и др. 2015, Ситнов, Мохов 2015, 2016*). Общее влагосодержание (ОВ) и общее содержание озона (ОСО) в области блокирующего антициклона над ЕТР летом 2010 г. характеризовалось положительными аномалиями ОВ с локальными величинами до 11 кг м$^{-2}$ (или 54% от соответствующего многолетнего значения) (рис. 4а) и отрицательными аномалиями ОСО - до -33 единиц Добсона (е.Д.) или -10% (рис. 4б). Смежные с областью

блокирования регионы к востоку и западу, напротив, характеризовались положительными аномалиями ОСО (до 50 е.Д.) и отрицательными аномалиями ОВ (-4 кг м$^{-2}$). Отмечена тесная отрицательная пространственная корреляция аномалий ОСО и ОВ над северо-западом Евразии (45°-75° с.ш., 15° з.д.-105° в.д.): r = -0.71 (с 95%-ным доверительным интервалом -0.73, -0.69) (*Sitnov et al. 2017*). Уменьшение ОСО и увеличение ОВ в областях блокирований обусловлено главным образом динамическими причинами и связано с особенностями региональной атмосферной циркуляции при омега-блокировании - квазигоризонтальной адвекцией обогащенного водяным паром, но обедненного озоном субтропического воздуха на север ЕТР над западной и северной периферией антициклона (рис. 4а (ветер)), и повышением высоты тропопаузы (ср. рис. 4д с рис. 4е). Дополнительно уменьшение ОСО можно связать с фотохимическим разрушением озона в связи с адвекцией ВП через разрыв тропопаузы непосредственно из низкоширотной тропосферы в нижнюю стратосферу над областью блокирования и усиления в связи с этим разрушения озона в водородном каталитическом цикле.

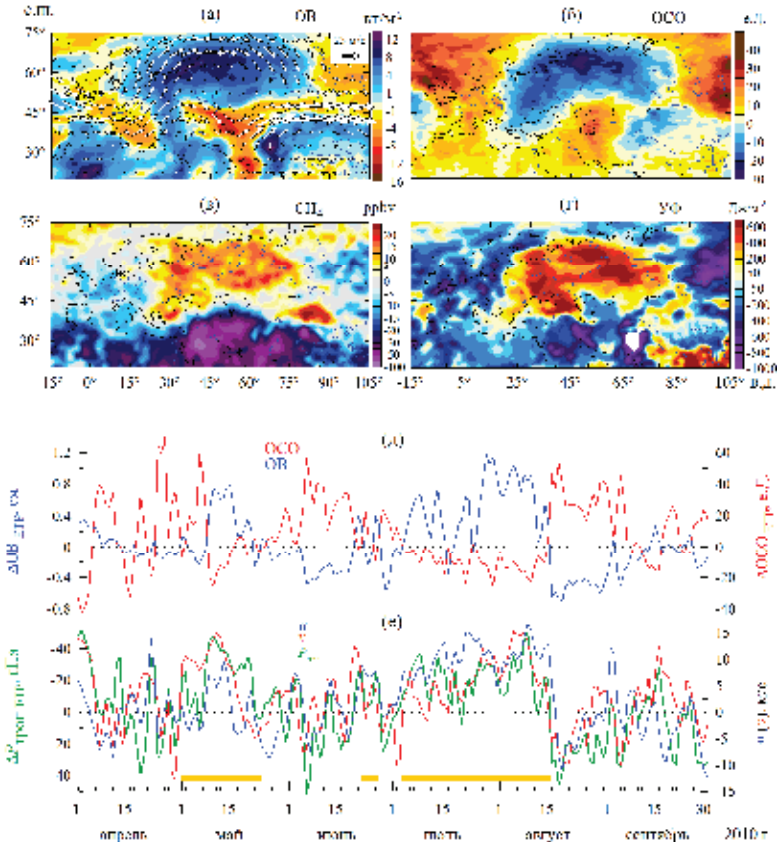


Рис. 4. Пространственные распределения 1-10 августа 2010 г. аномалий ОВ (а) (стрелками показаны векторы результирующего ветра на уровне 200 гПа), аномалий ОСО (б), аномалий отношения смеси CH_4 на уровне 160.5 гПа (в) и ежедневной дозы эритемной УФ радиации с учетом облачности (г), а также вариации в апреле-сентябре 2010 г. региональных аномалий ОВ и ОСО над севером ЕТР (60°-70° с.ш., 30°-60° в.д.) (д), аномалий давления на уровне тропопаузы $P_{\text{троп}}$ над севером ЕТР, меридионального ветра v над Европой (45°-75° с.ш., 15°-30°в.д.) и зонального ветра u над субарктической зоной (65°-75° с.ш., 30°-60° в.д.) на уровне 200 гПа (е), (а, в – данные AIRS, б, г - данные OMI, д – данные MODIS, е – данные NCEP/NCAR реанализа; оранжевой полосой показаны эпизоды атмосферного блокирования).

На основе модели линейной регрессии для летнего периода 2010 г. получены оценки чувствительности региональных аномалий ОСО и ОВ над севером ЕТР (60°-70° с.ш., 30°-60° в.д.) (рис. 4е) к вариациям высоты тропопаузы в указанном регионе, а также к вариациям зонального ветра над северной периферией антициклона (65°-75° с.ш., 30°-60° в.д.) и меридионального ветра над его западной периферией (45°-75° с.ш., 15°-30° в.д.) (рис. 4д). Полученные результаты свидетельствуют, что аномалии ОСО и ОВ характеризовались наибольшей чувствительностью к изменениям давления на уровне тропопаузы (ΔОСО/$\Delta P_{\text{троп}}$ =0.90 е.Д./гПа и ΔОВ/$\Delta P_{\text{троп}}$ =-0.86 см/гПа) и достаточно высокой чувствительностью к изменениям зонального ветра над северной периферией антициклона (ΔОСО/u =-0.87 е.Д./м $с^{-1}$ и ΔОВ/u =0.78 см/ м $с^{-1}$) и изменениям меридионального ветра над западной периферией антициклона (ΔОСО/v =-0.65 е.Д./м $с^{-1}$, ΔОВ/v =0.69 см/ м $с^{-1}$). Наиболее тесная связь аномалий ОСО и ОВ с u и v была отмечена с ветровыми компонентами на уровне 200 гПа - в области среднеширотной тропопаузы, что свидетельствует о ключевой роли вихре-волновой динамики в формирование аномалий ОСО и ОВ при развитии омега-блокирования над ЕТР летом 2010 г.

Анализ изменений метана свидетельствует, что в нижней стратосфере над областью блокирования в первой декаде августа 2010 г. отмечалось повышенное (на 10-20 ppb) отношение смеси CH_4 (рис. 4б). Поскольку климатологическое пространственное распределение метана в стратосфере характеризуется уменьшением в направлении с юга на север, увеличение CH_4 в нижней стратосфере над областью блокирования также могло быть связано с адвекцией на север ЕТР богатого метаном воздуха из более низких широт в тыловой части *стратосферного* антициклона, отмечавшегося в период блокирования (*Sitnov et al. 2017*).

Вертикальная структура аномалий региональных содержаний O_3 над севером ЕТР (60°-70° с.ш., 30°-60° в.д.) при весеннем и летнем блокированиях 2010 г. характеризовалась отрицательными аномалиями озона в тропосфере и нижней стратосфере, при доминировании положительных аномалий O_3 в средней и верхней стратосфере. Экстремальные отрицательные аномалии озона достигали -0.18 ppm на уровне 150 гПа (-23% относительно многолетнего содержания озона на указанном уровне) при весеннем эпизоде блокирования и -0.26 ppm (-11%) на уровне 50 гПа - при летнем. Профиль ВП в периоды блокирований над ЕТР (рис. 2б) характеризовался положительными аномалиями H_2O в тропосфере и нижней стратосфере, достигавшими объемных отношений смеси $3.5 \cdot 10^{-3}$ и $6 \cdot 10^{-3}$ в нижней тропосфере и 3.2 ppm (39%) и 6.6 ppm (43%) в нижней стратосфере весной и летом 2010 г., соответственно (*Ситнов, Мохов 2015, Sitnov et al. 2017*).

С привлечением данных измерений УФ радиации спутниковым спектрометром OMI получены оценки увеличения интенсивности биологически активной солнечной УФ радиации в связи с уменьшением облачного покрытия и ОСО над областями блокирований. При атмосферном блокировании над ЕТР летом 2010 г. над севером ЕТР в период 1-10 августа 2010 г. отмечено увеличение ежедневной эритемной дозы УФ облучения с локальными (1°×1°) величинам до 20% (рис. 4е) (*Ситнов и др. 2015*).

Заключение

Анализ данных спутниковых, зондовых и наземных систем измерений радиационно- и химически активных атмосферных газов (O3, H_2O, CO, NO_2, CH_2O, CH_4), а также оптических и микрофизических характеристик атмосферного аэрозоля выявил ряд ключевых факторов, ответственных за изменения газового и аэрозольного состава атмосферы при погодно-климатических аномалиях, связанных с атмосферным блокированием в российских регионах. Наиболее существенные изменения состава региональной атмосферы связаны с пирогенной эмиссией примесей - при массовых лесных пожарах, часто сопровождающих продолжительные атмосферные блокирования, АОТ увеличивается в 30-40 раз, а содержание CO в атмосферном столбе - в 3-4 раза. Помимо АОТ и CO, в атмосфере над очагами горения отмечается увеличение содержания CH_2O (в 2 раза) и NO_2 (в 1.2 раза). Повышение

температуры в нижней тропосфере и малооблачная засушливая погода в области блокирования вызывают абиотический стресс растительности и как следствие усиление эмиссии изопрена, окисление которого в атмосфере приводит к увеличению регионального содержания CH_2O (+70%). При атмосферных блокированиях в субарктической зоне повышение температуры поверхности способствует оттаиванию мерзлых почв и увеличивает эмиссию CH_4 с заболоченных и обводненных территорий, что приводит к увеличению содержания CH_4 в атмосфере над областью блокирования (до 2%). Помимо изменений состава атмосферы, вследствие пирогенной, биогенной и почвенной эмиссии, причиной изменений состава атмосферы при атмосферных блокированиях являются региональные особенности крупномасштабной атмосферной циркуляции. Вследствие адвекции обедненного озоном, но обогащенного водяным паром субтропического воздуха и повышения высоты тропопаузы в области блокирования отмечается увеличение ОВ (на 50-70%) и уменьшение ОСО (на 10-15%). Уменьшение ОСО в области блокирования, при малооблачной погоде и высоком положении Солнца над горизонтом, сопровождается существенным (до 20%) увеличением биологически активной солнечной УФ радиации. При дипольном типе блокирования особенности атмосферной циркуляции способствуют дальнему аномальному (восточному) переносу продуктов горения и могут быть причиной существенных изменений состава атмосферы регионов, удаленных на тысячи километров от источников загрязнений.

Благодарности. Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, соглашение № 14.616.21.0082 (RFMEFI61617X0082).

Литература

1. *Мохов И.И., Елисеев А.В., Денисов С.Н.* Модельная диагностика изменений эмиссии метана болотными экосистемами во второй половине XX века с использованием данных реанализа //Докл. АН. 2007. Т. 417. № 2. С. 258-262.
2. *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.
3. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Содержание водяного пара над европейской частью России в период летних пожаров летом 2010 года // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2013. Т. 49. № 4. С. 414-429.
4. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Аномалии содержания водяного пара в атмосфере над европейской территорией России в условиях блокирующего антициклона летом 2010 г. // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Сб. трудов Международной конференции, посвященной памяти академика А.М. Обухова. М.: ГЕОС, 2014. 696 с.
5. *Ситнов С.А., Мохов И.И., Лупо А.Р., Тимажев А.В*. Взаимосвязь динамики и состава атмосферы при атмосферном блокировании на европейской территории России летом 2010 г. // Международный симпозиум по атмосферной радиации и динамике "МСАРД–2015". Тезисы докладов. СПб: Изд-во СПбГУ, 2015, С. 16-17.
6. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Формирование озоновой "мини-дыры" в условиях продолжительного блокирующего антициклона в атмосфере над европейской территорией России летом 2010 года // Докл. АН. 2015. Т. 460. № 1. С. 74-78.
7. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Особенности поля общего содержания озона при атмосферном блокировании над европейской территорией России летом 2010 года (по спутниковым данным) // Метеорол. и гидрол. 2016. № 1. С. 41-52.
8. *Ситнов С.А., Мохов И.И., Джола А.В.* Общее содержание оксида углерода в атмосфере над российскими регионами по спутниковым данным // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017а. Т. 53. № 1. С. 38-55.
9. *Ситнов С. А., Мохов И.И., Горчаков Г.И.* Связь задымления атмосферы европейской территории России летом 2016 года с лесными пожарами в Сибири и аномалиями атмосферной циркуляции // Докл АН. 2017б. Т. 472. № 4. С. 456–461.

10. *Ситнов С.А., Мохов И.И., Горчаков Г.И., Джола А.В.* Дымная мгла над европейской территорией России летом 2016 года: связь с лесными пожарами в Сибири и аномалиями атмосферной циркуляции // Метеорология и гидрология. 2017в. № 8. С. 50-63.
11. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Аномальный трансграничный перенос продуктов горения от североамериканских лесных пожаров в северную Евразию // Докл. АН. 2017. Т. 475. № 3. С. 320-324.
12. *Ситнов С.А., Мохов И.И.* Аномалии содержания метана в атмосфере над севером Евразии летом 2016 года // Докл. АН. 2018. Т. 480. № 2. С. 223-228.
13. *Смагин А.В., Садовникова Н.Б., Щерба Т.Э., Шнырев Н.А.* Абиотические факторы дыхания почв // Экологический вестник Северного Кавказа. 2010. Т.6. №1. С. 5-13.
14. *Aumann H. H., Chahine M. T., Gautier C., Goldberg M.D., Kalnay E., McMillin L.M., Revercomb H., Rosenkranz P.W., Smith W.L., Staelin D.H., Strow L.L., Susskind J.* AIRS/AMSU/HSB on the Aqua mission: Design, science objectives, data products, and processing systems // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2003. V. 41. P. 253–264.
15. *Drummond J.R., Mand G.S.* The measurements of pollution in the troposhere (MOPITT) instrument: Overall perfomance and calibration requirements // J. Atmos. Oceanic Tech. 1996. V. 13. P. 314-320.
16. *Giglio L., Schroeder W., Justice C.O.* The collection 6 MODIS active fire detection algorithm and fire products // Rem. Sens. Environ. 2016. V. 178. P. 31–41.
17. *Guenther A.B., Zimmerman P.R., Harley P.C., Monson R.K., Fall R.* Isoprene and monoterpene emission rate variability: Model evaluations and sensitivity analyses // J. Geophys. Res. 1993. V. 98(D7). P. 12609-12617.
18. *Kistler R., Collins W., Saha S., White G., Woollen J., Kalnay E., Chelliah M., Ebisuzaki W., Kanamitsu M., Kousky V., van dan Dool H., Jenne R., Fiorino M.* The NCEP-NCAR 50-year reanalysis: Monthly means CD–ROM and documentation // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2001. V. 82. P. 247-267.
19. *Levelt P.F., van den Oord G.H.J., Dobber M.R. et al.* The Ozone Monitoring Instrument // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2006. V. 44. № 5. P. 1093-1101.
20. *Mokhov I.I., Timazhev A.V., Lupo A.R.* Changes in atmospheric blocking characteristics within Euro-Atlantic region and Northern Hemisphere as a whole in the 21st century from model simulations using RCP anthropogenic scenarios // Global Planet. Change. 2014. V. 122. P. 265-270.
21. *Salomonson V.V., Barnes W.L., Maymon P.W., Montgomery H.E., Ostrow H.* MODIS, advanced facility instrument for studies of the Earth as a system // IEEE T. Geosci. Remote Sens. 1989. V. 27. P. 145–153.
22. *Sitnov S.A., Mokhov I.I.* Formaldehyde and nitrogen dioxide in the atmosphere during summer weather extremes and wildfires in European Russia in 2010 and Western Siberia in 2012 // Int. J. Remote Sens. 2017. V. 38. 4086-4106.
23. *Sitnov S.A., Mokhov I.I., Lupo A.R.* Ozone, water vapor, and temperature anomalies associated with atmospheric blocking events over Eastern Europe in spring - summer 2010 // Atmos. Environ. 2017. V. 164. P.180-194.
24. *Teakles A., So R., Ainslie B., Nissen R., Schiller C., Vingarzan R., McKendry I., Macdonald A.M., Jaffe D.A., Bertram A.K., Strawbridge K.B., Leaitch W.R., Hanna S., Toom D., Baik J., Huang L.* Impacts of the July 2012 Siberian Fire Plume on Air Quality in the Pacific Northwest // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 2593–2611.
25. *Waters J.W., Froidevaux L., Harwood R.S., Jarnot R.F., Pickett H.M., Read W.G., Siegel P.H., Cofield R.E., Filipiak M.J., Flower D.A., Holden J.R., Lau G.K., Livesey N.J., Manney G.L., Pumphrey H.C., Santee M.L., Wu D.L., Cuddy D.T., Lau R.R., Loo M.S., Perun V.S., Schwartz M.J., Stek P.C., Thurstans R.P., Boyles M.A., Chandra K.M., Chavez M.C., Chen G.-S.,Chudasama B.V., Dodge R., Fuller R.A., Girard M.A. Jiang J.H., Jiang Y., Knosp B.W., LaBelle R.C., Lam J.C., Lee K.A., Miller D., Oswald J.E., Patel N.C., Pukala D.M., Quintero O., Scaff D.M.,Van Snyder W., Tope M.C., Wagner P.A., Walch M.J.* The Earth Observing System Microwave Limb Sounder (EOS MLS) on the Aura satellite // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2006. V. 44. P. 1075–1092.

Исследование источников атмосферного метана в Арктике по данным судовых наблюдений

А.И. Скороход[1], Н.В. Панкратова[1], И.Б. Беликов[1], В.С. Ракитин[1], Ю.А. Штабкин[1], Белоусов В.А.[1], Р. Томпсон[2]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской Академии наук, Москва
[2]Норвежский институт атмосферных исследований, г. Осло

Метан (CH_4) является вторым по значимости парниковым газом после CO_2 и может вносить существенный вклад в происходящие изменения климата (*Saunois et al. 2016*). С начала индустриализации концентрация метана в атмосфере увеличилась более чем в два раза (IPCC 2013). При этом в последние годы рост концентрации метана на Земле в целом и в Северном полушарии в частности заметно ускорился: с 4-9 ppb/год в 2010-2013 гг. до 12-17 ppb/год в 2015-2016 гг. (Юрганов и др. *2017*). Интересным для исследования представляется арктический регион, где наблюдаемое потепление значительно опережает общемировое (*Overland et al. 2017*). Предполагается, что значительный вклад в климатический форсинг в Арктике вносит метан, основные источники которого сосредоточены в высоких широтах Евразии (*Quinn et al. 2008*).

Метан поступает в атмосферу от природных и антропогенных источников. В Арктике доля антропогенных источников невелика и связана с добычей и транспортировкой ископаемого топлива (например, газоотвод из Северо-Западной Сибири, полуострова Ямал), а также с эмиссиями CH_4 в результате утечек из газопроводов и от неполного сжигания ископаемого топлива в крупных городах Сибири (*Thonat et al. 2017*).

Доля природных источников метана (например, водно-болотных угодий, лесной растительности, лесных пожаров и геологических источников) в Северных широтах доминирует над антропогенными, однако их количественные оценки до сих пор имеют значительные неопределенности (*Davidson et al. 2016; Sabrekov et al. 2017*).

Природные водно-болотные угодья играют ключевую роль в глобальном бюджете метана, их доля составляет ~60% от биогенных эмиссий или примерно треть от общего объема эмиссий (*Stocker et al. 2013*) В Северном полушарии значительная часть водно-болотных угодий расположена в Северо-Восточной Евразии в пределах 50-70°с.ш., но набор данных наблюдений по этому региону недостаточен и имеет значительные неопределенности в оценке эмиссий (например, *Sabrekov et al. 2014*). То же самое относится и к эмиссиям CH_4 из озер (*Wik et al. 2016*).

Вторым по значимости природным источником метана являются лесные пожары, которые считаются климатически значимыми источниками и многих других важных атмосферных газов и твердых частиц в атмосфере, концентрация которых резко возрастает в период пожароопасных сезонов в Сибири (например, *Andreae and Merlet 2001; Mikhailov et al. 2017; Vasileva et al. 2017*). Вероятно, они влияют на скорость окисления CH_4 в химической системе нижней тропосферы (например, *Jaffe et al. 2004*).

Данные круглогодичных прямых измерений приземной концентрации метана в высоких широтах Северной Америки и Евразии свидетельствуют о значительных выбросах метана в атмосферу из замёрзшей почвы в холодное время года (*Zona et al. 2016; Kittler et al. 2017*). Вероятно, этот источник вносит существенный вклад в региональный бюджет метана, однако объем его выноса в Арктику еще предстоит оценить.

Одним из потенциально значимых источников CH_4 в атмосфере являются эмиссии с шельфовых районов морей Восточной Арктики (МВА). Об этом косвенно свидетельствуют и спутниковые данные. Аппаратура AIRS (Atmospheric Infrared Sounder) (данные доступны на https://airs.jpl.nasa.gov/) показывает наличие "пятна" с повышенным общим содержанием метана в вертикальном столбе атмосферы в области с координатами 75° с.ш. и 165° в.д., близкими к области, описанной в (*Shakhova at al. 2014*). Обнаружено существенное количество

локализованных мест сочения метана (*Shakhova at al. 2014, Thornton at al. 2016*), однако количество и качество имеющихся экспериментальных данных в настоящее время недостаточно для получения устойчивых оценок его эмиссий в приводный слой воздуха, которые до настоящего времени остаются противоречивыми (*Berchet at al. 2016; Shakhova at al. 2015*). Спутниковые измерения концентрации приземного метана, охватывающие почти весь земной шар, не обладают достаточной точностью. Весьма мало доступных данных значений изотопа $\delta^{13}C_{CH4}$ в метане, которые позволяют получить информацию об источниках метана в атмосфере (*Warwick at al. 2016; Fisher at al. 2011*).

Для изучения атмосферного метана в арктическом регионе и уточнения количественных оценок источников метана, влияющих на его содержание в атмосфере над Арктикой ИФА им. А.М. Обухова РАН с 2015 г. проводит программу научных исследований, включающих прямые измерения состава атмосферы на научных судах. К настоящему моменту выполнено две арктические экспедиции.

Измерительный комплекс

Для измерений использовался автоматизированный комплекс на основе прибора G2132-i производства компании Picarro Inc. (США). Данный комплекс предназначен для измерений концентрации метана в диапазоне от 1.8 до 12 ppm с погрешностью менее 0.005 ppm, а значение $\delta^{13}C_{CH4}$ - с погрешностью менее 1 ‰. Калибровки прибора G2132-i осуществлялись по вторичному стандарту, в качестве которого использовался баллон объемом 1 л со сжатым воздухом, предоставленный Норвежским институтом атмосферных исследований (Norwegian Institute for Air Research, NILU) с известными значениями концентрации метана и $\delta^{13}C_{CH4}$. Для контроля долговременной стабильности показаний прибора использовался баллон объемом 10 л с поверочной газовой смесью (2 ppm CH_4) производства компании "Linde Gas Rus", а также 1-литровый баллон, заполненный сжатым воздухом с некоторой концентрацией метана. Результаты всех проведенных калибровок прибора показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, все полученные при калибровках значения отличаются не более чем на величину погрешности прибора, указанную в его технической спецификации (5 ppb). Подробное описание установки приборов на научных судах представлено в (*Скороход и др. 2016, Pankratova et al. 2017*).

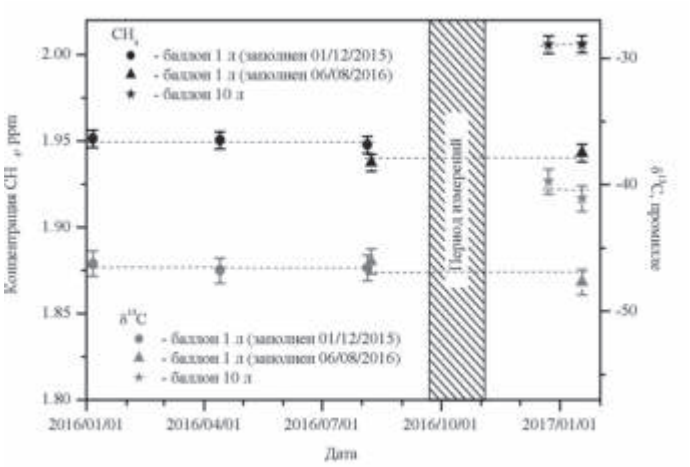


Рис. 1. Результаты периодических калибровок прибора Picarro G2132-i (пунктирными линиями показаны средние значения по всем калибровкам по каждому стандарту).

Методика

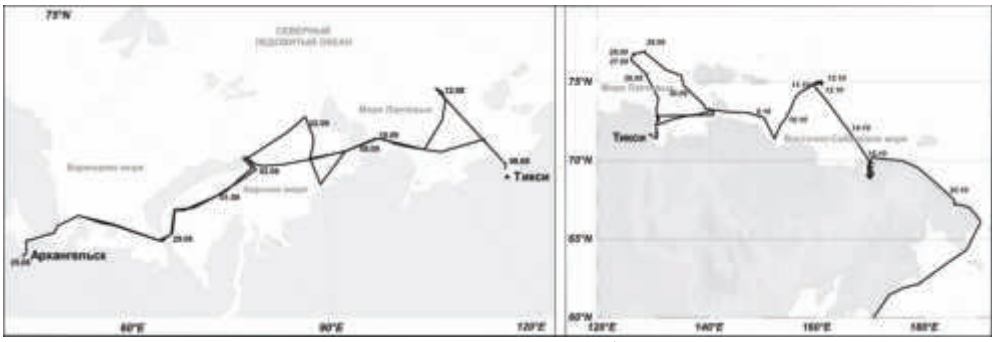
Для интерпретации результатов наблюдений была использована лагранжевая дисперсионная модель FLEXPART (*Stohl at al. 2005*). Прослеживались обратные траектории частиц за 10 суток. Для учета окислительных процессов использовались трехмерные поля концентрации гидроксила OH, полученные с помощью модели GeosChem. В зависимости от времени нахождения частиц в пограничном слое атмосферы была рассчитана функция чувствительности к эмиссиям. Были выделены 5 источников эмиссий метана: 1) микробиологический (включая эмиссии из болот); 2) ископаемое топливо (в том числе сжигание и выброс летучих веществ); 3) горение биомассы; 4) свалки твердых бытовых отходов; 5) эмиссии из океана. Фоновые значения концентрации метана и 13 были взяты из базы мониторинга NOAA GMD ESRL.

Также для интерпретации результатов использованы обратные изобарические траектории для высоты 0 и 500 м н.у.м. (на 148 ч), построенные с помощью модели NOAA Hysplit.

Экспедиция и результаты

В период с 25 августа по 10 октября 2015 г. (НИС "Академик Мстислав Келдыш", Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН) и с 24 сентября по 2 ноября 2016 г. (НИС "Академик М.А. Лаврентьев", Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН) были проведены две измерительные кампании по наблюдению концентрации метана CH_4, и углекислого газа CO_2 и значения $\delta^{13}C_{CH4}$ отклонения изотопной сигнатуры $^{13}C/^{12}C$ для метана в воздухе над морской поверхностью с борта научно-исследовательских судов (*Скороход и др. 2016, Pankratova at al. 2017*).

Маршруты двух экспедиций проходили через моря российской Арктики. В 2015 году – из порта Архангельск через моря Белое, Баренцево, Карское и Лаптевых, в том числе через районы, описанные в (*Shakhova at al. 2014*) и (*Yurganov at al. 2014*) (рис.2а). Маршрут экспедиции 2016 года пролегал от порта Тикси через моря Лаптевых и Восточно-Сибирское, и далее через Чукотское, Берингово и Японское моря до порта Владивосток (рис. 2б).



а **б**

Рис. 2. а) Маршрут рейса № 63 НИС "Академик Мстислав Келдыш" 25 августа - 10 октября 2015 г.; б) маршрут рейса № 78 НИС "Академик М.А. Лаврентьев" 24 сентября - 2 ноября 2016 г.

Оба рейса охватывают всю территорию Российской Арктики, однако они проведены в разное время и при разных метеорологических условиях. В экспедиции 2015 г. прибрежные районы были свободны от снежного покрова. 7 и 8 сентября в на побережье моря Лаптевых отмечалась аномально теплая погода, в районе Тикси максимальная температура повышалась до +18..+20°C. Затем температура на всем побережье понизилась, ночью отмечались слабые заморозки.

В 2016 г. измерения проводились в более поздний осенний период, когда на побережье арктических морей происходила адвекция холодного воздуха, и начал

формироваться устойчивый снежный покров. Ввиду того, что измерения 2016 г. были проведены позже, чем в предыдущей кампании, значения концентрации метана и его изотопа сравнивать нельзя, однако полученный набор данных в двух экспедициях позволяет выделить некоторые закономерности пространственной и временной изменчивости концентрации метана в нижнем слое атмосферы. На рис. 3 и рис. 4 представлены ряды данных наблюдений концентрации метана и значения $\delta^{13}C_{CH4}$, с усреднением 1 минута. Статистические характеристики рядов наблюдений представлены в таблице 1.

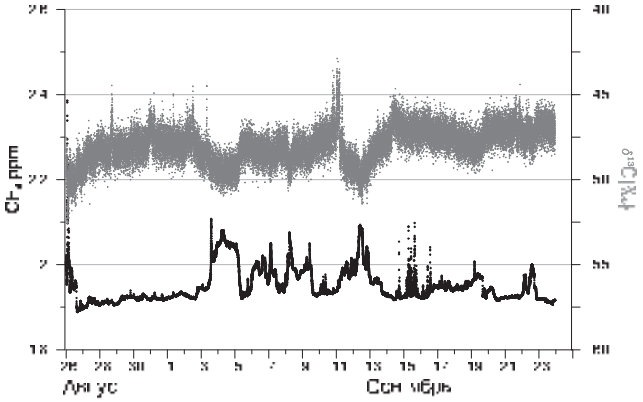


Рис. 3. Содержание изотопа $\delta^{13}C_{CH4}$ и концентрация метана в приводном воздухе по наблюдениям в рейсе № 63 НИС "Академик Мстислав Келдыш".

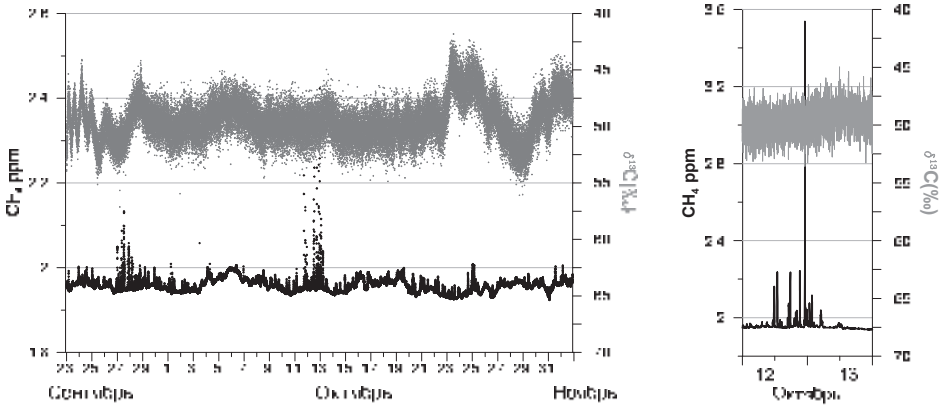


Рис.4. Содержание изотопа $\delta^{13}C_{CH4}$ и концентрация метана в приводном воздухе по наблюдениям в рейсе № 78 НИС "Академик М.А. Лаврентьев". Справа - пики концентрации метана 12 и 13 октября 2016 г. в Восточно-Сибирском море (координаты полигона 75° с.ш. и 160° в.д.).

Таблица 1.

Статистические характеристики измеренных среднечасовых значений концентрации метана и $\delta^{13}C_{CH4}$. а) 2015 г. б) 2016 г.

а)

Параметр	Архангельск-Море Лаптевых-Архангельск		Море Лаптевых	
	$\delta^{13}C_{CH4}$ ‰	CH_4 ppm	$\delta^{13}C_{CH4}$ ‰	CH_4 ppm
Минимум	-50,7	1,857	-49,74	1,887
Максимум	-45,3	2,064	-45,29	2,050
Среднее	-47,6	1,918	-47,55	1,928
Стандартное отклонение	0,8	0,039	0,81	0,033

б)

Параметр	Море Лаптевых		Восточно-Сибирское море	
	$\delta^{13}C_{CH4}$ ‰	CH_4 ppm	$\delta^{13}C_{CH4}$ ‰	CH_4 ppm
Минимум	-57,12	1,938	-54,86	1,935
Максимум	-44,10	2,133	-44,96	3,537
Среднее	-49,59	1,962	-50,12	1,958
Стандартное отклонение	1,46	0,015	1,2	0,024

Повышенные значения концентрации метана отмечались в Карском море, в период с 2 по 5 сентября 2015 г., и в море Лаптевых, с 12 по 14 сентября 2015 г., когда происходил активный вынос воздушных масс с материка, так что по всей вероятности, наблюдавшееся повышение концентрации метана было связано с эмиссиями от тундровых областей Западной и Восточной Сибири. Преобладание микробиологического источника метана подтверждают и результаты, полученные с помощью модели FLEXPART (рис. 5). В шельфовой области моря Лаптевых концентрация метана находилась на уровне 1940 - 1960 ppb. В области дельты р. Лена концентрация метана возросла и в среднем составила 2000 ppb. Следует отметить близкие к нулю вклады всех рассмотренных источников вблизи архипелага Новая Земля, когда отмечался активный вынос воздушных масс с севера из районов Северного Ледовитого океана. В среднем же за экспедицию на долю микробиологических источников приходится свыше 40% от общей изменчивости метана по маршруту рейса, а на долю продуктов горения ископаемого топлива - не более 30%.

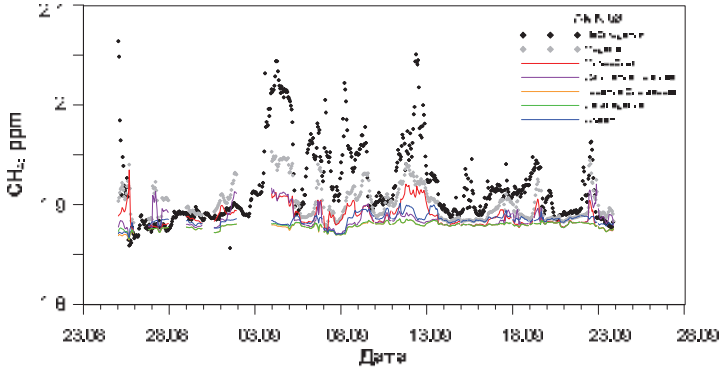


Рис. 5. Сравнение измеренных (Наблюдения) и рассчитанных при помощи модели FLEXPART значений концентраций метана (ppm) (Модель), а также вклад источников: 1) микробиологический (включая эмиссии из болот); 2) ископаемое топливо (в том числе сжигание и выброс летучих веществ); 3) горение биомассы; 4) свалки твердых бытовых отходов; 5) эмиссии из океана.

В экспедиции 2016 г. пространственное распределение содержания метана более однородно (стандартное отклонение ряда составляет порядка 0,02 ppm), при этом значения концентрации CH_4 стабильно превышают среднее глобальное значение, характерное для осеннего периода. В то же время в морях Лаптевых и Восточно-Сибирском выявлены локализованные области с повышенной концентрацией метана в приводном воздухе. Наибольший интерес представляют так называемые полигоны сочения метана, описанные в (*Shakhova at al, 2010*). Один из таких полигонов располагался приблизительно по координатам 75° с.ш. и 160° в.д. Судно находилось в этом полигоне с 11 по 13 октября 2016 г. На рисунке 4 показан график зависимости концентрации метана от времени по данным измерений прибором G2132-i с усреднением 1 минута. Как видно из графика, концентрация метана над водной поверхностью характеризуется большим количеством пиков до значений порядка 2,0...2,2 ppm и более. С борта судна визуально наблюдался выход пузырей метана из воды. По данным сонара судна, пузыри метана поступали непосредственно со дна, глубина в районе наблюдений достигала 45...50 метров. Следует отметить, что значения максимумов наблюдаемых пиков в значительной степени имеют стохастический характер и сильно зависят от времени отклика используемого прибора и условий наблюдений. Продолжительность пиков по времени не превышает десятков секунд. Таким образом, характер пиков, порождаемых выходом пузырей метана на поверхность, обуславливает незначительное повышение его средней концентрации в приводном воздухе в области сочения.

В таблице 2 представлены среднесуточные концентрации метана за несколько дней наблюдений в Восточно-Сибирском море. По приведенным данным хорошо видно, что превышение уровня среднесуточной концентрации в полигоне (12 октября) над этим же уровнем вне полигона (10 и 14 октября) составляет единицы процентов и сравнимо с региональными вариациями среднесуточной концентрации (например, за 9 октября, когда судно находилось вблизи залива Колымская Губа Восточно-Сибирского моря).

Таблица 2.

Среднесуточные концентрации метана в Восточно-Сибирском море

Дата	Среднесуточная концентрация CH_4 ppm
2016/10/09	1,960
2016/10/10	1,941
2016/10/11	1,955
2016/10/12	1,963
2016/10/13	1,950
2016/10/14	1,941

Вместе с тем следует отдавать отчет, что высокая мозаичность областей сочения и сложные условия наблюдений (сильный ветер, волнение, невозможность отбора воздуха непосредственно у поверхности воды) существенно затрудняют исследования и, по всей видимости, могут занижать реальный атмосферный отклик от выбросов донного метана.

Также анализировались обратные изобарические траектории, построенные с помощью модели NOAA Hysplit с привлечением данных направления ветра с судовой метеостанции. По результатам анализа ни в одном из морей Восточной Арктики значимой зависимости концентрации метана от направления ветра обнаружено не было, что практически исключает влияние возможных материковых источников (например, выбросов метана из замерзшего грунта).

Выводы

В начале осени в поле распределения метана вносят неоднородность микробиологические источники, при адвекции воздушных масс с материка концентрация CH4 увеличивается. В некоторых районах Карского моря наблюдался значительный вынос метана из газовых месторождений Ямала и Западной Сибири. В конце осени, когда поверхность под снегом, наблюдаемые значения концентрации метана становятся более однородны, при этом значимой зависимости от направления ветра не обнаружено, что свидетельствует о том, что материковые источники не оказывали заметного влияния на измеренные величины.

Результаты измерений впервые подтвердили имеющиеся предположения о возможности формирования высоких пиковых концентраций метана в атмосферном воздухе за счет пузырьковой эмиссии. Однако полученные данные пока не позволяют дать даже приблизительные оценки интегральных выбросов донного метана.

Выполненные работы позволили впервые получить подобную информацию по выявлению источников атмосферного метана в Арктике, учет которых поможет точнее оценить происходящие изменения климата. Авторы выражают благодарность экипажам НИС "Академик Мстислав Келдыш" и НИС "Академик М.А.Лаврентьев", а также сотрудникам ИО им. П.П. Ширшова РАН и ТОИ ДВО РАН за организацию экспедиций и всеобъемлющую поддержку проведения измерений.

Литература

1. *Скороход А.И., Панкратова Н.В., Беликов И.Б., Томпсон Р.Л., Новигатский А.Н., Голицын Г.С.* Атмосферный метан и его изотопный состав над морями российской Арктики по результатам судовых измерений летом и осенью 2015 года. //Доклады академии наук. 2016. Т. 470. № 5. С. 1–5.
2. *Юрганов Л.Н., Лейфер А., Вадаккепулиямбатта С.* Признаки ускорения возрастания концентрации метана в атмосфере после 2014 года: спутниковые данные для Арктики // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 14(5). С.248-258.
3. *Andreae M.O., Merlet P.* Emission of trace gases and aerosols from biomass burning // Glob. Biogeochem. Cy. 2001. V. 15. P. 955-966.
4. *Berchet A., Bousquet P., Pison I., Locatelli R., Chevallier F., Paris J.D., Dlugokencky E.J., Laurila T., Hatakka J., Viisanen Y., Worthy D.E.J., Nisbet E., Fisher R., France J., Lowry D., Ivakhov V., Hermansen O.* Atmospheric constraints on the methane emissions from the East Siberian Shelf // Atmos. Chem. Phys. 2016. V. 16. P. 4147-4157.
5. *Davidson S.J., Sloan V.L., Phoenix G.K., Wagner R., Fisher J.P., Oechel W.C., Zona D.* Vegetation Type Dominates the Spatial Variability in CH4 Emissions Across Multiple Arctic Tundra Landscapes // Ecosystems. 2016. V. 19. P. 1116-1132.
6. *Fisher R., Lowry D., Wilkin O., Sriskantharajah S., Nisbet E.G.* High-precision, automated stable isotope analysis of atmospheric methane and carbon dioxide using continuous-flow isotope-ratio mass spectrometry // Rapid Communications in Mass Spectrometry. 2006. V. 20. P. 200-208.
7. *IPCC*. Climate Change Working Group I. Contribution to the Intergovernmental Panel on Climate Change. Fifth Assessment Report of Climate Change: The Physical Science Basis, 2013, Ch. 7, pp. 1535, Cambridge University Press.
8. *Jaffe D., Bertschi I., Jaegle L., Novelli P., Reid J. S., Tanimoto H., Vingarzan R., Westphal D.L.* Long-range transport of Siberian biomass burning emissions and impact on surface ozone in western North America // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L16106.
9. *Kittler F., Heimann M., Kolle O., Zimov N., Zimov S., Göckede M.* Long-Term Drainage Reduces CO_2 Uptake and CH_4 Emissions in a Siberian Permafrost Ecosystem : Drainage impact on Arctic carbon cycle // Global Biogeochemical Cycles. 2017. V. 31(12). P. 1704-1717.
10. *Mikhailov E.F., Mironova S., Mironov G., Vlasenko S., Panov A., Chi X., Walter D., Carbone S., Artaxo P., Heimann M., Lavric J., Pöschl U., Andreae M.O.* Long-term measurements (2010–2014) of carbonaceous aerosol and carbon monoxide at the Zotino Tall Tower Observatory (ZOTTO) in central Siberia // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 14365-14392.

11. *Overland J.E., Hanna E., Hanssen-Bauer I., Kim S. -J, Walsh J.E., Wang M., Bhatt U.S., Thoman R.L.* Surface Air Temperature [in Arctic Report Card 2017], http://www.arctic.noaa.gov/Report-Card.
12. *Pankratova N., Skorokhod A., Belikov I., Elansky N., Rakitin V., Shtabkin Y., Berezina E.* Evidence of atmospheric response to methane emissions from the East Siberian Arctic shelf // Geography, environment, sustainability. 2018. V. 11(1). P. 85-92.
13. *Quinn P.K., Bates T.S., Baum E., Doubleday N., Fiore A.M., Flanner M., Fridlind A., Garrett T.J., Koch D., Menon S., Shindell D., Stohl A., Warren S.G.* Short-lived pollutants in the Arctic: their climate impact and possible mitigation strategies // Atmos. Chem. Phys. 2008. V. 8. P. 1723-1735.
14. *Sabrekov A.F., Runkle B.R.K., Glagolev M.V., Kleptsova I.E., Maksyutov S.S.* Seasonal variability as a source of uncertainty in the West Siberian regional CH4 flux upscaling // Environ. Res. Lett. 2014. V. 9. 120207.
15. *Saunois M., Jackson R.B., Bousquet P., Poulter B., Canadell J.G.* The growing role of methane in anthropogenic climate change // Environ. Res. Lett. 2016. V. 11. 120207.
16. *Shakhova N., Semiletov I., Sergienko V., Lobkovsky L., Yusupov V., Salyuk A., Salomatin A., Chernykh D., Kosmach D., Panteleev G., Nicolsky D., Samarkin V., Joye S., Charkin A., Dudarev O., Meluzov A., Gustafsson O.* The East Siberian Arctic Shelf: towards further assessment of permafrost-related methane fluxes and role of sea ice // Phil. Trans. R. Soc. 2015. V. 373. 20140451.
17. *Shakhova N., Semiletov I., Leifer I., Sergienko V., Salyuk A., Kosmach D., Chernykh D., Stubbs C., Nicolsky D., Tumskoy V., Gustafsson O.* Ebullition and storm-induced methane release from the East Siberian Arctic Shelf // Nature Geoscience. 2014. V. 7. P. 64–70.
18. *Shakhova N., Semiletov I., Leifer I., Salyuk A., Rekant P., Kosmach D.* Geochemical and geophysical evidence of methane release over the East Siberian Arctic Shelf // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. C08007.
19. *Stocker T.F., Qin D., Plattner G.-K., Tignor M., Allen S.K., Boschung A., Nauels A., Xia Y., Bex V., Midgley P.M.* (Eds.): IPCC, 2013: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, United Kingdom and New York, NY, USA, 1535 pp., 2013.
20. *Stohl A., Forster C., Frank A., Seibert P., Wotawa G.* Technical note: The Lagrangian particle dispersion model FLEXPART version 6.2 // Atmos. Chem. Phys. 2005. V. 5. P. 2461-2474.
21. *Thonat T., Saunois M., Bousquet P., Pison I., Tan Z., Zhuang Q., Crill P.M., Thornton B.F., Bastviken D., Dlugokencky E.J., Zimov N., Laurila T., Hatakka J., Hermansen O., Worthy D.E.J.* Detectability of Arctic methane sources at six sites performing continuous atmospheric measurements, Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 8371-8394.
22. *Thornton B.F., Geibel M.C., Crill P.M., Humborg C., Mörth C.-M.* Methane fluxes from the sea to the atmosphere across the Siberian shelf seas // Geophys. Res. Lett. 2016. V. 43. P. 5869-5877.
23. *Vasileva A., Moiseenko K., Skorokhod A., Belikov I., Kopeikin V., Lavrova O.* Emission ratios of trace gases and particles for Siberian forest fires on the basis of mobile ground observations // Atmos. Chem. Phys. 2017. V. 17. P. 12303–12325.
24. *Warwick N.J., Cain M.L., Fisher R., France J.L., Lowry D., Michel S.E., Nisbet E.G., Vaughn B.H., White J.W.C., Pyle J.A.* Using δ13C-CH4 and δD-CH4 to constrain Arctic methane emissions // Atmos. Chem. Phys. Discuss. 2016. doi:10.5194/acp-2016-408.
25. *Wik M., Varner R.K., Anthony K.W., MacIntyre S., Bastviken D.* Climate-sensitive northern lakes and ponds are critical components of methane release // Nat. Geosci. 2016. V. 9. P. 99-105.
26. *Zona D., Gioli B., Commane R., Lindaas J., Wofsy S.C., Miller C.E., Dinardo S.J., Dengel S., Sweeney C., Karion A., Chang R.Y.-W., Henderson J.M., Murphy C., Goodrich J.P., Moreaux V., Liljedahl A., Watts J.D., Kimball J.S., Lipson D.A., Oechel W.C.* Cold season emissions dominate the Arctic tundra methane budget // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2016. V. 113(1). V. 40-45.

Исследование переноса атмосферных примесей и температурных аномалий траекторными методами в ИФА им. А.М. Обухова РАН

[1]К.А. Шукуров, [1]О.В. Постыляков, [1]А.Н. Боровский, [1]Л.М. Шукурова,
[1]А.Н. Груздев, [1]А.С. Елохов, [1]В.В. Савиных, [1]И.А. Сеник,
[1,2]И.И. Мохов, [1,3]В.А. Семенов, [1]О.Г. Чхетиани

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
[3]Институт географии РАН, г. Москва

Современные траекторные модели, такие как HYSPLIT_4 (*Draxler et al. 1998*) и FLEXPART (*Stohl et al. 2005*), и данные реанализа, NCEP/NCAR (*Kistler et al. 2011*), ERA-Interim (*Berrisford et al. 2009*) и NCEP1.0/0.5 (ftp://arlftp.arlhq.noaa.gov/pub/archives/), позволяют рассчитывать большие массивы траекторий в целях изучения переноса примесей на региональном и глобальном масштабах. Учитывая постоянно растущий объем данных наблюдений атмосферных примесей на наземных сетях и со спутников, в ближайшие годы следует ожидать роста публикаций по этой тематике. Важность исследований дальнего переноса примесей в России очевидна, учитывая протяженность границ России и ее близость к густонаселенным и быстроразвивающимся регионам.

В ИФА им. А.М. Обухова РАН разработан метод расчета и анализа очень больших массивов (миллионы траекторий) длительных (до 20 суток) прямых и обратных траекторий движения воздушных частиц. С его помощью были определены регионы-источники ряда аэрозольных (*Shukurov et al. 2017a, Shukurov et al. 2017b, Шукуров и др. 2018*) и газовых примесей, а также определена вероятность переноса воздушных масс из аридных регионов юга России (*Shukurov et al. 2017c*). Была показана применимость траекторных методов для климатических исследований, например, для выявления отдаленных регионов, влияющих на экстремальные значения температуры воздуха в Москве (*Шукуров и др. 2018, Shukurov et al. 2017d*), и для определения регионов-источников осадков в российской части бассейна Байкала (*Shukurov et al. 2017e*). Настоящая работа представляет собой краткий обзор некоторых результатов исследования переноса примесей, полученных в ИФА им. А.М. Обухова РАН.

Методы и данные

Для расчета прямых и обратных траекторий использованы модель HYSPLIT_4 и данные реанализов NCEP/NCAR (разрешение 2.5°×2.5°) и NCEP GDAS1.0 (1.0°×1.0°) за периоды с 1948 г. и с 2004 г., соответственно, по настоящее время. Для определения среднего вклада источников в ячейках пространства [ij] в концентрацию этой примеси в исследуемом пункте А используется метод CWT (concentration weighted trajectory) (*Hsu et al. 2003*), согласно которому обратная траектория (ОТ), попавшая в [ij] суммируется в [ij] с весом, равным концентрации примеси в момент прибытия воздушной массы в А. Осреднение по всем ОТ дает средний вклад [ij] в концентрацию примеси в А. В случае локальных измерений ОТ рассчитываются для высоты пункта А над поверхностью. В качестве веса может выступать также содержание примеси в столбе воздуха над пунктом А. В этом случае рассчитываются и анализируются совместно ОТ для ряда высот в пределах столба воздуха (*Kabashnikov et al. 2014*). Если примесь имеет выраженный вертикальный профиль, то учитываются ОТ на разных высотах с весами, соответствующими этому профилю (см., например, (*Shukurov et al. 2017b*)).

Аэрозоль. Для определения среднего вклада источников нитрата аммония, NH_4NO_3 [мкг/м^3], и силикатов [мкг/м^3], использованы данные о химическом составе аэрозоля с размерами частиц 1-2 мкм, полученные на Звенигородской научной станции (ЗНС, 55.7° с.ш., 36.8° в.д.) ИФА РАН в 2004-2017 гг. (*Шукуров и др. 2017*). Источники аэрозоля для юга

Сибири и юга российского Дальнего востока определялись с использованием объемных концентраций [мкм^3/мкм^2] аэрозоля с размерами частиц 0.1-5.0 мкм в столбе атмосферы по данным станций AERONET (*Holben et. al 1998, Dubovik et al. 2008*) в Томске (56.5º с.ш., 85.0º в.д.) и Уссурийске (43.8° с.ш., 131.95° в.д.). Траектории рассчитывались одновременно для семи высот в диапазоне < 5.0 км, в котором сосредоточена бо́льшая часть массы аэрозоля (*Балин и др. 1999*). Траектории разных высот учитывались с весом, пропорциональным коэффициенту обратного светорассеяния аэрозоля на соответствующей высоте по методике (*Shukurov et al. 2017b*).

Вероятность переноса воздушных частиц из приповерхностного слоя (высота 50 м) в аридном регионе юга России (Калмыкия и Астраханская обл.) в ячейки [ij] размером 1.0°×1.0° оценивалась по 5-суточным прямым траекториям (ПТ) по соотношению $P_{ij} = M_{ij}/N\times100\%$, где M_{ij} – число ПТ, попавших в [ij], N – число всех ПТ (*Shukurov et al. 2017c*).

Газовые примеси. Для определения регионов-источников аномалий содержания тропосферного формальдегида, HCHO [мол./см^2], стратосферного озона, O_3 [еД], стратосферного диоксида азота, NO_2 [мол./см^2], используются данные измерений этих примесей, соответственно, на ЗНС в 2009-2017 гг. (*Borovski et al. 2014, Postylyakov et al. 2014, Postylyakov et al. 2015*), рис. 1а, Кисловодской высокогорной научной станции (КВНС, 43.7° с.ш., 42.7° в.д.) ИФА РАН в 2002-2016 гг. (*Еланский 2016*), рис. 1в, и на ЗНС в 1990-2017 гг. (*Елохов и др. 2000, Gruzdev et al. 2011*), рис. 1д. Вычитанием годовых циклов были получены аномалии тропосферного формальдегида, HCHO' (рис. 1б), стратосферного диоксида азота, NO_2' (рис. 1г), и стратосферного озона, O_3' (рис. 1е), которые использовались для расчета полей регионов-источников аномалий этих примесей.

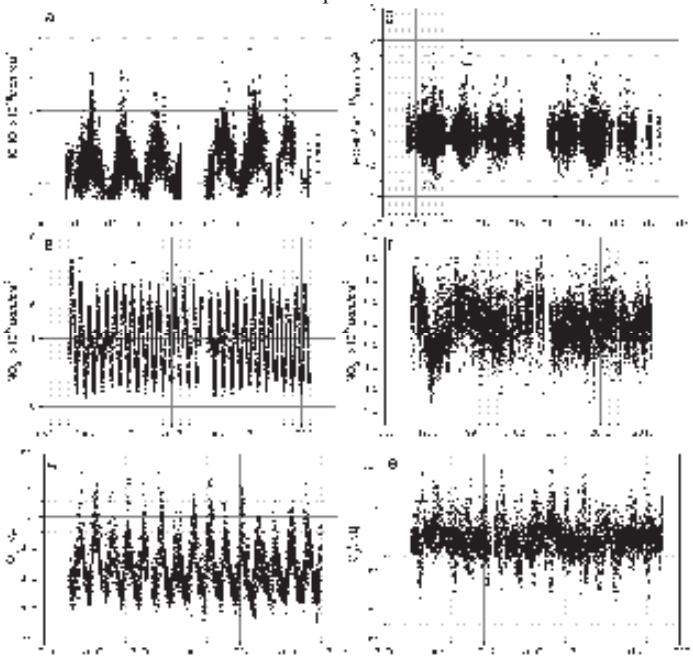
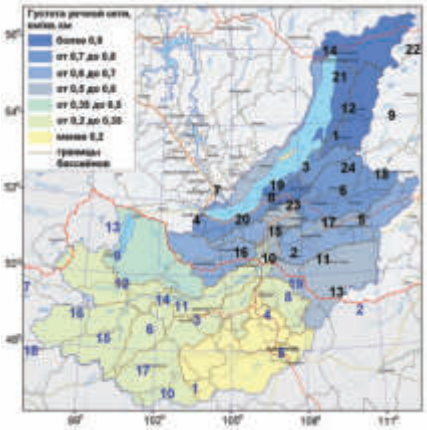


Рис.1. Содержание (**а**) и аномалия содержания (**б**) тропосферного формальдегида, HCHO, на ЗНС, содержание (**в**) и аномалия содержания (**г**) стратосферного диоксида азота, NO_2, на ЗНС, содержание (**д**) и аномалия содержания (**е**) стратосферного озона, O_3, на КВНС.

Осадки. В предположении о ведущей роли водяного пара в образовании осадков в (*Shukurov et al. 2017e*) определялся вклад регионов в осадки в российской части бассейна Байкала по данным 24 метеостанций (МС) Росгидромета (*Булыгина и др. 2008*) (рис. 2) в

1948-2016 гг. В дальнейшем анализ был расширен за счет суточных осадков на 19 МС в монгольской части бассейна (рис. 2) за тот же период по данным архива NOAA (https://www7.ncdc.noaa.gov/CDO/cdoselect.cmd). Для учета поворота ветра с высотой, обратные траектории рассчитывались для высот $1/3H_0$, $2/3H_0$ и H_0, где H_0 – высота перемешанного слоя над МС. По массивам траекторий для всех МС рассчитывался вклад регионов в суточные осадки во всем бассейне в 1948-2017 гг.



Россия				Монголия			
№	Название	φ °с.ш	θ °в.д	№	Название	φ °с.ш	θ °в.д
1	Баргузин	53.62	109.63	1	Bat Olziiy Bund	46.97	103.80
2	Бегуда	50.60	107.58	2	Binder	48.62	110.60
3	Горячинск	52.98	108.28	3	Bulgan	48.80	103.55
4	Хамар-Дабан	51.53	103.60	4	Baruunharaa	48.92	106.07
5	Хилок	51.35	110.47	5	Chingis Khaan Intl	47.84	106.77
6	Харвин	52.17	109.70	6	Erdenesaandal	48.53	101.38
7	Иркутск	52.27	104.35	7	Gurvan Bayan	49.65	95.78
8	Кабанск	52.05	106.65	8	Hadatyn	49.45	107.20
9	Карафтит	54.20	111.95	9	Hatgal	50.43	100.15
10	Кяхта	50.37	106.45	10	Hujirt	46.90	102.77
11	Красный Чикой	50.37	108.75	11	Huitag	49.38	102.70
12	Кутулик	54.37	110.32	12	Muren	49.63	100.17
13	Мегет	49.43	108.90	13	Rinchinlhumbe	51.12	99.67
14	Нижнеангарск	55.78	109.55	14	Tarialan	49.57	102.00
15	Новоселенгинск	51.30	106.65	15	Tarist	48.08	99.55
16	Петропавловка	50.63	105.32	16	Tosontsengel	48.72	98.20
17	Петровский Завод	51.32	108.87	17	Tsetserleg	47.45	101.47
18	Слюдянка-Озерское	52.53	111.55	18	Ulaastai	47.75	96.85
19	Сухая	52.57	107.13	19	Ulyastai Dugang	49.03	107.73
20	Тайсой	51.57	105.12				
21	Томта	55.12	109.75				
22	Ушкит	55.47	113.62				
23	Улан-Удэ	51.83	107.60				
24	Зиминск	52.77	109.97				

Рис. 2. Слева - карта густоты речной сети в бассейне Байкала (*Бешенцев 2011, Батуев и др. 2015*); числами отмечены метеостанции. Справа - названия, широты (φ) и долготы (θ) метеостанций.

Температура. В предположении об адвективной природе температурных экстремумов в Москве в (*Шукуров и др. 2018, Shukurov et al. 2017d*) исследовались траектории воздушных масс, связанные с холодными и теплыми вторжениями в разные сезоны. В случае зимних экстремальных похолоданий и потеплений в Москве использовались суточные приземные температуры воздуха, T [°C], на станции ВДНХ (*Булыгина и др. 2008*) Росгидромета в 1948-2017 гг. (рис. 3а). Вычитанием годовых трендов для каждого дня зимы были получены аномалии температуры, T' [°C], рис. 3б, которые использовались в качестве весов соответствующих 5-суточных обратных траекторий воздушных частиц, прибывавших в Москву на высоте 50 м.

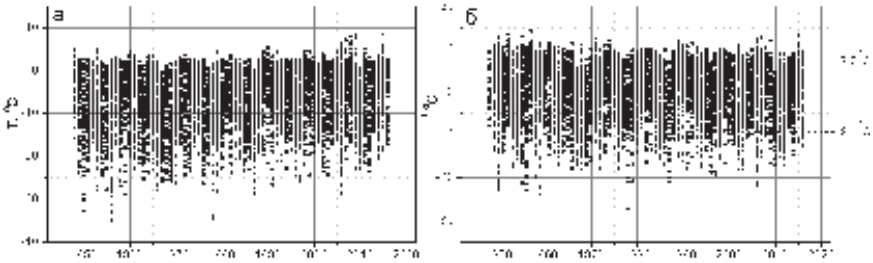


Рис. 3. Приземная температура воздуха, T, (**а**) и ее аномалия, T', (**б**) зимой в Москве (метеостанция ВДНХ). Пунктирными линиями показаны границы 10% самых высоких и 10% самых низких T'.

Результаты

Аэрозоль. В (*Шукуров и др. 2017*) было показано, что 20% самых высоких концентраций NH_4NO_3 в приземном аэрозоле с размерами частиц 1-2 мкм с вероятностью 80% наблюдаются на ЗНС при переносе воздушных масс из западной Европы, из региона, простирающегося от юга Британии до севера Италии. По данным обо всех концентрациях (не только самых высоких) показано, что максимальный средний вклад в 2004-2017 гг. в концентрацию NH_4NO_3 на ЗНС внесли воздушные массы из центральной Франции и

северной Италии (рис. 4а). Аэрозоль с экстремальной концентрацией силикатов поступает к ЗНС из прикаспийских и приаральских областей Казахстана (*Шукуров и др. 2017*), для которых характерен и максимальный средний вклад в концентрацию силикатов на ЗНС (рис. 4б). Отметим, что вклады регионов к востоку и западу от ЗНС отличаются для обеих примесей в разы (до одного порядка).

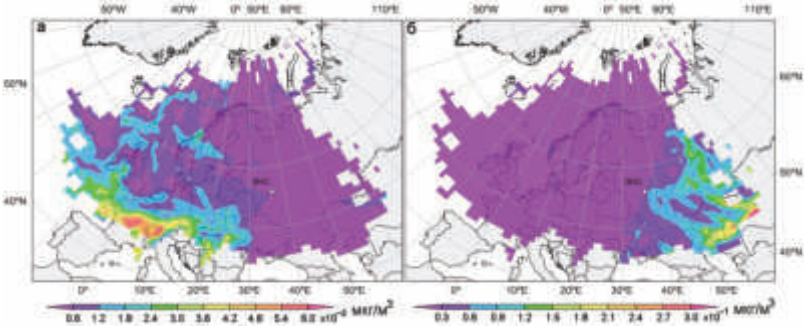


Рис. 4. Средний вклад различных регионов в содержание нитрата аммония (**а**) и силикатов (**б**) в аэрозоле с размерами 1-2 мкм в западном Подмосковье. Размер ячеек 1°×1°.

Исследование переноса аэрозоля по данным станции AERONET в Томске показало, что наибольший вклад в объемную концентрацию аэрозоля с размерами частиц 0.1-5.0 мкм в столбе атмосферы вносят источники, расположенные на границе Монголии и Китая вблизи пустыни Гоби, на Ближнем востоке (Иран и Аравийский п-ов), а также на границе России и восточного Казахстана (рис. 5а). Менее значимые источники находятся в западной и центральной части Казахстана, а также на севере Африки (рис. 5а).

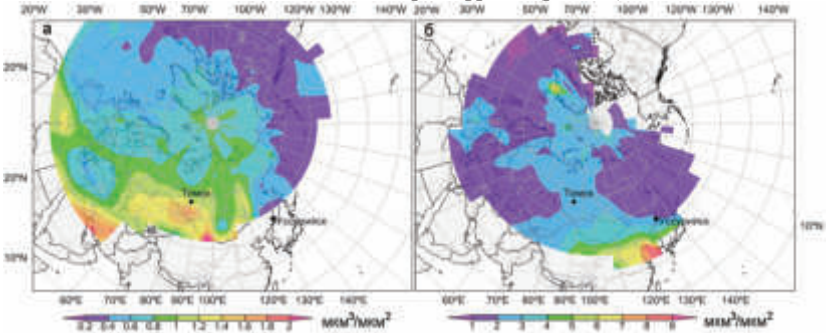


Рис. 5. Средний вклад регионов в объемную концентрацию аэрозоля с размерами частиц 0.1-5.0 мкм в столбе атмосферы над Томском (**а**) и Уссурийском (**б**). Размер ячеек 5°×5°.

Для юга российского Дальнего востока (Уссурийск) самым значимым регионом-источником аэрозоля с размерами частиц 0.1-5.0 мкм оказалось Желтое море, а также восточные провинции Китая вблизи Желтого моря (рис. 5б), где по данным спутникового зондирования (*Wang et al. 2017, De Leeuw et al. 2018*) наблюдается региональный максимум аэрозольной оптической толщины. Влияние этого региона оказалось наибольшим в теплое время года, что, вероятно, связано со сменой доминирующего юго-восточного направления ветров восточно-азиатского муссона в теплое время года на противоположное в холодный сезон. Рисунок 9б показывает также, что область с высоким вкладом этого региона в концентрацию аэрозоля в Уссурийске вытянута в западном направлении, что может быть связано с переносом минерального аэрозоля из Гоби.

Вероятность переноса. Воздушные частицы, стартующие на высоте 50 м над опустыненными областями Калмыкии и Астраханской области, с наибольшей вероятностью перемещаются в северо-восточном, западном и южном направлениях (рис. 6а), и попадают в

столб атмосферы с основанием 1°×1° в Омске, центральной части Черного моря, южного Каспия и Москве примерно с одинаковой вероятностью (0.4-1.0%) (рис. 6а). Вероятность переноса к Санкт-Петербургу в 2.5 раза меньше, чем к Москве, в 6 раз меньше, чем к Саратову, Воронежу и Сочи и в 16 раз меньше, чем к Волгограду (рис. 6а). При этом снижение вероятности попадания в перемешанный слой по сравнению со всей тропосферой сильно зависит от направления переноса и удаленности от места старта (рис. 6а и 6б). Например, вероятность попадания в перемешанный слой, по сравнению со всей тропосферой, для Санкт-Петербурга снижается в 6 раз, для Саратова – в 3 раза, а для Сочи и северного Каспия остается постоянной (рис. 6а и 6б).

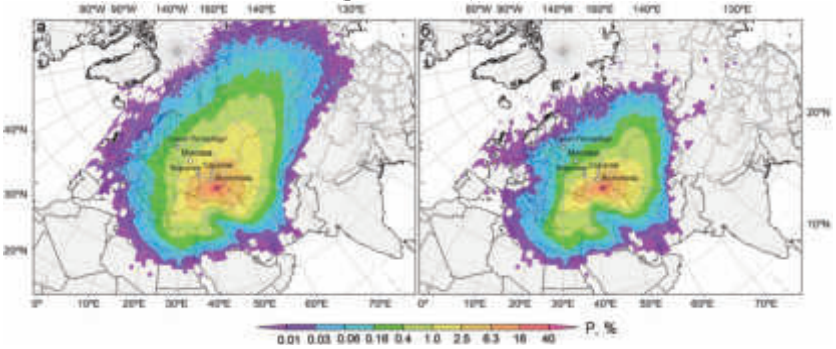


Рис. 6. Плотность вероятности переноса воздушных частиц из опустыненного региона (отмечен треугольником) Калмыкии и Астраханской области для всего столба атмосферы над ячейкой размером 1°×1° (**а**), то же для перемешанного слоя (**б**).

Формальдегид. Время жизни HCHO в атмосфере составляет несколько часов (*Wolfe et al. 2016*), поэтому для определения регионов-источников переноса HCHO на ЗНС рассчитывались 10-часовые обратные траектории. В предположении доминирующего вклада наземных источников в содержание HCHO и, следовательно, максимума HCHO в пределах пограничного слоя атмосферы, траектории рассчитывались для трех высот в пределах перемешанного слоя, а в расчете поля источников участвовали только участки траекторий, попадавшие в перемешанный слой.

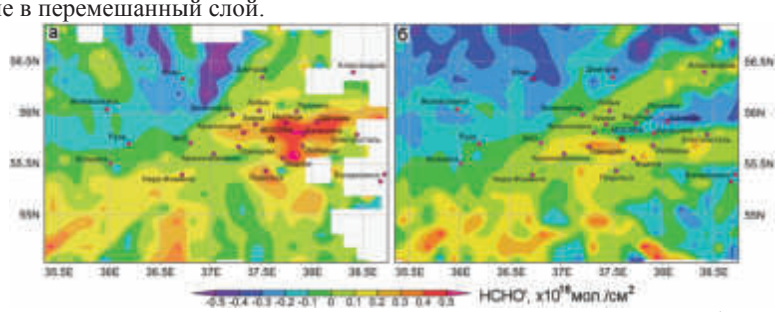


Рис. 7. Средний вклад потенциального источника в аномалию содержания тропосферного HCHO на ЗНС в октябре-марте (**а**) и апреле-сентябре (**б**). Размер ячеек 0.13°×0.13°.

По-видимому, основным источником высоких аномалий HCHO в холодное время года в западном Подмосковье (ЗНС) является Москва (рис. 7а). Выделяются районы на востоке и юго-востоке Москвы, где находятся нефтеперерабатывающий завод (Капотня), ряд химических производств, расположена самая мощная московская ТЭЦ-22 и где самое плотное автомобильное движение, особенно в холодное время года (*Yandex Research 2017*). Иными словами, это район, где потенциально высоки эмиссии антропогенного HCHO и летучих органических соединений, которые являются предшественниками HCHO. В теплое время года положительные аномалии HCHO на ЗНС также вызваны переносом воздуха с

востока (рис. 7б), но вклад Москвы существенно ниже, что может быть связано с меньшим временем жизни молекулы HCHO при повышенной инсоляции (и повышенной вероятности реакции с радикалом OH) в теплое время года. Отметим, что к юго-востоку от ЗНС находятся области (запад и юго-запад Подмосковья), которые тоже связаны с повышенными аномалиями HCHO, происхождение которых пока не выяснено.

Стратосферные озон и диоксид азота. Максимальное содержание O_3 и NO_2 в стратосфере наблюдается в слоях 20-25 км и 25-30 км, соответственно. Для этих диапазонов высот с интервалом 1 км рассчитывались 5-суточные обратные траектории воздушных частиц, прибывавших, соответственно, на КВНС (измерения O_3) и на ЗНС (NO_2). Рисунок 8 характеризует средние за период измерений вклады потенциальных регионов-источников в аномалии O_3 на КВНС (рис. 8а) и NO_2 на ЗНС (рис. 8б) в холодный период года (октябрь-март).

В целом распределение регионов-источников аномалий стратосферного O_3 в октябре-марте отражает его широтное распределение в холодное время года (*Dessler 2000, Александров и др. 1979*). Образование стратосферного O_3 максимально в тропиках, но наиболее благоприятные условия для его накопления возникают в холодное время года в высоких и умеренных широтах (*Dessler 2000, Александров и др. 1979*), куда O_3 перемещается вследствие меридиональной циркуляции атмосферы.

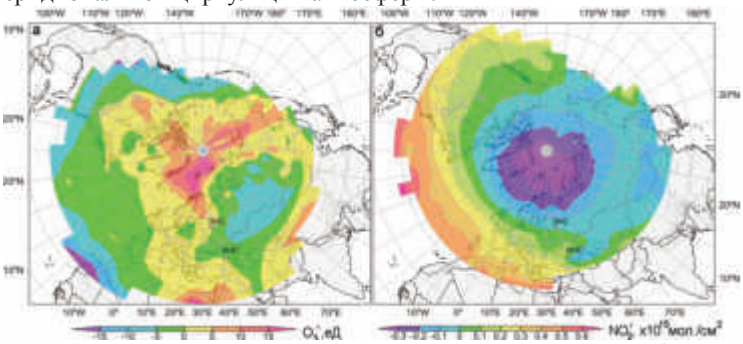


Рис. 8. Средний многолетний вклад региона в аномалию содержания стратосферного озона, O_3, на КВНС (**а**) и стратосферного диоксида азота, NO_2, на ЗНС (**б**) в октябре-марте. Размер ячеек 5°×5°.

Для аномалий стратосферного NO_2 в холодное время года получена другая особенность: минимальные аномалии содержания стратосферного NO_2 на ЗНС связаны с воздушными массами из Арктики, а максимальные – с протяженной областью в широтной зоне 30-45° с.ш. над Атлантическим океаном, северной Африкой, Средиземным морем и южной Европой (рис. 8б). Такое распределение источников NO_2 также отражает широтный ход диоксида азота в холодное время года (*Груздев 2008, Gruzdev 2009*).

Осадки. Характерное время жизни молекулы водяного пара (ВП) в атмосфере ~10 суток (*Хргиан 1969, Numagati 1999*), поэтому рассчитывались 240-часовые траектории для трех высот в пределах слоя перемешивания, в котором в основном возникают осадки (*Хргиан 1969, Stull 1988*). Первичные источники ВП находятся на поверхности, поэтому большая часть массы ВП переносится в пограничном слое атмосферы. Вместе с тем, очевидно, что значительное количество ВП переносится выше погранслоя (облака верхних ярусов). Таким образом, любой слой тропосферы может быть вторичным источником ВП, поэтому в этой задаче, в отличие от (*Shukurov et al. 2017e*), в расчет принимались все участки обратных траекторий, а не только попадавшие в перемешанный слой.

Расчеты показали, что средние осадки в бассейне Байкала с осредненной по бассейну интенсивностью более 9 мм в сутки выпадают, когда к бассейну прибывают воздушные массы из азиатско-тихоокеанского региона (рис. 9а). Осадки повышенной интенсивности, в среднем более 18 мм в сутки, связаны с акваторией к югу и юго-востоку от побережья Китая, а осадки максимальной интенсивности, более 27 мм в сутки, - с Южно-китайским и

Филиппинским морями (рис. 9а). Средние по бассейну пониженные суточные осадки, 3-6 мм, связаны с воздушными массами из Евразии и Китая к юго-западу от бассейна, а также из Северного, Баренцева, Гренландского, Норвежского морей и Бискайского залива (рис. 9а).

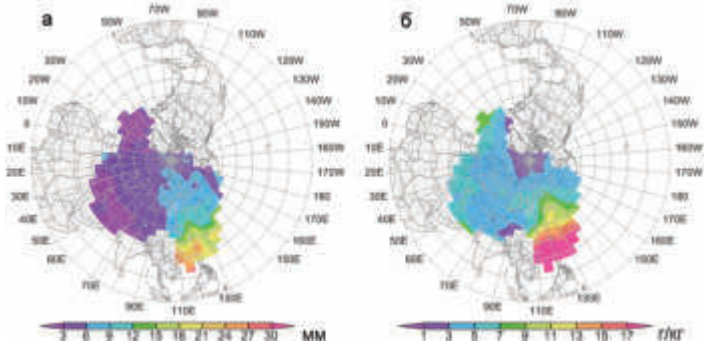


Рис. 9. Средний вклад региона в осадки в бассейне Байкала (**а**) и средняя удельная влажность воздуха в области переноса (**б**). Белый многоугольник - бассейн Байкала, размер ячеек 5°×5°.

С Атлантикой севернее 40° с.ш., как и с Ближним востоком, связаны минимальные осадки, менее 3 мм в сутки. Наиболее неожиданным оказалось практически полное отсутствие вклада Индийского океана в осадки в бассейне Байкала, что связано, вероятно, с преобладанием восточного переноса в тропиках и влиянием горных систем (Гималаи, Тибет) на перенос воздушных масс. Вклад того или иного региона в осадки в бассейне Байкала (рис. 9а) хорошо согласуется со средней удельной влажностью воздуха на пути траекторий в регионе (рис. 9б). Тихий океан находится ближе остальных океанов к бассейну Байкала, а удельная влажность воздуха в области переноса над ним наибольшая, что, по-видимому, и определяет то, что максимум суточных осадков в бассейне Байкала связан с Тихим океаном.

Температура. Как показано в (*Shukurov et al. 2017d*), отдаленные области, с которыми связаны экстремально низкие и экстремально высокие аномалии температуры воздуха зимой в Москве различны (рис. 10), что подтверждает предположение об адвективной природе зимних температурных экстремумов в Москве. Экстремальные похолодания (аномалии < –9.1 °C, рис. 3б) связаны с переносом воздуха из обширной области от Москвы до западной Сибири и от Баренцева моря до Казахстана с центром вблизи 60° с.ш. 50° в.д. (рис. 10б).

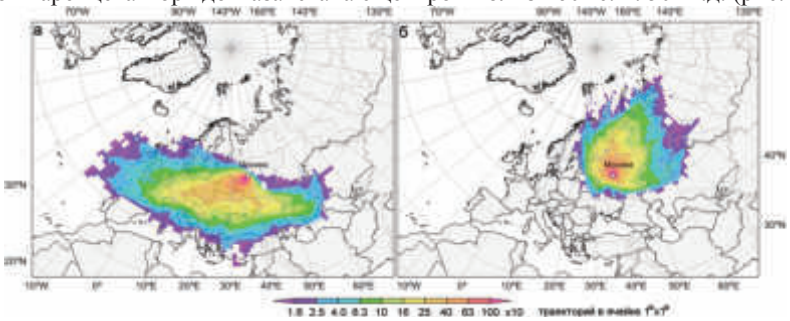


Рис. 10. Плотность обратных траекторий связанных с экстремальными потеплениями (**а**) и экстремальными похолоданиями (**б**) в Москве в 1948-2017 гг. Размер ячеек 1°×1°.

Экстремальные потепления (аномалии > 7.7 °C) возникают зимой в Москве при поступлении воздушных масс из области широтного пояса 40-50° с.ш., простирающейся от восточной Атлантики до Каспия (рис. 10а). Предполагая, что и меньшие (по модулю) аномалии тоже могут быть связаны с переносом воздушных масс, но из регионов более удаленных от источников адвективного тепла и "холода", методом CWT можно определить

средний вклад регионов в зимние аномалии в Москве во всем диапазоне аномалий, а не только для экстремальных.

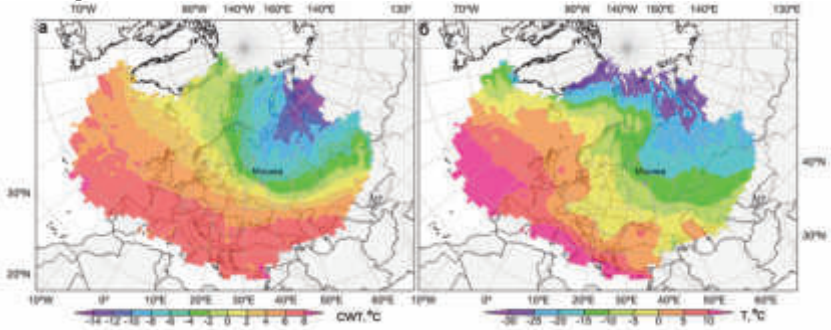


Рис. 11. Средний вклад региона в аномалию приземной температуры воздуха зимой в Москве (**а**), средняя температура воздуха в области переноса (**б**). Размер ячеек 1°×1°.

Как видно из рис. 11а, полученное распределение среднего вклада региона в аномалию температуры воздуха зимой в Москве не противоречит полям плотности траекторий (рис. 10). Сама Москва оказалась точно на линии нулевой аномалии. Эта линия почти везде соответствует области со средней температурой воздуха, как в Москве (рис. 11б). Самые холодные зимние дни в Москве (аномалии < –14 °С) связаны с регионом южнее Карского моря (север ЯНАО и Таймырского АО). Средняя температура воздушных масс, движущихся к Москве, в этом регионе очень низкая: –25…–30 °С (рис. 11б). Интересно, что и на севере Гренландского и Баренцева морей воздушные массы в среднем такие же холодные (рис. 11б), однако перенос оттуда связан с гораздо более слабыми аномалиями температуры в Москве: 0…–6 °С (рис. 11а), что, по-видимому, обусловлено "экранирующим эффектом" более теплых Норвежского и Баренцева морей. Из рис. 11б видно, что главные зимние источники адвективного тепла для Москвы находятся на широтах 40-50° с.ш. в восточной Атлантике и в северной части Средиземного моря. Средние значения температуры воздуха в области переноса в этих регионах > 10 °С, т.е. более чем на 20 °С выше, чем в Москве (рис. 11б). Таким образом, хотя перенос воздуха из этих регионов связан с высокими аномалиями температуры в Москве, 6-8 °С (рис. 11а), эти аномалии могли быть выше как минимум на 12 °С. Иными словами, воздух из указанных регионов в Атлантике и Средиземном море зимой при движении к Москве охлаждается не менее чем на 12 °С.

Анализ вероятности переноса воздушных масс выполнен при поддержке РФФИ (РФФИ-РГО 17-05-41121) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 51. Анализ источников формальдегида выполнен при поддержке гранта РФФИ 16-05-01062.

Литература

1. *Александров Э.Л., Седунов Ю.С.* Человек и стратосферный озон / Гидрометеоиздат, Ленинград. 1979. 103 с.
2. *Балин Ю.С., Ершов А.Д.* Вертикальная структура аэрозольных полей пограничного слоя атмосферы по данным лазерного зондирования // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 7. С 616-623.
3. *Батуев А.Р., Бешенцев А.Н., Богданов В.Н., Доржготов Д., Корытный Л.М., Плюснин В.Н.* Экологический атлас бассейна озера Байкал: картографическая инновация // География и природные ресурсы. 2015. Т. 36. № 1. С. 5-16.
4. *Бешенцев А.Н.* Картографический мониторинг природопользования // Геодезия и картография. 2011. №3. С. 14-18.
5. *Булыгина О.Н., Разуваев В.Н., Александрова Т.М.* Описание массива данных суточной температуры воздуха и количества осадков на метеорологических станциях России и бывшего СССР (TTTR), 2008 (http://meteo.ru/data/162-temperature-precipitation).
6. *Груздев А.Н.* Широтная зависимость вариаций стратосферного содержания NO_2 // Изв. РАН.

Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 3. С. 345-359.
7. *Еланский Н.Ф.* Российские исследования атмосферного озона в 2011-2014 гг. // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. № 2. С. 150-166.
8. *Елохов А.С., Груздев А.Н.* Измерения общего содержания и вертикального распределения NO_2 на Звенигородской научной станции // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 6. С. 831-846.
9. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы / Гидрометеоиздат, Ленинград. 1969. 645 с.
10. *Шукуров К.А., Шукурова Л.М.* Регионы-источники нитрата аммония, сульфата аммония и природных силикатов в приземном аэрозоле западного Подмосковья // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 3. С. 360-369.
11. *Шукуров К.А., Семенов В.А.* Характеристики зимних аномалий приземной температуры в Москве 1970–2016 гг. при сокращении площади морских льдов в Баренцевом море // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. №3. С. 13-27.
12. *Berrisford P., Dee D.P., Fielding K., Fuentes M., Kallberg P., Kobayashi S., Uppala S.M.* The ERA-Interim archive / ERA Report Series, No.1. ECMWF: Reading, UK. 2009. 27 p.
13. *Borovski A.N., Dzhola A.V., Elokhov A.S., Grechko E.I., Postylyakov O.V., Kanaya, Y.* First measurements of formaldehyde integral content at Zvenigorod Scientific Station // Int. J. Remote Sens. 2014. V. 35(15). P. 5609-5627.
14. *De Leeuw G., Sogacheva L., Rodriguez E., Kourtidis K., Georgoulias A.K., Alexandri G., Amiridis V., Proestakis E., Marinou E., Xue Y. and R. van der A.* Two decades of satellite observations of AOD over mainland China using ATSR-2, AATSR and MODIS/Terra: data set evaluation and large-scale patterns // Atmos. Chem. Phys. 2018. V. 18. P. 1573-1592.
15. *Dessler A.* The Chemistry and Physics of Stratospheric Ozone / International Geophysics Series. 2000. Volume 74. Academic Press, New York, London. 2000. 225 p.
16. *Draxler R.R., Hess G.D.* An overview of the HYSPLIT_4 modeling system of trajectories, dispersion, and deposition // Aust. Meteorol. Mag. 1998. V. 47. P. 295-308.
17. *Dubovik O., Lapyonok T., Kaufman Y.J., Chin M., Ginoux P., Kahn R.A., Sinyuk A.* Retrieving global aerosol sources from satellites using inverse modeling // Atmos. Chem. Phys. 2008. V. 8. P. 209-250.
18. Gruzdev A.N. Latitudinal structure of variations and trends in stratospheric NO_2 // Int. J. Remote Sens. 2009. V. 30. № 15. P. 4227-4246.
19. *Gruzdev A.N., Elokhov A.S.* Variability of stratospheric and tropospheric nitrogen dioxide observed by the visible spectrophotometer at Zvenigorod, Russia // Int. J. Remote Sens. 2011. V. 32. № 11. P. 3115-3127.
20. *Holben B. N., Eck T. F., Slutsker I., Tanre D., Buis J.P., Setzer A., Vermote E., Reagan J.A., Kaufman Y.J., Nakajima T., Lavenu F., Jankowiak I., A. Smirnov*. AERONET-A federated instrument network and data archive for aerosol characterization // Remote Sens. Environ. 1998. V. 66. P. 1-16.
21. *Hsu Y.-K., Holsen T., Hopke P.* Comparison of hybrid receptor models to locate PCB sources in Chicago // Atmos. Environ. 2003. V. 37. P. 545-562.
22. *Kabashnikov V., Milinevsky G., Chaikovsky A., Miatselskaya N., Danylevsky V., Aculinin A., Kalinskaya D., Korchemkina E., Bovchaliuk A., Pietruczuk A., Sobolevsky P., Bovchaliuk V.* Localization of aerosol sources in East-European region by back-trajectory statistics // Int. J. Remote Sens. 2014. V. 35. P. 6993-7006.
23. *Kistler R., Kalnay E., Collins W., Saha S., White G., Woollen J., Chelliah M., Ebisuzaki W., Kanamitsu M., Kousky V., Van den Dool H., Jenne R., and Fiorino M.* The NCEP–NCAR 50-Year Reanalysis: Monthly Means CD-ROM and Documentation // Bull. Am. Met. Soc. 2011. V. 82. No. 2. P. 247-268.
24. *Numagati A.* Origin and recycling processes of precipitation water over the Eurasian continent: Experiments using an atmospheric general circulation model // J Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 1957-1972.
25. *Postylyakov O.V., Borovski A.N., Elokhov A.S., Dzhola A.V., Grechko E.I., Kanaya Y.* Measurements of formaldehyde total content in troposphere using DOAS technique in Moscow Region: preliminary results of 3 year observations // Proc. SPIE. 2014. V. 9242. P. 92420T-1-7.
26. *Postylyakov O.V., Borovski A.N. Ivanov V.A.* On determination of formaldehyde content in atmospheric boundary layer for overcast using DOAS technique // Proc. SPIE. 2015. V. 9680. P. 96804O-1-10.
27. *Shukurov K.A., Shukurova L.M.* The fields of mean concentration in potential sources of ammonium sulphate, ammonium nitrate and natural silicates for the west of Moscow region // Proc. SPIE 10466. 2017. 104663U. P. 1-6.
28. *Shukurov K.A., Shukurova L.M.* Potential sources of Southern Siberia aerosols by data of AERONET

site in Tomsk, Russia // Proc. SPIE 10466. 2017. 104663W. P. 1-7.
29. *Shukurov K.A., Chkhetiani O.G.* Probability of transport of air parcels from the arid lands in the Southern Russia to Moscow region // Proc. SPIE 10466. 2017. 104663V. P. 1-7.
30. *Shukurov K.A., Semenov V.A.* Potential sources of the air masses leading to warm and cold anomalies in Moscow in summer // Proc. SPIE. 2017. V. 10466. 104666F. P.1-9.
31. *Shukurov K.A., Mokhov I.I.* Potential sources of precipitation in Lake Baikal basin // Proc. SPIE 10466. 2017. 104663T. P. 1-8.
32. *Stohl A., James P.A.* A Lagrangian analysis of the atmospheric branch of the global water cycle. Part II: Moisture transports between Earth's ocean basins and river catchments // J Hydrometeorol. 2005. V. 6. P. 961-984.
33. *Stull R.B.* An Introduction to Boundary Layer Meteorology / Kluwer Academic, 1988. 666 p.
34. *Wang P., Ning S., Dai J., Sun J., Lu M., Song Q., Dai X., Zhao J., Yu D.* Trends and variability in aerosol optical depth over North China from MODIS C6 aerosol products during 2001–2016 // Atmos. 2017. V. 8. P. 223-236.
35. *Wolfe G. M., Kaiser J., Hanisco T.F., Keutsch F.N., de Gouw J.A., Gilman J.B., Graus M., Hatch C.D., Holloway J., Horowitz L.W., Lee B.H., Lerner B.M., Lopez-Hilifiker F., Mao J., Marvin M.R., Peischl J., Pollack I.B., Roberts J.M., Ryerson T.B., Thornton J.A., Veres P.R., Warneke C.* Formaldehyde production from isoprene oxidation across NOx regimes // Atmos. Chem. Phys. 2016. V. 16. P. 2597-2610.
36. *Yandex Research*. Traffic Jams in Moscow: 2013-2017 // Yandex site, 27 November 2017, https://yandex.ru/company/researches/2017/moscow_traffic_2017(10 June 2017).

Часть 6. Взаимодействие атмосферы и океана

Региональное климатическое моделирование атмосферы над Северной Атлантикой: методы выделения мезомасштабной циркуляции из данных высокого разрешения

А.В. Гавриков[1], В.М. Степаненко[2,3]

[1]Институт Океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Москва
[2] НИВЦ МГУ имени М. В. Ломоносова, г. Москва
[3]МГУ имени Ломоносова, Географический факультет, г. Москва

Введение

Во многих исследованиях климата используются данные атмосферных реанализов. Современные глобальные реанализы, создаются при помощи упрощенных (гидростатических) моделей атмосферы с характерным пространственным разрешением 0.3–1°, которые усваивают определенный набор данных наблюдений. Реанализы способны с высокой достоверностью описать синоптическую циркуляцию, однако их разрешение не позволяет воспроизвести мезомасштабные процессы, с которыми часто бывают связаны экстремальные погодные явления. Также следует отметить, что многие численные эксперименты с мезомасштабными моделями указывают на увеличение амплитуды термогидродинамических величин при увеличении разрешения (*Willison et al. 2015, Гавриков и Иванов 2015* и др.). Тем не менее, во многих исследованиях неявно предполагается, что влияние мезомасштаба на крупномасштабные синоптические процессы и формирование климата незначительно. Возникает вопрос: насколько обосновано это предположение? Для ответа необходимы данные об атмосфере высокого разрешения за временной период, сравнимый с масштабами климатических процессов и метод, позволяющий разделить масштабы атмосферных процессов.

Современный темп развития супервычислительных систем и численных методов сделал возможным проводить долговременные региональные высокоразрешающие эксперименты. Научное направление, в котором проводятся такие эксперименты (региональное климатическое моделирование) сейчас интенсивно развивается (*Argüeso et al. 2011, Otte et al. 2012, Gao et al. 2015, Hahmann et al. 2015, Glisan et al. 2013, Tang et al. 2017, Booth et al., 2018* и др.). Однако, насколько известно авторам, декомпозиция метеорологических полей высокого разрешения по масштабам до сих пор не проводилась.

В настоящей работе обсуждаются методы разделения масштабов атмосферных процессов на основе данных проведенного климатического (31 год) численного эксперимента, покрывающего регион Северной Атлантики с разрешением 14 км. Эксперимент получил название NAAD (North Atlantic Atmospheric Downscaling).

Постановка численного эксперимента NAAD

Для проведения регионального климатического моделирования использовалась атмосферная модель WRF (Weather Research and Forecasting) версии 3.8.1 с исследовательским ядром ARW (Advanced WRF). Это современная негидростатическая модель, базирующаяся на полной системе уравнений движения для сжимаемой жидкости (*Skamarock et al. 2008*). Основным преимуществом WRF-ARW перед остальными продуктами подобного типа является возможность выбора подходящей схемы параметризации для различных подсеточных физических процессов.

Вычислительная область покрывает регион Северной Атлантики от 5° до 80° с.ш. и от –105° з.д. до 20° в.д. Горизонтальное разрешение составляет 14 км по обоим направлениям. В качестве вертикальной координаты в модели используется неравномерная орографическая сухогидростатическая вертикальная координата (η) с возможностью изменения шага между

уровнями. В настоящем эксперименте выбрано 50 уровней по вертикали, при этом нижний уровень находится на высоте около 10 м над поверхностью моря, а верхний на высоте 50 гПа (около 21 км). Интегрирование производится по схеме Рунге-Кутты 3-его порядка с шагом 30 секунд. Стандартная выходная продукция модели сохраняется каждые 3 часа. Дополнительно сохраняется также основная статистика (минимум, максимум, среднее, дисперсия) *между* сроками выдачи для некоторых приповерхностных параметров: компоненты вектора скорости, температуры, влажности и др. В окончательном варианте эксперимент планируется провести для периода 1979–2016 гг. (37 лет), однако здесь будут проанализированы результаты 1979–2009 гг. (31 год).

Успешность моделирования WRF во многом определяется выбором схем параметризации подсеточных процессов. Помимо достоверности отдельно взятой схемы, большую роль играет характер ее взаимодействия с другими параметризациями. В настоящей работе подсеточные *конвективные* процессы параметризуются при помощи улучшенной схемы Каина и Фритша (KF) (*Kain 2004*). Для учета *микрофизики* выбрана одномоментная схема WSM6 (*Lim and Hong 2010*), учитывающая 6 типов гидрометеоров, дополнительная информация об облачном вовлечении поступает из блока KF. Описание процессов переноса коротко- и длинноволновой радиации производится с использованием схемы RRTMG (The Rapid Radiative Transfer Model for GCMs) (*Iacono 2008*). Для более достоверного расчета оптической толщины атмосферы, схема RRTMG дополнительно была настроена на учет подсеточной конвективной облачности из параметризации KF и информации о гидрометеорах из схемы WSM6. В качестве схемы *приземного слоя* (слоя постоянных турбулентных потоков) используется, основанная на теории подобия Монина-Обухова, модель MM5, которая учитывает вязкий подслой, над поверхностью моря расчет параметров шероховатости для температуры и влажности (или коэффициентов обмена для явного и скрытого тепла) производится аналогично широко используемой схеме COARE3 (*Fairall et al. 2003*). В качестве параметризации *планетарного пограничного слоя* (ППС) была выбрана схема YSU (Университет Ёнсей, Южная Корея) – это диагностическая нелокальная схема с противоградиентным членом (*Hong et al. 2006*). Схемы ППС работают во всей толще атмосферы, в свободной атмосфере они отвечают за расчет вертикальных коэффициентов турбулентной диффузии. Горизонтальные коэффициенты диффузии рассчитываются независимо в динамическом ядре модели с помощью замыкания Смагоринского первого порядка. В качестве модели *подстилающей поверхности* используется популярная схема Noah (*Chen and Dudhia 2001*).

Для климатического расчета в модели были сделаны следующие изменения. Коротковолновая схема RRTMG дополнительно усваивает климатические данные о пространственном (5°x4°) и временном (среднемесячные) распределении 6 типов аэрозолей (*Tegen et al. 1997*). Поскольку верхняя граница модели находится выше 20 км, необходим учет поглощения радиации озоном. По умолчанию в WRF для этого используется единый вертикальный профиль концентрации озона, однако в случае длительного эксперимента было решено заменить его на климатические данные из радиационной схемы CAM (Community Atmospheric Model), которые показывают изменение не только по высоте, но и по широте (с разрешением 2.82°) и времени (среднемесячные). Эти данные используется в моделях долгосрочного прогноза Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF). Схема деятельного слоя Noah производит обновление условия на нижней границе атмосферы, с учетом процессов в глубоких слоях почвы. Над морем производится дополнительный расчет температуры поверхностной пленки согласно (*Zeng and Beljaars 2005*).

В качестве начальных и граничных условий (включая температуру поверхности океана) выступают данные атмосферного реанализа ERA-Interim (*Dee et al. 2011*). Для предотвращения «дрейфа» модельного решения при длительном интегрировании используется процедура спектрального подталкивания (*Miguez-Macho et al. 2004*). Эта технология широко применяется при проведении региональных климатических

экспериментов (*Argüeso et al. 2011, Otte et al. 2012, Gao et al. 2015, Hahmann et al. 2015, Glisan et al. 2013, Tang et al. 2017* и др.). В настоящем эксперименте из граничных условий сохранялись колебания с длинной волны более 1100 км в полях геопотенциала, скорости ветра и потенциальной температуры. Поля атмосферной влаги не подталкивались, поскольку их достоверность в данных реанализов является дискуссионной темой. Процедура подталкивания действует в слое от верхней границы вычислительной области до высоты ППС. Как и в большинстве подобных исследований, коэффициент подталкивания для всех полей постановлен равным $3x10^{-4}$ c^{-1}. Таким образом, мезомасштабная модель «сохраняет» синоптическую моду циркуляции из атмосферного реанализа и при этом воспроизводит мезомасштабную динамику.

Методы выделения мезомасштабных движений

Наблюдения показывают, что в атмосфере развиваются процессы, охватывающие широкий диапазон пространственных и временных масштабов. К настоящему моменту не существует единой классификации, определяющей границы этих масштабов. В то же время наиболее популярной является классификация Орланского (*Orlanski 1975*), в ней к мезомасштабу относятся движения размером 2—2000 км и с периодом от часа до недели. Мезомасштабные процессы изучаются индивидуально. Обзор основных типов мезомасштабных процессов представлен в работе *Вельтищева и Степаненко (2007)*. Если же стоит задача автоматизированного выделения мезомасштабной части метеорологических полей, то, как правило, применяется спектральная фильтрация. Подобный подход оправдан при заранее известном размере исследуемых процессов, однако в общем случае этот масштаб не определен, и он становится объектом субъективного выбора. В настоящей работе ставится задача сравнить различные методы выделения мезомасштабной части метеорологических полей с точки зрения физической обоснованности лежащих в основе этих методов критериев.

В качестве базовой характеристики распределения энергии по масштабам используются Фурье-спектры кинетической энергии (КЭ) горизонтального движения, полученные для нижней части свободной атмосферы (1–3 км) за период 15 – 25 января 1979 года. Поскольку в модели WRF прогностические величины определены на сигма-уровнях, то проводилась предварительная интерполяция компонент горизонтальной скорости ветра на уровни постоянной высоты (от уровня моря) с шагом 1 км. Полученные на этих поверхностях спектры затем вертикально усреднялись.

Ниже будет представлено несколько методов выделения мезомасштабных движений: три метода фильтрации (классическая фильтрация по времени, по пространству и смешанная) и один динамический. Достоинства и недостатки каждого метода обсуждаются в разделе Результаты.

а. Фильтрация по времени

Широко используемым методом выделения масштабов на длинных рядах данных является фильтрация по времени. В настоящей работе использовался популярный для этих задач фильтр Ланцоша (*Duchon 1979*). Этот фильтр характеризуется дополнительным множителем весовой функции («сигма фактор»), значительно подавляющий эффект Гиббса (возникающий при использовании конечного числа членов в ряде Фурье). Фильтрация проводилась отдельно для верхней и нижней границы диапазона мезомасштабных движений и затем вычиталась, такой подход называется полосно-пропускающим. Границами диапазона фильтрации считались колебания 9–24 часов, что соответствует масштабу мезо-β по классификации Орланского. Нижний предел диапазона ограничен дискретностью выходных данных эксперимента NAAD, верхний – синоптической динамикой в исследуемом регионе, его объяснение будет приведено ниже.

б. Фильтрация по пространству

Интуитивно понятным методом фильтрации по пространству является операция дискретной свертки с симметричным ядром. В настоящей работе в качестве ядра использовалось распределение Гаусса:

$$V_f(x,y) = \sum_{i=1}^{N_x}\sum_{j=1}^{N_y} C_V V(x_i,y_j) e^{-\vartheta r^2(x,y,x_i,y_j)}, \quad 1)$$

$$x_{(N_x+1)/2} = x;\ y_{(N_x+1)/2} = y, \quad 2)$$

$$r^2(x,y,x_i,y_j) = (x_i - x)^2 + (y_i - y)^2, \quad 3)$$

где $V_f(x,y)$ – значения сглаженного поля каждой компоненты скорости ветра в точке (x,y), N_x и N_y – размерность ядра свертки соответственно по осям x и y, V – исходное сглаживаемое поле. Константы ϑ и C_V были выбраны согласно условию:

$$(x_{N_x} - x) = 3 * \left(\frac{1}{2\vartheta}\right)^{1/2}, \quad 4)$$

$$\sum_{i=1}^{N_x}\sum_{j=1}^{N_y} C_V e^{-\vartheta r^2(x,y,x_i,y_j)} = 1. \quad 5)$$

Где выражение (4) определяет ширину распределения весов, а уравнение (5) является условием нормировки ядра. В настоящем исследовании размерность ядра составляет 57x57 узлов, что соответствует размеру области 800x800км. Такой масштаб выбран для сохранения в отфильтрованных полях крупных мезомасштабных процессов, таких как циклонические фронты и тропические депрессии.

в. Пространственно-временная фильтрация

Описанные выше методы производят фильтрацию отдельно во времени или по пространству. Поскольку феноменологически мезомасштабные процессы выделяются одновременно по обоим признакам, то более перспективным представляется комбинированный подход. Для этого вместе с высокоразрешающим экспериментом NAAD (*HiRes*) был проведен независимый эксперимент низкого разрешения (80 км, *LoRes*) с идентичными схемами параметризаций подсеточных процессов. Затем результат *LoRes* билинейно интерполировался на сетку высокого разрешения и вычитался из поля высокого разрешения (*HiRes—LoRes*). Такой подход имеет одновременно свойства фильтрации по времени и пространству, поскольку отсутствие в модели малых пространственных масштабов означает отсутствие связанной с этими масштабами временной изменчивости.

г. Выделение по динамическому принципу

Феноменологические классификации масштабов основаны на данных наблюдений и не раскрывают физической сути разделения. Более перспективным с физической точки зрения представляется метод динамического выделения циркуляций среднего размера. В качестве границы между синоптическими и мезомасштабными процессами можно использовать пределы применимости геострофического приближения. Эти пределы выводятся из масштабного анализа уравнений движения, где наибольшую величину имеют силы градиента давления и Кориолиса. Далее, по определению:

$$\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V}_g + \boldsymbol{V}_a, \quad 6)$$

где $\boldsymbol{V}$ есть вектор полной скорости, индексы g и a обозначают геострофическую и агеострофическую составляющую, с которыми естественно ассоциировать синоптическую и мезомасштабную компоненты поля скорости, соответственно. Полная скорость является результатом работы мезомасштабной модели. Гибкая настройка модели WRF позволяет получить в выходных данных всю необходимую информацию для расчета геострофической составляющей (геострофического ветра). Полная (с учетом пульсаций) система уравнений

геострофического баланса в координатах WRF выглядит следующим образом (выведено на основе *Klemp et al. 2007*):

$$\frac{\alpha}{\alpha_d}\left[\mu_d\left(\frac{\partial\varphi'}{\partial x}+\alpha_d\frac{\partial p'}{\partial x}+\alpha_d'\frac{\partial\bar{p}}{\partial x}\right)+\frac{\partial\varphi}{\partial x}\left(\frac{\partial p'}{\partial\eta}-\mu_d'\right)\right]= \quad \mu_d f v_g, \qquad 7)$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_d}\left[\mu_d\left(\frac{\partial\varphi'}{\partial y}+\alpha_d\frac{\partial p'}{\partial y}+\alpha_d'\frac{\partial\bar{p}}{\partial y}\right)+\frac{\partial\varphi}{\partial y}\left(\frac{\partial p'}{\partial\eta}-\mu_d'\right)\right]=-\mu_d f u_g. \qquad 8)$$

Здесь u_g и v_g – компоненты геострофического ветра, p и φ – полные (фоновое состояние + пульсации) поля давления и геопотенциала, α – удельный объем влажного воздуха ($^1/_\rho$), μ – масса влажного воздуха в вертикальном столбе атмосферы, переменные с чертой обозначают фоновое (гидростатическое) состояние, а штрихи отвечают за пульсации, η – вертикальная координата, f – параметр Кориолиса ($f = 2\Omega\sin\Phi$, где Ω – угловая скорость вращения Земли, а Φ – географическая широта узла сетки). Индексом d отмечены величины для сухой атмосферы. Для снижения ошибок, связанных с интерполяцией, вычисления по формулам (7)–(8) проводились в сигма-системе координат, причем левые части уравнений дискретизировались так же, как они дискретизируются в модели.

Результаты

При сравнении методов выделения мезомасштабной составляющей атмосферной циркуляции, в качестве интегрального критерия использовался спектр горизонтальной кинетической энергии, полученный для нижней тропосферы (1–3 км) за период 10 суток (15–25 января 1979 г.). На Рисунке 1 для каждого метода синим цветом показан спектр полной КЭ, а красным – ее мезомасштабная компонента. При фильтрации по времени (рис. 1а) происходит занижение КЭ, которое связано с выбранным диапазоном фильтрации (9–24 часа). Верхний предел диапазона обусловлен необходимостью отфильтровать временную изменчивость, связанную с прохождением быстро перемещающихся циклонов синоптического масштаба. В Северной Атлантике быстрые циклоны составляют около 20% от общего количества *(Rudeva et al. 2011, Tilinina et al. 2013)*. Однако вместе с быстрыми циклонами из рассмотрения исключились и крупные мезомасштабные системы, что привело к снижению спектральной энергии.

Результаты применения пространственного (рис. 1б) и смешанного (рис. 1в) метода фильтрации в спектральном представлении слабо различаются. Оба хорошо представлены в мезомасштабном диапазоне начиная с длины волны менее 200 км, что также связано с заранее выбранными характеристиками фильтров. Чтобы выделить более крупные образования мезомасштаба (мезо-α) необходимо увеличить размер ядра свертки (в случае пространственного фильтра) или разрешения грубой модели (для комбинированного подхода), однако этот шаг приведет к нежелательному учету синоптических структур.

Принципиально другую картину представляет динамическая фильтрация (рис. 1г). Следует отметить, что в мезомасштабном диапазоне, начиная с длины волны 800 км, горизонтальная КЭ геострофической (зеленая кривая) и агеострофической (красная кривая) компоненты совпадают и имеют очевидное согласие с известным степенным законом для мезомасштабного участка спектра ($k^{-5/3}$) (*Kraichnan 1967, Skamarock et al. 2014*). Высокий уровень дисперсии геострофической скорости на мезомасштабе свидетельствует о наличии значительной мезомасштабной неоднородности в поле градиента давления. Поскольку реальный (полный) ветер на этих масштабах негеострофичен, эта неоднородность в поле ветра не проявляется (низкий уровень синей кривой). В силу уравнения (6), изменчивость геострофической скорости на мезомасштабе вызывает изменчивость агеострофической компоненты, что объясняет совпадение зеленой и красной кривых. Точку совпадения, по всей видимости, можно считать точкой разделения синоптического и мезомасштаба, поскольку здесь мезомасштабная дисперсия $\boldsymbol{V}_g$ и $\boldsymbol{V}_a$ совпадают, и значительно превышают дисперсию реальной скорости, так что геострофический баланс сильно нарушается.

На Рисунке 2 представлены временны*е* дисперсии модуля мезомасштабной скорости ветра при использовании различных методов разделения масштабов. В первую очередь необходимо отметить, что на качественном уровне все поля согласованы. Над поверхностью океана все методы показывают область больших значений дисперсии, вытянутую вдоль средней траектории циклонов *(Rudeva et al. 2011, Tilinina et al. 2013*), что обусловлено потенциальной генерацией мезомасштабных движений за счет конвективных процессов во фронтальных зонах.

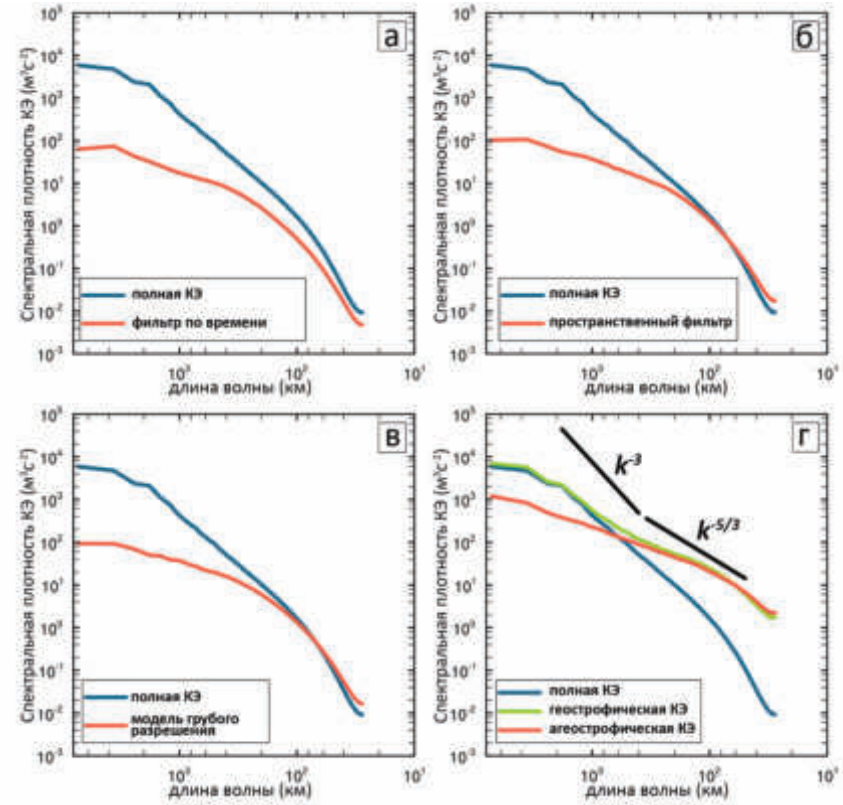


Рис. 1. Спектр горизонтальной кинетической энергии в нижней тропосфере (1–3 км) за период 15–25 января 1979 г. при различных методах фильтрации: (а) полосовой фильтр Ланцоша в интервале 9—24 часов; (б) с применением дискретной гауссовой свертки (размер ядра свертки 57x57 узлов); (в) модель грубого разрешения; (г) динамический метод: геострофическая (зеленый) и агеострофическая (красный) компонента скорости. Спектр полной кинетической энергии показан синим, отфильтрованной мезомасштабной компоненты – красным цветом.

Фильтрация по времени (рис. 2а) характеризуется наименьшими дисперсиями, что согласуется со спектральным представлением КЭ (см. рис. 1а). Пространственный и пространственно-временной подходы (рис. 2б и 2в), как и в спектрах (рис. 1б–1в), показывают похожий результат, здесь дополнительно выделяется область вдоль берега Гренландии и Исландии, где генерация мезомасштабных циркуляций имеет орографическую природу.

Наиболее перспективно выглядит динамический подход (рис. 2г), здесь, на фоне более детализированной картины, хорошо выделяется зоны с циклонической и орографической областями генерации мезомасштаба. Высокие значения дисперсии над сушей приурочены к областям со сложной орографией: в горных районах возникают большие градиенты давления, которые приводят к большим значениям геострофической скорости. В

особенности это важно в южных широтах (участок Южной Америки), где параметр Кориолиса (f) мал. Высокие значения дисперсии агеострофической компоненты скорости в тропической зоне можно трактовать двояко: с одной стороны, этот регион действительно характеризуется большим количеством мезомасштабных явлений (*Фалькович 1979, Добрышман 1980*); с другой стороны, геострофический баланс, положенный в основу разделения масштабов в динамическом методе, здесь начинает нарушаться уже на всех масштабах и поэтому формально не может служить критерием их разделения. Вопрос о критерии выделения масштабов в тропической зоне требует отдельного рассмотрения и в настоящей работе не изучается.

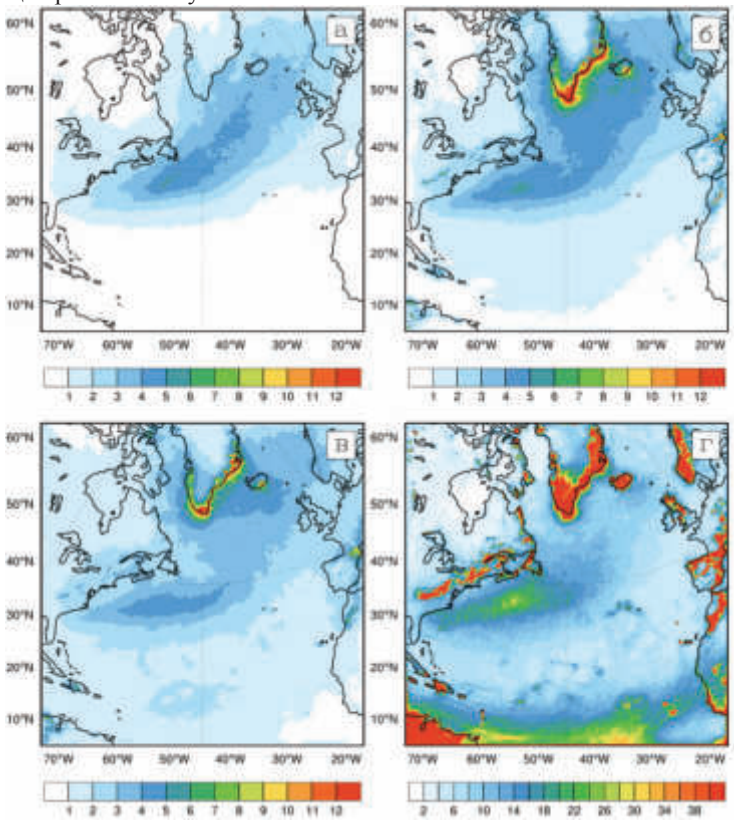


Рис. 2. Среднемноголетнее значение дисперсии мезомасштабной компоненты скорости ветра ($м^2/с^2$) на высоте 1 км для январей (1979–2009 гг.) по результатам различных методов фильтрации: (а) полосовой фильтр Ланцоша в интервале 9—24 часов; (б) с применением дискретной гауссовой свертки (размер ядра свертки 57x57 узлов); (в) модель грубого разрешения; (г) динамический метод.

При оценке вклада мезомасштабной циркуляции в полную скорость, необходимо помнить, что имеет место тождество:

$$\mathrm{D}(V) = \mathrm{D}(V_g) + \mathrm{D}(V_a) + 2 \cdot \mathrm{cov}(V_g, V_a). \qquad (9)$$

Уравнение (9) показывает, что сумма кинетических энергий (дисперсий) геострофической и агеострофической компонент не дают кинетической энергии полной скорости из-за линейной зависимости (ковариации) полей V_g и V_a.

На рисунке 3 показана удвоенная ковариация. В среднем в январях она составляет половину (–50%) от $D(V_a)$, отрицательная величина связана с тем, что геострофическая скорость в среднем превышает полную скорость.

Высокая линейная зависимость геострофической и агеострофической компонент скорости связана с высокой мезомасштабной изменчивостью (дисперсией) градиента давления и значительно меньшей дисперсией полной скорости. Это обстоятельство препятствует выделению вкладов геострофической и агеострофической скоростей в полную кинетическую энергию. Однако можно оценить дисперсии V_g и V_a:

$$\frac{\mathrm{D}(V_a)}{\mathrm{D}(V_g)} \cdot 100\%. \qquad (10)$$

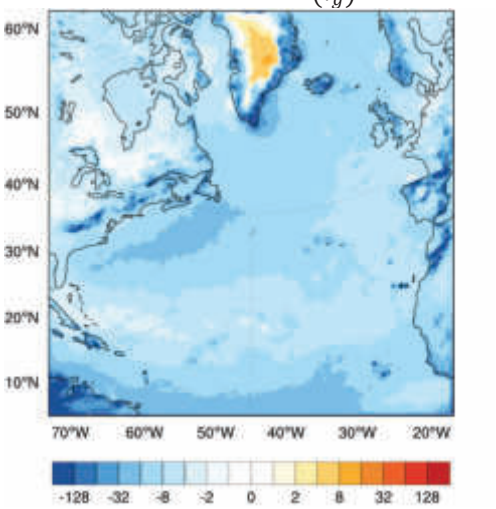


Рис. 3. Средняя за январи удвоенная ковариация мезомасштабной и синоптической скорости ветра ($м^2/с^2$) на высоте 1 км за период 1979–2009 гг, полученная с помощью динамического метода.

На рисунке 4 представлен среднемноголетний вклад (%) мезомасштабной циркуляции для января, полученный как отношение (10) на нескольких уровнях модели. Хорошо видно, что в нижней тропосфере (рис.4, слева и центр) мезомасштаб составляет до 70% от синоптической циркуляции в зоне высокой циклонической активности (над течением Гольфстрим), что вероятно вызвано конвективными процессами во фронтальных системах циклонов. В целом с высотой вклад мезомасштабной циркуляции снижается, это обстоятельство согласуется с классическим представлением о преобладании геострофических течений в свободной атмосфере.

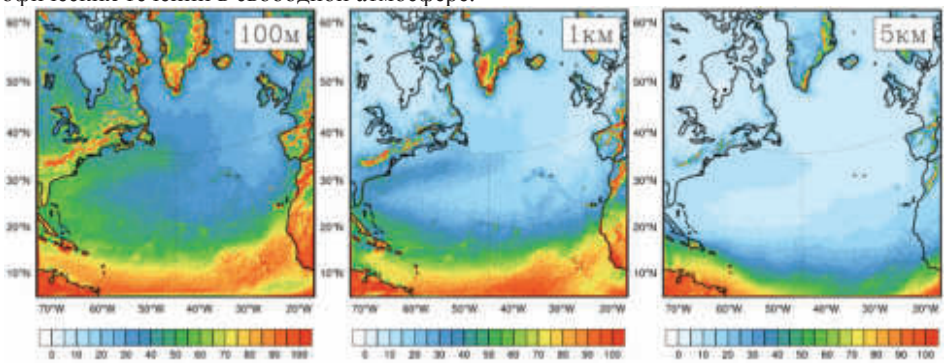


Рис. 4. Среднемноголетняя (1979–2009 гг) доля агеострофической компоненты в геострофической (%) для января на уровнях: 100 м (слева), 1 км (центр) и 5 км (справа).

Выводы

На основании результатов регионального мезомасштабного климатического моделирования атмосферы над Северной Атлантики были рассмотрены несколько методов выделения мезомасштабной циркуляции из данных высокого разрешения.

В целом, для решения общей задачи выделения мезомасштабной циркуляции из климатических данных высокого разрешения, стандартные пространственные и временные фильтры подходят с низкой достоверностью, поскольку обладают неопределенностью выбора параметров фильтрации. При фильтрации *по времени* нет возможности отделить мезомасштабные колебания от колебаний, связанных с быстро перемещающимися циклонами. Результат фильтрации *по пространству* существенно зависит от выбора формы и размера ядра свертки. Поэтому для больших регионов на климатическом масштабе времени возникает опасность потери в фильтрованных полях больших (высокоэнергетических) мезомасштабных циркуляций. Использование *смешанного метода* позволяет нивелировать недостатки временной фильтрации, однако не избавляет от недостатка пространственной фильтрации: разрешение 80 км не гарантирует воспроизведения только синоптических процессов, поэтому при фильтрации из рассмотрения могут исключаться и крупные мезомасштабные процессы (тропические циклоны, крупные фронтальные системы и мезомасштабные конвективные комплексы).

Наиболее перспективным представляется динамический метод, где разделение масштабов производится на основе объективного физического критерия (при помощи разделения полной скорости на геострофическую и агеострофическую составляющую). Однако подобный метод следует использовать с осторожностью в нижнем слое атмосферы, где трение о поверхность играет существенную роль и формально увеличивает агеострофическую компоненту скорости (слой Экмана). Кроме того, агеострофичность на мезомасштабе в исследуемом регионе выражается в том, что существует высокая мезомасштабная неоднородность (дисперсия) градиента давления и значительно меньшая дисперсия полной скорости: отсюда возникает высокая линейная зависимость геострофической и агеострофической компонент скорости, что препятствует выделению их вкладов в полную кинетическую энергию.

В будущем планируется провести оценку переноса импульса, а также явного и скрытого тепла за счет мезомасштабных процессов по сравнению с синоптическими на климатическом масштабе времени. Дополнительным развитием работы является определение отдельных мезомасштабных циркуляций при помощи критериев, разработанных для выделения когерентных структур в турбулентном потоке.

Работа проведена при поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.613.21.0083, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61317X0083).

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

Литература

1. *Вельтищев Н.Ф., Степаненко В.М.* Мезометеорологические процессы. Москва: МГУ, 2006. 101 с.
2. *Гавриков А., Иванов А.* Аномально сильная бора на Черном море: наблюдение из космоса и численное моделирование // Физика Атмосферы и Океана. 2015. Т. 51. № 5. С. 615–626.
3. *Добрышман Е.М.* Динамика экваториальной атмосферы. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1980. 288 с.
4. *Фалькович А.И.* Динамика и энергетика внутритропической зоны конвергенции. Ленинград: Гидрометеоиздат. 1979. 248 с.
5. *Argüeso D. et al.* Evaluation of WRF Parameterizations for Climate Studies over Southern Spain Using a Multistep Regionalization // J. Clim. American Meteorological Society, 2011. Vol. 24. № 21. P. 5633–5651.

6. *Booth J.F., Naud C.M., Willison J.* Evaluation of Extratropical Cyclone Precipitation in the North Atlantic Basin: An Analysis of ERA-Interim, WRF, and Two CMIP5 Models // J. Clim. 2018.– Vol. 31. № 6. P. 2345–2360.
7. *Chen F., Dudhia J.* Coupling an Advanced Land Surface–Hydrology Model with the Penn State–NCAR MM5 Modeling System. Part I: Model Implementation and Sensitivity // Mon. Weather Rev. American Meteorological Society 2001. Vol. 129. № 4. P. 569–585.
8. *Dee D.P. et al.* The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2011. Vol. 137. № 656. P. 553–597.
9. *Duchon C.E.* Lanczos Filtering in One and Two Dimensions // J. Appl. Meteorol. 1979. Vol. 18. № 8. P. 1016–1022.
10. *Fairall C.W. et al*. Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm // J. Clim. 2003. Vol. 16. № 4. P. 571–591.
11. *Gao Y., Xu J., Chen D.* Evaluation of WRF Mesoscale Climate Simulations over the Tibetan Plateau during 1979–2011 // J. Clim. American Meteorological Society 2015. Vol. 28. № 7. P. 2823–2841.
12. *Glisan J.M. et al.* Effects of spectral nudging in WRF on arctic temperature and precipitation simulations // J. Clim. 2013. Vol. 26. № 12. P. 3985–3999.
13. *Hahmann A.N. et al.* Wind climate estimation using WRF model output: method and model sensitivities over the sea // Int. J. Climatol. Wiley-Blackwell 2015. Vol. 35 № 12. P. 3422–3439.
14. *Hong S.-Y., Noh Y., Dudhia J.* A New Vertical Diffusion Package with an Explicit Treatment of Entrainment Processes // Mon. Weather Rev. 2006. Vol. 134. № 9. P. 2318–2341.
15. *Iacono M.J. et al.* Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the AER radiative transfer models // J. Geophys. Res. Atmos. 2008. Vol. 113. № 13. P. 2–9.
16. *Kain J.S.* The Kain–Fritsch Convective Parameterization: An Update // J. Appl. Meteorol. American Meteorological Society 2004. Vol. 43. № 1. P. 170–181.
17. *Klemp J.B., Skamarock W.C., Dudhia J.* Conservative Split-Explicit Time Integration Methods for the Compressible Nonhydrostatic Equations // Mon. Weather Rev. American Meteorological Society 2007. Vol. 135. № 8. P. 2897–2913.
18. *Kraichnan R.H.* Inertial ranges in two-dimensional turbulence // Phys. Fluids. 1967. Vol. 10. № 7. P. 1417–1423.
19. *Lim K.-S.S., Hong S.-Y.* Development of an Effective Double-Moment Cloud Microphysics Scheme with Prognostic Cloud Condensation Nuclei (CCN) for Weather and Climate Models // Mon. Weather Rev. American Meteorological Society 2010. Vol. 138. № 5. P. 1587–1612.
20. *Miguez-Macho G., Stenchikov G.L., Robock A.* Spectral nudging to eliminate the effects of domain position and geometry in regional climate model simulations // J. Geophys. Res. D Atmos. 2004. Vol. 109. № 13. P. 1–14.
21. *Orlanski I.* A rational Subdivision of Scales for Atmospheric Processes // Am. Meteorol. Soc. 1975. Vol. 56. № 5. P. 527–530.
22. *Otte T.L. et al.* Does nudging squelch the extremes in regional climate modeling? // J. Clim. 2012. Vol. 25. № 20. P. 7046–7066.
23. *Rudeva I. et al.* Composite Analysis of North Atlantic Extratropical Cyclones in NCEP–NCAR Reanalysis Data // Mon. Weather Rev. 2011. Vol. 139. № 5. P. 1419–1446.
24. *Skamarock W.C. et al.* A description of the Advanced Research WRF Version 3. NCAR Technical Note. Boulder, Colorado: NCAR, 2008. 125 p.
25. *Skamarock W.C. et al.* Atmospheric Kinetic Energy Spectra from Global High-Resolution Nonhydrostatic Simulations // J. Atmos. Sci. 2014. Vol. 71. № 11. P. 4369–4381.
26. *Tang J. et al.* Impact of spectral nudging on regional climate simulation over CORDEX East Asia using WRF // Clim. Dyn. Springer Berlin Heidelberg 2017. Vol. 48. № 7–8. P. 2339–2357.
27. *Tegen I. et al.* Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: Estimates from model results // J. Geophys. Res. Atmos. 1997. Vol. 102. № D20. P. 23895–23915.
28. *Tilinina N. et al.* Comparing Cyclone Life Cycle Characteristics and Their Interannual Variability in Different Reanalyses // J. Clim. 2013. Vol. 26. № 17. P. 6419–6438.
29. *Willison J., Robinson W.A., Lackmann G.M.* North Atlantic storm-track sensitivity to warming increases with model resolution // J. Clim. 2015. Vol. 28. P. 4513–4524.
30. *Zeng X., Beljaars A.* A prognostic scheme of sea surface skin temperature for modeling and data assimilation // Geophys. Res. Lett. 2005. Vol. 32. № 14. P. 1–4.

Численное моделирование процессов обмена между каплями и воздухом в приводном атмосферном погранслое

О.А. Дружинин[1], Ю.И. Троицкая[1], С.С. Зилитинкевич[2]

[1]Институт прикладной физики РАН, г. Н.Новгород
[2]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки

1. Введение

Детальное исследование взаимодействия турбулентного ветра с поверхностными волнами необходимо для корректной параметризации процессов обмена на границе океан-атмосфера в крупномасштабных моделях прогноза погоды и климата. При достаточно большой скорости ветра дополнительный вклад в процессы взаимодействия волн с ветром вносят капли брызг. Результаты натурных и лабораторных экспериментов показывают, что массовая доля капель в приводном атмосферном слое растет с увеличением скорости ветра, и при достаточно сильных ветрах влияние капель на несущий поток может стать существенным (*Andreas et al. 2010*).

До недавнего времени для моделирования процессов обмена в атмосферном пограничном слое в присутствии капель брызг использовались главным образом два подхода. Один подход основан на феноменологическом замыкании турбулентных потоков в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, описывающих крупномасштабные движения (т.е. уравнений RANS). При этом для описания воздействия капель брызг на несущий воздушный поток в осредненные уравнения движения для воздуха включаются слагаемые, отвечающие за обмен массой, импульсом и теплом между каплями и воздухом (*Bortkovskii 1987, Fairall et al. 1994, Kudryavtsev, Makin 2011*). Очевидно, что качество прогноза при этом подходе существенным образом зависят от того, насколько точно эти модельные слагаемые описывают процесс взаимодействия капель с воздухом.

Динамика капель в атмосферном погранслое над водной поверхностью изучалась также с использованием стохастических лагранжевых моделей (*Edson, Fairall 1994, Mueller, Veron 2014, Troitskaya et al. 2016)*. В этих моделях решаются уравнения движения индивидуальных капель в поле скорости ветра, которое представлено как сумма средней и стохастической компонент. При этом среднее поле задается на основе теории подобия Монина-Обухова и описывается логарифмическим законом, в то время как стохастическая компонента определяется решением уравнения Ланжевена со случайной силой, моделирующей турбулентные флуктуации скорости воздуха вдоль траектории капли. Использование стохастических моделей позволило получить важную информацию о свойствах динамики капель и оценки характеристик процессов обмена между каплями и воздухом. Однако в настоящее время нет верифицированной модели стохастического форсинга, которая учитывала бы процессы взаимодействия капель с крупномасштабными вихревыми структурами в атмосферном погранслое над водной поверхностью (*Mueller, Veron 2014*).

В последнее время развивается также подход, основанный на прямом численном моделировании (DNS), где исследование процессов обмена между каплями и воздухом не требует каких-либо гипотез замыкания. Впервые DNS турбулентного ветра, несущего капли, над взволнованной водной поверхностью было проведено в (*Druzhinin et al. 2017*). В качестве модельного рассматривалось турбулентное течение Куэтта и монодисперсные (неиспаряющиеся) капли, и учитывались лишь процессы обмена импульсом между каплями и воздухом.

В настоящей работе представлены результаты DNS воздушного турбулентного течения Куэтта, несущего полидисперсные капли, над взволнованной водной поверхностью. При этом учитываются процессы обмена импульсом, теплом и влагой, обусловленные инерционностью капель, их испарением (или конденсацией) и разностью температур между

каплями и окружающим воздухом. Насколько известно авторам, одновременный учет обмена импульсом и явным и скрытым теплом между каплями и несущим воздухом в прямом численном моделировании до сей поры не предпринимался. Постановка задачи в DNS в остальном такая же, как в предыдущем исследовании (*Andreas, 1989*). Уравнения движения капель решаются в лагранжевой системе координат одновременно с полными, трехмерными уравнениями Навье-Стокса для воздушного потока, решаемых в эйлеровой системе координат. Влияние капель на поток моделируется с помощью метода точечного источника ("point-force approximation"). Параметры капель задаются близкими к типичным параметрам капель брызг, известных из данных натурных и лабораторных экспериментов. Ниже в разделе 2 сформулированы основные уравнения и математическая модель. Результаты DNS обсуждаются в разделе 3, а в разделе 4 представлены их обсуждение и заключение.

2. Основные уравнения и описание численного метода

Схема численного эксперимента представлена на рис. 1. Рассматривается турбулентное течение Куэтта над взволнованной водной поверхностью. Ось x декартовой системы координат ориентирована вдоль направления среднего воздушного потока, ось y ортогональна направлению среднего течения и параллельна фронту волны, и ось z ориентирована по вертикали. Нижняя граница соответствует поверхностной волне с амплитудой a, длиной λ и фазовой скоростью c. Рассматривается крутизна волны $ka = 2\pi a/\lambda$ = 0.2. Область счета имеет размеры $L_x = 6\lambda$, $L_y = 4\lambda$, и $L_z = \lambda$ в x-, y-, и z-направлениях, соответственно. Рассматривается система отсчета, движущаяся вдоль оси x с фазовой скоростью волны c, в которой водная поверхность стационарна.

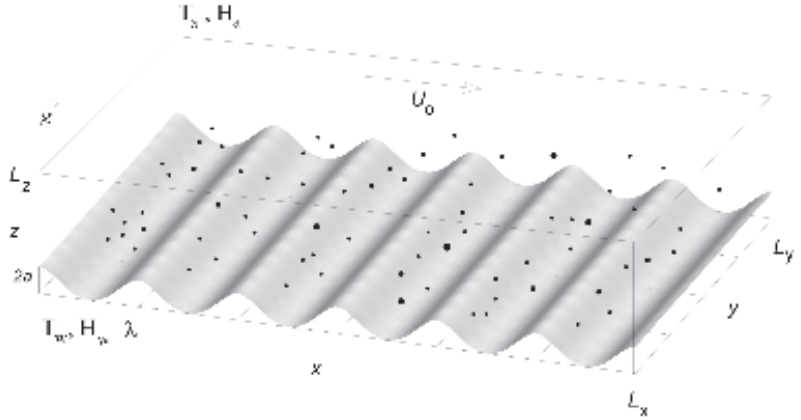


Рис. 1. Схема численного эксперимента: L_x, L_y, L_z - размеры области счета по горизонтальной (x),поперечной (y), и вертикальной (z) координатам; a и λ - амплитуда и длина поверхностной волны; T_w, H_w и T_a, H_a - температура и относительная влажность на водной поверхности и на верхней границе, соответственно; U_0 - балковая скорость воздуха; g - ускорение гравитации. Капли условно обозначены черными точками. Крутизна волны $ka = 2\pi a/\lambda = 0.2$.

На нижней границе рассматривается условие прилипания, т.е. скорость воздуха здесь равна скорости в поверхностной волне. Условие прилипания ставится также на верхней горизонтальной границе, которая движется с балковой скоростью U_0. Температура (измеряемая в Кельвинах, K) и относительная влажность воздуха задаются равными T_w и H_w при $z_b(x) = 0$ (на водной поверхности) и T_a и H_a при $z = L_z$, соответственно; подразумевается, что $T_w > T_a$ и $H_w > H_a$.

Численный алгоритм основан на решении полных, трехмерных уравнений Навье - Стокса для скорости несущего потока и уравнений переноса для температуры и относительной влажности воздуха, и уравнений для скоростей, температур и масс капель. Уравнения для полей воздушного потока решаются в Эйлеровых координатах и записываются в виде:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t}+\frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho_a}\frac{\partial P}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}+\sum_{n=1}^{N_d} f_{Ui}^n\,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j}=0\,, \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial (TU_j)}{\partial x_j}+\frac{\partial (T_{ref}U_3)}{\partial x_3}=\kappa\frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}+\sum_{n=1}^{N_d} f_T^n\,, \tag{3}$$

$$\frac{\partial H}{\partial t}+\frac{\partial (HU_j)}{\partial x_j}+\frac{\partial (H_{ref}U_3)}{\partial x_3}=D\frac{\partial^2 H}{\partial x_j \partial x_j}+\sum_{n=1}^{N_d} f_H^n\,, \tag{4}$$

где $x_i = x, y, z$, $U_i (i = x, y, z)$ - координаты и соответствующие компоненты скорости воздуха, P - отклонение давления от гидростатического, ρ_a - плотность воздуха при температуре T_a и абсолютном давлении P_a; T и H - мгновенные отклонения температуры и относительной влажности воздуха от начальных профилей $T_{ref}(z)$ и $H_{ref}(z)$; ν и κ - коэффициенты кинематической вязкости и диффузии; D - коэффициент диффузии водяного пара. Рассматриваются линейные исходные профили температуры и относительной влажности воздуха в виде:

$$T_{ref}(z)=T_w+(T_a-T_w)\frac{z}{\lambda}\,, \tag{5}$$

$$H_{ref}(z)=H_w+(H_a-H_w)\frac{z}{\lambda}\,, \tag{6}$$

Последние слагаемые в правой части уравнений (1), (3) и (4), f_{Ui}^n , f_T^n, и f_H^n, определяют вклады капель в скорость изменения импульса, температуры и влажности воздуха; $n = 1, \ldots, N_d$, где N_d - общее (постоянное) число капель в DNS.

Движение дискретных сферических капель с диаметром d_n и температурой T_n рассматривается в лагранжевой системе отсчета. Таким образом, для каждой n-ой капли решаются уравнения для ее координаты, скорости, температуры и массы одновременно с уравнениями для воздуха (1)-(4) (*Bortkovskii, 1998*):

$$\frac{dr_i^n}{dt}=V_i^n\,, \tag{7}$$

$$\frac{dV_i^n}{dt}=\frac{1}{\tau_n}\left(U_i(r^n)-V_i^n\right)\left(1+0.15\,\mathrm{Re}_d^{0.687}\right)-\delta_{iz}\frac{V_s}{\tau_n}g\,, \tag{8}$$

$$m_n c_w\frac{dT_n}{dt}=2\pi\kappa' d_n\left(T_a(r^n)-T_n\right)\left(1+0.25\,\mathrm{Re}_n^{0.5}\right)+L_v\frac{dm_n}{dt}\,, \tag{9}$$

$$\frac{dm_n}{dt}=2\pi D' d_n \rho_{sat}^v\left(H(r^n)-H_n^s\right)\left(1+0.25\,\mathrm{Re}_n^{0.5}\right). \tag{10}$$

В уравнениях (7) - (10), $r_i^n = x_n, y_n, z_n$ - декартовы координаты капель, производная (d/dt) вычисляется вдоль траектории капли; масса капли $m_n = \rho_n \pi d_n^3/6$; скорость гравитационного оседания капли $V_s = \tau_n g$.

В уравнении (8), $U_i(r^n)$- мгновенная скорость воздуха в точке нахождения *n*-ой капли, *g* - ускорение силы тяжести, и τ_n - время релаксации,

$$\tau_n = \frac{d_n^2}{18\nu}\frac{\rho_n}{\rho_a}\ , \qquad (11)$$

где ρ_n - плотность раствора соли в капле. В силе Стокса введена поправка, учитывающая конечность числа Рейнольдса капли, определяемого в виде

$$\mathrm{Re}_n = \frac{|U(r^n) - V^n|\, d_n}{\nu}. \qquad (12)$$

Уравнение (9) описывает скорость изменения температуры капли, T_n, которая считается постоянной по объему капли. Изменение T_n контролируется потоками явного и скрытого тепла. Поток явного тепла пропорционален разности температур капли и окружающего воздуха, $T_a(r^n) = T(r^n) + T_{ref}(z_n)$ и T_n, и коэффициенту теплопроводности воздуха κ' (который отличен от коэффициента диффузии κ в правой части уравнения (3)), модифицированного с учетом газо-кинетических эффектов на поверхности капли (*Pruppacher, Klett 1978, Andreas 1989*). При вычислении потока тепла учитывается также эффект вентиляции капли, обусловленный конечным значением числа Рейнольдса капли Re_n. Поток скрытого тепла пропорционален скорости изменения массы капли за счет ее испарения (или конденсации) с коэффициентом пропорциональности L_v (*Pruppacher, Klett 1978*).

Уравнение (10) описывает скорость изменения массы капли. Правая часть этого уравнения включает коэффициент диффузии водяного пара D', модифицированный с учетом газокинетических эффектов, плотность насыщенного водяного пара, ρ_{sat}^v, и разность относительной влажности окружающего воздуха и относительной влажности на поверхности капли, H_n^s (*Andreas, Emanuel 2001*).

Интегрирование уравнений (1) - (4) проводится в криволинейных координатах(ξ, y, η), в которых нижняя волновая граница $z_s(x) = a\cos k\xi(x)$ является плоской, $\eta = 0$ (*Kudryavtsev, Makin 2011*). Мгновенные значения скорости воздуха, его температуры и относительной влажности в точке нахождения *n*-ой капли, $U_i(r^n)$, $T_a(r^n)$ and $H(r^n)$, находятся с помощью интерполяции.

Уравнения (1)-(4) решаются в области счета с размерами $0 < x < 6\lambda$, $0 < y < 4\lambda$, и $0 < z < \lambda$ с помощью конечно-разностного метода Адамса-Башфорфа второго порядка точности на разнесенной сетке, состоящей из $360 \times 240 \times 180$ узлов. Узлы сетки сгущаются вблизи верхней и нижней границ для разрешения тонкой структуры вязкого пограничного слоя.

Балковое число Рейнольдса в DNS определяется как

$$\mathrm{Re} = \frac{U_0\lambda}{\nu} \qquad (13)$$

и задается равным Re = 15000. Крутизна волны задается равной *ka* = 0.2. Соотношение фазовой скорости волны и балковой скорости воздушного потока задается равным c/U_0 = 0.05, что соответствует условиям сильного ветрового форсинга (*Druzhinin et al. 2017*). Температура воздуха и воды и относительная влажность воздуха задаются равными $T_a = 27 + T_k$ (K), $T_w = 28 + T_k$ (K) (где $T_k = 273.15$ K), $H_w = 0.98$ и $H_a = 0.8$ (*Andreas, Emanuel 2001*).

На нижней ($\eta = 0$) и верхней границах ставятся условия прилипания (Дирихле) для скорости, температуры и относительной влажности воздуха. На нижней границе скорость

воздуха равна скорости поверхностной волны, а на верхней границе ($\eta/\lambda = 1$), скорости ($1 - c/U_0$). Отклонения температуры и влажности от исходных значений на верхней и нижней границах, $T_{ref}(z)$ (5) и $H_{ref}(z)$ (6), полагаются равными нулю. Периодические условия предписываются на боковых границах области счета, при $\xi/\lambda = 0, 6$ и $y/\lambda = 0, 4$.

Уравнения (7) - (10) решаются в декартовой системе координат с использованием метода Адамса второго порядка точности для координаты, и метода Адамса-Башфорфа для скорости, температуры и массы капли. Преобразование от декартовых координат к криволинейным осуществляется с использованием итерационного метода Ньютона (*Druzhinin et al. 2017*).

Вклады капель, f_{Ui}^n , f_T^n, и f_H^n, в правой части уравнений (1), (3) и (4) вычисляются с использованием метода точеного источника ("point-force approximation"). Таким образом, вклад каждой капли рассчитывается в окружающих ее восьми узлах сетки в виде (*Kudryavtsev, Makin 2011*):

$$f_{Ui}^n = \frac{\pi d_n^3}{6}\frac{\rho_d^n}{\rho_a}\frac{1}{\tau_n}\left(V_i^n - U_i(r^n)\right)\left(1 + 0.15\,\mathrm{Re}_n^{0.687}\right)\frac{w(r^n, r)}{\Omega_g}, \qquad (14)$$

$$f_T^n = 2\pi\kappa' d_n\left(T_n - T_a(r^n)\right)\left(1 + 0.25\,\mathrm{Re}_n^{0.5}\right)\frac{1}{\rho_a c_a}\frac{w(r^n, r)}{\Omega_g}, \qquad (15)$$

$$f_H^n = -\frac{1}{\rho_{sat}^v}\frac{dm_n}{dt}\frac{w(r^n, r)}{\Omega_g}, \qquad (16)$$

где $w(r^n, r)$ - коэффициент, обратно пропорциональный расстоянию между n-ой каплей с координатами $r^n = (x^n, y^n, z^n)$ и узлом сетки с координатами $r = (x, y, z)$, а $\Omega_g(r)$ - объем рассматриваемой ячейки сетки, внутри которой находится капля. Для каждой индивидуальной капли рассчитываются восемь коэффициентов (для каждого из восьми узлов, окружающих каплю). Коэффициенты нормируются таким образом, что сумма вкладов, распределяемых по узлам, равняется исходному вкладу капли, определяемому в (14)-(16).

Диаметры инжектируемых капель задаются случайным образом с однородной вероятностью в интервале $100 \le d \le 300\ \mu m$. Как следует из данных наблюдений, для капли с диаметром $d \approx 200\,\mu m$ отношение скорости гравитационного оседания капли V_s, к произведению κu_* (где κ = 0.4 - постоянная Кармана) порядка единицы (Andreas 1989). Соотношение $(V_s/\kappa u_*)$ показывает, насколько важным для динамики капли является ее оседание под действием силы тяжести по сравнению с переносом турбулентными вихрями в воздушном погранслое. В настоящей работе отношение $V_s/\kappa u_* \approx 1$ для капли с диаметром $d_n = 200\,\mu m$ и временем релаксации, определяемым в (11), $\tau_n \lambda/U_0 = 0.5$. Исходная массовая концентрация капель $C_m \approx 0.038$ создается при инжекции $N_d = 3\cdot 10^6$ капель.

3. Результаты численного моделирования

На рисунке 2 представлен вид сбоку траекторий капель различных исходных размеров. Траектории, полученные в DNS в течение всего временного интервала ($100 \le tU_0/\lambda \le 300$) показаны серым цветом, а части этих траекторий, используемые для анализа потоков (ниже на рис. 3,4) выделены черным цветом. Как показывает рисунок 2a, капля с отношением $V_s/(\kappa u_*)$ = 0.25 и диаметром $d_0 = 100\,\mu m$ после инжекции в поток в окрестности гребня поверхностной волны отдаляется от водной поверхности и блуждает по всей области счета. Движение более тяжелых капель (на рис. 2b, $d_0 = 200\,\mu m$, $V_s/(\kappa u_*)$ = 1 и рис. 2c, $d_0 = 300\,\mu m$, $V_s/(\kappa u_*)$ = 2.25) происходит главным образом в слое с высотой z/λ < 0.1.

Эти капли после инжекции в поток в окрестности гребня пролетают расстояние по потоку порядка одной длины волны и падают в воду в окрестности соседнего гребня или подошвы.

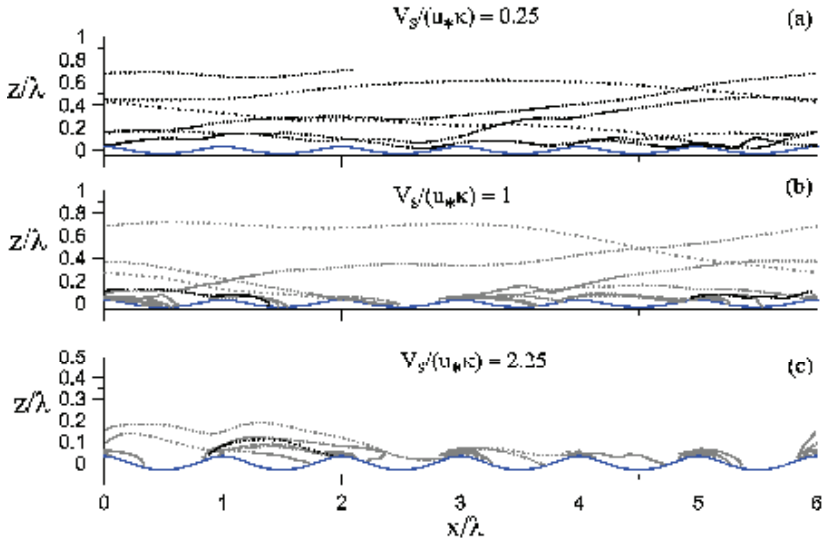


Рис. 2. Траектории капель различных диаметров (вид сбоку): (a) $d_0 = 100\,\mu m$, $V_s/(\kappa u_*) = 0.25$; (b) $d_0 = 200\,\mu m$, $V_s/(\kappa u_*) = 1$ и (c) $d_0 = 300\,\mu m$, $V_s/(\kappa u_*) = 2.25$. Траектории, полученные в течение всего временного интервала ($100 \le tU_0/\lambda \le 300$) показаны символами серого цвета, а траектории, используемые для анализа потоков на рис. 3,4 - черными символами.

На рисунках 3 и 4 для капель с соотношениями $V_s/\kappa u_* = 0.25$ (исходный диаметр $d_0 = 100\,\mu m$) и $V_s/\kappa u_* = 1$ ($d_0 = 200\,\mu m$) представлены зависимости от времени высот капель над водной поверхностью [$\eta_d = z_d - z_s(x_d)$], разности температур капель и температуры окружающего воздуха $(T_d - T)$, нормированные на балковую разность температур воды и воздуха $\Delta T = T_w - T_a$; потока импульса от капель к воздуху Q_m^d; потоков явного и скрытого тепла от капли к воздуху Q_S^d и Q_L^d; и потока энтальпии, равного сумме $Q_S^d + Q_L^d$.

Для дальнейшего обсуждения уравнения (8) и (9) удобно переписать в виде:

$$m_d \frac{dV_x^d}{dt} = -Q_m^d, \tag{17}$$

$$m_d c_w \frac{dT_d}{dt} = -Q_S^d - Q_L^d, \tag{18}$$

где

$$Q_m^d = 3\pi d \nu \rho_a \left(V_x^d - U_x(r^d)\right)\left(1 + 0.15\,\mathrm{Re}_d^{0.687}\right), \tag{19}$$

$$Q_S^d = 2\pi\kappa' d\left(T_d - T_a(r^d)\right)\left(1 + 0.25\,\mathrm{Re}_d^{0.5}\right), \tag{20}$$

$$Q_L^d = -L_v \frac{dm_d}{dt}, \tag{21}$$

и масса капли равна $m_d = \rho_d \pi d^3/6$, r^d и Re_d - координата и число Рейнольдса капли. Как показывает рис. 3, диаметр капли с $d_0 = 100\,\mu m$ уменьшается из-за ее испарения, в

особенности когда капля поднимается достаточно высоко, где влажность воздуха высокая, при $\eta_d / \lambda > 0.1$, на временах $U_0(t - t_{inj}) / \lambda > 3$ (где t_{inj} - момент инжекции).

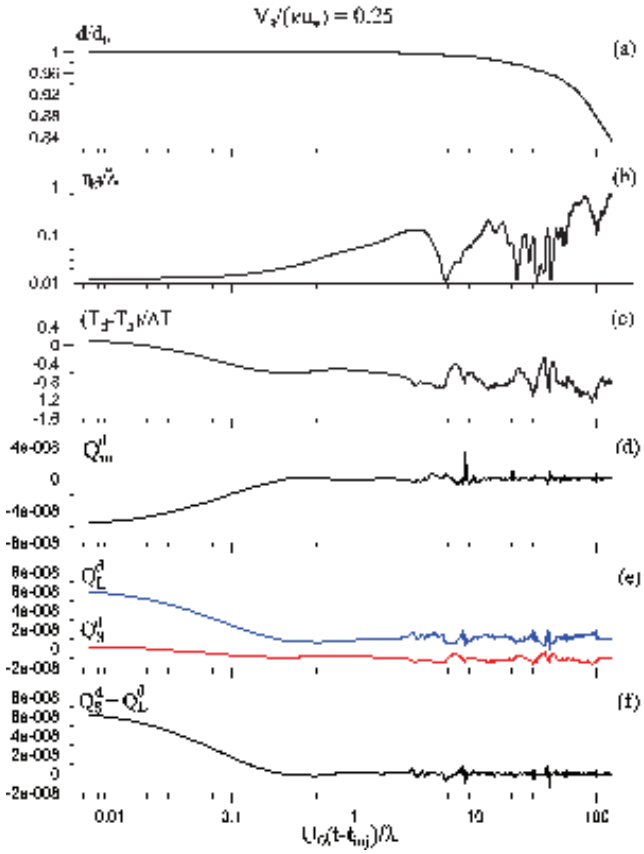


Рис. 3. Зависимость от времени вдоль траектории высоты капли над водной поверхностью, η_d; разности температуры капли и окружающего воздуха, $T_d - T_a$; диаметра капли, *d*; потока импульса от капли к воздуху, Q_m^d; потоков явного и скрытого тепла от капли к воздуху, Q_S^d и Q_L^d; и потока энтальпии (сумма $Q_S^d + Q_L^d$). Исходное соотношение $V_s/(\kappa u_*) = 0.25$ соответствует диаметру капли $d_0 = 100 \mu m$.

Температура капли понижается благодаря испарению и диффузии и при $U_0(t - t_{inj}) / \lambda > 0.03$ становится ниже температуры окружающего воздуха. Температура капли понижается до момента времени $U_0(t - t_{inj}) / \lambda \approx 0.2$ и остается примерно постоянной в интервале $0.2 \le U_0(t - t_{inj}) / \lambda \approx 3$(Fig. 3c). Далее как высота капли над водной поверхностью, так и ее температура, варьируют в относительно широких пределах. Поток импульса от капли к воздуху в интервале $U_0(t - t_{inj}) / \lambda < 0.3$ отрицательный, $Q_m^d < 0$, поскольку капля инжектируется в поток со скоростью поверхностной волны и ускоряется до локальной скорости ветра. Далее $Q_m^d \approx 0$, т.е. скорость капли близка к скорости потока (рис. 3d). Поток

явного тепла, Q_S^d, будучи изначально положительным, становится отрицательным при $U_0(t-t_{inj})/\lambda > 0.03$ (Рис. 3e).

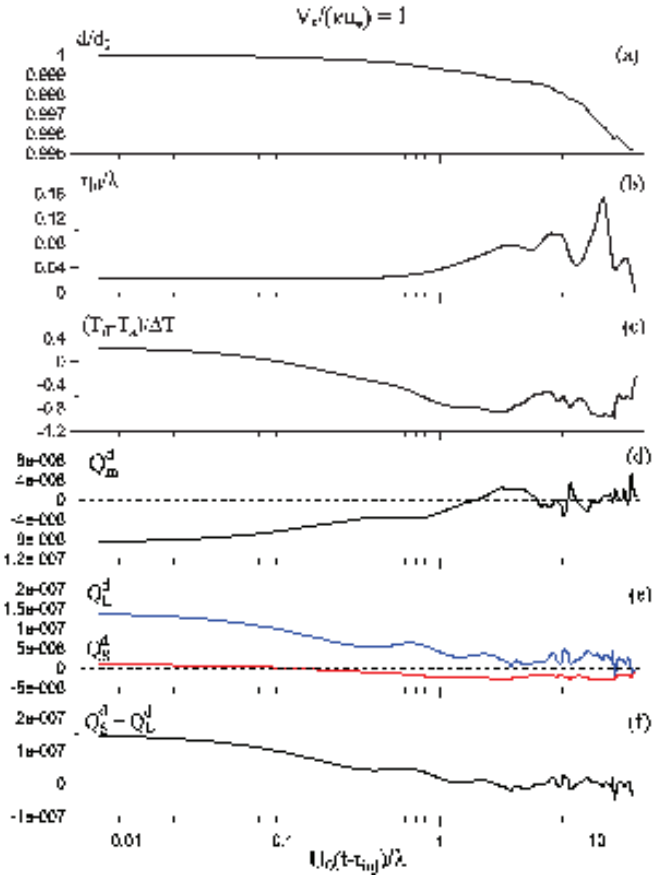


Рис. 4. То же, что и на Рис.3, но для $d_0 = 200\mu m$, $V_s/(\kappa u_*) = 1$.

Поток скрытого тепла Q_L^d существенно превышает Q_S^d при $U_0(t-t_{inj})/\lambda < 0.2$, но уменьшается со временем, так что при $U_0(t-t_{inj})/\lambda > 0.3$ вклады Q_L^d и Q_S^d сравниваются и суммарный поток энтальпии обращается в ноль, т.к. $Q_L^d + Q_S^d \approx 0$ (рис. 3f).

Динамика капли с $d_0 = 200\mu m$ (соотношение $V_s/\kappa u_* = 1$) на рис. 4 качественно похожа на динамику капли с $d_0 = 100\mu m$ на рис. 3. Однако в этом случае капля позднее достигает состояния равновесия, как относительно потока импульса (при $U_0(t-t_{inj})/\lambda > 2$), так и потоков явного и скрытого тепла (при $U_0(t-t_{inj})/\lambda > 3$).

На рис.5 представлены зависимости от $V_s/(\kappa u_*)$ средней высоты капель над водной поверхностью, и потоков импульса и тепла (a, c, e) и средние вертикальные профили концентрации капель и потоков (b, d, f). Модификация профилей средней скорости,

температуры и относительрной влажности воздуха под действием капель показана на рис. 6. Как видно из рис.5a,b, концентрация капель максимальна при $\eta/\lambda \approx 0.01$ благодаря крупным каплям с диаметром около $300\,\mu m$. Потоки импульса и явного тепла от капель к воздуху отрицательны, в результате чего средняя скорость и температура воздуха уменьшаются по сравнению с однофазным потоком. С другой стороны, испарение капель дает положительный поток скрытого тепла (т.е. водяного пара), что приводит к увеличению влажности воздуха (рис. 5e, 6c). Как показывают рис. 5d,f, потоки импульса и тепла растут с увеличением размера капель.

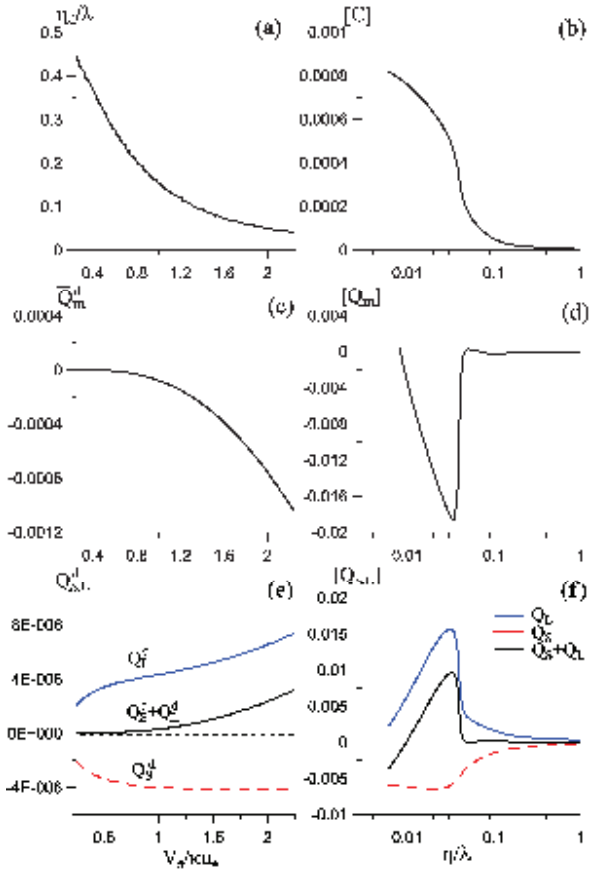


Рис. 4. $V_s / \kappa u_*$-распределения средней высоты капель над водной поверхностью (a); потоков импульса (c), тепла и энтальпии (e); и средние профили концентрации капель (b), и потоков импульса (d) и тепла (f).

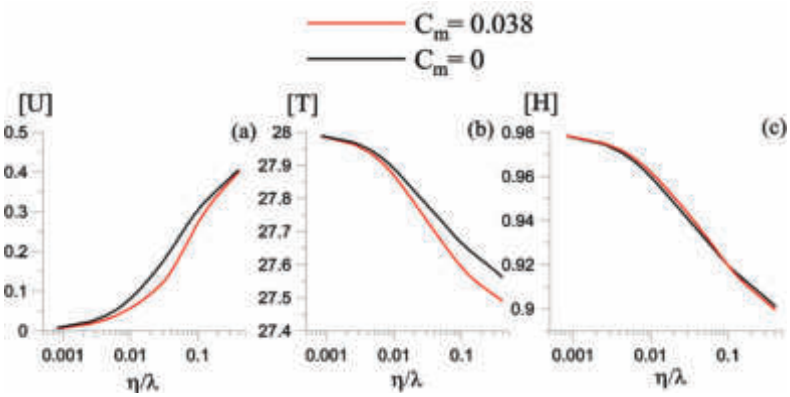


Рис. 5. Средние профили скорости, температуры и относительной влажности воздуха.

4. Заключение

Выполнено прямое численное моделирование (DNS) турбулентного воздушного потока, несущего капли, над взволнованной водной поверхностью. Определены потоки импульса и явного и скрытого тепла от капель к воздуху и исследовано воздействие капель на средние профили скорости, температуры и относительной влажности воздуха. Показано, капли уменьшают скорость и температуру и увеличивают относительную влажность воздушного потока. Потоки импульса, тепла и энтальпии растут с увеличением диаметра капель.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№№ 16-55-52022, 16-05-00839, 17-05-00703, 18-05-00292). Прямое численное моделирование и постпроцессинг выполнены при поддержке РНФ (№№ 14-17-00667 и 15-17-20009, соответственно).

Литература

1. *Andreas E.* Thermal and size evolution of sea spray droplets // CRREL Rep. 89-11. 1989.
2. *Andreas E., Emanuel K.* Effects of sea spray on tropical cyclone intensity // J. Atmos. Sci. 2001. V. 58., P. 3741-3751.
3. *Andreas E., Jones K., Fairall C.* Production velocity of sea spray droplets // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. C12065.
4. *Bortkovskii R.* Air-sea exchange of heat and moisture during storms / Dodrecht. Springer. 1987. 194 p.
5. *Druzhinin O.,Troitskaya Yu, Zilitinkevish S.* The study of the effects of sea-spray drops on the marine atmospheric boundary layer by direct numerical simulation // J. Geophys. Res. 2017. V.122. P. 1789-1807..
6. *Edson J., Fairall C.* Spray droplet modeling: 1. Lagrangian model simulation of the turbulent transport of evaporating droplets // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 25295-25311.
7. *Fairall C., Kepert J., Holland G.* The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean // The Global Atmosphere and ocean system. 1994. V.2**.** P. 121-142.
8. *Kudryavtsev V., Makin V.* Impact of ocean spray on the dynamics of the marine atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2011. V.140, P.383–410.
9. *Mueller J., Veron F.* Impact of sea spray on air–sea fluxes. Part I: Results from stochastic simulations of sea spray drops over the ocean // J. Phys. Oceanogr. 2014. V.44. P.2817-2834.
10. *Pruppacher H., Klett J.* Microphysics of Clouds and Precipitation / Dordrecht. Riedel. 1978. 707p.
11. *Troitskaya Yu., Ezhova E., Soustova I., Zilitinkevich S.* On the effect of sea spray on the aerodynamic surface drag under severe winds //Ocean Dynamics. 2016 .V.66, P. 659-669, doi:10.1007/s10236-016-0948-9.

Характеристики энергообмена ледяного покрова с атмосферой в Центральном Арктическом бассейне

А.П. Макштас, И.А. Махотина, В.Ф. Тимачёв

Арктический и антарктический научно-исследовательский институт», г. Санкт-Петербург

Введение

Организация наблюдений за параметрами атмосферы и морского льда с дрейфующих станций позволяет получить непрерывные ряды *in situ* данных в отдалённых и труднодоступных районах Северного Ледовитого океана. Первая дрейфующая станция «Северный полюс» (СП-1) была открыта в 1937 году и проработала девять месяцев. С 1950 года наблюдения с дрейфующих льдов стали регулярными (СП-2 – СП-31 до 1991 года). Полученная за более чем сорокалетний период наблюдений информация о метеорологических параметрах приледного слоя атмосферы была опубликована (*NCIDC 1996*) коллективом российских и американских ученых в 1996 году и стала основанием многочисленных публикаций, примером которых может служить работа (*Lindsay, Makshtas 2003*). После перерыва метеорологические исследования были возобновлены и с 2003 по 2013 год выполнялись на дрейфующих станциях СП-32 – СП-40 (рис.1).

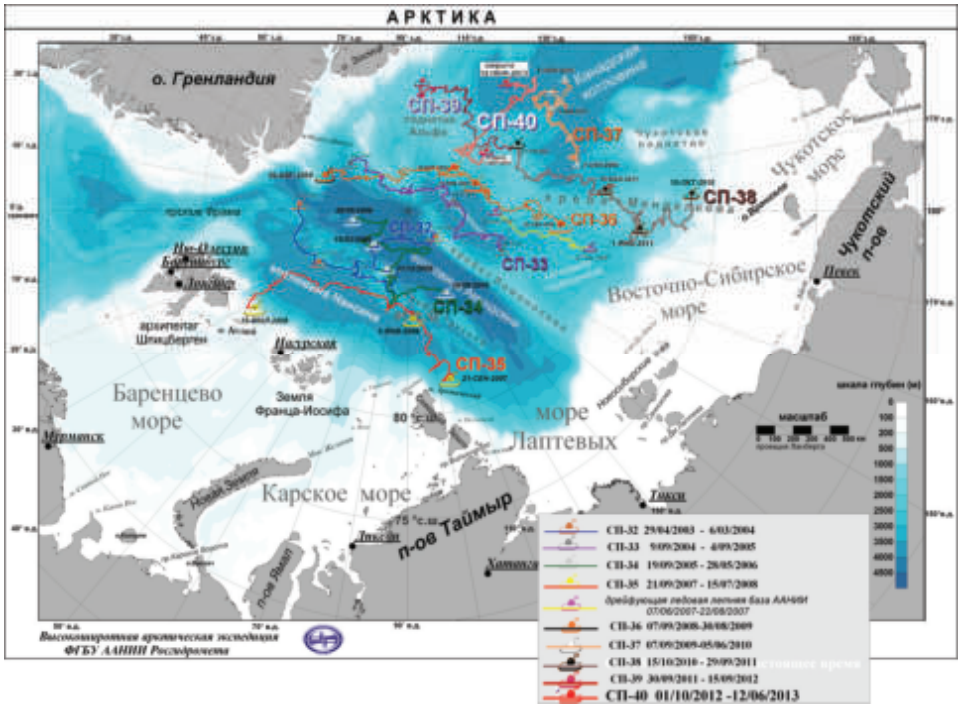


Рис. 1. Карта дрейфа станций «Северный полюс» в XXI веке.

Начиная с 2007 года (СП-35) набор измеряемых метеорологических параметров существенно расширился. Тщательно продуманная постановка натурных экспериментов и использование современных датчиков, которые в автоматическом режиме накапливают массивы данных с ежеминутной дискретностью, создали хорошую основу для оценки характеристик энергообмена ледяного покрова с атмосферой в Центральном Арктическом бассейне. Расчет параметров турбулентного обмена между подстилающей поверхностью и

приземным слоем воздуха является центральной задачей при исследовании процессов взаимодействия атмосферы и океана. В приложении к арктическим районам именно они в значительной степени определяют формирование и разрушение ледяного покрова, а также успешность гидродинамических моделей прогноза погоды и климата. Актуальность данного направления исследований подтверждает организация в 2019 году Международной дрейфующей станции MOSAiC (*http://www.mosaic-expedition.org*), одной из основных задач которой будет всестороннее изучение физических процессов в приледном и пограничном слоях атмосферы во время происходящих изменений климата Арктики. Одной из задач настоящей статьи является обобщение данных метеорологических наблюдений, выполненных на дрейфующих станциях последнего десятилетия, которые, как было отмечено на Рабочем совещании по проведению проекта «Мозаик», состоявшемся в ноябре 2017 г. в ААНИИ (*http://www.aari.ru*) представляют исключительную ценность при планировании будущих экспериментальных работ.

Характеристики приледного слоя атмосферы в XXI веке по данным дрейфующих станций

В настоящей работе использованы данные метеорологических измерений, выполненных на станциях СП-35 – СП-40 в период с 2007 по 2013 год. С помощью автоматической метеостанции (MAWS 110/ MAWS 420 (Vaisala, Финляндия)) с ежеминутной дискретностью были получены значения атмосферного давления, скорости и направления ветра на высоте 2 и 10 м, температуры и влажности воздуха на высоте 2 и 8 м, приходящей и отраженной коротковолновой радиации, а также нисходящего и восходящего потоков длинноволновой радиации. После процедуры контроля и отбраковки ошибочных данных созданы массивы 10-минутных значений указанных параметров. В таблицах 1-6 приведены рассчитанные за каждый месяц года средние значения и стандартные отклонения для температуры воздуха и удельной влажности на высоте 2 метра, скорости ветра и атмосферного давления (таблицы 1-6).

Таблица 1

СП-35

Год	Месяц	Ta2m, °C		Ws, м/с		q2m, кг/м^3		Pa, гПа	
		ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2
2007	9	-5,4	3,4	4,6	2,1	0,0025	0,0007	1001,8	8,7
2007	10	-10,0	5,3	6,1	3,1	0,0018	0,0007	1003,1	13,5
2007	11	-20,6	5,3	5,7	2,5	0,0007	0,0004	1018,8	7,2
2007	12	-27,4	4,5	5,3	2,1	0,0003	0,0002	1012,7	6,9
2008	1	-30,6	5,1	6,3	2,9	0,0002	0,0002	1007,3	11,6
2008	2	-29,5	4,6	5,2	2,3	0,0003	0,0001	1012,0	9,7
2008	3	-31,6	5,5	4,3	2,0	0,0002	0,0002	1014,8	8,4
2008	4	-19,4	6,7	5,2	2,3	0,0008	0,0005	1022,1	13,9
2008	5	-11,3	4,4	4,0	1,9	0,0015	0,0005	1022,5	8,1
2008	6	-1,6	1,6	5,6	2,6	0,0032	0,0004	1013,4	9,4
2008	7	-0,4	0,6	4,1	1,9	0,0036	0,0001	1010,1	14,5

Таблица 2

СП-36

Год	Месяц	Ta2m, °C		Ws, м/с		q2m, кг/м^3		Pa, гПа	
		ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2
2008	9	-4,3	2,6	5,8	2,0	0,0027	0,0005	1012,6	7,4
2008	10	-14,7	4,8	7,8	3,0	0,0012	0,0005	1005,0	8,5
2008	11	-20,8	6,0	5,6	2,3	0,0007	0,0004	1015,5	8,4
2008	12	—	—	—	—	—	—	—	—
2009	1	-27,3	6,6	4,8	2,9	0,0004	0,0004	1005,7	13,4
2009	2	-31,9	6,9	4,7	2,2	0,0002	0,0002	1016,8	14,2
2009	3	-35,0	3,8	4,2	2,3	0,0001	0,0001	1024,5	9,4
2009	4	-26,5	6,1	4,8	1,9	0,0004	0,0002	1017,4	7,4
2009	5	-8,6	3,6	5,8	2,3	0,0019	0,0006	1010,4	7,5
2009	6	-2,4	2,0	5,5	2,3	0,0030	0,0004	1018,3	6,3
2009	7	-0,5	1,2	4,5	1,9	0,0035	0,0003	1020,5	5,7
2009	8	-1,9	1,8	3,4	1,3	0,0032	0,0004	1014,6	3,9

Таблица 3

СП-37

Год	Месяц	Ta2m, °C		Ws, м/с		q2m, кг/м^3		Pa, гПа	
		ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2
2009	9	-6,9	4,0	5,0	2,5	0,0022	0,0007	1015,2	9,3
2009	10	-14,1	6,2	4,6	2,0	0,0013	0,0006	1026,5	7,4
2009	11	-23,3	6,8	5,2	1,9	0,0006	0,0004	1007,5	11,0
2009	12	-27,5	5,7	6,1	2,6	0,0004	0,0002	1027,5	14,1
2010	1	-32,0	6,1	6,1	2,7	0,0002	0,0002	1014,6	13,8
2010	2	-31,3	5,5	6,0	2,1	0,0002	0,0001	1028,8	10,8
2010	3	-26,0	5,6	5,8	2,6	0,0004	0,0002	1022,2	11,4
2010	4	-19,0	5,9	4,4	2,1	0,0008	0,0004	1017,4	8,3
2010	5	-8,5	3,5	3,9	2,0	0,0019	0,0006	1029,1	8,3

Таблица 4

СП-38

Год	Месяц	Ta2m, °C		Ws, м/с		q2m, кг/м^3		Pa, гПа	
		ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2
2010	11	-15,6	5,5	4,7	3,4	0,0010	0,0005	1012,3	8,0
2010	12	-25,6	5,4	4,0	3,2	0,0004	0,0002	1025,5	9,9
2011	1	-23,2	5,6	4,4	2,3	0,0005	0,0003	1019,4	14,0
2011	2	-27,3	4,8	4,9	2,9	0,0003	0,0002	1012,4	12,6
2011	3	-25,1	5,4	2,5	1,6	0,0004	0,0003	1010,5	10,4
2011	4	-19,3	7,1	5,2	2,3	0,0008	0,0006	1016,2	11,7
2011	5	-7,8	5,8	5,1	2,0	0,0020	0,0009	1020,8	6,4
2011	6	-1,7	2,0	5,0	2,5	0,0031	0,0005	1020,6	6,7
2011	7	0,4	0,7	4,6	2,0	0,0036	0,0001	1015,3	13,5
2011	8	-0,4	1,2	3,9	2,0	0,0036	0,0003	1017,1	7,4
2011	9	-6,1	4,4	4,3	2,7	0,0024	0,0008	1005,1	7,8

Таблица 5

СП-39

Год	Месяц	Ta2m, °C		Ws, м/с		q2m, кг/м^3		Pa, гПа	
		ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2
2011	10	-15,6	5,4	4,4	3,2	0,0011	0,0005	1011,7	11,6
2011	11	-24,2	5,4	4,6	2,5	0,0005	0,0003	1010,1	9,2
2011	12	-28,5	6,0	4,3	2,9	0,0003	0,0002	1007,4	8,7
2012	1	-27,7	8,1	4,9	3,0	0,0004	0,0004	1013,4	9,7
2012	2	-31,5	5,5	4,4	1,9	0,0002	0,0001	1016,0	6,9
2012	3	-33,3	5,9	4,6	1,9	0,0002	0,0002	1017,8	10,7
2012	4	-24,3	4,8	3,5	1,3	0,0004	0,0002	1027,9	5,9
2012	5	-10,4	6,0	3,7	2,1	0,0016	0,0008	1023,8	6,8
2012	6	-0,7	1,2	4,4	2,1	0,0033	0,0004	1020,3	11,8
2012	7	0,3	0,6	4,2	2,2	0,0037	0,0002	1015,9	8,3
2012	8	-1,4	1,7	4,5	2,5	0,0032	0,0005	1013,3	10,6
2012	9	-4,9	2,7	5,0	2,1	0,0025	0,0005	1011,0	5,7

Таблица 6

СП-40

Год	Месяц	Ta2m, °C		Ws, м/с		q2m, кг/м^3		Pa, гПа	
		ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2	ср	σ^2
2012	10	-18,5	4,7	4,4	3,3	0,0008	0,0003	1017,8	11,7
2012	11	-23,5	6,9	5,3	3,6	0,0006	0,0004	1013,9	12,1
2012	12	-30,2	6,0	2,7	1,7	0,0003	0,0002	1020,8	8,2
2013	1	-27,5	5,4	7,6	3,3	0,0003	0,0002	1028,4	11,8
2013	2	-36,4	4,7	3,6	1,8	0,0001	0,0001	1021,9	10,3
2013	3	-30,0	7,5	4,2	2,7	0,0003	0,0003	1037,6	7,2
2013	4	-23,0	4,0	4,8	2,2	0,0005	0,0002	1023,9	13,7
2013	5	-11,6	5,1	5,5	2,8	0,0014	0,0007	1017,9	4,8
2013	6	-6,6	2,1	5,3	2,7	0,0020	0,0004	1001,2	10,3

Анализ полученных данных позволяет охарактеризовать типичные метеорологические условия в Арктике в последнее десятилетие следующим образом. С июня по сентябрь длится тёплый период с температурой воздуха от 0,4 до -7°С со стандартным отклонением от 0,4°С в июле до 4,0°С в сентябре. С октября по май изменчивость температуры увеличивается на всех станциях и составляет от 3,5 до 8,1°С. Наиболее низкая среднемесячная температура воздуха -36,4°С наблюдалась в феврале 2013 года на СП-40. Самая тёплая зима была на СП-38 со средними температурами от -23 до -27°С.

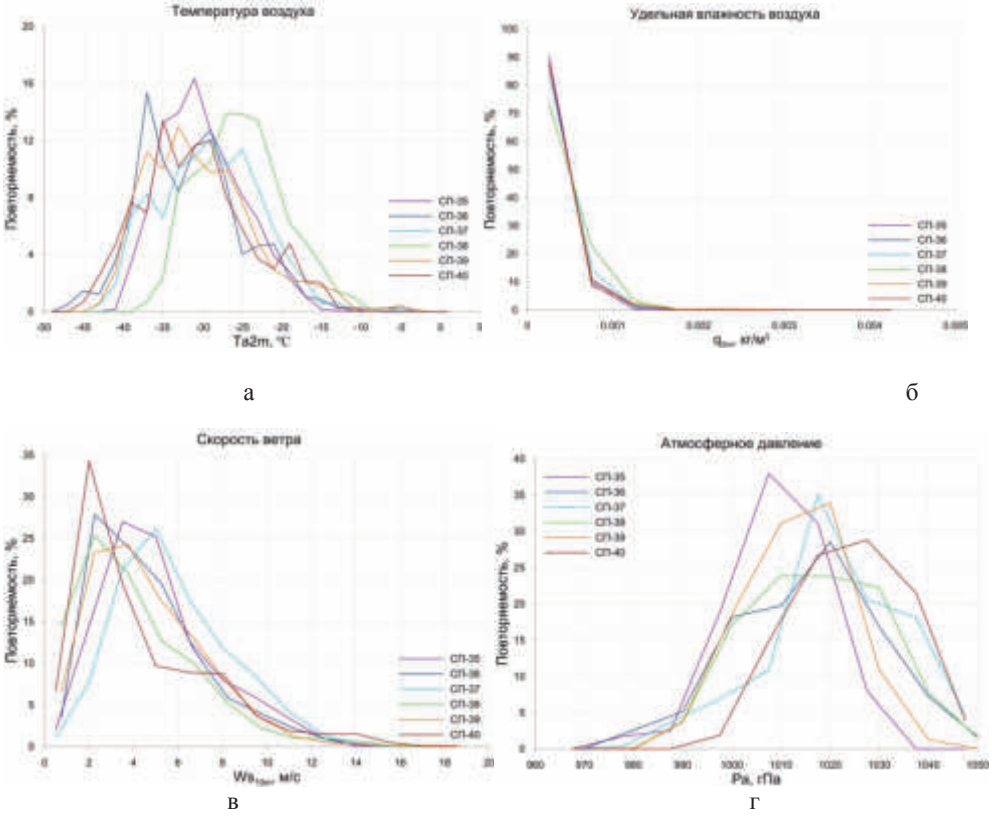
С ноября по апрель удельная влажность воздуха достигает минимальных значений в годовом ходе и максимальных в июне-августе и на протяжении этих периодов меняется мало. Максимальные отклонения удельной влажности относительно средних значений получены для сентября-октября и мая, в периоды образования и разрушения ледяного покрова.

Средняя скорость ветра в течение года меняется от 2,5 до 7,8 м/с и не имеет выраженного годового хода. Стандартное отклонение скорости ветра на всех станциях составляет примерно половину от среднемесячных значений и незначительно уменьшается от зимы к лету.

Годовой ход атмосферного давления на каждой станции СП имеет от одного до трёх выраженных максимумов и минимумов, характеризующих индивидуальные синоптические условия дрейфа, связанные с прохождением и стационированием барических систем. Внутригодовые различия среднемесячных значений атмосферного давления на станциях СП-

35 – СП-39 составляют около 20 гПа, на станции СП-40 разница почти вдвое больше и достигает 36,4 гПа (1037,6 гПа в марте и 1001,2 гПа в июне).

На рисунке 2 представлены повторяемости осреднённых за 10 минут значений температуры воздуха, удельной влажности, скорости ветра и атмосферного давления на станциях СП 35-40 в зимний период (декабрь - март), наиболее сложный период для натурных наблюдений.



а б

в г

Рис. 2. Повторяемость осреднённых за 10 минут значений а) температуры воздуха, б) удельной влажности, в) скорости ветра, г) атмосферного давления на станциях СП 35-40 в зимний период (декабрь - март).

Согласно полученным распределениям повторяемости 10-минутных значений, метеорологические условия для работ в зимний период могут быть достаточно суровы: температура воздуха на высоте двух метров в редких случаях может достигать величины -47,3°С (СП-36), а скорость ветра на высоте десяти метров 18,3 м/с (СП-39).

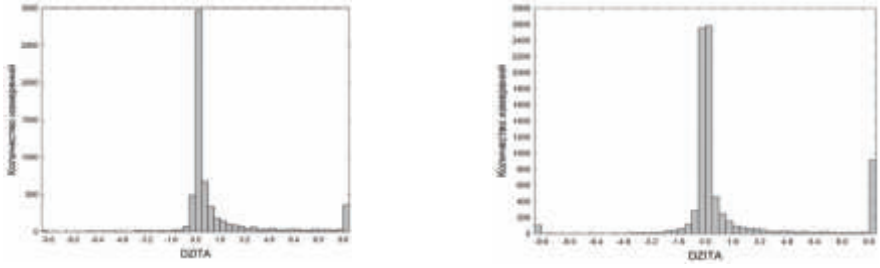
Предварительный анализ характеристик взаимодействия ледяного покрова с атмосферой в Северном Ледовитом океане по историческим и современным данным.

Созданный в настоящее время архив позволяет выполнить сравнительный анализ процессов взаимодействия между многолетним ледяным покровом и атмосферой в различных районах Северного Ледовитого океана (СЛО) в прошлом и настоящем. Для этого были использованы результаты расчетов, выполненных по данным специальных наблюдений на СП-4 (*Назинцев 1964*) и их интерпретация с помощью простой термодинамической модели морского льда (*Lindsay, Makshtas 2003*). Расчеты турбулентных потоков тепла в

районе дрейфа американской станции “SHEBA” (*Макштас 2012*) были выполнены на основе Архива данных ежечасных наблюдений, любезно предоставленного Э. Андреасом (2011, eandreas@nwra.com). Эти же данные также были использованы для валидации новой версии разработанного в ААНИИ метода расчета турбулентных потоков тепла (*Макштас 2012*). В качестве натурных данных для оценки современных характеристик процессов энергообмена послужили результаты специальных метеорологических наблюдений, проведенных на дрейфующих станциях «СП–35» и «СП-39» в период с октября 2007 по июль 2008 года и с октября 2011 по сентябрь 2012 года. Были использованы полученные с дискретностью одна минута данные измерений атмосферного давления, скорости и направления ветра на высотах 2 и 10 метров, температуры и влажности воздуха на высотах 2 и 8 метров, коротковолновой и длинноволновой суммарной приходящей и отраженной радиации. Таким образом, были получены характеристики энергообмена для западной и восточной периферии круговорота Бофорта («СП-39» и SHEBA), в центральной части СЛО (СП-4) и в районе к северу от Карского и Баренцева морей («СП-35»).

Для расчета турбулентных потоков явного (H) и скрытого тепла (LE) использовалась схема расчета, базирующаяся на теории подобия Обухова (*Монин, Обухов 1954*), подробно описанная в работе (*Макштас 2014*). Поскольку проведенный в рамках настоящей работы критический анализ показал слишком большие погрешности данных о разности скоростей ветра на высотах 2 и 10 метров, для расчетов была принята модификация схемы, в которой использовались данные о температуре и влажности воздуха на двух уровнях, скорости ветра на одной высоте (10 м), и параметризация параметра шероховатости для скорости ветра, предложенная в работе (*Andreas 2005*). Для условий неустойчивой стратификации использованы функции, предложенные в работах (*Businger 1971, Dyer 1974, Hicks 1976*). Для условий устойчивой стратификации были использованы функции устойчивости, полученные по данным эксперимента SHEBA (*Grachev 2007*). Система уравнений решалась с помощью итерационной процедуры по параметру масштаба длины Монина-Обухова (L).

Предваряя анализ результатов расчетов, следует отметить, что в ряде случаев рассчитанный параметр стратификации приледного слоя атмосферы (DZITA) имел большое абсолютное значение, выходящее за пределы, для которых были разработаны описанные выше параметризации (*Grachev 2007, Guo 2007*). В этих случаях трудно гарантировать надежность рассчитанных значений турбулентных потоков. Однако, как видно из приведенных гистограмм (рис.3), число таких случаев для каждого из годовых циклов измерений менее 10%, что позволяет надеяться на корректность приведенных ниже результатов анализа.



а б

Рис. 3. Гистограммы параметра устойчивости приледного слоя атмосферы DZITA по данным годовых циклов измерений на дрейфующих станциях «Северный полюс -35» (а) и «Северный полюс – 39» (б).

На рисунке 4 приведены среднемесячные значения составляющих теплового баланса верхней поверхности снежно-ледяного покрова, приведенные в работах (*Назинцев 1964*) – индекс H и (*Lindsay, Makshtas 2003*) – индекс LM, а также рассчитанные по данным дрейфующих станций «Северный полюс – 35, 39» и SHEBA. При расчетах *H*, *LE, R* потоки

считаются положительными, если направлены от подстилающей поверхности в атмосферу (*R* – поток длинноволновой радиации). Направление суммарного потока тепла к подстилающей поверхности *EH*, рассчитанного по формуле *EH = -R-H-LE*, считается положительным от атмосферы к подстилающей поверхности.

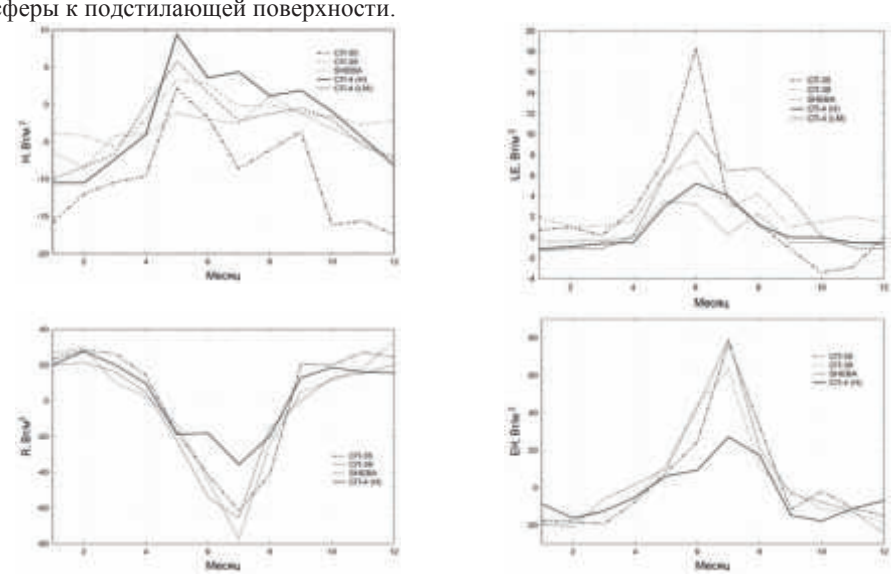
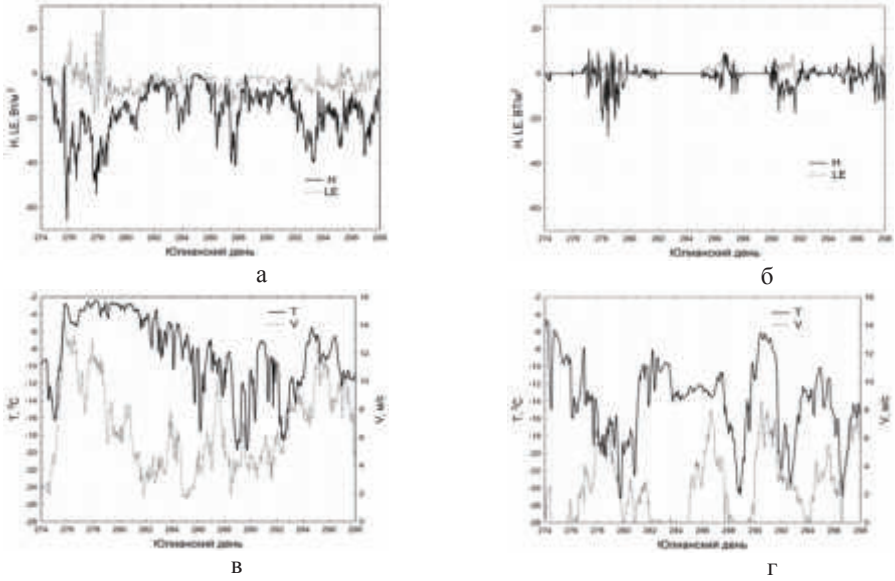


Рис. 4. Характеристики теплового баланса подстилающей поверхности по данным дрейфующих станций.

Из рисунка 4 видно неплохое соответствие результатов расчетов *H* по историческим данным, в частности приведенных в работе (*Lindsay, Makshtas 2003*), где было выполнено осреднение потоков, рассчитанных по данным стандартных метеорологических измерений, покрывающих практически всю акваторию Арктического бассейна, в предположении фиксированной толщины льда 3 метра, с данными СП-39 в летний период. Однако следует отметить, что толщина льда в первую декаду XXI века в районе дрейфа станций СП-39, как и в основной части Арктического бассейна, существенно уменьшилась. Это, вероятно, и обусловило существенное уменьшение величины направленного к ледяному покрову потока *H* по данным СП-39. Различие представленных на рисунке 4 величин потока скрытого тепла *LE* в летний период не позволяет сделать сколь-либо однозначных выводов о его долгопериодной изменчивости. Можно лишь предположить, что его величина в некоторой степени определяется степенью близости района наблюдений на СП-35 к окраинным морям Северного Ледовитого океана. Наибольший интерес представляет показанное на рисунке 4 большое различие в величине притока тепла к поверхности в летний период по данным работы (*Назинцев 1964*), в значительной степени обусловленное минимальными по абсолютной величине значениями радиационного баланса. Возможно, это связано с изменениями характеристик облачности (*Ikeda 2003*), а также завышенным значением альбедо (0.75) в июле, по сравнению с 0.65 на СП-35, 39 и 0.56 – по данным SHEBA.

Наиболее интересной особенностью пространственно - временной изменчивости характеристик турбулентного энергообмена является годовой ход турбулентных потоков, рассчитанных по данным наблюдений на дрейфующей станции «Северный Полюс-35», дрейф которой происходил на северной периферии морей сибирского шельфа, ранее отмеченной в работе (*Макштас 2014*). На рисунке 5 представлены среднечасовые значения турбулентных потоков тепла в октябре совместно со среднечасовыми значениями температуры воздуха и скорости ветра. Выбор октября обусловлен тем обстоятельством, что, как следует из рисунка 4, именно для этого месяца среднемесячные значения турбулентных

потоков, рассчитанные по данным всех других станций были близки между собой. Как видно из рисунка 5, максимальные по абсолютной величине отрицательные турбулентные потоки тепла имели место в периоды максимальных температур воздуха и скорости ветра, превышающих аналогичные параметры приледного слоя атмосферы на «СП-39» более чем на 20^0C и 10 м/с. Продолжительность и периодичность резких изменений этих метеорологических параметров позволяет предположить, что они были обусловлены вторжением воздушных масс континентального происхождения в район дрейфа СП-35 и развитием антициклональной циркуляции в районе СП-39.



а б в г

Рис. 5. Турбулентные потоки явного и скрытого, температуры воздуха и скорости ветра в октябре по данным измерений на дрейфующих станциях «Северный Полюс – 35» (а, в) и «Северный Полюс – 39» (б, г).

Безусловно, это лишь предварительное заключение. Для его подтверждения необходимо проведение более тщательного анализа всех имеющихся данных наблюдений, в том числе и методами математического моделирования системы «пограничный слой атмосферы – снежно – ледяной покров». Тем не менее, выявленное усиление процессов турбулентного энергообмена при прохождении интенсивных циклонов необходимо иметь в виду, особенно при анализе климатических изменений с использованием среднемесячных данных и их экстраполяции на обширные районы Северного Ледовитого океана.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Проект **RFMEFI61617X0076)**.

Литература

1. *Макштас А.П., Иванов Б.В., Тимачев В.Ф.* Сравнение параметризаций турбулентного энерго-массообмена в устойчиво-стратифицированном приземном слое атмосферы // Проблемы Арктики и Антарктики. 2012. №3 (93). С. 5-18.
2. *Макштас А.П., Тимачев В.Ф., Соколов В.Т., Кустов В.Ю., Говорина И.А.* Процессы турбулентного энергообмена на границе морской лед – атмосфера по историческим данным и данным дрейфующих станций «Северный полюс-35» и «Северный полюс-39» // Проблемы Арктики и Антарктики. 2014. №1 (99). С.53-64.
3. *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.

4. *Назинцев Ю.Л.* Тепловой баланс поверхности многолетнего ледяного покрова в Центральной Арктике // Тр. Арктического и антарктического научно – исследовательского института. 1964. Т. 267. С. 110 – 126.
5. *Andreas E.L., Jordan R.E., Makshtas A.P.* Parameterizing turbulent exchange over sea ice: The Ice Station Weddell results // Bound.- Layer Meteor. 2005. V. 114. P.439-460
6. *Businger J.A., Wyngaard J.C., Izamai I., Bradley E.F.* Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer // J. Atmospheric Sci. 1971. V. 28. P.181-189.
7. *Dyer A.J.* A review of flux-profile relationships. Boundary-Layer Meteorology. 1974. V. 7. P. 363-372.
8. *Grachev A.A., Andreas E.I., Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.* SHEBA flux-profile relationships in the stable atmospheric boundary layer. Boundary-Layer Meteorology. 2007. 124(3). P.315-333.
9. *Guo X., Zhang H.* A performance comparison between nonlinear similarity functions in bulk parameterization for very stable conditions // Environ. Fluid Mech. 2007. V. 7. P.239-257.
10. *Hicks B.B.* Wind profile relationships from the "Wangara" experiment // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1976. V. 102. P.535–551.
11. *Ikeda M., J. Wang, Makshtas A.P.* Importance of clouds to the decaying trend and decadal variability in the arctic ice cover // J. of the Met. Soc. of Japan. 2003. V. 81. N 1. P.179-189.
12. *Lindsay R.W., Makshtas A.P.* Air-sea interaction in the presence of the Arctic pack ice. Chapter 4 in book Arctic environment variability in the context of global change (eds. L.P. Bobylev, K.YA. Kondratyev, O.M. Johannessen), Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, 2003. P.203- 236
13. *National Snow and Ice Data Center*. 1996. Arctic Ocean Snow and Meteorological Observations from Drifting Stations: 1937, 1950-1991. Version 1.0. CD-ROM.

Особенности формирования температурного режима прилёдного слоя атмосферы в зимний период по данным дрейфующих станций "Северный полюс 35-40"

И.А.Махотина[1], А.П.Макштас[1], Д.Г.Чечин[2]

[1]Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург
[2]Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, г. Москва

В зимний период в Арктике выделяют два типичных состояния атмосферного пограничного слоя (АПС). В большинстве случаев АПС характеризуется низкой приземной температурой, отсутствием облачности, мощной приземной температурной инверсией и сильным радиационным выхолаживанием. Другим типичным состоянием атмосферы является более теплый, влажный и глубокий пограничный слой при наличии облачности. В работе (*Stramler 2011*) на основе наблюдений во время измерительной кампании Surface Heat Budget of the Arctic (SHEBA) в период 1998-1999 гг. была продемонстрирована бимодальность распределения температуры зимой, связанная с отсутствием или наличием облачности. Аналогичные результаты были получены во время эксперимента Norwegian young sea-ICE (N-ICE 2015) в январе-феврале 2015 года (*Graham 2016*).

Анализ факторов, определяющих величину и краткосрочное изменение потенциальной температуры поверхности и воздуха на высоте два метра в Арктике в зимний период приводится в статье (*Vihma 2005*). Указанное исследование опирается на результаты натурных измерений на дрейфующих станциях «Северный полюс-27, 28» в 1986-1988 гг. Основными причинами, приводящими к изменениям температуры и их разности, авторы называют облачность, скорость ветра и, в меньшей степени, горизонтальную адвекцию тепла. Температура поверхности и воздуха достигают наиболее низких значений (−42,3°C и −40,2°C соответственно) при ясном небе, небольших скоростях ветра и холодной адвекции.

Влияние скорости ветра и балла облачности на температуру приземного воздуха также описано в работе (*Walsh 1998*). По данным наблюдений на дрейфующих станциях «Северный полюс» были построены осредненные за 1950-1991 гг. годовые ходы среднемесячной температуры воздуха при различных сочетаниях ясного/пасмурного неба и сильного/слабого ветра. Наибольший разброс значений в годовом ходе в зависимости от выбранных условий наблюдался в зимний период. Так, например, при ясном небе и слабом ветре средняя для февраля температура воздуха составила −40°C, а при наличии облачности и сильном ветре она достигла более высокого значения, −25°C.

Данное исследование описывает особенности современного термического режима приземного слоя атмосферы в Арктике в период полярной ночи. Основной задачей является оценка влияния облачности, скорости ветра и баланса длинноволновой радиации на температуру поверхности и приземного воздуха.

В настоящей работе использованы данные метеорологических измерений, выполненных на дрейфующих станциях «Северный полюс 35-40» (СП-35 – СП-40) в зимний период (ноябрь-февраль) с 2007 по 2013 год. С помощью автоматической метеостанции (MAWS 110/ MAWS 420 (Vaisala, Финляндия)) с ежеминутной дискретностью получены значения атмосферного давления, скорости ветра на высоте 2 и 10 м, температуры и влажности воздуха на высоте 2 и 8 м, приходящей и отраженной коротковолновой радиации, а также нисходящего и восходящего потоков длинноволновой радиации. После процедуры контроля и отбраковки ошибочных данных созданы массивы среднечасовых значений указанных параметров. Информация о количестве общей облачности получена по данным стандартных срочных наблюдений.

На рисунке 1 приведена повторяемость балла общей облачности на СП-35…40.

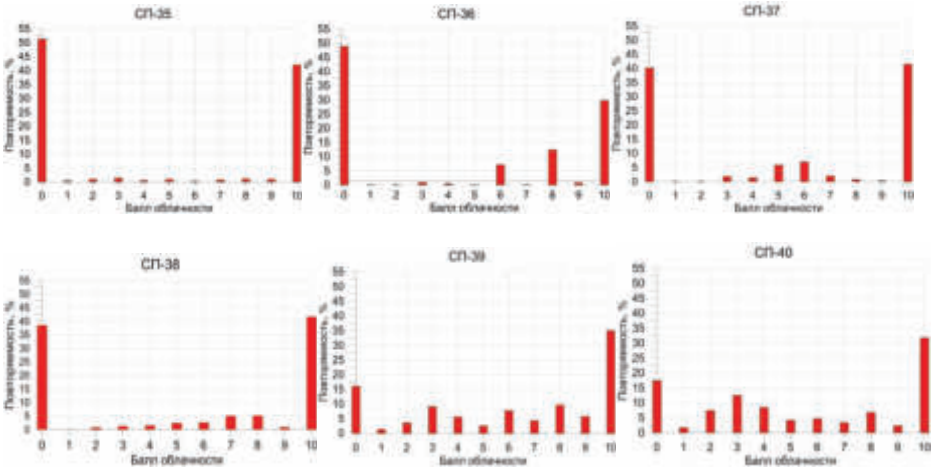


Рис. 1. Повторяемость значений балла облачности в зимний период.

Наиболее выражена бимодальность в распределении повторяемости балла облачности для станций СП-35, СП-37 и СП-38. Повторяемость ясного неба на станциях СП-35, 36, 37, 38 составила от 40% до 50%, на станциях СП-39, 40 менее 20%.

Значения температуры воздуха на высоте два метра, а также разности температуры воздуха и поверхности были объединены в зависимости от балла общей облачности в следующие группы: 0-2 балла, 3-7 баллов и 8-10 баллов, сопоставлены со скоростями ветра в это же время, а затем осреднены по выбранным интервалам скорости ветра с шагом 1 м/с. Результаты представлены на рисунке 2 (а-е). Для дальнейшего анализа использованы наиболее полные архивы данных станций СП-37, 39, 40.

На рисунках 2 (а,в,д) видно, что при ясном небе (0-2 балла) температура воздуха растёт с увеличением скорости ветра. При этом минимум температуры не соответствует минимуму скорости ветра, а приходится на величину 1-4 м/с. Объяснением такой закономерности может служить явление декаплинга при низких скоростях ветра (меньших некоторого порогового значения), когда поверхность и прилегающий к ней слой воздуха становятся термически слабо связаны между собой. Воздух не охлаждается от радиационно выхоложенной поверхности и остаётся более тёплым, чем при более высоких скоростях ветра. Причиной декаплинга является уменьшение турбулентного потока тепла при уменьшении скорости ветра, а также уменьшение коэффициента турбулентного обмена за счет возрастающей устойчивой стратификации. При дальнейшем усилении ветра (больше некоторого порогового значения скорости) к уровню измерений температуры (2м) благодаря перемешиванию «сверху» вовлекаются более тёплые массы воздуха, что возможно при типичном инверсионном распределении, и температура увеличивается (*Vihma 2005*). Для объяснения роста температуры с увеличением скорости ветра можно предположить также влияние других факторов. Например, в работе (Lupkes 2008) показано, что при продолжительном сильном ветре более высокий АПС остывает медленнее, поэтому большим скоростям ветра соответствуют более высокие температуры. Кроме того, при наличии участков открытой воды (полыней и разводий) с наветренной стороны к месту проведения измерений с усилением ветра возможна более интенсивная адвекция тепла. Оценка влияния этих и других возможных факторов станет предметом будущих исследований.

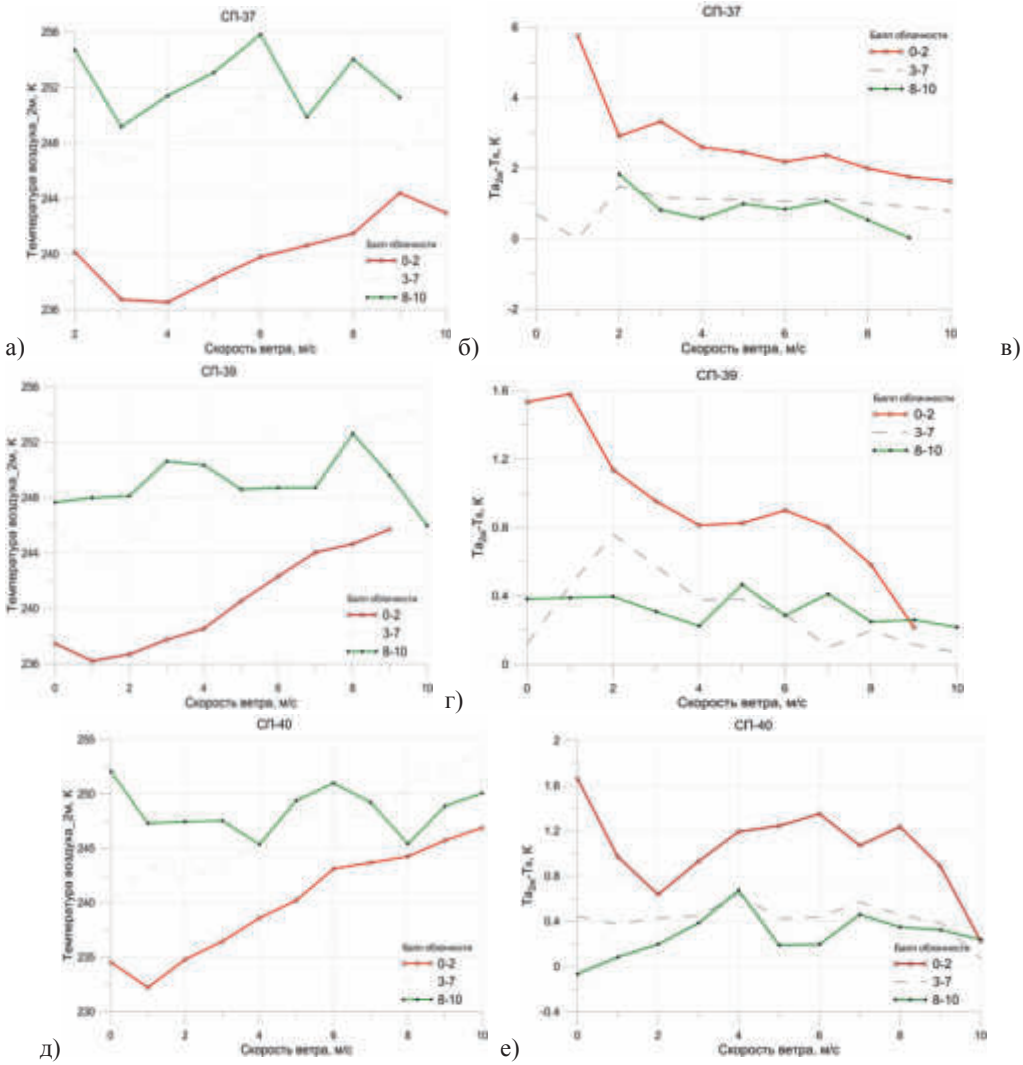


Рис. 2. Средние температуры воздуха на 2м (а,в,д) и разности температур воздуха и поверхности (б,г,е), наблюдавшиеся при различных скоростях ветра и условиях облачности в зимний период на СП-37, 39, 40.

Для случаев ясного неба при низких скоростях ветра наблюдаются наибольшие разности температур поверхности и воздуха. На СП-37 максимальная разность составила около 6 К, на СП-39, 40 не более 2 К, что соответствует относительно частой повторяемости ясного неба на СП-37 (40%) и небольшой повторяемости (20%) на СП-39, 40. Данная закономерность иллюстрирует эффект облачного покрова, препятствующего охлаждению атмосферы и поверхности и задерживающего восходящий поток длинноволновой радиации. В случаях облачного неба (8-10 баллов) разность температур на СП-37 при скорости ветра 2 м/с не превышает 2 К, на СП-39, 40 менее 1 К. На рисунке 3 приведена повторяемость средних разностей температуры воздуха и поверхности для станций СП-37, 39, 40.

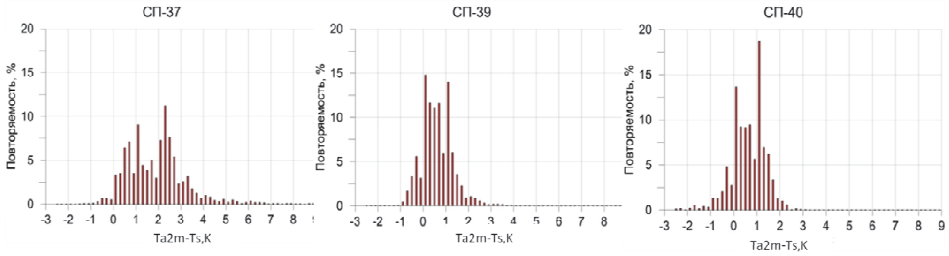


Рис.3. Повторяемость средних разностей температуры воздуха и поверхности.

Интересно отметить, что, несмотря на относительно меньшую частоту случаев ясного неба, на СП-40 наблюдалась самая низкая температура воздуха (рис.2д). Возможно, в данном случае интенсивному выхолаживанию способствовала наибольшая повторяемость на этой станции малых скоростей ветра, характерных для стационирующих антициклонов. Такое предположение можно сделать на основании распределений повторяемости скорости ветра и атмосферного давления, показанных на рисунках 4 а, б. Интересно, что больших разностей температур воздуха и поверхности в таких условиях не наблюдалось рис.2е.

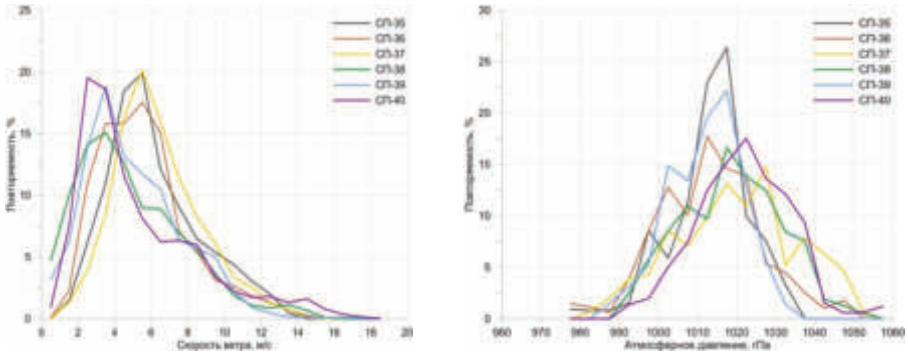


Рис.4. Повторяемость а) скоростей ветра и б) атмосферного давления на СП 35-40.

По данным измерений длинноволновой радиации был рассчитан радиационный баланс как разность восходящего и нисходящего потоков. Повторяемость значений баланса приведена на рисунке 5а. Смещение более отрицательного максимума на СП-39 может быть связано с практически постоянным наличием облачности в течение всей зимы (рис.1). Аналогично методу, использованному в работах (*Stramler 2011*, *Graham 2016*), была рассчитана повторяемость температуры воздуха в интервалах баланса более −10 Вт/м^2 и менее −30 Вт/м^2, что соответствует облачному и ясному небу.

Полученные бимодальные распределения повторяемости температуры воздуха и баланса длинноволновой радиации подтверждают наличие двух характерных состояний АПС в Арктике в зимний период: ясного холодного и облачного, относительно более тёплого. Так, например, большая повторяемость облачных дней на СП-39 обусловила менее отрицательный баланс длинноволновой радиации и более высокие температуры воздуха. В то же время в понижении температуры большую роль может играть продолжительное отсутствие адвекции над многолетним морским льдом. В этом случае даже при наличии облаков, визуально наблюдаемых, но прозрачных для потока длинноволновой радиации, потенциальная температура воздуха может достигать экстремально низких значений 226 К (февраль 2013 года, СП-40).

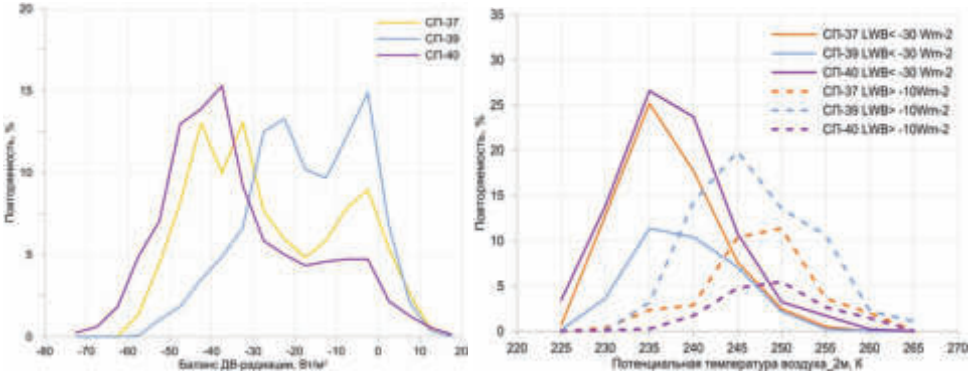


Рис. 5. а) Повторяемость значений баланса длинноволновой радиации в зимний период по данным СП-37, 39, 40. б) Повторяемость температуры воздуха на 2м при ясном и облачном небе.

Максимумы распределений (рис.5б) для случаев ясного неба приходятся на 235 К (−38°С), для облачных ситуаций на 245-250 К (−23 - −28°С).

А.П. Макштасом проведён критический контроль данных наблюдений, полученных на дрейфующих станциях «Северный полюс 35-40»; И.А. Махотиной рассчитаны статистические характеристики, приведённые в настоящем исследовании и проанализированы совместно с Д.Г. Чечиным. Работа А.П. Макштаса выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 17-05-01221 А). Работа Д.Г. Чечина и И.А. Махотиной поддержана грантом РНФ (№ 18-77-10072).

Литература

1. *Graham R.M., Rinke A., Cohen L., Hudson S.R., Walden V.P., Granskog M.A., Dorn W., Kayser M., Maturilli M.* A comparison of the two Arctic atmospheric winter states observed during N-ICE2015 and SHEBA // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. V. 122. D025475.
2. *Lüpkes C., Vihma T., Bimbaum G., Wacker U.* Influence of leads in sea ice on the temperature of the atmospheric boundary layer during polar night // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35(3). P. 1–5. L032461.
3. *Stramler K., Del Genio A.D., Rossow W.B.* Synoptically driven Arctic winter states // J. Clim. 2011. V. 24(6). P. 1747–176.
4. *Vihma T., Pirazzini R.* On the factors controlling the snow surface and 2-m air temperatures over the Arctic sea ice in winter // Boundary Layer Meteorol. 2005. V. 117. P. 73– 90.
5. *Walsh J.E., Chapman W.L.* Arctic cloud-radiation temperature associations in observational data and atmospheric reanalyses // J. Climate. 1998. V. 11. P. 3030–3045.

Взаимодействие атмосферы и океана в полярных районах при наличии ледяного покрова в летне-осенний период

И.А.Репина[1,2], А.Ю. Артамонов[1], М.И. Варенцов[2,1], Е.М. Хавина[3]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, г. Москва
[2]Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, г. Москва
[3]Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

Введение

Мелкомасштабные процессы, не представляемые явно в климатических или региональных моделях с разрешением от 1 до 100 км., играют ключевую роль в системе взаимодействия «атмосфера-лёд-океан» в полярных районах. Эти процессы включают турбулентное перемешивание в атмосфере и океане; микрофизику облаков и аэрозолей; радиационный перенос в атмосфере, через лёд и снег и в верхнем слое океана; турбулентный обмен импульсом, теплом и веществом в системе океан-лёд-снег-атмосфера; мелкомасштабные процессы в морском льду; нарастание и таяние льда; влияние топографии в прибрежных зонах и на континентальном шельфе на динамику океана и атмосферы (*Vihma et al. 2014*). Именно подсеточные процессы вносят основной вклад в полярное усиление – наблюдаемое в настоящее время более быстрое потепление в Арктике в сравнение с другими регионами (*Flanner et al. 2011; Hudson et al. 2011, Graversen and Wang 2009, Graversen et al. 2008*); С другой стороны, недостаточно надежные параметризации мелкомасштабных явлений служат основной причиной ошибок климатических и региональных моделей в определении теплового баланса Арктики. Комплексные эксперименты последних десятилетий собрали значительный фактический материал о характеристиках энергообмена в полярных районах (*Andreas et al. 2005, Jardan et al. 1999, Persson et al. 2002)*. Но даже такой значительный эксперимент как SHEBA (Surface Heat Budget of the Arctic Ocean) так и не дал ответа на вопрос как уменьшить расхождение модельных и экспериментальных данных в определении турбулентных потоков в полярных районах (*Beesley et al. 2000, Chaudhuri et al. 2014*).

Валидация шести региональных климатических моделей по данным эксперимента SHEBA показала, что измеренные и рассчитанные турбулентные потоки могут отличаться на порядок (*Tjernström et al. 2005*). Также систематические ошибки в определении метеорологических полей и составляющих теплового баланса в Арктике дают и основные реанализы (*Jakobson et al. 2012*). Значимое расхождение наблюдается и в определении потоков длинноволновой и коротковолновой радиации (*Tjernström et al. 2008*), что связано с ошибками в представлении микрофизики облаков, которые в Арктике состоят из переохлажденной жидкой и замерзшей воды (*Gorodetskaya et al. 2008*).

Основная причина ошибок моделей и реанализов заключается в том, что при моделировании погоды и климата в Арктике используются параметризации подсеточных процессов, разработанные для средних широт. Но структура пограничных слоев в атмосфере и океане в Арктике имеет определенные особенности в сравнение со средними и тропическими (субтропическими) широтами. Прежде всего, в Арктике в зимний период наблюдаются долгоживущий устойчивый атмосферный пограничный слой (АПС), который по своей структуре отличается от ночного устойчивого АПС средних широт. (*Zilitinkevich and Esau, 2005*). Арктический АПС более подвержен влиянию движения внутренних гравитационных волн, в нем формируются долгоживущие температурные, ветровые и влажностные инверсии. При этом полярным регионам свойственна поверхность сложной структуры: здесь присутствуют льды различной толщины, покрытые торосами, снежницами, гладкие и со снежным покровом; полыньи и разломы различной протяженности; большие участки открытой воды во взволнованном состоянии (*Lüpkes et al. 2013).* В результате воздушный поток, переходя с одной поверхности на другую, трансформируется, и возникает

сложная система внутренних пограничных слоев. Обменные процессы оказываются зависимы от сплоченности, толщины льда, степени его заснеженности и всторошенности, направления воздушного потока, площади полыней и трещин, наличия поземки и многих других часто трудно-формализуемых факторов (*Волков, Репина, 2002*). Хотя Арктический пограничный слой, как правило, имеет устойчивую или нейтральную стратификацию, конвективные пограничные слои тоже являются важной характеристикой Арктической атмосферы. Обычно они образуются при чередовании льда и открытой воды, что приводит к сильным градиентам температуры в приземном слое атмосферы. Влияние участков открытой воды на атмосферу сильно зависит от сезона – оно более выражено зимой, чем летом (*Bromwich et al. 2009; Kay et al. 2011*). Конвекция возникает над разводьями, полыньями и над открытым океаном при холодных вторжениях. Так как эти процессы сильно отличаются по масштабам, требуется разработка и специальных параметризаций для каждой структуры. Разводья вносят значительный вклад в тепловой баланс Арктики в зимний период (*Lüpkes et al. 2008*), но теплоотдача через них зависит не только от общей площади, но и от их конфигурации (*Marcq and Weiss 2012, Esau 2007*) – перенос тепла через небольшие разводья более эффективен, чем через широкие и протяженные. Неотъемлемой особенностью арктических морей являются так называемые заприпайные полыньи (*Tamura and Ohshima, 2011*). Они систематически образуются в зимний период между неподвижным припаем и сплоченными дрейфующими льдами и представляют собой значительные пространства чистой воды и молодых льдов толщиной до 30 см. В результате отдачи тепла в атмосферу в полыньях происходит интенсивное ледообразование, которое, в свою очередь, приводит к формированию уплотненной воды, влияющей на гидрологические процессы на шельфе (*Ivanov and Golovin, 2007*). Конвективные процессы над полыньями влияют на температурную структуру АПС, его динамику (*Репина, Аниферов 2018*, *Репина, Чечин 2012*), на облакообразование. Но турбулентные потоки зависят от направления ветра, конфигурации края полыньи и расстояния от края. В отличие от разводий и полыней, развитая атмосферная конвекция в Арктике возникает только при холодных вторжениях в прикромочной зоне морских льдов *(Chechin et al. 2013*). Зоны с экстремильными значениями потоков тепла из океана охватывают большие пространства, что приводит к формированию мезомасштабных циркуляций, в том числе полярных мезоциклонов, изменению теплового и ветрового режима АПС.

Следовательно, ледяной покров определяет изменение альбедо, потоки тепла и влаги, а также динамическое взаимодействие между океаном и атмосферой (*Макштас 1984, Репина и др. 2011*). Полярной зимой лед препятствует теплообмену, но при наличии участков открытой воды (полыней, разводий) из-за большой разницы температур вода-воздух турбулентные потоки тепла возрастают в десятки раз (*Maykut 1978, Репина, Чечин 2012*). На формирование термического режима приводного слоя атмосферы существенное влияние оказывают и фазовые превращения на поверхности океана, связанные с замерзанием водной поверхности и таянием льдов. При экспериментальном изучении теплового баланса Арктики, особенно в случае полыней, разводий и молодых льдов, окруженных многолетним ледяным полем, особую трудность представляет определение вертикальных турбулентных потоков тепла и влаги. В настоящее время общепринятыми являются так называемые аэродинамические балк-формулы, которые используют стандартные метеорологические характеристики и эмпирические коэффициенты обмена (*Репина, Смирнов 2000*). В свою очередь, данные коэффициенты обмена зависят как от метеорологических условий, так и от состояния поверхности.

На рис. 1 представлена диаграмма взаимосвязи структуры поверхности, характеристик атмосферного пограничного слоя и обменных процессов в Арктике. Видно, что эти связи достаточно сложны: различные процессы связаны не только с процессами в другой системе, но и между собой внутри одной системы. Параметризация этих связей представляется достаточно сложной задачей.

Рис.1. Процессы взаимодействия атмосферы и покрытой льдом поверхности в Арктике.

Разработка параметризаций обменных процессов в Арктике основана на моделировании и данных специализированных экспериментов. Поэтому крайне важным является проведение комплексных экспериментов по исследованию энергетического баланса над различными поверхностями и при различных фоновых условиях.

Экспериментальные исследования теплового баланса в Арктике

Для анализа используются данные экспериментальных наблюдений характеристик энергообмена в Арктике в период с 2004 по 2015 гг в рамках международного проекта NABOS (Nansen and Amundsen basin observation system), главная задача которого состоит в исследовании роли процессов трансформации Атлантических вод по пути их распространения в Северном Ледовитом океане вдоль границы материкового склона Арктического бассейна в северных частях морей Карского, Лаптевых и Восточно-Сибирского в формировании современных климатических изменений в Арктике (*Polyakov et al. 2011*). Но атмосферные исследования также являются важной составной частью проводимых в рамках проекта экспедиций. В их процессе проводилось непрерывное измерение составляющих энергетического баланса в приводном слое атмосферы, а также анализ энергообмена атмосферы и подстилающей поверхности при различных метеоусловиях и условиях атмосферной стратификации с помощью инструментальных измерений потоков тепла, влаги, импульса и радиационного обмена в приповерхностном слое атмосферы. В основном измерения проводились в центральных районах Арктики на границах континентального шельфа. В период с 2004 по 2009 год работы велись с борта ледокола «Капитан Драницын», в 2013 году использовался НЭС «Академик Федоров», а в 2015 – НЭС «Академик Трешников». В основном исследования проводились в августе-сентябре, за исключением 2008 года, когда экспедиция проходила в октябре. Ледовые условия в этот период года характеризуются разнообразными типами льда: новообразующиеся формы льда, однолетние и многолетние льды, льды покрытые торосами и снежницами, льды с разводьями. Стратификация атмосферы, как правило, нейтральная или неустойчивая. Над полями многолетнего льда в холодные дни наблюдались и устойчивые пограничные слои.

Измерения атмосферных параметров проходили непрерывно по всему маршруту экспедиций, в том числе и на ледовых станциях. Для вычисления турбулентных потоков срытого и явного тепла и импульса использовался метод турбулентных пульсаций (Eddy-covariance) (*Burba et al. 2013*). При вычислении потоков применялись спектральная коррекция; коррекция акустической температуры; коррекция наклона анемометра (tilt correction). Для проверки качества получаемых данных использовался спектральный анализ и статистические тесты. Интервал осреднения брался 20 мин с 10-минутным смещением. Для коррекции движения судна использовался метод, изложенный в работе (*Edson et al. 1998*). Скрытый поток тепла или поток влаги либо измерялся напрямую (2005-2009) или рассчитывался профильным методом (2013, 2014) (*Репина, 2007, Тимачев и др. 2008*).

В таблице 1 приведены статистические характеристики потоков тепла и влаги, полученные в разные годы.

Таблица 1

Статистические характеристики турбулентных потоков тепла и влаги в центральных районах Арктики в период 2004-2015 гг. по данным судовых наблюдений.

годы	2004 сентябрь	2005 Август-сентябрь	2006 Август-сентябрь	2007 сентябрь	2008 октябрь	2009 Август	2013 сентябрь	2015 Сентябрь
Поток явного тепла H Вт/м^2								
Мин	-24.9	-31.7	-22.7	-12.3	-70.4	-24.4	-26.5	-12.9
Макс	111.4	73.7	91.5	125.6	239.5	63.6	49.7	102.2
Среднее	4.4	5.5	21.0	25.7	31.0	9.2	1.3	26.5
STD	16.9	17.5	24.4	23.3	49.5	13.9	8.3	16.6
Поток скрытого тепла (влаги) LH Вт/м^2								
Мин		-13.0	-0.3	0.3	-16.1	-12.9	-11.1	-3.7
Макс		56.4	110.5	135.8	84.2	65.0	41.6	128.4
Среднее		9.8	24.3	38.7	19.9	11.6	5.4	26.6
STD		12.7	23.9	26.7	17.4	13.6	6.5	21.9

На рисунке 2 показано распределение значений потоков явного и скрытого тепла за период 2004-2009, 2013, 2015 годы в море Лаптевых в периоды наблюдений. В основном, среднее значение потоков близко к нулю с преобладанием слабонеустойчивых условий, что связано с наличием снежниц на поверхности льда и более теплой, чем воздух температурой поверхности открытой воды в этот период года. Наибольшие разбросы значений и положительные величины потоков явного и скрытого тепла наблюдались в 2007, 2008 и 2015 годах.

В 2007 году все измерения проводились над открытой водой, температура которой была выше, чем температура воздуха. В тот год наблюдался первый минимум площади ледяного покрова, океан аккумулировал значительное количество тепла – и ледообразование началось позже, чем в предыдущие годы. В 2008 году при низких температурах и начале интенсивного ледообразования наблюдалось разнообразие ледовых условий с преобладанием зон разводий, что и объясняет преимущественно положительные потоки тепла. В 2006 году при относительно низких температурах маршрут судна проходил через ледяные поля, покрытые снежницами и разводьями, что и объясняет преимущественно положительные потоки тепла. В 2015 году положительные потоки тепла и влаги были вызваны синоптической ситуацией, а именно адвекцией холодных воздушных масс с покрытой льдом поверхности океана на относительно теплую открытую поверхность. Это привело к интенсификации теплообмена в приповерхностном слое атмосферы: вклад турбулентного обмена по сравнению с наблюдениями в том же регионе в 2013 году увеличился в несколько раз. Соответственно, увеличился и общий тепловой баланс (*Варенцов и др., 2016*). Приведенный анализ показывает, что основное влияние на тепловой

баланс в Арктике оказывают два фактора: наличие открытой воды в осенне-зимний период и синоптические условия (холодные и теплые вторжения в прикромочной зоне морских льдов).

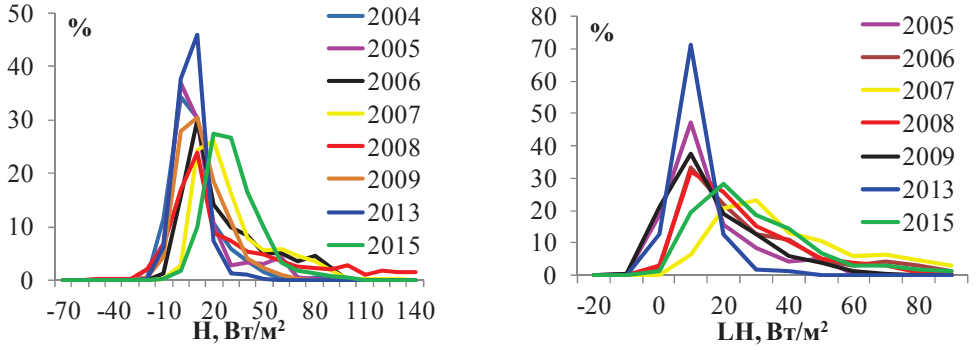


Рис. 2. Распределение значений потоков явного и скрытого тепла за период 2004-2008 годы в море Лаптевых в летне-осенний период.

Данных экспериментальных наблюдений состояния атмосферы в Арктике, особенно в центральной ее части, по-прежнему, крайне мало. Для исследования климатической изменчивости последних десятилетий используются атмосферные реанализы. Было проведено сравнение судовых измерений вдоль маршрутов судна с данными основных реанализов:
NCEP-NCAR (http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html),
ERA-Interim (http://apps.ecmwf.int/datasets/data/interim-full-daily/levtype=sfc/),
ASR (Arctic System Reanalysis, http://rda.ucar.edu/datasets/ds631.0/).

Arctic System Reanalysis (ASR) – региональный реанализ, полученный с помощью динамического даунскейлинга глобального реанализа ERA-Interim моделью PWRF (Polar Weather Forecast Model) с использованием оптимизированной для Арктики системы усвоения данных для охватывающего большую часть северного полушария домена (*Bromwich et al. 2009; Wilson et al. 2012*).

Также использовалась региональная мезомасштабная негидростатическая модель атмосферы COSMO-CLM (*Böhm et. al. 2006*) - климатическая версия модели COSMO, разрабатываемая одноименным консорциумом (Consortium for Small-cale Modeling) во главе с немецкой службой погоды DWD (Deutscher Wetter Dienst) и свободно распространяемая для научного использования в рамках сообщества CLM (Climate Limited-area Modelling Community, ww.clm-community.eu).

Для сравнения использовались данные наблюдений, наиболее близкие по времени к расчетному времени реанализа по маршруту движения судна, проходящему через ячейку реанализа.

На рисунке 3 приведены результаты сравнения данных измерений турбулентных потоков тепла (*H*) и влаги (*LH*) по маршруту судна с реанализами. Для анализа взято два года: 2008 и 2013. В 2013 году наблюдалась небольшая изменчивость потоков и их значения, в основном, были близки к нулю, в 2008 году, напротив, значения потоков были большие из-за холодных условий и движения судна в зоне разводий.

В оба года и реанализы и мезомасштабные модели дают ошибки в определении потоков, особенно значимые при неустойчивой стратификации атмосферы. В 2008 году наблюдалось регулярное значительное занижение потоков реанализами. Правда, здесь необходимо учитывать, что при движении во льдах судно выбирает оптимальный маршрут следования через зоны разводий – и интегральная сплоченность ледяного покрова и,

соответственно, температура поверхности в ячейке реанализа может отличаться от условий по маршруту движения судна.

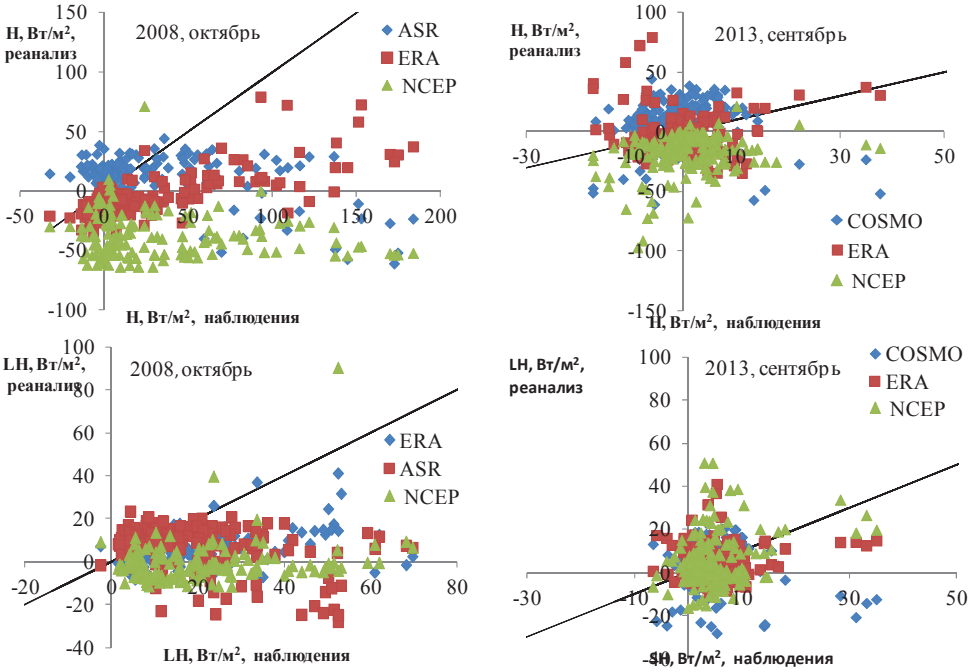


Рис. 3. Сравнения данных измерений турбулентных потоков тепла (H) и влаги (LH) по маршруту движения судна с реанализами.

Для расчета потоков в реанализах применяется алгоритм COARE (https://coaps.fsu.edu/COARE/flux_algor/), в последние версии которого включены параметризации для расчета турбулентных потоков надо льдом и в штормовых условиях при наличии пены и брызг (*Fairall et al. 2003*). Входными данными для алгоритма служат метеорологические данные, полученные из реанализа.

Для определения применимости алгоритма COARE для расчета потоков в Арктике потоки, полученные из судовых измерений, сравнивались с потоками, рассчитанными по версии COARE-3 с использованием получаемой в экспедициях метеорологической информации. Температура поверхности измерялась с помощью ИК-радиометра.

В таблице 2 приведены коэффициенты корреляции рассчитанных и измеренных потоков явного и скрытого тепла по всему массиву данных, разделенных по скоростям ветра и условиям стратификации, а также по типу подстилающей поверхности (открытая вода, лёд). Видно, что во всех случаях корреляция значимая. Алгоритм хорошо воспроизводит потоки как над водой, так и над льдом при умеренных скоростях ветра и стратификации близкой к нейтральной. При сильных и слабых ветрах, а также при наличии стратификации ошибки алгоритма увеличиваются, но все равно корреляции лучше, чем при сравнении с данными реанализов. Над открытой водой во всех случаях алгоритм работает лучше, чем над покрытой льдом поверхностью. Следовательно, причина больших расхождений не в качестве используемых параметризаций.

Таблица 2

Коэффициенты корреляции рассчитанных и измеренных потоков явного и скрытого тепла при различных условиях

Скорость Ветра, м/с (количество случаев	Поток тепла, H		Поток влаги LH	
	COARE вода	COARE лёд	COARE вода	COARE лёд
0-5 (325)	0.68	0.63	0.65	0.52
5-15 (687)	0.88	0.86	0.87	0.85
>15 (83)	0.57	0.38	0.51	0.41
Параметр устойчивости $\xi = z/L$				
$0.05 < \xi$ (305)	0.52	0.48	0.58	0.43
$-0.05 < \xi < 0.05$ (685)	0.87	0.8	0.82	0.79
$\xi < -0.05$ (413)	0.7	0.63	0.71	0.62

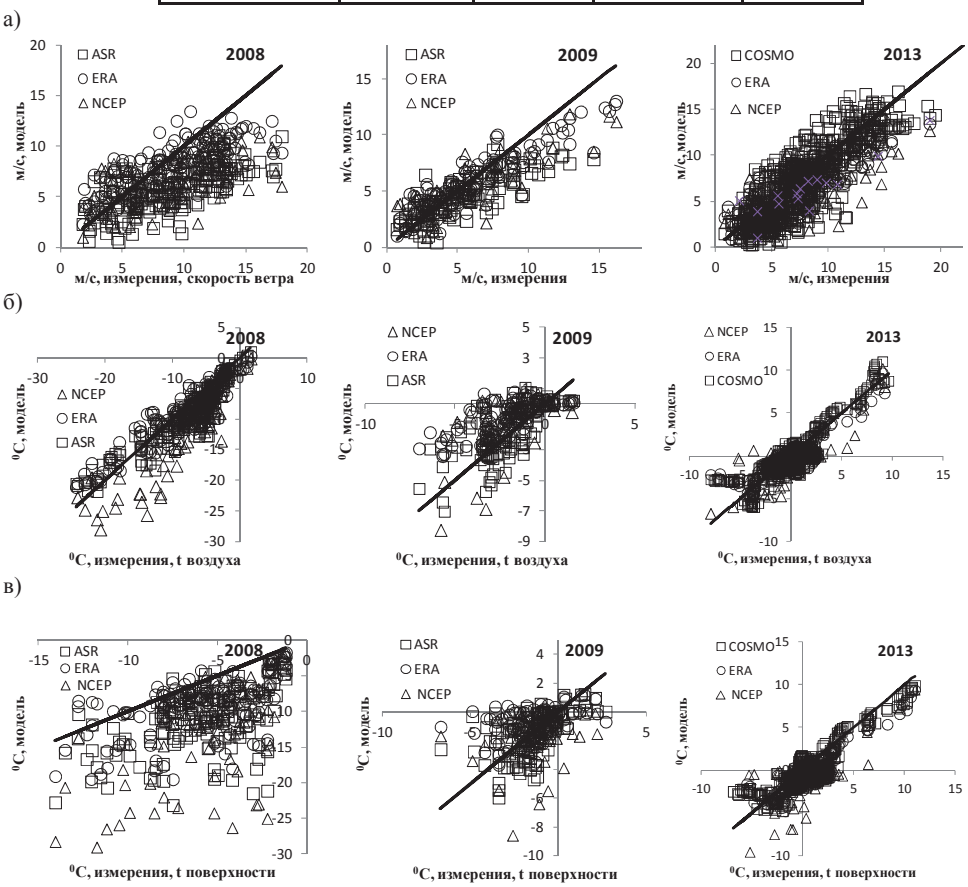


Рис. 4. Сравнение судовых измерений с данными реанализов и мезомасштабного моделирования за октябрь 2008, август 2009 и сентябрь 2013. а) скорость приводного ветра, б) температура воздуха на высоте 2 м., г) температура поверхности.

Проведем сравнение скорости приземного ветра и температур поверхности и приземного воздуха по данным судовых измерений и реанализов. Ошибки, сравнимые с наблюдаемыми в Арктике трендами, в воспроизведении основных метеорологических полей реанализами отмечались и ранее (*Chaudhuri et al. 2014, Jakobson et al. 2012, Lüpkes et al. 2010).* В нашем случае (Рис. 4) скорость ветра и приземная температура во все годы восстанавливается достаточно хорошо. Реанализы занижают приземную скорость ветра при сильных ветрах и дают ошибки как в сторону завышения так и занижения при низких отрицательных температурах.

Но при воспроизведении температуры поверхность уровень ошибок вырастает (Рис 4 в). И если в случаях открытой воды или сплошного льда данные наблюдений и реанализа практически совпадают, то в случае неоднородных ледяных массивов и в прикромочных зонах разброс очень велик. Это связано, как уже говорилось ранее, с выбором оптимального маршрута движения судна в зоне разводий. Но также и с ошибками в восстановлении сплоченности морского льда по спутниковым данным, которая используется для восстановления температуры покрытой льдом морской поверхности (*Тихонов и др. 2016, Ivanova et al. 2014*). На рис. 5 приведено сравнение результатов расчетов среднесуточного потока тепла с использованием данных о сплоченности льда по различным алгоритмам и данных визуальных наблюдений, полученными во время работ на ледоколе «Капитан Драницын» в октябре 2008 года. Видно, что различия, особенно в прикромочной зоне, могут быть довольно существенными, более чем на порядок.

Рис. 5. Среднесуточный поток тепла, расчитанный с использованием данных о сплоченности ледяного покрова, полученных из визуальных судовых наблюдений и различных алгоритмов обработки спутниковых пассивных микроволновых данных.

Заключение

Северная полярная область занимает особое место в современной климатической системе как индикатор происходящих изменений вследствие эффекта полярного усиления. Знаковым проявлением этих изменений является резкое увеличение свободной ото льда площади в Северном Ледовитом океане, произошедшее в начале 2000-х годов. Состояние ледяного покрова во многом определяет тепловое взаимодействие между океаном и атмосферой в полярных регионах, а его уменьшение может увеличить интенсивность теплообмена между атмосферой и океаном.

Настоящая статья представляет результаты прямых измерений характеристик энергообмена над различными типами льда в центральных и прибрежных районах Арктики в летний и осенний периоды. Установлено, что в осенне-зимний период влияние толщины и сплоченности льда на турбулентный энергообмен в атмосфере может быть значительным. Над участками открытой воды и тонкого молодого льда вклад турбулентного обмена в

тепловой баланс превосходит радиационный. Наблюдается положительный поток тепла над зонами разводий и отрицательный над многолетними льдами. Поток тепла оказывается зависим от наличия пространственных неоднородностей на поверхности льда – торосов, снежниц, разводий и пр. Усиление турбулентного энергообмена наблюдается в прикромочной зоне, что приводит к интенсификации атмосферных процессов в прикромочной зоне в осенний период.

Но кроме свойств подстилающей поверхности на локальный тепловой баланс в значительной степени оказывает влияние синоптическая ситуация в регионе. В связи с увеличенной продолжительностью безледного сезона в море Лаптевых и в морях Восточной Арктики в верхнем слое океана аккумулировалось большее количество тепла, и интенсивность прогрева увеличилось. В сочетании с синоптической ситуацией в регионе – адвекцией холодных воздушных масс с покрытой льдом поверхности океана – это может привести к интенсификации теплообмена в приповерхностном слое атмосферы.

Сравнение судовых наблюдений с данными реанализа и мезомасштабного моделирования показывает, что реанализы плохо воспроизводят турбулентные потоки в северной полярной области, особенно в осенний период. Это свзано как с недостаточной разработанностью параметризаций для определения коэффициентов обмена в алгоритмах расчета турбулентных потоков, так и со сложностью определения температуры поверхности, покрытой льдом различной сплоченности.

Проведенные исследования еще раз подтверждают, что наблюдаемое сезонное уменьшение ледяного покрова в Арктике способно существенно повлиять на атмосферные процессы в регионе и наглядно демонстрируют тесную связь характеристик энергообмена атмосферы и океана, как локальных, так и осредненных за значительные временные периоды (месяцы) и по обширным акваториям, с особенностями ледовых и синоптических условий, и подчеркивают важность тщательного анализа этих факторов при интерпретации данных судовых измерений, проводимых в Арктике.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-05-01221 и 18-05-60184.

Литература

1. *Варенцов М.И., Репина И.А., Артамонов А.Ю., Хавина Е.М., Матвеева Т.А.* Экспериментальные исследования энергообмена и динамики атмосферного пограничного слоя в Арктике в летний период // Труды Гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2016. № 361. С. 95-127.
2. *Волков Ю.А., Репина И.А.* Влияние структуры подстилающей поверхности в полярных районах на энергообмен атмосферы и океана // Поверхностные и внутренние волны в арктических морях. Спб.: Гидрометеоиздат, 2002. Гл. 11. С. 189-206.
3. *Макштас А.П.* Тепловой баланс Арктических льдов в зимний период. / Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 87 с.
4. *Репина И.А.* Методы определения турбулентных потоков над морской поверхностью. / Москва: ИКИ РАН, 2007. 36 с.
5. *Репина И.А., Аниферов А.А.* Исследование динамики атмосферного пограничного слоя над заприпайной полыньей моря Лаптевых по данным WRF-моделирования // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 1. С. 275–288.
6. *Репина И.А., Артамонов А.Ю., Смирнов А.С., Чечин Д.Г.* Исследование взаимодействия океана и атмосферы в полярных районах в рамках международного полярного года // Метеорологические и геофизические исследования. Под ред. Г.В. Алексеева. М. СПб., 2011. С. 236–250.
7. *Репина И.А., Смирнов А.С.* Обмен теплом и импульсом между атмосферой и льдом по данным наблюдений в районе Земли Франца-Иосифа // Известия РАН, Физика атмосферы и океана. 2000. Т.36. №5. С. 672-680.
8. *Репина 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. № 4. С. 162-172.
9. *Тимачев В.Ф., Иванов Б.В., Репина И.А.* Теплообмен между атмосферой и ледовым покровом // Труды ААНИИ. 2008. В.447. С.140-155.

10. *Тихонов В.В., Раев М.Д., Шарков Е.А., Боярский Д.А., Репина И.А., Комарова Н.Ю.* Спутниковая микроволновая радиометрия морского льда полярных регионов. Обзор. // Исследование Земли из космоса. V. 2016. № 4. С. 65–84.
11. *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.
12. *Beesley J.A., Bretherton C.S., Jakob C, Andreas E.L., Intrieri J.L., Uttal T.A.* A comparison of the cloud and boundary layer variables in the ECMWF forecast model with observations at SHEBA ice camp.// Journal of Geophysical Research. 2000. Vol.105. N12. P.337-12349.
13. *Böhm U., Kücken M., Ahrens W., Block A., Hauffe D., Keuler K., Rockel B., Will A.* CLM - the climate version of LM: Brief description and long-term applications // COSMO Newsletter. 2006. V. 6. P. 225-235.
14. *Bromvich D.H., Hines K.M., Bai L.S.* Development and testing of Polar Weather Research and Forecasting Model: 2. Arctic Ocean // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. D08122.
15. *Burba G.* Eddy Covariance Method for Scientific, Industrial, Agricultural and Regulatory Applications: a Field Book on Measuring Ecosystem Gas Exchange and Areal Emission Rates. - LI-COR Biosciences, Lincoln, USA. 2013. 331 p.
16. *Chaudhuri A.H., Ponte R.M., Nguyen A.T.* A comparison of atmospheric reanalysis products for the Arctic Ocean and implications for uncertainties in air–sea fluxes // Journal of Climate. 2014. V. 27(14). P.5411-5421.
17. *Chechin D.G., Lüpkes C., Repina I.A., Gryanik V.M.* Idealized dry quasi 2-D mesoscale simulations of cold-air outbreaks over the marginal sea ice zone with fine and coarse resolution // J. Geophys. Res. Atmos. 2013. V. 118. P. 8787–8813.
18. *Edson J.B., Hinton A.A., Prada K.E., Hare J.E., Fairall C.W.* Direct Covariance Flux Estimates from Mobile Platforms at sea // J. Atmos. Oceanic Technol. 1998. V.15. P. 547-562.
19. *Esau I.N.* Amplification of turbulent exchange over wide Arctic leads: large-eddy simulation study // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D08109.
20. *Fairall C., Bradley E., Hare J., Grachev A., Edson J.* Bulk parameterizations of air–sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm // J. Climate. 2003. V. 16**.** P. 571–591.
21. *Flanner M.G., Shell K.M., Barlage M., Perovich D.K., Tschudi M.A.:* Radiative forcing and albedo feedback from the Northern Hemisphere cryosphere between 1979 and 2008 // Nature Geosci. 2011. V. 4. P. 151–155.
22. *Gorodetskaya I.V., Tremblay L.B., Liepert B., Cane M.A., Cullather R.I.* The influence of cloud and surface properties on the Arctic Ocean shortwave radiation budget in coupled models // J. Climate. 2008. V. 21. P. 866–882.
23. *Graversen R.G., Wang M.* Polar amplification in a coupled climate model with locked albedo // Clim. Dynam. 2009. V. 33. P. 629–643.
24. *Graversen R.G., Mauritsen T., Tjernström M., Källen E., Svensson G.* Vertical structure of recent Arctic warming // Nature. 2008. V. 451. P. 53–56.
25. *Hudson S.R.* Estimating the global radiative impact of the sea ice–albedo feedback in the Arctic // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. D16102.
26. *Ivanov V.V., Golovin P.N.* Observations and modelling of dense water cascading from the Laptev Sea shelf // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. C09003. P. 1-15.
27. *Ivanova N.O., Johannessen M., Pedersen L.T., Tonboe R.T.* Retrieval of Arctic sea ice parameters by satellite passive microwave sensors: A comparison of eleven sea ice concentration algorithms // IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens. 2014. V. 52. №11. P. 7233–7246.
28. *Jakobson E., Vihma T., Palo T., Jakobson L., Keernik H., Jaagus J.* Validation of atmospheric reanalyzes over the central Arctic Ocean // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. L10802.
29. *Jordan R.E., Andreas E.L., Makshtas A.P.* The heat budget of snow-covered sea ice at North Pole 4 // Journal of Geophysical Research. 1999.V. 104. P.7785-7806.
30. *Kay J.E., Raeder K., Gettelman A., Anderson J.* The boundary layer response to recent Arctic sea ice loss and implications for high-latitude climate feedbacks // J. Climate, 2011. V.24, P. 428–447.
31. *Lüpkes C., Gryanik V.M., Rösel A., Birnbaum G., Kaleschke L.* Effect of sea ice morphology during Arctic summer on atmospheric drag coefficients used in climate models // Geophysical Research Letters. 2013. Vol. 40(2). P. 446-451.
32. *Lüpkes C., Vihma T., Birnbaum G., Wacker U.* Influence of leads in sea ice on the temperature of the atmospheric boundary layer during polar night // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. L03805.

33. *Lüpkes C., Vihma T., Jakobson E., König-Langlo G., Tetzlaff A.* Meteorological observations from ship cruises during summer 2 to the central Arctic: A comparison with reanalysis data // Geophysical Research Letters. 2010. V. 37. L09810.
34. *Marcq S., Weiss J.* Influence of sea ice lead-width distribution on turbulent heat transfer between the ocean and the atmosphere // The Cryopshere. 2012. V. 6. P. 143–156.
35. *Maykut C.A*. Energy exchange over young sea ice in the central Arctic // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. P. 3646-3658.
36. *Persson P.O.G., Fairall C.W., Andreas E.L., Guest P.S., Perovich D.K.* Measurement near the Atmospheric Surface Flux Group tower at SHEBA: near surface conditions and surface energy budget // J. Geophys. Res. 2002.V.107 (C10).
37. *Polyakov I.V., Alexeev V.A., Ashik I.M., Bacon S., Beszczynska-Möller A., Carmack E.C., Dmitrenko I.A., Fortier L., Gascard J.-C., Hansen E., Hölemann J., Ivanov V.V., Kikuchi T., Kirillov S., Lenn Y.-D., McLaughlin F.A., Piechura J., Repina I., Timokhov L.A., Walczowski W., Woodgate R.* Fate of early 2000s arctic warm water pulse // Bulletin of the American Meteorological Society. 2011. Vol. 92. № 5. P. 561-566.
38. *Tamura T., Ohshima K.I.* Mapping of sea ice production in the Arctic coastal polynyas // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. No. C07030.
39. *Tjernström M., Sedlar J., Shupe M.D.* How well do regional climate models reproduce radiation and clouds in the Arctic? An evaluation of ARCMIP simulations // J. Appl. Meteorol. Climatol. 2008. V. 47. P. 2405–2422.
40. Tjernström M., Zagar M., Svensson G., Cassano J.J., Pfeifer S., Rinke A., Wyser K., Dethloff K., Jones C., Semmler T., Shaw M. Modelling the Arctic boundary layer: an evaluation of six ARCMIP regional-scale models using data from the SHEBA project // Bound.-Layer Meteorol. 2005. V. 117. P. 337–381.
41. *Vihma T., Pirazzini R., Fer I., Renfrew I.A., Sedlar J., Tjernström M., Lüpkes C., Nygård T., Notz D., Weiss J., Marsan D., Cheng B., Birnbaum G., Gerland S., Chechin D., Gascard J.C.* Advances in understanding and parameterization of small-scale physical processes in the marine Arctic climate system: a review // Atmos. Chem. Phys. 2014. V. 14. P. 9403–9450.
42. *Wilson A.B., Bromwich D.H., Hines K.M.* Evaluation of Polar WRF forecasts on the Arctic System Reanalysis Domain: 2. Atmospheric hydrologic cycle // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. D04107.
43. *Zilitinkevich S.S., Esau I.N.* Resistance and heat-transfer laws for stable and neutral planetary boundary layers: old theory advanced and re-evaluated // Q. J. Roy. Meteorol. Soc. 2005. V. 131. P. 1863–1892.

Эволюция атмосферного пограничного слоя и струйное течение низкого уровня во время холодных вторжений в Арктике.

Д.Г. Чечин[1], К. Люпкес[2]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Институт им. Альфреда Вегенера, Гельмгольц-центр полярных и морских исследований, г. Бремерхафен

Введение

Холодные вторжения представляют собой натекание холодной арктической воздушной массы на свободную ото льда поверхность океана. При этом, разность температур между воздушной массой и поверхностью океана может превышать 30 К. В атмосферном пограничном слое (АПС) над океаном развивается конвекция, которая часто организована в виде облачных гряд и открытых ячеек, а турбулентный поток явного тепла на поверхности океана может превышать 600 Втм$^{-2}$ вблизи кромки льда (*Brümmer 1996*). Таким образом, интенсивное взаимодействие атмосферы и океана во время холодных вторжений приводит к выхолаживанию и перемешиванию поверхностных слоев океана. Тем самым, холодные вторжения влияют на модификацию водных масс, региональную циркуляцию в океане и даже на инициализацию глубокой конвекции в Северной Атлантике, которая поддерживает Атлантическую меридиональную циркуляцию (*Mauritzen 1996; Marschall and Schott 1999*).

Высокие значения турбулентного потока тепла во время холодных вторжений обусловлены прежде всего большой разностью температур между воздухом и поверхностью океана. Однако, скорость приводного ветра и ее пространственно-временная изменчивость также существенно модулируют величину потоков тепла. Особенно интенсивны во время холодных вторжений мезомасштабные циркуляции, в особенности полярные мезоциклоны (*Sergeev et al. 2017*), по причине как сильной бароклинности, горизонтальных сдвигов ветра, так и конвективной неустойчивости,

В фокусе данного исследования - струйные течения низкого уровня, возникающие над океаном как следствие приспособления атмосферы к резкому прогреву пограничного слоя при адвекции холодной воздушной массы над кромкой льда. В частности, в работе рассматривается идеализированная квази-двумерная задача натекания холодной воздушной массы со льда на относительно теплый океан под действием крупномасштабного горизонтального градиента давления. Кроме того, рассматривается более реалистичная задача адвекции воздушной массы над изогнутой кромкой льда в проливе Фрама в районе архипелага Шпицбергена.

Целью работы является оценка чувствительности горизонтального масштаба и амплитуды изменчивости скорости ветра во время холодных вторжений к внешним параметрам задачи и выявление физических механизмов, приводящих к возникновению (или отсутствию) струйного течения низкого уровня. Задача решается как с помощью аналитического, так и численного негидростатического моделирования. Аналитический подход основан на интегральной модели перемешанного пограничного слоя. Для численных экспериментов использована трехмерная негидростатическая модель NH3D. Также, приводится сравнение аналитических решений с данными самолетных наблюдений в Арктике, выполненных сотрудниками Института им. Альфреда Вегенера в ходе нескольких измерительных кампаний.

Аналитическая модель

В основе аналитической модели лежит идеализированное представление вертикальных профилей температуры и горизонтальных компонент скорости ветра в

пограничном слое и на его верхней границе. В частности, внутри пограничного слоя температура и компоненты скорости считаются константами, а на его верхней границе терпят скачок. Также предполагается стационарность по времени. Подробный вывод аналитической модели и ее решения приводятся в работе Чечина и Люпкеса (*Chechin and Lüpkes 2017*). Здесь приводятся лишь основные положения и результаты.

Назначение данной аналитической модели — описание изменчивости скорости ветра, связанной с крупномасштабной эволюцией атмосферного пограничного слоя. Поэтому решаемые уравнения движения для осредненных по высоте АПС компонент скорости ветра представляют собой баланс между горизонтальным градиентом давления, силой Кориолиса и трением (баланс Экмана), а слагаемые, отвечающие за горизонтальную адвекцию не учитываются. В уравнении для потенциальной температуры воздуха, наоборот, адвективное слагаемое необходимо, чтобы скомпенсировать источник тепла в виде разности турбулентного потока тепла на поверхности и вовлечения на верхней границе пограничного слоя.

Решение исходной системы модели основано на том, что прогностические уравнения для температуры и высоты АПС, описывающие их эволюцию как функций расстояния от кромки льда, можно сделать независимым от уравнений для компонент скорости ветра. Тогда, решения для безразмерных температуры и высоты АПС как функции расстояния от кромки льда и аналогичные решениям Венкатрама (1977), имеют вид

$$\ln(1-\overline{\theta_m})+\overline{\theta_m}=-C_1\overline{y}+C_2\,, \tag{1}$$

$$\overline{z_i}=\overline{\theta_m}\,, \tag{2}$$

где C_1 и C_2 - константы, определяемые внешними параметрами задачи. Переменные в (1) и (2) обезразмерены следующим образом

$$\overline{\theta_m}=\frac{\theta_m-\theta'_{ice}}{\theta_w-\theta_{ice}}, \tag{3}$$

$$\overline{z_i}=\frac{z_i}{H}\,, \tag{4}$$

где θ_w и θ_{ice} - температуры поверхности океана и морского льда, $\theta_{ice}=\theta_{ice}-\gamma_\theta z_{i0}(1+\beta)/(1+2\beta)$, где z_{i0} - высота АПС надо льдом, а H - высота, к которой асимптотически стремится высота пограничного слоя z_i на бесконечном удалении от кромки льда и представляет собой

$$H=\frac{(\theta_w-\theta'_{ice})(1+2\beta)}{\gamma_\theta(1+\beta)}. \tag{5}$$

В формуле (5) β - параметр вовлечения, часто задаваемый равным 0.2, а γ_θ - вертикальный градиент потенциальной температуры над АПС.

Уравнения (1) и (2) позволяют ввести характерный горизонтальный масштаб трансформации холодной своздушной массы L_{tr}. Если определить L_{tr} как расстояние, на котором разность температуры воды и воздуха $(1-\overline{\theta_m})$ убывает в e раз, то из (1) получим

$$L_{tr}=\frac{\cos\alpha}{eC_H(1+\beta)}\left[(e-1)z_{i0}+H\right], \tag{6}$$

где α - угол между нормалью к кромке льда и направлением крупномасштабного геострофического ветра; C_H - коэффициент турбулентного обмена для тепла. Видно, что основными внешними параметрами, определяющими значение L_{tr} являются $\theta_w-\theta_{ice}$ и γ_θ,

которые содержатся в H, а также z_{i0}, но величина последнего довольно мала по сравнению с H. Если подставить в (6) характерные для холодных вторжений значения внешних параметров, то получим, что L_{tr} варьируется в пределах 400 – 900 км.

Для решения уравнений для горизонтальных компонент скорости ветра необходимо знать скорость геострофического ветра. Параллельную кромке льда компоненту геострофического ветра u_{gm}, осредненную по высоте пограничного слоя, можно представить в виде суммы крупномасштабной баротропной компененты U_g и трех бароклинных добавок, обусловленных прогревом и ростом пограничного слоя (*Chechin and Lüpkes 2017*), а именно

$$u_{gm} = U_g + U_{gt} + U_{gi} + U_{g+}. \qquad 7)$$

Бароклинность связана с возникновением горизонтального градиента температуры вследствие прогрева и роста АПС. Член U_{gt} представляет собой вклад непосредственно прогрева пограничного слоя над океаном и имеет вид

$$U_{gt} = \frac{g z_i}{2 f \theta_m} \frac{\partial \theta_m}{\partial y}, \qquad 8)$$

где f - параметр Кориолиса; g - ускорение свободного падения.

Член U_{gi} связан с наклоном слоя инверсии на верхней границе пограничного слоя. Наклон обусловлен ростом пограничного слоя, а инверсия поддерживается за счет вовлечения. Член U_{gi} выражается через переменные перемешанного слоя как

$$U_{gi} = \frac{g \Delta\theta}{f \theta_+} \frac{\partial z_i}{\partial y}, \qquad 9)$$

где $\Delta\theta$ - скачок температуры на верхней границе АПС, который линейно связан с z_i диагностическим соотношением при определенных допущениях.

Два бароклинных члена U_{gt} и U_{gi} могут быть выражены через θ_m и z_i, причем, $U_{gt} / U_{gi} = -3$ при $\beta = 0.2$, и для них можно получить решения аналогичные (1), а именно, для U_{gt}

$$\ln(\overline{U_{gt}}) - \overline{U_{gt}} + 1 = -C_1 \overline{y} + C_2. \qquad 10)$$

Третья бароклинная добавка U_{g+} связана с бароклинностью над пограничным слоем, которая возникает как отклик стратифицированной атмосферы на прогрев и рост АПС. Численные эксперименты с негидростатической моделью продемонстрировали (*Chechin and Lüpkes 2017*), что на некотором удалении от кромки льда (свыше 100 км) U_{g+} пропорциональна U_{gt} с обратным знаком, а именно

$$U_{g+} \approx -0.3 U_{gt}. \qquad (11)$$

На основании (10)-(11) можно сделать вывод о том, что именно составляющая U_{gt} определяет вклад бароклинности в геострофический ветер в АПС, так как по модулю она превышает суммарный вклад $U_{gi} + U_{g+}$. Причем, как показали Чечин и Люпкес (*2017*), величина U_{gt} согласно наблюдениям, результатам численного и аналитического моделирования, сравнима с величиной крупномасштабного синоптического геострофического ветра и варьируется в пределах 5-10 мс$^{-1}$. Аналитические решения также показывают, что величина бароклинной добавки прямо пропорциональна разнице температур между поверхностью океана и морского льда. Кроме того, из формул (10-11)

очевидно, что убывание модуля бароклинных составляющих по мере удаления от кромки льда также происходит на характерном масштабе L_{tr}.

Величина геострофического ветра с учетом бароклинных членов, найденных при помощи (10)-(11), далее используется в уравнениях экмановского баланса для нахождения компонент скорости ветра, осредненных по высоте АПС. Причем, вклад трения в модуль скорости ветра над океаном становится пренебрежимо мал по мере того, как растет высота АПС (*Чечин и др. 2015*). Согласно наблюдениям, а также аналитическим оценкам по формулам (1)-(2), уже на расстоянии 150-200 км от кромки льда высота пограничного слоя превышает 1 км во время холодных вторжений.

Важно отметить, что термическая компонента геострофического ветра в АПС направлена параллельно кромке льда таким образом, что более холодный воздух находится справа. Таким образом, бароклинная струя в АПС направлена с востока на запад при ориентации кромки вдоль широты. Напротив, компенсирующая бароклинная струя над АПС (члены U_{gi} и U_{g+}) направлена в противоположную сторону – с запада на восток. При суммировании с крупномасштабным геострофическим ветром бароклинность может как усиливать скорость геострофического ветра в АПС, так и приводить к ее уменьшению. Это зависит от ориентации крупномасштабного геострофического ветра относительно кромки льда. При северо-восточном направлении ветра возникает усиление ветра в АПС, а при северо-западном – его ослабление.

Рисунок 1 демонстрирует сравнение аналитических решений с самолетными наблюдениями во время нескольких случаев холодных вторжений над проливом Фрама. В частности, нормированные потенциальная температура, осредненная по высоте АПС, высота АПС и бароклинная составляющая U_{gt} показаны как функции нормированного расстояния от кромки льда $\hat{y} = C_1 \overline{y} - C_2$. Рис. 1 демонстрирует хорошее согласие наблюдений и аналитических решений, хотя аналитическое решение на 15-20% занижает температуру воздуха, что может быть связано с неучетом выделения скрытого тепла при конденсации.

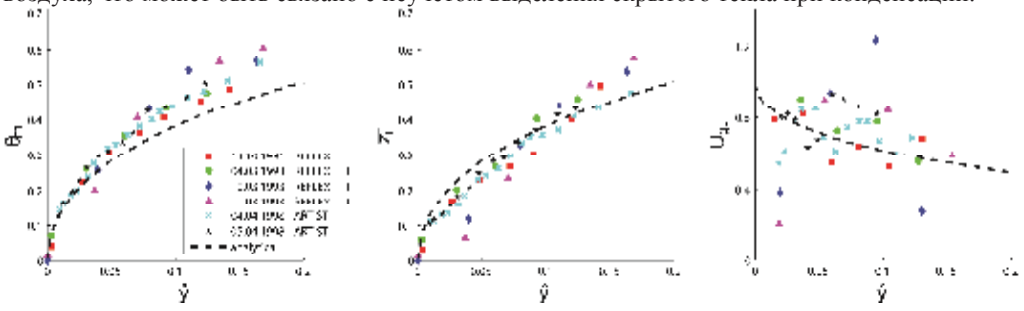


Рис.1. Безразмерные потенциальная температура $\overline{\theta_m}$, высота пограничного слоя $\overline{z_i}$ и бароклинная составляющая геострофического ветра $\overline{U_{gt}}$ как функции безразмерного расстояния от кромки льда согласно данным самолетных наблюдений над проливом Фрама и аналитических решениям (пунктирная линия).

На Рис.2 приводится сравнение аналитических решений для модуля скорости ветра с наблюдениями. Черным пунктиром показана скорость крупномасштабного геострофического ветра. Видно, что для всех случаев, кроме 11.03.1993 имело место усиление ветра в АПС над океаном, что качественно воспроизведено моделью. Во время холодного вторжения 11.03.1993 наблюдалось ослабление ветра в АПС, которое также воспроизведно аналитическим решением.

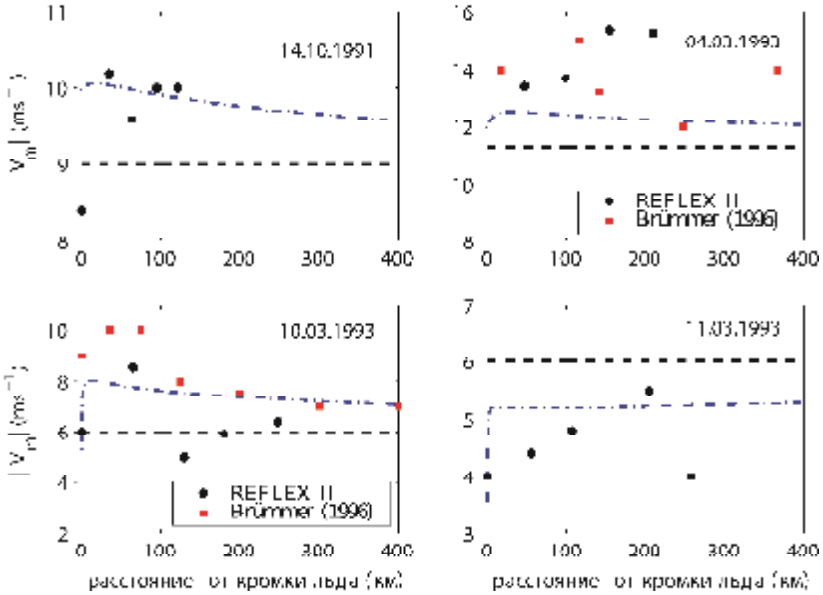


Рис. 2. Модуль скорости ветра, осредненный по высоте пограничного слоя как функция расстояния от кромки льда согласно данным самолетных наблюдений над проливом Фрама и аналитическим решениям (синий пунктир). Черным пунктиром показана скорость крупномасштабного геострофического ветра.

В трех случаях, когда наблюдалось усиление ветра, направление крупномасштабного ветра было северо-восточным, а 11.03.1993 – северо-западным, что определяло влияние бароклинности на скорость ветра в АПС.

В следующем разделе для более детального анализа изменчивости скорости ветра в АПС приводятся результаты численного негидростатического моделирования.

Результаты численных квазидвумерных экспериментов

Численные эксперименты по воспроизведению холодных вторжений проводились с помощью негидростатической модели NH3D (*Miranda and James 1992; Степаненко и др. 2007; Chechin et al. 2013*). В основе модели лежит система прогностических уравнений для трех компонент скорости ветра, потенциальной температуры, а также диагностического уравнения для геопотенциала. Для задачи моделирования холодных вторжений в NH3D были встроены нелокальные параметризации турбулентного обмена в конвективном пограничном слое (*Lüpkes and Schlünzen 1996*), а также добавлена параметризация вовлечения на верхней границе АПС (*Noh et al. 2003*).

Для моделирования квазидвумерных холодных вторжений над прямой кромкой льда в модели задавался постоянный во времени и пространстве геострофический ветер, который обеспечивал адвекцию холодной воздушной массы со льда на открытую воду. В северной части расчетной области задавались температура поверхности и параметр шероховатости характерный для морского льда, в южной – для открытой воды. На боковых границах расчетной области для температуры задавлись граничные условия Неймана, для горизонтальных компонент скорости ветра – комбинация из условий Неймана и излучения. На нижней границе потоки тепла и импульса рассчитывались согласно теории подобия Монина-Обухова. В качестве начальных условий во всей области задавался профиль потенциальной температуры воздуха согласно наблюдениям надо льдом. Модель интегрировалась на срок порядка двух суток до достижения стационарного состояния решения. В различных экспериментах варьировалась разница температуры между открытой

водой и морским льдом, стратификация атмосферы, параметр Кориолиса, а также скорость и направление крупномасштабного геострофического ветра. Более подробное описание параметров модели, численных схем, расчетной области и сетки приводится в работах Чечина и др. (*Chechin et al. 2013; Chechin and Lüpkes 2017*).

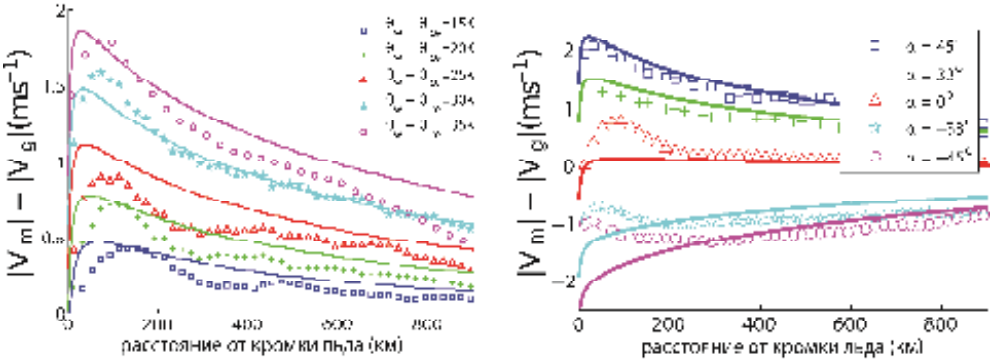


Рис. 3. Разность модуля скорости ветра, осредненной по высоте пограничного слоя, и крупномасштабного геострофического ветра согласно результатам численных экспериментов и аналитическим решениям (сплошные линии).

На Рис. 3 приведено сравнение разности скорости ветра, осредненной по высоте АПС, и скорости крупномасштабного геострофического ветра по результатам NH3D и аналитической модели. Приведены результаты серий экспериментов с различной разностью температур $\theta_w - \theta_{ice}$ и различным напрвлением крупномасштабного геострофического ветра. Это параметры, от которых в наибольшей степени зависит влияние бароклинности на скорость ветра в АПС.

Из Рис. 3 видно, что усиление ветра в АПС практически линейно зависит от разности температур $\theta_w - \theta_{ice}$. Также, Рис. 3 демонстрирует, что при северо-восточном направлении крупномасштабного ветра внутри АПС возникает струйное течение низкого уровня, а при северо-западном – нет. Аналитические решения хорошо согласуются с численными как в отношении чувствительности амплитуды и горизонтального масштаба струйного течения к внешним параметрам, так и в отношении абсолютных значений скорости ветра. Еще более хорошее согласие получено относительно θ_m и z_i (здесь не показано).

Заключение

В работе представлена аналитическая модель, описывающая прогрев и рост атмосферного пограничного слоя над океаном во время холодных вторжений в Арктике, а также пространственную эволюцию скорости ветра. Модель демонстрирует, что бароклинность может приводить как к росту, так и к уменьшению скорости ветра над океаном в зависимости от направления крупномасштабного геострофического ветра относительно ориентации кромки льда. Также, аналитические решения показывают, что амплитуда бароклинной составляющей геострофического ветра в наибольшей степени зависит от разности температур поверхности океана и морского льда. Также от этой разности температур зависит и характерный горизонтальный масштаб трансформации воздушной массы, для которого получено аналитическое выражение и который составляет 400-900 км для типичных холодных вторжений. Показано, что аналитические решения находятся в хорошем согласии с данными самолетных наблюдений в Арктике и результатами численного моделирования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-05-80065.

Литература

1. *Степаненко В.М., Миранда П.М., Лыкосов В.Н.* Численное моделирование мезомасштабного взаимодействия атмосферы и гидрологически неоднородной суши // Вычислительные технологии. 2006. Т.11, №3, С.118-127.
2. *Чечин Д.Г., Заболотских Е.В., Репина И.А., Шапрон Б.* Влияние бароклинности и экмановского трения на приземную скорость ветра во время холодных вторжений в Арктике // Известия Российской академии наук. Физика амтосферы и океана. 2015. Т. 51, № 2, С. 146-157.
3. *Brümmer B.* Boundary layer modification in wintertime cold-air outbreaks from the Arctic sea ice // Boundary-Layer Meteorol., 1996. V. 80. P. 109-125.
4. *Chechin D.G., Lüpkes C., Repina I.A., Gryanik V.M.* Idealized dry quasi 2-d mesoscale simulations of cold-air outbreaks over the marginal sea ice zone with fine and coarse resolution // J. Geophys. Res., 2013. Vol. 118. No. 16, P. 8787-8813.
5. *Chechin D.G., Lüpkes C.* Boundary-layer development and low-level baroclinicity during high-latitude cold-air outbreaks: a simple model // Boundary-Layer Meteorol., 2017. V. 162. No. 1. P. 91-116.
6. *Lüpkes C., Schlünzen K.H.* Modelling the Arctic convective boundary layer with different turbulence parameterizations // Boundary-Layer Meteorol., 1996. V. 117, P. 179-211.
7. *Marschall J. and Schott F.* Open-ocean convection: Observations, theory, and models // Rev. Geophys., 1999. V. 37. No. 1. P. 1-64.
8. *Mauritzen C.* Production of dense overflow waters feeding the North Atlantic across the Greenland-Scotland Ridge. Part 1: Evidence for a reversed circulation scheme // Deep Sea Res., 1996. V. 43. No. 6. P. 769-806.
9. *Miranda P.M.A. and James I.N.* Non-linear three-dimensional effects on gravity-wave drag: Splitting flow and breaking waves // Q. J. R. Meteorol. Soc., 1992. V. 118. No. 508. P. 1057-1081.
10. *Noh Y., Cheon W.G., Hong S.Y., Raasch S.* Improvement of the K-profile model for the planetary boundary layer based on large eddy simulation data // Boundary-Layer Meteorol., 2003. V. 107. No. 2. P. 401-427.
11. *Sergeev D.E., Renfrew I.A., Spengler T., Dorling S.R.* Structure of a shear-line polar low // Q. J. R. Meteorol. Soc., 2017. V. 143. P. 12-26.
12. *Venkatram A.* A model of internal boundary-layer development. Boundary-layer Meteorol., 1977. V. 11. No. 4. P. 419-437.

Часть 7. Распространение волн

Флуктуации сигналов при радиозатменном зондировании атмосферы Земли

М.Е. Горбунов[1,2], В. Кан[1], О.А. Коваль[1], В.Ф. Софиева[3]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Гидрометцентр России, г. Москва
[3]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки

Регулярный радиозатменный мониторинг атмосферы Земли был впервые реализован с использованием низкоорбитального спутника Microlab-1, оснащенного приемником высокостабильного сигнала GPS на длинах волн $\lambda_1 = 19.03$ см и $\lambda_2 = 24.42$ см с частотой выборки сигнала 50 Гц (*Ware et al. 1996*). При обработке радиозатменных данных метеопараметры нейтральной атмосферы восстанавливаются из измерений амплитуды и фазы (*Gorbunov and Lauritsen 2004, Gorbunov et al. 2005, Gorbunov and Lauritsen 2006*), а ионосферный вклад удаляется с использованием двухчастотного метода, основанного на линейной коибинации угол рефракции для одной и той прицельной высоты луча (*Vorob'ev and Krasil'nikova 1994, Gorbunov 2002*).

Стабильность сигналов системы GPS в сочетании с глобальным покрытием и высоким вертикальным разрешением инициировали изучение неоднородностей атмосферного показателя преломления, наряду с восстановлением средних профилей (*Belloul and Hauchecorne 1997, Gurvich et al. 2000, Tsuda et al. 2000,Wang and Alexander 2010, Cornman et al. 2004,2012, Shume and Ao 2016, Gubenko et al. 2008, 2011*). Для атмосферы Земли оккультационные наблюдения звездных мерцаний были выполнены на орбитальной станции «Мир» (*Alexandrov et al. 1990, Gurvich et al. 2001a, b, Gurvich and Kan 2003a, b*). Наблюдения звездных мерцаний позволили сделать вывод о том, что атмосфера Земли характеризуется двумя типами неоднородностей: 1) изотропные флуктуации и 2) сильно-анизотропные слоистые структуры. На основе этих данных, была разработана эмпирическая модель 3-мерного спектра неоднородностей, в которой анизотропная компонента описывается моделью насыщенных внутренних гравитационных волн (ВГВ), а изотропная – моделью колмогоровской турбулентности (*Gurvich and Brekhovskikh 2001, Gurvich and Kan 2003a, b*). Метод восстановления параметров модели по наблюдениям звездных оккультаций был успешно применен для интерпретации экспериментальных данных, полученных на станции «Мир». Этот метод получил дальнейшее развитие и был применен для потокового восстановления параметров ВГВ и турбулентности по наблюдениям, выполненным при помощи фотометра на спутнике GOMOS/ENVISAT (*Sofieva et al. 2007a*). Восстановление проводилось в диапазоне высот от 50–60 км до 30 км (*Sofieva et al. 2007b*). Верхняя граница диапазона высот определялась шумами приемника, а нижняя граница определялась условиями применимости теории слабых флуктуаций Рытова.

В радиодиапазоне амплитудные флуктуации гораздо меньше, чем в оптическом диапазоне, поэтому нижняя граница применимости теории слабых флуктуаций оказывается равной всего нескольким километрам. Основное ограничение возникает за счет флуктуаций влажности, роль которых становится существенной в тропосфере. Верхняя граница измеримых флуктуаций радиозатменных сигналов составляет 30–35 км, поскольку на этой высоте остаточная ошибка ионосферной коррекции и измерительный шум начинают играть существенную роль. Мониторинг атмосферных неоднородностей с использованием оптического и радиодиапазонов оказываются дополнительными другу с точки зрения их высотных диапазонов. В оптическом диапазоне стратосферные ВГВ и турбулентность вносят примерно одинаковые вклады во флуктуации интенсивности (*Gurvich and Kan, 2003a, b,*

Sofieva et al. 2007b). В радиодиапазоне основная причина флуктуаций – это насыщенные ВГВ, спектры которых характеризуются крутым степенным спадом с ростом волнового числа. В настоящее время непрерывно растущий ряд статей посвящены использованию сигналов GPS для изучения атмосферных неоднородностей. Ряд статей устанавливают связь между флуктуациями амплитуды и фазы радиосигналов с ВГВ (*Tsuda et al. 2000, Steiner and Kirchengast 2000, Wang and Alexander 2010, Khaykin et al. 2015*), тогда как в других статься в качестве основной причины флуктуаций приводится изотропная турбулентность (*Cornman et al. 2004, 2012, Shume and Ao 2016*). Это указывает на необходимость формулировки критериев определения типа неоднородностей, которые оказывает доминирующее влияние на флуктуации радиозатменных сигналов.

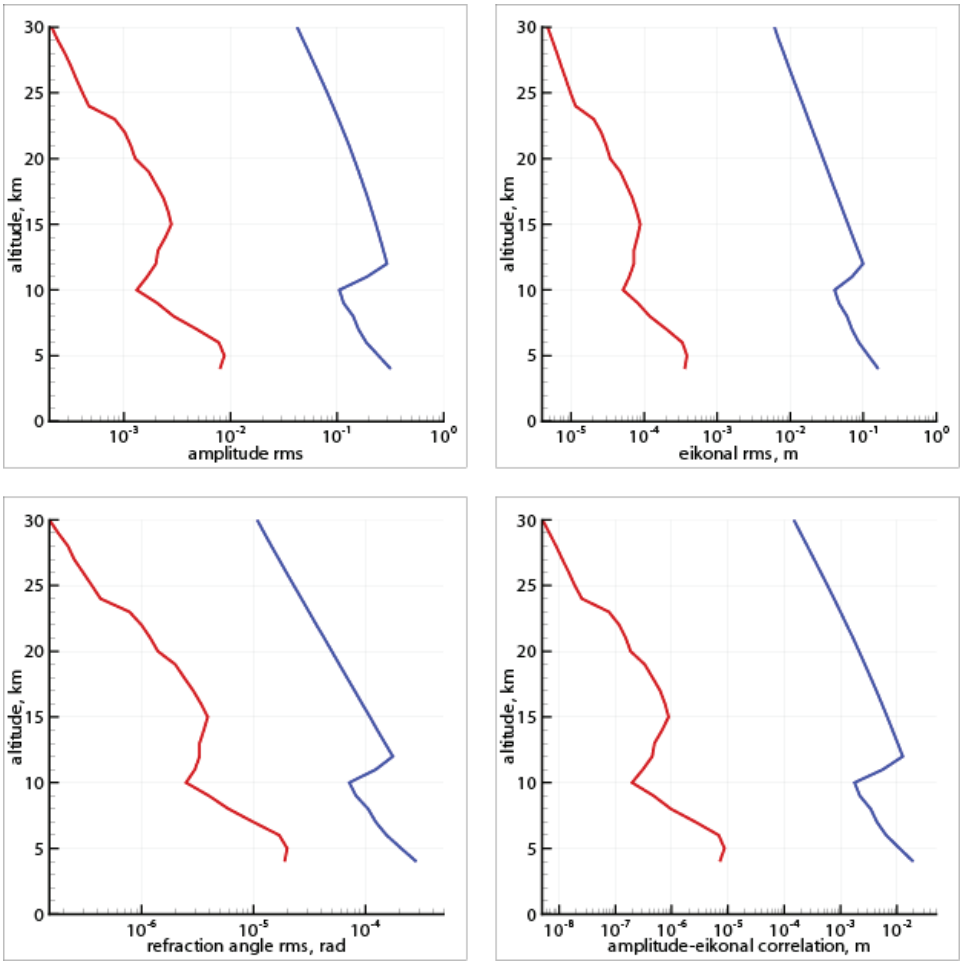


Рис. 1. Среднеквадратичные флуктуации логарифма амплитуды, эйконала, угла прихода и одноточечная корреляция амплитуды и фазы для модели насыщенных внутренних гравитационных волн (ВГВ) (синие линии) и для модели турбулентности (красные линии).

Целью данной работы является выявление роли двух указанных типов неоднородностей и оценка их вкладов во флуктуации амплитуды и фазы радиозатменных сигналов. Наш анализ основан на приближении фазового экрана и теории слабых флуктуаций. В рамках этих приближений мы получаем простые соотношения для дисперсии

флуктуаций радиосигналов для изотропных и анизотропных неоднородностей (Рис. 1). На текущей стадии исследования мы ограничиваемся анализом экспериментальных данных в диапазоне выот от 25 км до 4 км в средних и полярных широтах, чтобы исключить влияние сложной динамики нижне-тропосферной влажности. Наша цель состоит не в том, чтобы провести количественный анализ флуктуаций радиозатменных сигналов, а скорее в том, чтобы продемонстрировать качественной принципиальной разницы между проявлениями турбулентности и ВГВ в радиозатменных сигналах.

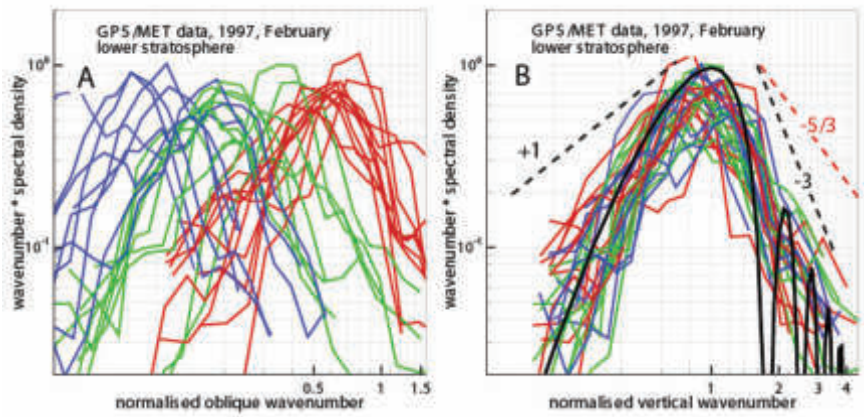


Рис. 2. Спектры флуктуаций амплитуды для нижней стратосферы. Панель А: спектры как функции наклонного волнового числа, соответствующие гипотезе изотропии (колмогоровская турбулентность). Панель В: спектры как функции вертикального волнового числа, соответствующие гипотезе анизотропии (насыщенные ВГВ). Цветовая кодировка (красный-зеленый-синий) соответствует возрастающему углу наклона плоскости радиозаходв, которые разделены на три группы. Черная непрерывная линия в панели В соответствует теоретическому вертикальному спектру для модели насыщенных ВГВ, штриховая линия представляет асимптотику этого спектра для низких и высоких частот, низкочастотная асимптотика вычислена для $L_W \to \infty$. Для сравнения красная штриховая линия показывает высокочастотную спектральную асимптотику для модели колмогоровской турбулентности.

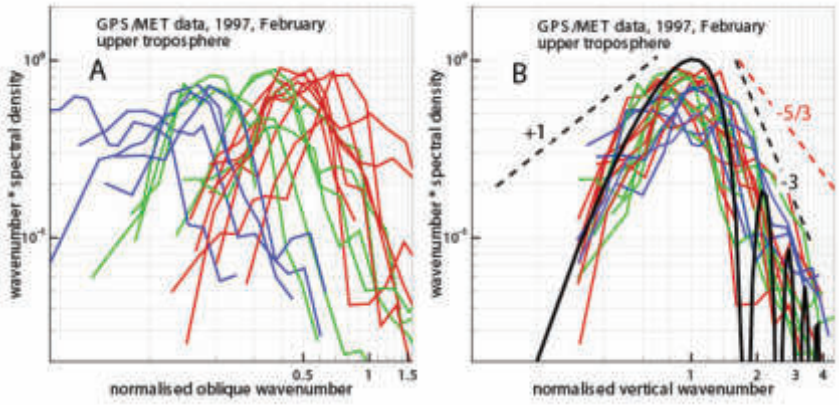


Рис. 3. Спектры флуктуаций амплитуды для верхней тропосферы. Панель А: спектры как функции наклонного волнового числа, соответствующие гипотезе изотропии (колмогоровская турбулентность). Панель В: спектры как функции вертикального волнового числа, соответствующие гипотезе анизотропии (насыщенные ВГВ). Обозначения такие же, как на рис. 2.

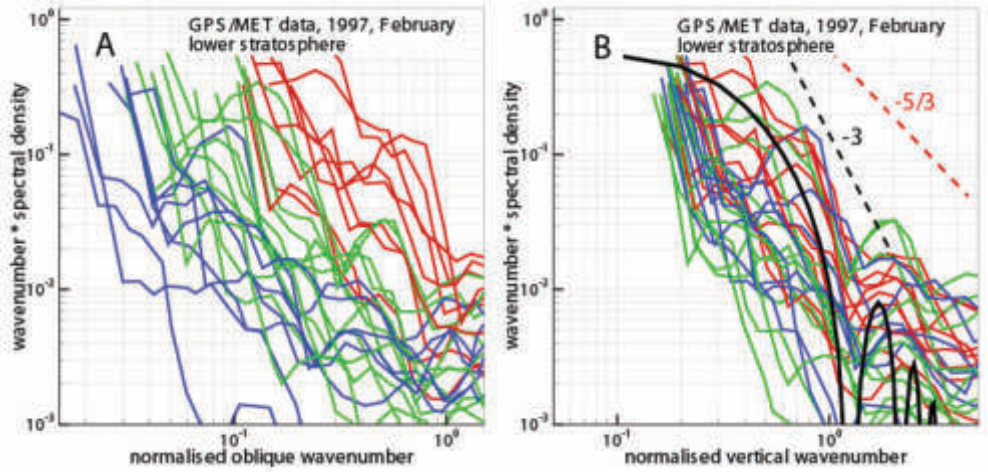


Рис. 4. Спектры флуктуаций нормированного эйконала для нижней стратосферы. Панель А: спектры как функции наклонного волнового числа, соответствующие гипотезе изотропии (колмогоровская турбулентность). Панель В: спектры как функции вертикального волнового числа, соответствующие гипотезе анизотропии (насыщенные ВГВ). Черная непрерывная линия в панели В представляет теоретический вертикальный спектр для модели насыщенных ВГВ; штриховые линии представляют ее асимптотики. Для сравнения красная штриховая линия показывает высокочастотную спектральную асимптотику для модели колмогоровской турбулентности. Ср. подпись к рис. 2.

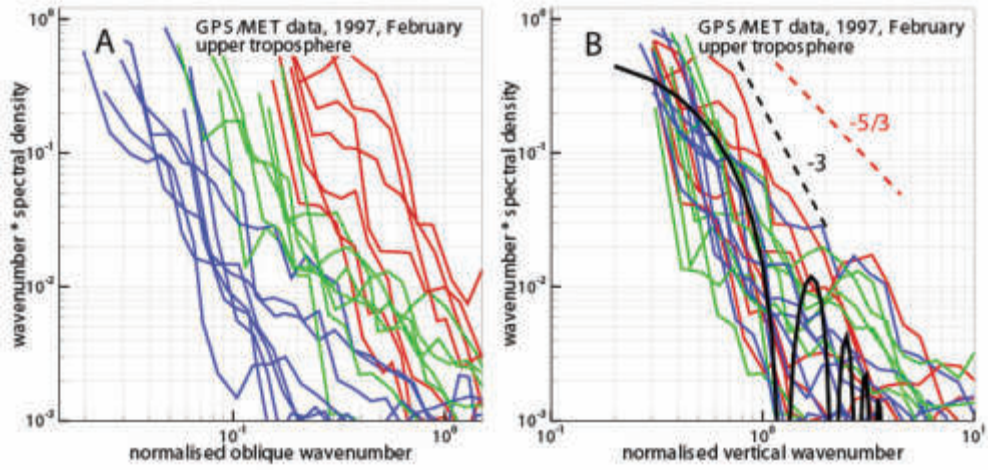


Рис. 5. Спектры флуктуаций нормированного эйконала для верхней тропосферы. Панель А: спектры как функции наклонного волнового числа, соответствующие гипотезе изотропии (колмогоровская турбулентность). Панель В: спектры как функции вертикального волнового числа, соответствующие гипотезе анизотропии (насыщенные ВГВ). Обозначения такие же, как на рис. 4.

Важнейшее различие между турбулентностью и насыщенными ВГВ состоит в анизотропии последних. Дисперсия флуктуаций параметров радиозатменного сигнала, будучи одноточечной характеристикой, не содержит явной информации об анизотропии 2-мерного поля флуктуаций радиозатменного сигнала в области наблюдений. Эта информация может быть получена из ансамбля 1-мерных спектров флуктуаций радиозатменных сигналов при разных углах наклона плоскости радиозахода, при этом спектры следует рассматривать

как функции частоты или вертикального волнового числа. Для турбулентности, в силу ее изотропии, частоты флуктуаций f сигнала определяются характерными масштабами и скоростью наклонного движения v_s линии визирования, определяемой как скорость проекции перигея луча на плоскость фазового экрана. Для анизотропных неоднородностей, связанных с ВГВ, частоты флуктуаций определяются вертикальной скоростью v_v в большинстве случаев. Эти скорости и частоты совпадают для вертикальных радиозаходов, но они могут различаться в десятки раз для сильно наклонных радиозаходов. Частотная дискриминация изотропных и анизотропных флуктупций позволяет выполнить раздельную оценку их вкладов в спектры флуктуаций сигналов (*Gurvich and Kan 2003a, b, Sofieva et al. 2007a, b*).

Рис. 2 и 3 показывают спектры относительных флуктуаций амплитуды для длины волны $\lambda_1 = 19.03$ см для наблюдений GPS/MET, полученных 15 февраля 1997 г. На рис. 2 показаны спектры для нижней стратосферы на высотах от 25 км до верхней границы тропопаузы, расположенной на высоте 9–13 км. Рис. 3 показывает спектры для верхней тропосферы на высотах от 8–12 км до 4 км. Как замечено выше, анализ основан на сеансах наблюдений с разными углами наклона плоскости радиозахода в средних и полярных широтах. Мы выбирали сеансы с низким уровнем ионосферных шумов на высотах менее 60–70 км. При таких условиях ниже 25–30 км флуктуации сигнала, связанные с неоднородностями нейтральной атмосферы, будут существенно превосходить ионосферные и измерительные шумы. Шумовая коррекция была выполнена в предположении, что источником шума является приемник, и свойства шума остаются постоянными в течение сеанса измерений. Спектр шума оценивался по наблюдениям на высотах 70–50 км, где флуктуации, связанные с ионосферой и нейтральной атмосферой, малы. Средние профили амплитуды были получены при помощи линейной регрессии. Рис. 2 и 3, а также рис. 4 и 5 показывают 30 примеров стратосферных сеансов и 20 примеров тропосферных сеансов. Для стратосферы углы наклона меняются в пределах 20°–87°, для тропосферы – в пределах 35°–88°. Таким образом, для сильно-анизотропных неоднородностей геометрию наблюдений можно считать вертикальной.

Спектры флуктуаций амплитуды представлены как произведение волнового числа на спектральную плотность и нормированы на дисперсию. Такое произведение мы в дальнейшем будем называть спектром, в отличие от спектральной плотности. Спектры обладают максимумом в районе частоты, соответствующей френелевскому масштабу. Теоретические спектры для обоих типов неоднородностей имеют асимптотики с наклоном $+1$ для низких частот; для ВГВ асимптотика соответствует условию $L_W \to \infty$. Для высоких частот на дифракционном спаде наклон спектров равен $-\mu + 2$, т.е. -3 для модели ВГВ и $-5/3$ для турбулентности (*Tatarskii 1971, Gurvich and Brekhovskikh 2001, Woo et al. 1980*). Для выбранных фрагментов реализаций мы пользовались окном Ханна. Это окно минимизирует искажения спектра с крутым спадом (*Bendat and Piersol 1986*). Фурье-периодограммы были усреднены со спектральным окном ширины Δf: сначала с окном постоянной добротности $f/\Delta f = 2$, затем с окном постоянной ширины. Спектры нормировались на дисперсию, вычисленную как интеграл от спектральной плотности по частоте. Спектры на рис. 2 и 3 нанесены в двух формах. В панели А они представлены как функции наклонного волнового числа, в соответствии с гипотезой изотропии; в панели В они представлены как функции вертикального волнового числа, в соответствии с гипотезой анизотропии для вертикальных радиозаходов. Скорости движения перигеев лучей и углы наклона определялись из орбитальных данных спутников. Волновые числа были нормированы на масштаб Френеля в соответствующем направлении, т.е. величины вдоль горизонтальной оси равны $2\pi\kappa_s\rho_F(\alpha)$ для гипотезы изотропии и $2\pi\kappa_z\rho_F(\alpha = 0)$ для

гипотезы анизотропии. Для такой нормировки спектральный максимум соответствует аргументу, равному 1.

Рис. 2 и 3 показывают, что для гипотезы изотропии (панели А), спектральные максимумы разбросаны по интервалу частоты, составляющему около 1,5 декад. С растущим углом наклона максимумы систематически сдвигаются к низким частота, хотя наклонные скорости, напротив, возрастают. В панелях В все спектры имеют пик в районе волнового числа 1, соответствующего масштабу Френеля. Это является свидетельством в пользу гипотезы анизотропии. Для проверки гипотезы изотропии наиболее информативными должны радиозаходы с большими углами наклона. Если бы спектры амплитуды содержали значительную изотропную компоненту, она бы проявлялась в наклонных спектра в виде дополнительного максимума на высоких частотах. В звездных оккультациях такая двугорбая структура является типичной (*Gurvich and Kan 2003a, b, Sofieva et al. 2007a*). Отсутствие второго максимума на высоких частотах на рис. 2 и 3 свидетельствует о том, что амплитудные флуктуации, вызванные изотропной турбулентностью в данных измерениях были существенно слабее по сравнению с флуктуациями, вызванными анизотропными неоднородностями. Экспериментальные спектры амплитуды в панелях В находятся в хорошем согласии с теоретическим спектром. Дисперсия флуктуаций амплитуды слабо зависит от внешнего масштаба L_W, если он существенно превосходит масштаба Френеля. Тем не менее, влияние L_W приводит к более быстрому, чем +1, спаду спектра на низких частотах. Этот эффект был использован для восстановления параметров ВГВ и турбулентности по звездным оккультациям (*Sofieva et al. 2007a*). Для теоретического спектра в стратосфере мы использовали значение $L_W = 2.0$ км; для тропосферы мы использовали $L_W = 1.2$ км. Осцилляции теоретического спектра в высокочастотной области обусловлены дифракцией на фазовом экране. Наклон спектра на высоких частотах согласуется с теоретическим значением -3; следует обратить внимание на то, что дифракционный наклон спектральной плотности равен -4. То, что все спектры в панелях В группируются, означает, что углы наклона α удовлетворяют условию эффективно вертикальных заходов. Для $\alpha_{\max} = 88^{\circ}$ мы может оценить анизотропию $\eta > \tan(\alpha_{\max}) \approx 30$ неоднородностей, вертикальный масштаб которых равен масштабу Френеля.

Измеренные величины дисперсии относительных флуктуаций амплитуды в стратосфере составляют 0,08-0,20, что находится в хорошем согласии с моделью ВГВ (рис. 1), для который дисперсия составляет 0.17 в центре рассматриваемого диапазона высот. Для верхней тропосферы измеренные величины дисперсии составляют 0.12–0.35, таким образом, они в основном превосходят теоретическую оценку, равную 0.16. Экспериментальные оценки дисперсии подтверждают применимость теории слабых флуктуаций для интерпретации этих наблюдений.

Фаза в радиозатменных наблюдениях представлена в виде фазовой задержки, равной разности между полным эйконалом и расстоянием от спутника до спутника по прямой. Мы будем называть фазовую задержку эйконалом. Двухчастотные наблюдения позволяют исключать ионосферную компоненту эйконала в предположении, что траектории двух лучей совпадают. Эйконал после ионосферной коррекции состоит из двух компонент: 1) эйконал, соответствующий нейтральной атмосфере, определяемый как интеграл вдоль прямого луча, обозначаемого Ψ и 2) добавка к геометрической длине луча за счет рефракции (*Vorob'ev and Krasil'nikova 1984, Gurvich et al. 2000*). Вторая компонента примерно равна по порядку величины первой на высоте около 15 км и быстро растет с убыванием высоты. В приближении первого порядка метода возмущений вариации эйконала определяются вариациями показател преломления нейтральной атмосферы (*Vorob'ev and Krasil'nikova 1984*). Сильные регулярные вариации эйконала с высотой, наряду с его относительно малыми флуктуациям, составляющими десятые доли процента, затрудняют разделение флуктуаций, в первую очередь в силу трудности оценки среднего профиля эйконала (*Gurvich*

et al. 2000, Cornman et al. 2012, Tsuda et al. 2000). В данной работе мы используем гладкие профили эйконала, вычисленные для модели MSISE-90 (*Hedin, 1991*), дополненные простой моделью влажности: относительная влажность принимается равной постоянной величине 80% ниже 15 км. Эти профили вычисляются для фактической геометрии наблюдений, и они правильно представляют и атмосферный эйконал, и геометрическую длину луча. Тем не менее, и перед, и после вычитания модельных профилей реализации эйконала содержат низкочастотные тренды ввиду неточности модели. Мы используем дополнительное детрендирование отклонения эйконала от модели с использование квадратичных полиномов Эта процедура сглаживает спектральные компоненты с масштабами, превосходящими половину длины реализации. Аналогично вычислению спектров флуктуаций амплитуды, мы используем окно Ханна (*Bendat and Piersol 1986*) также для спектров флуктуаций эйконала.
Рис. 4 и 5 показывают нормированные спектры атмосферных флуктуаций эйконала для тех же сеансов измерений и диапазонов высот, что и для амплитудных спектров. Спектры флуктуаций эйконала также представлены как произведение волнового числа на спектральную плотность. В этом представлении наклон теоретических спектров равен $-\mu+2$, таким образом, он равен -3 для ВГВ и $-5/3$ для турбулентности. Спектры флуктуаций эйконала, нормированные в соответствии с гипотезой анизотропии имеют несколько больший разброс, нежели спектры флуктуаций амплитуды, тем не менее, они также свидетельствуют в пользу доминирующей роли анизотропных неоднородностей. Эти спектры находятся в хорошем согласии с теоретическим вертикальным спектром. Для вычисления теоретического спектра мы пользовались той же величиной внешнего масштаба, что и спектров флуктуаций амплитуды.

Для стратосферы измеренные значения дисперсии флуктуаций эйконала составляют 3–10 см, тогда их теоретическая оценка составляет 5 см. Для верхней тропосферы измеренные значения дисперсии составляют 4–15 см, тогда их теоретическая оценка составляет 7 см.

Модели атмосферных неоднородностей обладают не только разной анизотропией, но и разным наклоном $-\mu$ 3-мерного спектра, что определяет дифракционных спад $-\mu+2$ в представленных спектрах флуктуаций амплитуды и эйконала, измеренных в радиозатменных экспериментах. Благодаря этому спаду, шум ограничивает представительный диапазон спектра, что затрудняет получение точных оценок.

Тем не менее, рис. 2–5 показывают, что дифракционные спады экспериментальных данных находятся в лучшем согласии с моделью ВГВ, по сравнению с моделью турбулентности.

Главный результат данной работы состоит в утверждении, что на высотах более 4–5 км в средних и полярных широтах и выше 7–8 км в тропиках главный вклад во флуктуации радиозатменных сигналов определяется анизотропными неоднородностями, описываемыми моделью насыщенных ВГВ. Это было продемонстрировано и ранее в работе (*Steiner et al. 2001*), где для стратосферы в диапазоне высот 15–30 км было показано, что спектры флуктуаций температуры, полученных из наблюдений GPS/MET в диапазоне вертикальных масштабов 2–5 км находятся в удовлетворительном согласии с моделью насыщенных ВГВ. В работе (*Pavelyev et al. 2015*) был проанализирован ряд сеансов измерений CHAMP и показано, что слоистые неоднородности, по сравнению с турбулентностью, играют доминирующую роль в формировании флуктуаций амплитуды, измеряемой в радиозатменных экспериментах, и дифракционных наклон спектров интенсивности для этих неоднородностей близок к предсказываемому моделью насыщенных ВГВ. В работах (*Wang and Alexander 2010*) и (*McDonald 2012*) были проанализированы профили температуры, полученные по данным COSMIC, и было показано, что в стратосфере большая часть крупномасштабных возмущений температуры носит волновой характер. В работах (*Gubenko et al. 2008, 2011*) был развит метод определения основных характеристик доминантных ВГВ, включая их частоту и фазовую скорость, из вертикальных профилей температуры. Этот

метод был валидирован на наблюдениях радиозондов высокого разрешения и затем применен для анализа ВГВ, основанного на профилях температуры, восстановленных по радиозатменных данных экспериментов COSMIC и CHAMP.

Выводы

В данной работе, мы выполнили анализ флуктуаций радиозатменных сигналов, основанных на двух моделях: 1) колмогоровская турбулентность и 2) насыщенные ВГВ. Для наблюдений GPS/MET в диапазоне высот 4–25 км для средних и полярных широт мы получили спектры флуктуаций амплитуды и эйконала. И теоретические, и экспериментальные результаты указывают на доминиурющую роль насыщенных ВГВ в формировании дисперсий и спектров амплитуды и эйконала в стратосфере и верхней тропосфере на выше 4–5 км в средних и полярных широтах и выше 7–8 км в тропиках. Полученные результаты могут служить основой для глобального мониторинга параметров ВГВ.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 16-05-00358.

Литература

1. *Alexandrov A.P., Grechko G.M., Gurvich A.S., Kan V., Manarov M.K., Pakomov A.I., Romanenko Y.V., Savchenko S.A., Serova S.I., Titov V.G.* Spectra of temperature variations in the stratosphere as indicated by satellite-borne observation of the twinkling of stars // Izv. Atm. Ocean. Phys. 1990. V. 26. P. 1-8.
2. *Belloul M.B., Hauchecorne A.* Effect of periodic horizontal gradients on the retrieval of atmospheric profiles from occultation measurements // Radio Sci. 1997. V. 32. P. 469-478.
3. *Bendat J.S., Piersol A.G.* Random Data: Analysis and Measurement Procedures. 2nd edition. New York : J. Wiley, 1986.
4. *Cornman L.B., Frehlich R., Praskovskaya E.* The detection of upper-level turbulence via GPS occultation methods // Occultations for Probing Atmosphere and Climate / Ed. by Prof. Dr. Gottfried Kirchengast, Dr. Ulrich Foelsche, Dr. Andrea K. Steiner. Springer Verlag, 2004.
5. *Cornman L.B., Goodrich R.K., Axelrad P., Barlow E.* Progress in turbulence detection via GNSS occultation data // Atmos. Meas. Tech. 2012. V. 5. P. 789-808.
6. *Gorbunov M.E.* Ionospheric correction and statistical optimization of radio occultation data // Radio Sci. 2002. V. 37. P. 17-1-17-9.
7. *Gorbunov M.E., Lauritsen K.B.* Analysis of wave fields by Fourier integral operators and its application for radio occultations // Radio Sci. 2004. V. 39, no. 4. P. RS4010.
8. *Gorbunov M.E., Lauritsen K.B.* Radio holographic filtering of noisy radio occultations // Atmosphere and Climate Studies by Occultation Methods / Ed. by U. Foelsche, G. Kirchengast, A. Steiner. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2006.
9. *Gorbunov M.E., Lauritsen K.B., Rodin A., Tomassini M., Kornblueh L.* Analysis of the CHAMP experimental data on radio-occultation sounding of the Earth's atmosphere // Izv., Atm., Ocean. Phys. 2005. V. 41, no. 6. P. 726-740.
10. *Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Andreev V.E.* Determination of the intrinsic frequency and other wave parameters from a single vertical temperature or density profile measurement // J. Geophys. Res. 2008. apr. V. 113, no. D8. P. D08109.
11. *Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Salimzyanov R.R., Pavelyev A.A.* Reconstruction of internal gravity wave parameters from radio occultation retrievals of vertical temperature profiles in the Earth's atmosphere // Atmos. Meas. Tech. 2011. V. 4. P. 2153-2162.
12. *Gurvich A.S., Brekhovskikh V.L.* Study of the turbulence and inner waves in the stratosphere based on the observations of stellar scintillations from space: A model of scintillation spectra // Waves Random Media. 2001. jul. V. 11, no. 3. P. 163-181.
13. *Gurvich A.S., Kan V.* Structure of air density irregularities in the stratosphere from spacecraft observations of stellar scintillation: 1. Three- dimensional spectrum model and recovery of its parameters // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2003. V. 39. P. 300-310.

14. *Gurvich A.S., Kan V.* Structure of air density irregularities in the stratosphere from spacecraft observations of stellar scintillation: 2. Characteristic scales, structure characteristics, and kinetic energy dissipation // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2003. V. 39. P. 311-321.
15. *Gurvich A.S., Kan V., Fedorova O.V.* Stratospheric radio occultation measurements on the GPS-Microlab-1 satellite system: Phase fluctuations // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2000. V. 36. P. 300-307.
16. *Gurvich A.S., Kan V., Savchenko S.A., Pakhomov A.I., Borovikhin P.A., Volkov O.N., Kalery A.Y., Avdeev S.V., Korzun V.G., Padalka V.G., Podvyaznyi Y.P.* Studying the turbulence and internal waves in the stratosphere from spacecraft observations of stellar scintillation: I. Experimental technique and analysis of the scintillation variance // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2001. V. 37. P. 436-451.
17. *Gurvich A.S., Kan V., Savchenko S.A., Pakhomov A.I., Padalka V.G.* Studying the turbulence and internal waves in the stratosphere from spacecraft observations of stellar scintillation: 2. Probability distribution and spectra of scintillations // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2001. V. 37. —P. 452-465.
18. *Hedin A.E.* Extension of MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 1159-1172.
19. *Khaykin S.M., Hauchecorne A., Mze N., Keckhut P.* Seasonal variation of gravity wave activity at midlatitudes from 7 years of COSMIC GPS and Rayleigh lidar temperature observations // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. P. 1251-1258.
20. *McDonald A.J.* Gravity wave occurrence statistics derived from paired COSMIC/FORMOSAT3 observations // J. Geophys. Res. 2012. aug. —V. 117, no. D15. P. D15406.
21. *Pavelyev A.G., Liou Y.A., Matyugov S.S., Pavelyev A.A., Gubenko V.N., Zhang K., Kuleshov Y.* Application of the locality principle to radio occultation studies of the Earth's atmosphere and ionosphere // Atmos. Meas. Tech. 2015. V. 8, no. 7. P. 2885-2899.
22. *Shume E., Ao C.* Remote sensing of tropospheric turbulence using GPS radio occultation // Atmos. Meas. Tech. 2016. V. 9. P. 3175-3182.
23. *Sofieva V.F., Gurvich A.S., Dalaudier F., Kan V.* Reconstruction of internal gravity wave and turbulence parameters in the stratosphere using GOMOS scintillation measurements//J. Geophys. Res. 2007. jun. V. 112, no. D12. P. D12113.
24. *Sofieva V.F., Kyrola E., Hassinen S., Backman L., Tamminen J., Seppala A., Tholix L., Gurvich A.S., Kan V., Dalaudier F., Hauchecorne A., Bertaux J.-L., Fussen D., Vanhellemont F., D'Andon O.F., Barrot G., Mangin A., Guirlet M., Fehr T., Snoeij P., Saavedra L., Koop- man R., Fraisse R.* Global analysis of scintillation variance: Indication of gravity wave breaking in the polar winter upper stratosphere // Geophys. Res. Lett. 2007. feb. V. 34, no. 3. —P. L03812.
25. *Steiner A.K., Kirchengast G.* Gravity wave spectra from GPS/MET occultation observations // J. Atmos. Oceanic Technol. 2000. V. 17, no. 4. —P. 495-503.
26. *Steiner A.K., Kirchengast G., Foelsche U., Kornblueh L., Manzini E., Bengtsson L.* GNSS occultation sounding for climate monitoring // Phys. Chem. Earth Part A. 2001. jan. V. 26, no. 3. P. 113-124.
27. *Tatarskii V.I.* The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation. Jerusalem : Translated from the Russian by the Israel Program for Scientific Translations, 1971.
28. *Tsuda T., Nishida M., Rocken C., Ware R.H.* A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET) // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 7257-7273.
29. *Vorob'ev V.V., Krasil'nikova T.G.* An approximate method for evaluation of refractive index variations in inhomogeneous atmosphere // Sov. J. Comm. Tech. Electr. 1984. V. 29, no. 2. P. 199-206. in Russian.
30. *Vorob'ev V.V., Krasil'nikova T.*G. Estimation of the accuracy of the atmospheric refractive index recovery from Doppler shift measurements at frequencies used in the NAVSTAR system // Izv. Atm. Ocean. Phys. 1994. V. 29, no. 5. P. 602-609.
31. *Wang L., Alexander M.J.* Global estimates of gravity wave parameters from GPS radio occultation temperature data // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. D21122.
32. *Ware R., Exner M., Feng D., Gorbunov M., Hardy K., Herman B., Kuo Y.-H., Meehan T., Melbourne W., Rocken C., Schreiner W., Sokolovsky S., Solheim F., Zou X., Anthes R., Businger S., Trenberth K.* GPS sounding of the atmosphere from Low Earth Orbit: Preliminary results // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1996. V. 77, no. 1. P. 19-40.
33. *Woo R., Ishimaru A., Yang F.-C.* Radio scintillations during occultations by turbulent atmospheres // Radio Sci. 1980. V. 15. P. 695-703.

Асимптотики в задачах о набеге на берег длинных волн, порожденных локализованными источниками

А.Ю. Аникин[1,2], С.Ю. Доброхотов[1,2], Д.С. Миненков[1,2]

[1] Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, г. Москва
[2] Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

1. Введение

Задачам о возникновении, распространении и набеге на берег длинных волн в океане посвящено большое число публикаций, приведем здесь некоторые базовые монографии (*Mei 1989*, *Пелиновский 1996*, *Stoker 1992*, *Wang et al 1987*). Одна из важных моделей – система уравнений мелкой воды, которая, вообще говоря, задается в бассейне переменной глубины $D(x), x = (x_1, x_2)$ и в некоторой области Ω с границей $\partial\Omega$, которая задается уравнением $D = 0$:

$$\eta_t + \mathrm{div}((D(x)u + \eta u)) = 0, \qquad u_t + \nabla\eta + \langle u, \nabla\rangle u = 0. \tag{1}$$

Здесь $\eta(x,t)$ – возвышение свободной поверхности, а $u(x,t)$ – скорость.

В большинстве случаев в открытом океане амплитуда волн цунами достаточно мала и мы можем ограничиться вдали от границы (берега) линеаризованной системой уравнений мелкой воды, причем течением и эффектами сферичности Земли для упрощения формул также можно пренебречь (сферичность Земли учтена в в (*Dobrokhotov et al 2014*)). Далее, если ограничиться рассмотрением решений, отвечающих только волновым (но не вихревым) модам, то линеаризованные уравнения мелкой воды превращаются в двумерное волновое уравнение для функции $\eta(x,t)$.

$$\eta_{tt} - \langle\nabla, c^2(x)\nabla\rangle\eta = 0, \quad x \in \overline{\Omega}, \quad t \in [0,T], \tag{2}$$

$$\eta\,|_{t=0} = V(\frac{x - x^0}{\mu}), \quad \eta_t\,|_{t=0} = 0. \tag{3}$$

Такая задача описывает распространение волн цунами в рамках поршневой модели (соответствующей мгновенному поднятию дна над сейсмическим источником). Это уравнение рассматривается в ограниченной области с гладкой границей $\Omega \subset \mathbb{R}^2$. Скорость вырождается на границе $\partial\Omega$ следующим образом:

$$c^2(x) > 0, x \in \Omega, \quad \text{and} \quad c^2(x) = 0, \nabla c^2(x) \neq 0, x \in \partial\Omega, \tag{4}$$

Здесь $c^2(x) = gD(x)$, где $D(x)$ – глубина бассейна, g – ускорение свободного падения. Параметр μ, равный отношению характерного размера источника к характерному размеру бассейна, является малым. Его наличие позволяет нам находить решения асимптотическими методами. Функция $V(y)$, задающая форму источника, гладкая и убывает на бесконечности. Точка x^0 задает положение, где локализован источник.

В том случае, когда действие источника оказывается распределенным во времени, начальные условия становятся нулевыми, но в уравнении появляется правая часть, и уравнение становится неоднородным:

$$\eta_{tt} - \langle\nabla, c^2(x)\nabla\rangle\eta = F(x,t), \qquad \eta\,|_{t=0} = 0, \quad \eta_t\,|_{t=0} = 0 \tag{5}$$

Правая часть предполагается локализованной как в пространстве около некоторой точки x^0, так и во времени – она обращается в нуль при $t < 0$, а при $t \to \infty$ быстро убывает. Решение этой задачи представляется в виде суммы двух слагаемых (см. (*Dobrokhotov et al 2013a*)). Одно из них описывает распространяющуюся волну, локализованную спустя некоторой время в окрестности фронта – некоторой замкнутой кривой (возможно негладкой

с самопересечениями). Второе слагаемое описывает переходную часть: оно остается локализованным в окрестности точки x^0 и затухает во времени. Для нас интерес представляет распространяющаяся часть решения, при этом наша цель состоит в получении простых эффективных асимптотических формул. Поскольку эта часть решения оказывается локализованной в окрестности фронта, то эффективность получаемых формул существенно зависит от выбора функции, задающей правую часть F. Мы выбираем правую часть в виде:

$$F(x,t) = \frac{A}{\tau^2} g'(\frac{t}{\tau}) V(\frac{x - x^0}{l}).$$

Здесь l – характерный размер источника, A – его амплитуда, τ – характерное время его действия, функции $g(\tau)$, $V(y)$ предполагаются безрахмерными. Это гладкие функции, убывающие при $|y| \to \infty$ и $\zeta \to \infty$, и $g(0) = 0$. Обозначим через L характерный размер бассейна (или области, в которой мы изучаем волновые процессы) и введем безразмерные параметры $\mu = \frac{l}{L}, \lambda = \frac{L}{\tau c_0}$ (здесь $c_0 = c(x^0)$. Мы будем предполагать, что параметры μ и λ^{-1}, причем выполнено условие: $\lambda\mu > const > 0$. Как показывают грубые прикидки (см. . (*Аникин и др. 2018*)), в типичной физической ситуации это условие выполняется.

Функции $V(y)$ и $g(\tau)$ - гладкие и убывающие на бесконечности, причем, $g(0) = 0$, и $\int_0^\infty g(\tau) d\tau = 1$. Благодаря наложенным условиям при $\lambda \to \infty$ задача Коши (5) переходит в задачу для однородного уравнения (2),(3).

Основной нашей целью является построение асимптотических формул для решения задачи (5) при $\mu \to 0$. Более того, получаемые нами формулы являются эффективными, в том смысле, что их можно использовать как быстрый алгоритм, легко реализуемый с помощью программ типа Wolfram Mathematica, Maple и пр.

В связи с этим функции V и g разумно выбирать так, чтобы окончательные асимптотические формулы упрощались (не содержали лишних интегрирований). Оказывается, функцию V удобно брать в следующем виде:

$$V(y) = \frac{1}{[1 + (y_1/b_1)^2 + (y_2/b_2)^2]^{3/2}}. \qquad (6)$$

Также этот источник можно поворачивать как единое целое на угол ψ_0. Этот источник, который мы называем 'простым источником' был предложен в работах (*Доценко и др. 1986*, *Sekerzh-Zen'kovich 2009*, *Wang et al 1987*), ведет к упрощению конструкций благодаря 'хорошему' преобразованию Фурье (экспонента от линейной функции).

Вид функции $g(\tau)$ большого влияния на простоту окончательных формул не влияет (хотя профиль волны для разных функций может сильно различаться). Для определенности мы возьмем следующую функцию: $g(\tau) = \tau e^{-\tau}$, $g(\tau) = ((1-a)\tau + \frac{a}{2}\tau^2)e^{-\tau}$, , где a – вещественный параметр.

Изучение нелинейной системы уравнений мелкой воды (1) значительно сложнее по сравнению с линеаризованной задачей. До недавнего времени аналитические результаты были известны только для одномерного случая и для линейной зависимости глубины от переменной x. Упомянем здесь работы *(Carrier, Greenspan 1958*, *Pelinovsky, Mazova 1992*), а также (*Доброхотов и др. 2015*, *Dobrokhotov et al 2015*, *Synolakis 1988*), в которых предложено преобразование (или замена переменных), называемое преобразованием Кэрриера-Гринспена, переводящее решение нелинейной задачи в решение линейной задачи. Эти соображения применялись в одномерной задаче в случае произвольного дна, и в двумерной задаче в работах (*Миненков 2012*, *Minenkov 2017*). В этих случаях преобразование Кэрриера-Гринспена позволяет линеаризовать систему уравнений с точностью до малых слагаемых в

правой части. Далее асимптотические формулы можно находить с помощью регулярной теории возмущений.

Отметим, что двумерная задача, даже линеаризованная, довольно сложна по разным причинам. Во-первых, в этой задаче нельзя поставить обычные граничные условия. Вместо этого надо рассматривать (см. (*Олейник, Радкевич, 1971*)) решения с конечной энергией. Такое обстоятельство усложняет численный счет в этой задаче.

В нашем подходе асимптотики при $\mu \to 0$ уравнения (2), (3) изучались в работах (*Аникин и др. 2018*, *Доброхотов, Назайкинский 2016*, *Доброхотов и др. 2010*, *Dobrokhotov et al 2010*, *Vukasinac, Zhevandrov 2002*), используя далеко идущие обобщения конструкции канонического оператора Маслова (*Маслов, Федорюк 1976*). Из-за вырождения скорости $c(x)$ на границе $\partial\Omega$ (4), граница сама становится каустикой, а характеристики ее пересекающие нестаднартны. Траектории гамильтоновой системы с гамильтонианом $H = c(x)|p|$ следует рассматривать не в обычном фазовом пространстве, а в дополненном поверхностью, содержащем точки с положениями на $\partial\Omega$ и бесконечными импульсами (см. (*Назайкинский 2012*)).

Использование такого нестандартного фазового пространства приводит к конструкции модифицированного канонического оператора (*Назайкинский 2014*), являющегося обобщением обычного канонического оператора (*Маслов, Федорюк 1976*) с использованием процедуры Фока квантования канонического преобразования (*Фок 1959*). Эти конструкции будут кратко описаны в разделе 2.

Далее в разделе 3 приведем недавно полученную в работе (*Аникин и др. 2018*) формулу для решения, справедливую в конечной (не зависящей от малого параметра μ) окрестности берега.

Решение задачи (5) было изучено в работе (*Dobrokhotov et al 2013a*), где было показано, что эта задача сводится к однородной задаче (2),(3) для специального источника, называемого *эквивалентным*. В работе (*Anikin et al 2018*), комбинируя результаты из (*Аникин и др. 2018*) и (*Dobrokhotov et al 2013a*), а также применяя соображения из (*Доброхотов, Аникин 2016*), была получена формула для решения неоднородной задачи (2),(3), также работающая в конечной окрестности берега. Эта формула будет приведена в разделе 4. Учет нелинейности в окрестности берега рассмотрен в разделе 5.

2. Вспомогательные конструкции.

В асимптотических формулах важную роль играет гамильтонова система:

$$\dot{x} = H_p, \qquad \dot{p} = -H_x, \quad H(x,p) = |p|\,c(x), \tag{7}$$

рассматриваемая для $x \in \Omega$. Траектории этой системы (характеристики) становятся нестандартными при достижении границы $x \in \partial\Omega$. А именно, импульс становится бесконечным. Важную роль играют в дальнейших построениях играют канонические координаты, работающие в окрестности границы, в которых эта особенность пропадает. А именно, локально мы всегда можем считать, что Ω задается неравенством $x_1 > f(x_2)$. Введем новые координаты (q, y) и сопряженные им импульсы (θ, ξ) следующим образом:

$$x_1 = f(y) + q^2\theta, \quad x_2 = y, \quad p_1 = q^{-1}, \quad p_2 = \xi - q^{-1}f'(x_2).$$

Значения $q < 0$ отвечают части характеристики до ее выхода на границу $\partial\Omega$, $q > 0$ – после выхода на границу, а $q = 0$ – моменту выхода на границу. В новых координатах гамильтониан имеет вид:

$$H = \sqrt{\mathbf{g}\theta}\,\gamma(f(y) + \theta q^2, y)[1 + (q\xi - f'(y))^2]^{1/2},$$

где $\gamma(x)$ задается равенством $D(x) = (x_1 - f(x_2))\gamma^2(x)$.

Построим двумерную поверхность Λ_2 в четырехмерном фазовом пространстве (лагранжево многообразие) следующим образом. Возьмем кривую начальных условий

$\Lambda_1 : x = x_0, |\, p\,| = 1$ и выпустим из нее траектории системы Гамильтона (используя координаты p, x вдали от берега $\partial\Omega$ и координаты q, θ, y, ξ вблизи берега). Эти траектории и задают поверхность Λ_2 (вид этих траекторий в физическом пространстве показан на рис. ??). Введем так называемые эйконал-координаты на Λ_2: $\alpha = (\tau, \psi)$. Координанта ψ задает траекторию начальным значением импульса, а $\tau = c_0 t$ – параметр на траектории, равный величине действия (где $c_0 = c(x_0)$). В этих координатах поверхность Λ_2 задается равенствами:

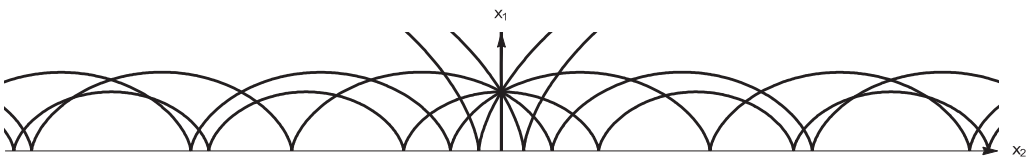


Рис. 1: Траектории гамильтоновой системы, отвечающие лагранжевому многообразию Λ_2

Все точки Λ_2, лежащие на берегу являются фокальными (образуют каустику), поскольку в них якобиан $\det\dfrac{\partial(x_1, x_2)}{\partial\alpha}$ обращается в нуль.

Рассмотрим якобианы: $J_{qy} = \det\dfrac{\partial(Q,Y)}{\partial\alpha}(\alpha)$ и $J_{q\xi} = \det\dfrac{\partial(Q,\Xi)}{\partial\alpha}(\alpha)$. Оказывается, всюду на Λ_2 в окрестности берега один из этих якобианов не обращается в нуль. Таким образом, в качестве локальных координат можно выбрать (q, y) или ξ, y. Точки, где $J_{qy} \neq 0$ называются регулярными фокальными точками, остальные – сильными фокальными точками.

3. Однородное линеаризованное уравнение

Рассмотрим кусок поверхности Λ_2 вблизи берега с координатами (q, y), т.е. регулярную особую карту. Тогда функции $\Sigma(\alpha) = 2Q(\alpha)\sqrt{\Theta(\alpha)}$ и $Y(\alpha)$ определяют координаты на Λ_2, т.к. $J_{\sigma y}(\alpha) = \det\dfrac{\partial(\Sigma, Y)}{\partial\mu}(\alpha) \neq 0$

Вспоминая, что $\alpha = (\tau, \psi)$, выразим $\tau = \tau(\sigma, y), \psi = \psi(\sigma, y)$ из уравнений $\sigma = \Sigma(\tau, \psi), y = Y(\tau, \psi)$. Положим

$$\tau_{odd}(\sigma, y) = \frac{\tau(\sigma, y) - \tau(-\sigma, y)}{2}, \quad \tau_{ev}(\sigma, y) = \frac{\tau(\sigma, y) + \tau(-\sigma, y)}{2}.$$

Пусть m – индекс канонической карты $(U, (q, y))$, определенной в [1, 4, 11, 20]. Обозначим через $\tilde{V}(k) = \dfrac{1}{2\pi}\int\limits_{\mathbb{R}^2} e^{-i\langle k, z\rangle} V(z)dz$ преобразование Фурье функции $V(z)$. Наконец, рассмотрим линейную комбинацию $\mathbf{J}(v) = \mathbf{J}_0(v) + i\mathbf{J}_1(v)$ функций Бесселя первого рода $\mathbf{J}_0(v)$ и $\mathbf{J}_1(v)$.

В работе (*Аникин и др. 2018*) вычислен главный член асимптотики решения $\eta^U_{\text{hom}}(x,t)$ при $\mu \to 0$ задачи (2), (3) в карте $(U, (q, y))$. Вблизи волнового фронта в случае если V имеет вид (6), он имеет вид:

$$\eta^U_{\text{hom}}(x,t) = \tilde{\eta}_{\text{hom}}(2\sqrt{x_1 - f(x_2)}, x_2, t) + \tilde{\eta}_{\text{hom}}(-2\sqrt{x_1 - f(x_2)}, x_2, t),$$

где

$$\tilde{\eta}_{hom}(\sigma,y,t) = Ab_1b_2\left(\frac{\tau_{odd}(\sigma,y)}{2\sigma\,|\,J_{\sigma y}(\tau(\sigma,y),\psi(\sigma,y))\,|}\right)^{1/2}$$

$$\times Re\left[e^{-\frac{i\pi m}{2}}\frac{\beta(\psi(\sigma,y))+\frac{i}{\mu}(-\tau(-\sigma,y)+c_0t)}{\left((-\beta(\psi(\sigma,y))+\frac{i}{\mu}(\tau_{ev}(\sigma,y)-c_0t)\right)^2+\frac{(\tau_{odd}(\sigma,y))^2}{\mu^2}\right)^{3/2}}\right] \qquad (8)$$

4. Неоднородное линеаризованное уравнение

Рассмотрим неоднородную задачу (5). Введем параметр $\Lambda=\frac{\lambda\mu}{c_0}$. $\Lambda\gg 1$ отвечает быстро действующему (почти мгновенному) источнику.

В работе (*Dobrokhotov et al 2013a*) было показано, что решение $\eta(x,t)$ неоднородного уравнения (5) вдали от точки $x=x_0$ близко к решению задачи Коши для однородного уравнения (2),(3) со специальным начальным условием, называемым *эквивалентным источником*. А именно, имеет вид $\eta=\eta_1+\frac{\partial\eta_2}{\partial t}$, где

$$\eta_j\,|_{t=0}=W_j\left(\frac{x-x_0}{\mu}\right),\quad \frac{\partial\eta_j}{\partial t}\,|_{t=0}=0,\qquad j=1,2, \qquad (9)$$

и преобразование Фурье функций $W_j((x-x_0)/\mu)$ имеют вид:

$$\tilde{W}_1(p)=\sqrt{2\pi}\,\mathrm{Re}[\tilde{g}(\frac{|\,p\,|}{\Lambda})]\tilde{V}(p),\quad \tilde{W}_2(p)=\frac{\sqrt{2\pi}}{\lambda\,|\,p\,|}\mathrm{Im}[\tilde{g}(\frac{|\,p\,|}{\Lambda})]\tilde{V}(p). \qquad (10)$$

Сведение неоднородной задачи к однородной позволяет написать формулу для решения (см. (*Anikin et al 2018*)):

$$\eta^U_{inh}(x,t)=\tilde{\eta}_{inh}(2\sqrt{x_1-f(x_2)},x_2,t)+\tilde{\eta}_{inh}(-2\sqrt{x_1-f(x_2)},x_2,t),$$

где

$$\tilde{\eta}_{inh}(\sigma,y,t)=\left\{\left(\frac{\pi\tau_{odd}}{\sigma\,|\,J_{\sigma y}(\tau,\psi)\,|}\right)^{1/2}\mathrm{e}(\tau-c_0t)\mathrm{Re}[e^{-\frac{i\pi m}{2}}\right.$$

$$\left.\times\int_0^\infty e^{\frac{i\rho}{\mu}(\tau_{ev}-c_0t)}\mathbf{J}(\frac{\rho\tau_{odd}}{\mu})\overline{\tilde{g}(\frac{\rho}{\Lambda})}\tilde{V}(\rho\mathbf{n}(\psi))\rho d\rho]\right\}\Bigg|_{\substack{\tau_{odd}=\tau_{odd}(\sigma,y)\\ \tau_{ev}=\tau_{ev}(\sigma,y)\\ \tau=\tau(\sigma,y)\\ \psi=\psi(\sigma,y)}}. \qquad (11)$$

Черта означает комплексное сопряжение.

Для случая простого источника можно получить более эффективное представление для решения, используя соображения из (*Доброхотов, Аникин 2016*, *Anikin et al 2018*). Приблизим Фурье-образ функции $g:\overline{\tilde{g}(\frac{\rho}{\Lambda})}$ некоторым полиномом $G_N(\rho)$ степени N чтобы $\rho\overline{\tilde{g}(\frac{\rho}{\Lambda})}\tilde{V}(\rho\mathbf{n}(\psi))$ и $\rho\tilde{G}_N(\rho)\tilde{V}(\rho\mathbf{n}(\psi))$ были достаточно близки друг к другу. В качестве таких полиномов $\tilde{G}_N$ естественно брать линейную комбинацию полиномов Лагерра. Пусть $\tilde{G}_N(\rho)=\sum_{m=0}^{N}s_m\rho^m$. Тогда как показано в (*Anikin et al 2018*) решение может быть приближенно записано в виде:

$$\tilde{\eta}_{inh,N} = \sum_{m=0}^{N} s_m \left(\frac{i\mu}{c_0}\right)^m \frac{\partial^m \tilde{\eta}_{hom}}{\partial t^m}, \qquad (12)$$

куда нужно подставить правую часть (8).

5. Преобразование Кэрриера-Гринспена

В замечательной работе (*Carrier, Greenspan 1958*) было показано, что в одномерном случае система уравнений мелкой воды с профилем дна $D \equiv x$:

$$u_t + uu_x + \eta_x = 0, \qquad \eta_t + [(\eta + D)u]_x = 0. \qquad (13)$$

может быть линеаризована в характеристических переменных. Позже в работе (*Pelinovsky, Mazova 1992*) было показано, что фактически эта линеаризация связана с формальным отбрасыванием нелинейных слагаемых в системе уравнений (13), что дает систему уравнений или одномерное волновое уравнение с квадратом скорости $c^2 = y$ ($y \geqslant 0$)

$$U_s + N_z = 0, \qquad N_s + (zU)_z = 0, \qquad \Leftrightarrow \qquad N_{ss} - (zN_z)_z = 0. \qquad (14)$$

Здесь z – пространственная, а s – временная переменные. При этом соответствие между решениями систем уравнений (13), (14) определяется точечной заменой переменных (*Доброхотов, Тироцци 2010*).

$$x = z - N + \frac{1}{2}U^2, \qquad t = s + U, \qquad u = U, \qquad \eta = N - \frac{1}{2}U^2, \qquad (15)$$

непосредственно связывающей системы уравнений (13) и (14).

Далее мы используем следующие идеи. Упростим формулу для решения (8) в очень малой окрестности берега, учитывая, что характеристики подходят к берегу под прямым углом и то, что фронт волны при подходе к берегу является локально прямолинейным. Перейдем формуле для решения линейной системы (14) в окрестности берега к криволинейным координатам: x – в направлении нормали к берегу, y – вдоль берега. Отбрасывая малые слагаемые и замораживая значение переменной y на каждой характеристике, мы приближаем решение двумерной линейной задачи семейством решений одномерных задач (относительно переменной x), параметризованным переменной y . Таким образом, мы получаем приближенную формулу для решения линейной системы (14):

$$N(z,s) = P\left(\frac{\partial}{\partial s}\right)\mathrm{Re}\frac{A_0(z+ib)}{B_0(z,s)}, \quad U(z,s) = P\left(\frac{\partial}{\partial s}\right)\mathrm{Re}\frac{A_0}{B_0(z,s)},$$

$$\phi\varphi\chi \quad B_0(z,s) = \left(z - \frac{(s+ib)^2}{4}\right)^{3/2}, \quad P\left(\frac{\partial}{\partial t}\right) = \sum_{m=0}^{N} s_m \left(\frac{i\mu}{c_0}\right)^m \frac{\partial^m}{\partial t^m}. \qquad (16)$$

Здесь A_0, B постоянны вдоль характеристики, т.е. зависят только от y . Наконец, преобразование $z \to x, s \to t, N \to \eta, U \to u$ по формулам (15), примененное к (16) дает приближение для решения нелинейной двумерной задачи (1).

Полученная нами формула, представляет собой рабочий алгоритм, который можно реализовать с помощью программ типа Wolfram Mathematica или Matlab, сводящая весь вопрос к решению гамильтоновой системы (7). Формула получена нами на физическом уровне строгости, и ее обоснование будет приведено в отдельной статье. Некоторые результаты вычисления функции $\eta(x,y,t)$ с помощью Wolfram Mathematica показаны на рис. 2.

Работа выполнена на основе совместных работ авторов с В.Е. Назайскинским и А.А. Толченниковым.

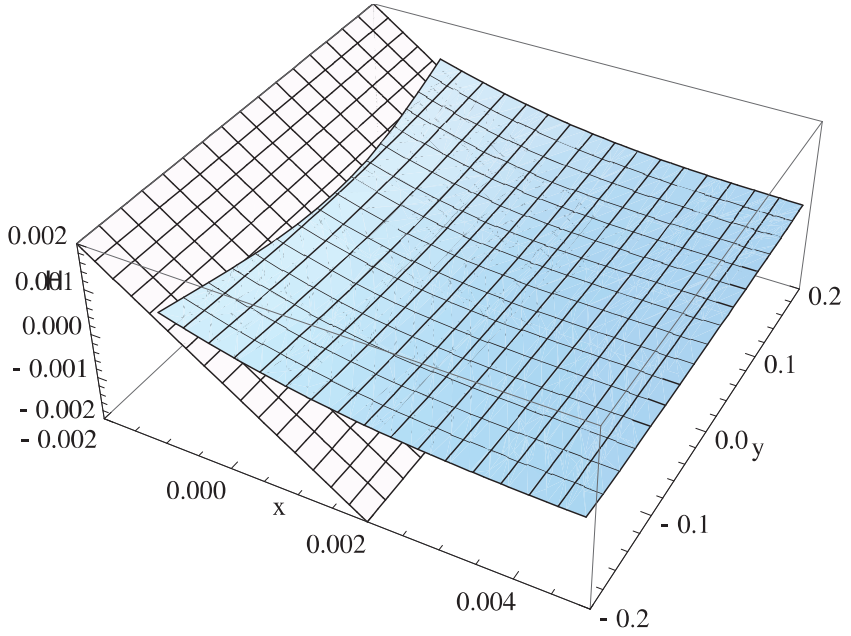


Рис. 2: Вид решения $\eta(x, y)$ при фиксированном t

Литература

1. *Аникин А.Ю., Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е.* Простые асимптотики обобщенного волнового уравнения с вырождающейся скоростью и их приложения в линейной задаче о набеге длинных волн на берег // Матем. заметки. 2018. Т. 104. № 4. С. 483–504.
2. *Доброхотов С.Ю., Аникин А.Ю.* О приближении решений двумерного волнового уравнения с переменной скоростью и локализованной правой частью с помощью некоторых “простых” решений // Матем. заметки. 2016. Т. 100. №6. С. 825–837.
3. *Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е.* Асимптотики локализованных волновых и вихревых решений линеаризованных уравнений мелкой воды // Актуальные проблемы механики, (сборник статей, посвященный 50-летию ИПМех РАН им. А.Ю. Ишлинского). Наука. Москва. 2015. С. 98-139.
4. *Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е.* Характеристики с особенностями и граничные значения асимптотического решения задачи Коши для вырождающегося волнового уравнения // Матем. заметки. 2016. Т. 100. № 5. С. 710–731.
5. *Доброхотов С.Ю., Назайкинский В.Е., Тироцци Б.* Асимптотические решения волнового уравнения с вырождающейся скоростью и локализованными начальными данными (двумерный случай) // Алгебра и анализ. 2010. Т. 22. № 6. С. 67–90.
6. *Доброхотов С.Ю., Тироцци Б.* Локализованные решения одномерной нелинейной системы уравнений мелкой воды со скоростью $c = \sqrt{x}$ // УМН. 2010. Т. 65. № 1. С. 185–186.
7. *Доценко С.Ф., Сергиевский Б.Ю., Черкасов Л.В.* Пространственные волны цунами, вызванные знакопеременным смещением поверхности океана // Исследования цунами. 1986. Т. 1. С. 7–14.
8. *Маслов В.П., Федорюк М.В.* Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики / М. Наука. 1976.
9. *Миненков Д.С.* Асимптотики решений одномерной нелинейной системы уравнений мелкой воды с вырождающейся скоростью // Матем. заметки. 2012. Т. 92. № 5. С. 721–730.
10. *Назайкинский В.Е.* Геометрия фазового пространства для волнового уравнения, вырождающегося на границе области // Матем. заметки. 2012. Т. 92. № 1. С. 153–156.
11. *Назайкинский В.Е.* Канонический оператор Маслова на лагранжевых многообразиях в фазовом пространстве, соответствующем вырождающемуся на границе волновому уравнению // Матем. заметки 2014. Т. 96. № 2. С. 261–276.

12. *Олейник О.А., Радкевич Е.В.* Уравнения второго порядка с неотрицательной характеристической формой // Итоги науки. Сер. Математика. Мат. анал. 1969. ВИНИТИ, М., 1971. С. 7–252.
13. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами / Нижний Новгород. ИПФ РАН. 1996.
14. *Фок В.А.* О каноническом преобразовании в классической и квантовой механике // Вестн. Ленингр. Ун-та. 1959. Т. 16. С. 67–70.
15. *Anikin A. Yu., Dobrokhotov S. Yu, Nazaikinskii V.E.* Asymptotic solutions of the wave equation with degenerate velocity and with right-hand side localized in space and time // Journal of Mathematical Phys. Anal. and Geom. 2018. In print.
16. *Carrier G.F., Greenspan H.P.* Water waves of finite amplitude on a sloping beach // J. Fluid Mech. 1958. V. 4. No. 1. P. 97–109.
17. *Dobrokhotov S.Yu., Minenkov D.S., Nazaikinskii V.E., Tirozzi B.* Functions of noncommuting operators in an asymptotic problem for a 2D wave equation with variable velocity and localized right-hand side // Oper. Theory Adv. Appl. 228. 2013. Birkhauser, Basel, P. 95–126.
18. *Dobrokhotov S.Yu., Minenkov D.S., Nazaikinskii V.E., Tirozzi B.* Simple exact and asymptotic solutions of the 1D run-up problem over a slowly varying (quasiplanar) bottom // Theory and Applications in Mathematical Physics. WORLD SCIENTIFIC. Singapore. 2015. ch.3. P. 29-47.
19. *Dobrokhotov S.Yu., Nazaikinskii V.E., Tirozzi B.* Asymptotic solution of the one-dimensional wave equation with localized initial data and with degenerating velocity // Russ. J. Math. Phys. 2010. V. 17. No. 4. P. 434–447.
20. *Dobrokhotov S.Yu., Nazaikinskii V.E., Tirozzi B.* Two-dimensional wave equation with degeneration on the curvilinear boundary of the domain and asymptotic solutions with localized initial data // Russ. J. Math. Phys. 2013. V. 20. No. 4. P. 389–401.
21. *Dobrokhotov S.Yu., Tirozzi B., Tolchennikov A.A*. Asymptotics of shallow water equations on the sphere // Russ. J. Math. Phys. 2014. V. 21. No. 4. P. 430–449.
22. *Mei C.C.* The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, World Sci., Singapore, 1989.
23. *Minenkov D.S.* // Asymptotics near the shore for 2D shallow water over planar bottom $D(x,y)=x$, Proceedings of the International Conference "Days on Diffraction 2017". St.Petersburg. Russia, P. 240–243.
24. *Pelinovsky E.N., Mazova R.Kh.* Exact analytical solutions of nonlinear problems of tsunami wave run-up on slopes with different profiles // Natural Hazards. 1992. V. 6. No. 3.
25. *Sekerzh-Zen'kovich S.Ya.* Simple asymptotic solution of the Cauchy–Poisson problem for head waves // Russ. J. Math. Phys. 2009. V. 16. No. 2. P. 315–322.
26. *Stoker J.J.* Water Waves: The Mathematical Theory with Applications / New York. John Wiley and Sons. 1992.
27. *Synolakis C.E.* On the roots of $f(z)=J_0(z)-iJ_1(z)$ // Quart. Appl. Math. 1988. V. 46. No. 1. P. 105–107.
28. *Vukasinac T., Zhevandrov P.* Geometric asymptotics for a degenerate hyperbolic equation // Russ. J. Math. Phys. 2002. V. 9. No. 3. P. 371–381.
29. *Wang S., Le Mehaute B., Chia-Chi Lu.* Effect of dispersion on impulsive waves // Marine Geophysical Researchers. 1987. V. 9. P. 95–111.

Внутренние гравитационные волны разных типов в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое по данным содара и микробарографа

Д.В.Зайцева[1], М.А.Каллистратова[1], В.С. Люлюкин[1], В.Г. Перепёлкин[1], Р.Д. Кузнецов[1,2], Д.Д. Кузнецов[1], Г.А. Буш[1]

[1]Институт физики атмосферы им.А.М.Обухова РАН, г. Москва
[2]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки

Часто наблюдаемые в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое (УПС) внутренние гравитационные волны (ВГВ) можно разделить на два типа по механизмам генерации: гравитационно-сдвиговые волны (ГСВ) и волны плавучести (ВП) (*Госсард и Хук 1978*). Методами дистанционного зондирования ВГВ наблюдаются в поле показателя преломления воздуха для акустических или электромагнитных волн C_n^2, и/или в поле скорости ветра. ВП в поле C_n^2 проявляют себя в виде колебаний высоты границы приземного инверсионного слоя или высоты расположения приподнятого слоя, а в поле вертикальной скорости ветра в виде периодического чередования восходящих и нисходящих потоков (см. примеры у *Petenko et al 2012, Banakh et al 2016*). ГСВ в поле C_n^2 чаще всего регистрируются в форме периодических структур, вкраплённых в инверсионный слой (см. примеры у *Blumen et al 2001, Люлюкин и др. 2015*). Дистанционные измерения позволяют не только регистрировать внутренние гравитационные волны, но также и оценивать толщину, высоту расположения и временную эволюцию слоя, охваченного волновыми движениями. Различить ГСВ и ВП также можно, сравнив скорость и направление распространения волны со скоростью и направлением ветра: в то время, как ГСВ обычно распространяются “вмороженными” в основной поток, направление распространения и фазовая скорость ВП обычно не совпадает со скоростью и направлением ветра.

Наиболее распространённым методом регистрации внутренних гравитационных волн (ВГВ) является анализ микробарографических записей временного хода давления. По данным измерений микробарографа можно определить период и амплитуду колебаний давления, связанных с прохождением волнового цуга над точкой измерений. Измеренные колебания можно использовать как «опорные» для анализа волнового вклада во временной ход других метеорологических величин во время прохождения волны (см., например, *Finnigan 1988*). По данным измерений сети, состоящей хотя бы из трёх микробарографов, можно определить скорость и направление распространения волн, длины которых сравнимы с пространственными масштабами сети. Но для определения параметров волновых движений с сильно различающимися длинами волн необходимо использовать несколько сетей с различными пространственными масштабами.

Несмотря на то, что волны в различной степени оказывают влияние на интенсивность турбулентности в АПС, до сих пор не сформулированы чёткие критерии для разделения волновых движений на типы по данным измерений в УПС. В работе представлены примеры одновременной регистрации волновых движений содаром и микробарографом.

Проведение измерений

Нами были использованы данные, полученные при проведении экспедиционных измерений на базе Цимлянской научной станции Института физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН (ЦНС ИФА РАН), расположенной в Ростовской области, РФ (47°39' N 42°05' E), в течение 3 недель в августе 2017г. Место измерений представляет собой однородную степь, карта представлена на рис.1. К востоку и юго-востоку (около 2.5 км) от места измерений расположено Цимлянское водохранилище.

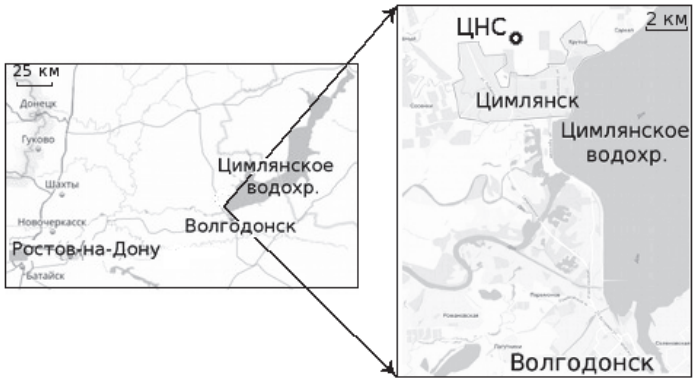


Рис.1 Карта местности. На правой панели кружком обозначено место измерений.

Трёхантенный доплеровский содар (*Кузнецов 2007*) работал в моностатическом режиме. Две наклонные и вертикальная антенны были расположены в одной точке, опрос антенн происходил одновременно. Временное разрешение содара составляло 12 секунд, высотное разрешение — 10 метров. Микробарограф (*Бовшеверов и др. 1979*) был установлен вблизи земной поверхности, производил измерения давления с частотой 2 Гц. Ультразвуковой термоанемометр был расположен на 10-метровой мачте, производил измерения с частотой 20 Гц. Также на мачте на высотах 2 и 10 метров были установлены датчики, измеряющие скорость и направление горизонтального ветра, а также температуру с частотой 1 измерение в минуту.

Нами были проанализированы эхограммы и барограммы в ночные часы. Профили скорости ветра и дисперсии вертикальной скорости ветра σ_W^2 были рассчитаны по содарным измерениям. Разностное число Ричардсона *Ri* было рассчитано по данным измерений датчиков, установленных на высотах 2 и 10 м. Скорость диссипации кинетической энергии турбулентности ε , а также вертикальный поток тепла $Hf = \rho\langle w'T'\rangle$ были рассчитаны по данным измерений акустического термоанемометра. Скорость диссипации ε была рассчитана по участку спектра скорости ветра, входящему в инерционный интервал (напр., *Albertson et al.1997*).

Примеры содарных эхограмм в ночное время

На рис. 2 и 3 показаны примеры состояния ночного УПС в присутствии и отсутствии волновых движений. В обе ночи наблюдалась ясная антициклоническая погода. В ночь с 25 на 26 июля около 9 часов вечера с высоты 400 метров начал опускаться слой повышенного C_T^2. В течение ночи ветер у земной поверхности сменился с южного на восточный, причём направление ветра менялось с высотой. По мере снижения слоя повышенного C_T^2 сдвиг ветра увеличился до значения 0.07 c^{-1}. Внутри слоя наблюдались периодические структуры в виде наклонных полос, как показано на вставке выше эхограммы. В течение всей ночи, за исключением заката солнца (с 19:30 до 20:30), *Ri* было меньше критического значения и за исключением кратковременных выбросов принимало значения, близкие к нулю. После того как слой "прижался" к земле, σ_W^2 и ε заметно увеличились.

На втором примере, (рис. 3) на содарной эхограмме в ночное время не было зарегистрировано волновой активности (за исключением плохо различимых структур в утреннее время с 05:30 до 05:50). Высота инверсионного слоя в течение всей ночи не превышала 80 метров. Несмотря на то, что, по крайней мере в нижних 50 метрах, сдвиг ветра достигал значений 0.1 c^{-1}, σ_W^2 и ε в течение всей ночи практически не отличались от нуля. Ri чаще всего принимало значения от 0.2 до 0.5.

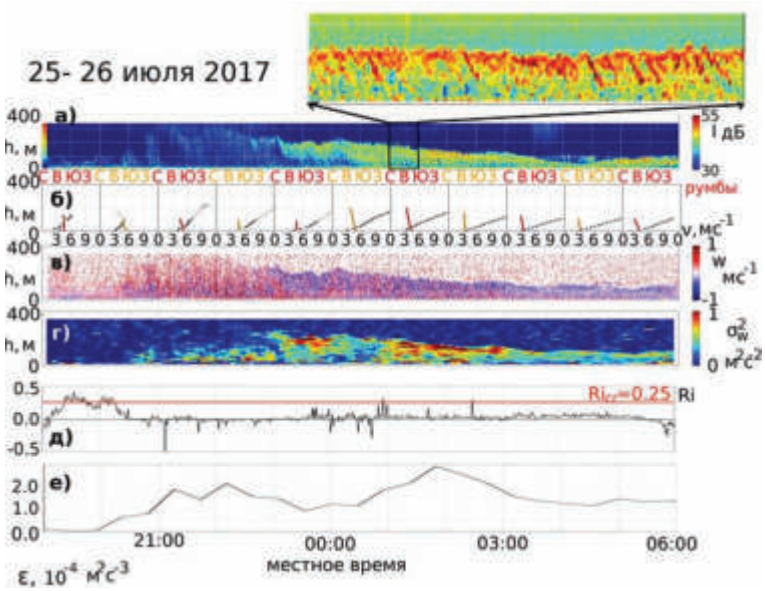


Рис.2 Пример мезомасштабной структры атмосферного пограничного слоя в ночь с 2 на 26 июля 2017. а) содарная эхограмма в координатах высота-время, цветом обозначена интенсивность принимаемого сигнала *I*, дБ; б) высотные профили скорости (м $с^{-1}$) и направления (румбы) ветра, осреднённые по 1 часу; в) вертикальная скорость ветра в координатах высота-время, м $с^{-1}$; г) дисперсия вертикальной скорости ветра σ_W^2, $м^2 с^{-2}$, осреднение по 10 минут; д) число Ричардсона *Ri*, красной линией обозначено критическое значение *Ri*; е) скорость диссипации турбулентной кинетической энергии ε, $м^2 с^{-3}$, осреднённая примерно по 30 минутам. Указано местное время.

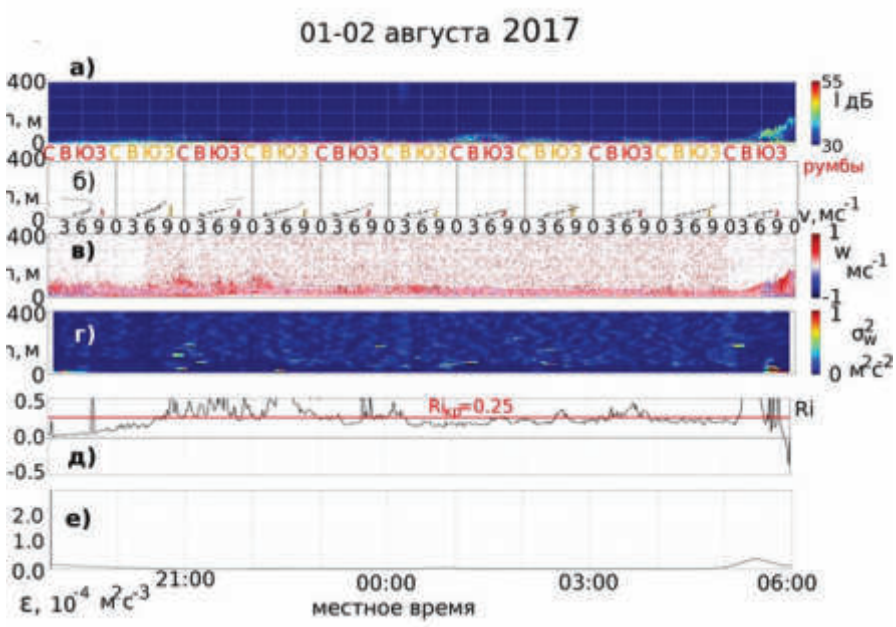


Рис.3. То же, что на рис.2 для ночи с 1 на 2 августа 2017.

Примеры регистрации ВГВ содаром и микробарографом

На рис.4 представлен пример ГСВ, наблюдавшийся в ночное время 26 июля. На эхограмме различимы периодические структуры в форме наклонных полос, вкраплённые в слой повышенного C_T^2 толщиной 150 метров. Одновременно с этим на барограмме были зарегистрированы колебания давления с периодом около 1 минуты и размахом до 5 Па. Во время эпизода сдвиг ветра увеличился с 0.04 $с^{-1}$ до 0.07 $с^{-1}$. Направление ветра с полуночи до часа ночи менялось с высотой от юго-восточного на высоте 10 метров, до восточного на высотах 100-200 метров, после 01:00 дул восточный ветер, по крайней мере в нижних 150 метрах. ε увеличилась втрое за полтора часа, вертикальный поток тепла в среднем увеличился.

На рис.5 показан эпизод ВП, наблюдавшийся в утреннее время 4 августа. В поле C_T^2 наблюдались колебания высоты расположения приподнятого слоя с высотным размахом, увеличившимся от 80 метров (около 05:30) до 150 метров (после 06:00). В поле вертикальной скорости ветра во время эпизода различимы периодически сменяющиеся восходящие (красным) и нисходящие (синим) движения. На барограмме наиболее чётко идентифицируется всего 3 колебания (между 06:00 и 06:30) с периодом около 10 минут и размахом до 18 Па. Внутри слоя, охваченного волновыми движениями, скорость ветра с высотой практически не менялась и составляла 3-4 м $с^{-1}$. Направление ветра менялось с высотой на 40-80 градусов в нижних 100 метрах,на высотах волнового слоя дул восточный и юго-восточный ветер. Ширина колеблющегося слоя, как и высотный размах колебаний явно увеличились от 120 м до 200 м. До 6 утра вертикальный поток тепла имел значения, близкие к нулю с отдельными отрицательными выбросами до -40 Вт $м^{-2}$. После 6 утра значение потока было близко к нулю, после 6:30 случались кратковременные положительные выбросы до +40 Вт $м^{-2}$.

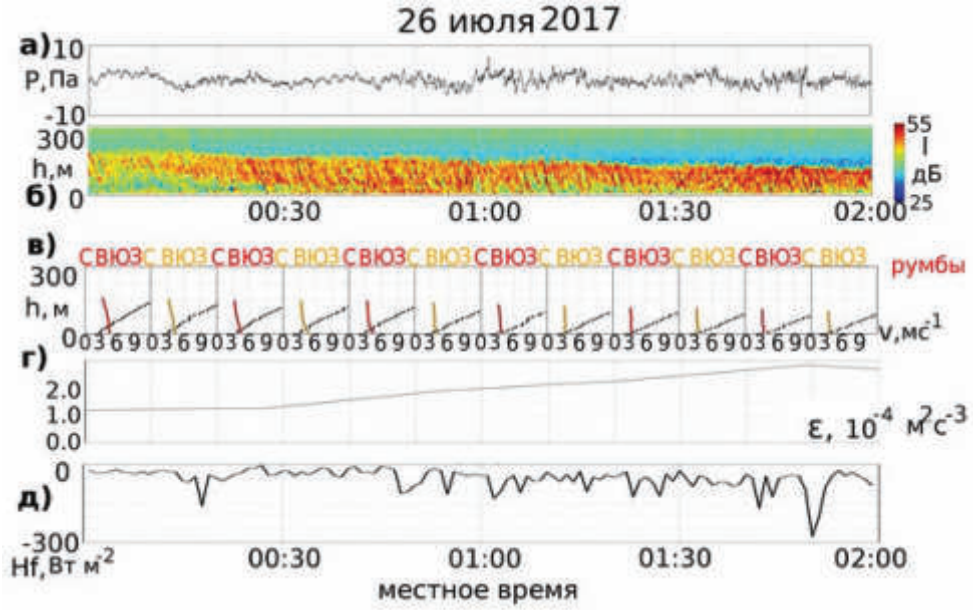


Рис.4 Пример одновременной регистрации ГСВ содаром и микробарографом, 26.07.2017. а) временной ход приземного давления *P*, Па, за вычетом 20-минутного скользящего среднего; на панелях б),в) и г) то же, что и на рис.3 а),б) и е); д) вертикальный поток тепла на высоте 10 метров *Hf*, Вт $м^{-2}$.

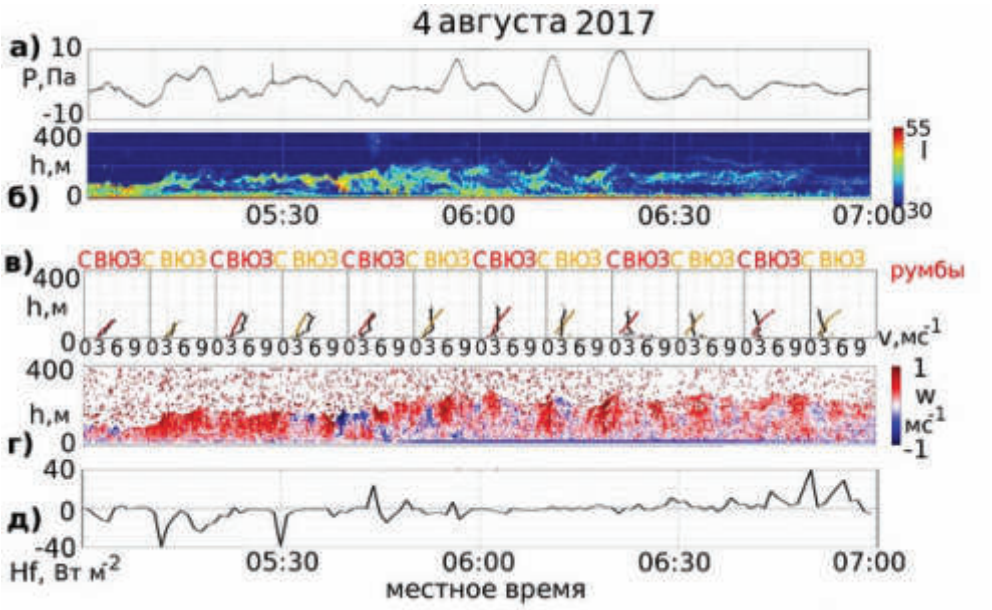


Рис.5 То же, что на рис.4 для цуга ВП, 04.08.2017.

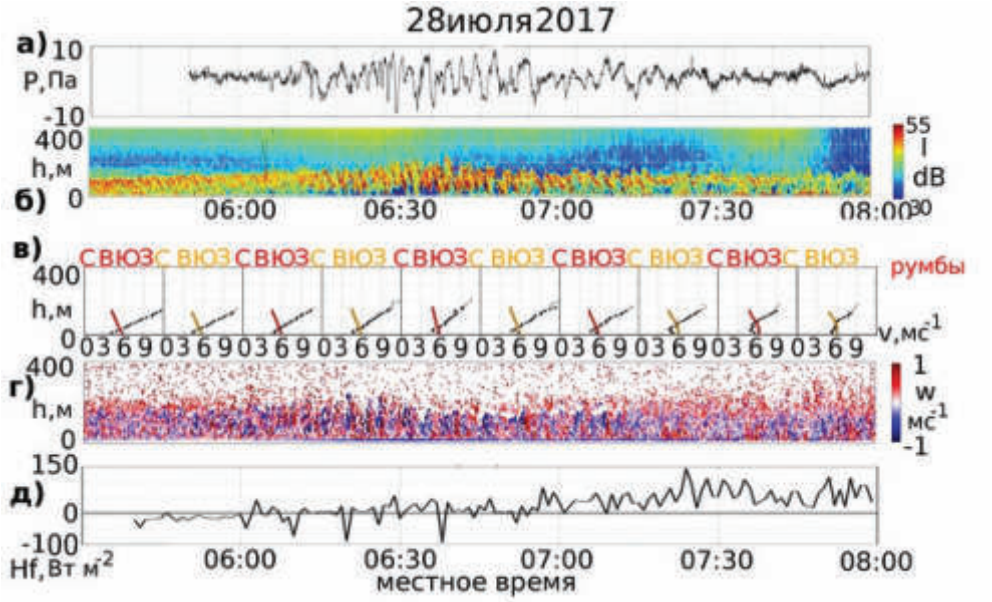


Рис.6 То же, что на рис.4, для волнового цуга смешанного типа, 28.07.2017.

На рис.6 представлен пример волновых движений, зарегистрированных одновременно содаром и микробарографом. На эхограмме с 06:00 до 06:20 видны “наклонные полосы”, вкраплённые в слой толщиной 150 метров, наличие колебаний давления на барограмме неочевидно. С 06:20 до 07:10 и на эхограмме, и на барограмме наблюдаются периодические структуры с периодом около 1.5 минут, высотным размахом, меняющимся от 190 до 80

метров, и размахом колебаний давления до 18 Па. Внутри слоя, охваченного волновыми движениями, сдвиг ветра составлял 0.04-0.05 $с^{-1}$. Ветер поворачивал с высотой от южного на 10 метрах до юго-восточного на 100 метрах. Во время эпизода вертикальный поток тепла принимал как положительные, так и отрицательные значения, а после эпизода - только положительные значения.

Заключение

В работе были представлены три примера совместной регистрации волнообразных движений содаром и микробарографом. На содарных эхограммах видно, что вертикальная структура представленных эпизодов различна. Для волнового цуга типа гравитационно-сдвиговой волны амплитуда колебаний давления составляли менее 5 Па, а период около 1 минуты. Во время эпизода типа волн плавучести были зарегистрированы колебания давления с периодом около 10 минут и увеличивающимся размахом колебаний, достигавшим значений 18 Па. Во время прохождения волны, относящейся, судя по всему, к смешанному типу, период колебаний давления составлял около полутора минут, а двойная амплитуда достигала 18 Па. По записи одного микробарографа затруднительно отличить волны “смешанного” и “чистых” типов. Кроме того, далеко не все наблюдаемые при помощи содара цуги типа гравитационно-сдвиговых волн оказывали заметное влияние на ход приземного давления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проект № 16-05-01072, а также Президиума РАН, программа № 56П. Авторы благодарят О.Г. Чехтиани за помощь в подготовке организации проведения измерений.

Литература

1. *Бовшеверов В.М., Грачев А.И., Ломадзе С.О., Матвеев А.К.* Жидкостный микробарограф // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15. No 2. С. 1215–1217
2. *Кузнецов Р.Д.* Содар ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя //Оптика Атмос. Океана. 2007. 20(8). с. 684-687.
3. *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д. и др.* Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в атмосферном пограничном слое по данным акустической локации // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. С. 218–229.
4. *Albertson J.D., Parlange M.B., Kiely G., Eichinger W.E.* The average dissipation rate of turbulent kinetic energy in the neutral and unstable atmospheric surface layer // Journal of geophysical research. 1997. V. 102. P. 13.423-13.432.
5. *Banakh V.A., Simalikho I.N.* Lidar observations of atmospheric internal waves in the boundary layer of the atmosphere on the coast of Lake Baikal // Atmos. Meas. Tech. 2016 V. 9. P. 5239–5248.
6. *Blumen W., Banta R., Burns S. et al.* Turbulence statistics of a Kelvin–Helmholtz billow event observed in the nighttime boundary layer during the Cooperative Atmospheric-Surface Exchange Study field program // Dynam. Atmos. Oceans. 2001 V. 34. P. 189–204.
7. *Finnigan J.J.* Kinetic energy transfer between internal gravity waves and turbulence // Journal of the atmospheric sciences. V.45. No.3. P. 486-505
8. *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере.М.: Мир, 1978. 532 с.
9. *Petenko I., Mastrantonio G., Viola A., et al.* Wavy vertical motions in the ABL observed by sodar Boundary-Layer Meteorol. // Boundary-Layer Meteorol. 2012. V. 143 P. 125–141.

Анизотропия стратосферных неоднородностей по наблюдениям мерцаний звезд быстрыми фотометрами GOMOS/ENVISAT

В. Кан[1], В.Ф. Софиева [2]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Финский метеорологический институт, г. Хельсинки

1. Введение

Случайные неоднородности плотности и температуры воздуха, генерируемые внутренними гравитационными волнами и турбулентностью, вызывают флуктуации интенсивности света (мерцания) при наблюдении звезды через атмосферу. В настоящее время оккультационные наблюдения мерцаний звезд активно используются для зондирования статистической структуры атмосферных неоднородностей (*Гурвич и Кан 2003а,б, Sofieva et al. 2007а,б*). Приближение фазового экрана (*Hubbard et al. 1978*) и теория слабых мерцаний (*Татарский 1971*) служат основой для анализа данных измерений и восстановления параметров атмосферных неоднородностей.

На базе данных наблюдений мерцаний звезд с орбитальной станции МИР А.С. Гурвичем была разработана эмпирическая модель трехмерного (3D) спектра неоднородностей плотности. В этой модели для описания анизотропных неоднородностей использована модель насыщенных внутренних волн (ВГВ), а для изотропных – модель Колмогоровской турбулентности (*Gurvich and Brekhovskikh 2001, Гурвич и Кан 2003а,б*). Под коэффициентом анизотропии понимается отношение характерных горизонтальных масштабов неоднородностей к вертикальным. Говоря об анизотропии, мы будем иметь в виду только внутренние волны. Основанная на разработанной модели методика реконструкции параметров 3D спектра атмосферных неоднородностей по автоспектрам мерцаний была успешно апробирована на данных наблюдений на станции МИР, а затем использована для массовой обработки данных GOMOS. В этой методике восстанавливались все параметры ВГВ и турбулентности за исключением коэффициента анизотропии.

Оценки коэффициента анизотропии для крупномасштабных неоднородностей (с вертикальными масштабами от километра до десятка километров) были получены в ряде работ. Хорошо известны рефракционные искажения таких протяженных источников, как Солнце и Луна, при наблюдении их заходов с орбитальной станции. Было показано, что для атмосферных неоднородностей с вертикальными масштабами 0,5-1,0 км анизотропия составляет около сотни. Анализ данных спутниковых лимбовых измерений с помощью инфракрасных спектрометров (эксперименты CRISTA, HIRLDS, SABER), зондовые измерения и радиооккультационные наблюдения COSMIC также указывает на сильную анизотропию доминантных (наиболее крупномасштабных) образований в спектре ВГВ в стратосфере с оценками анизотропии от сотни до нескольких сотен.

В мелкомасштабной области анизотропия неоднородностей исследована значительно хуже. Из известных данных мы отметим оценку анизотропии равную примерно 10 для вертикальных масштабов в несколько метров, полученную по угловой зависимости рассеянного назад сигнала радара. Хотя мелкомасштабные неоднородности также характеризуются значительной анизотропией, но она существенно меньше, чем для крупномасштабных неоднородностей.

Основная сложность при исследовании анизотропии заключается в том, что, даже в предположении о статистической симметрии поля неоднородностей в горизонтальной плоскости, анизотропия является двумерной характеристикой, а измерения, как правило, представляют собой одномерные данные вдоль траектории наблюдений. Поэтому необходимо использовать такие наблюдения, в которых одновременно можно получать информацию и о вертикальной и о горизонтальной структуре атмосферных неоднородностей.

Недавно были разработаны две методики, основанные на когерентном анализе хроматических (на разных длинах волн) мерцаний звезд. В первой методике используются оккультации двойных звезд (*Kan et al. 2012, Sofieva et al. 2009*) во второй – тангенциальные (горизонтальные) оккультации (*Kan et al. 2014*). Данная статья является кратким обзором этих двух методов. В мерцаниях подчеркнута роль мелкомасштабных неоднородностей (*Татарский 1971*), поэтому наши исследования направлены на мелкомасштабные структуры, близкие к масштабу обрушения ВГВ, в окрестности которого можно ожидать наиболее значительные изменения анизотропии.

Разработанные методы апробированы на данных наблюдений мерцаний звезд быстрыми фотометрами GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) установленного на борту европейского спутника ENVISAT (2002 - 2012 гг). В состав аппаратуры GOMOS входили два быстрых фотометра в голубом (λ≈500 нм) и красном (λ≈670 нм) диапазонах длин волн с частотой выборки сигнала 1 кГц. Данные быстрых фотометров использовались для исследования параметров атмосферных неоднородностей (*Bertaux et al. 2010, Sofieva et al. 2010*)], и они также используются в методах, обсуждаемых в данной статье.

2. Основные приближения

В работе использованы следующие основные приближения:
- двухкомпонентная модель 3D спектра атмосферных неоднородностей;
- приближение эквивалентного фазового экрана;
- приближение слабых мерцаний (приближение Рытова).

Для задач мерцаний свойства случайной среды определяются 3D спектром относительных флуктуаций показателя преломления или плотности воздуха ν. Для реконструкции этого 3D спектра неоднородностей задается его модель с набором его существенных статистических параметров и решается прямая задача, т.е. рассчитываются теоретические спектры мерцаний с этой моделью неоднородностей. После этого параметры модели 3D спектра определяются подгонкой теоретических спектров мерцаний к экспериментальным. Модель представляет собой сумму двух статистически независимых компонент – анизотропной и изотропной: $\Phi_\nu(\mathbf{к})=\Phi_W(\mathbf{к})+\Phi_K(\mathbf{к})$, **к** – вектор волнового числа. Анизотропная компонента Φ_W генерируется случайным ансамблем насыщенных внутренних волн, а изотропная компонента Φ_K представляет собой изотропную колмогоровскую турбулентность. Φ_W имеет показатель степени -5 и задается следующими параметрами: структурной характеристикой C_W, внешним и внутренним масштабами L_W и l_W и коэффициентом анизотропии η. Спектр колмогоровской турбулентности Φ_K имеет наклон -11/3 и задается структурной характеристикой C_K и внутренним масштабом l_K или дифракционным масштабом Френеля ρ_F.

Фазовый экран располагается в плоскости перпендикулярной падающим на атмосферу лучам и проходящей через центр Земли (рис. 1, слева). Приближения фазового экрана и слабых мерцаний (дисперсия мерцаний меньше единицы) являются традиционными для оккультационных измерений и мы не будем подробно останавливаться на них. Отметим только, что при определении эквивалентного фазового экрана для анизотропных неоднородностей была принята во внимание сферичность атмосферы. Сферичность атмосферы приводит к тому, что из-за изменения ориентации неоднородностей относительно луча визирования флуктуации фазы насыщаются при увеличении анизотропии. Приближение слабых мерцаний позволяет получить простые линейные соотношения, связывающие спектры неоднородностей со спектрами мерцаний. Важно отметить, что для слабых мерцаний измеренные спектры мерцаний также можно рассматривать просто как сумму статистически независимых изотропной и анизотропной компонент. Режим слабых мерцаний для низкоорбитальных спутников (Мир, GOMOS) реализуется для высот перигея луча выше 30 км. Отметим также, что мощности мерцаний от ВГВ и колмогоровской турбулентности на высотах 30-50 км примерно одинаковы. Высокая скорость смещения луча

визирования в спутниковом эксперименте позволяет использовать гипотезу «замороженности» поля неоднородностей для связи пространственных и временных спектров мерцаний.

Эффективный размер атмосферы вдоль луча составляет около 400 километров. Поэтому флуктуации фазы на выходе из атмосферы являются результатом взаимодействия света с достаточно представительным ансамблем внутренних волн и турбулентности. Далее, статистические параметры мерцаний получаются осреднением по реализациям, протяженность которых на фазовом экране составляет от нескольких километров для вертикальных заходов до нескольких сотен километров для горизонтальных оккультаций.

3. Оккультации двойных звезд

На рис. 1 приведена схема оккультации двойной звезды. Из-за дисперсии регулярной рефракции в атмосфере голубые и красные траектории на плоскости фазового экрана разнесены по вертикали на величину хроматического сдвига Δ_C. Хроматический сдвиг растет с уменьшением высоты луча и на высоте 34 км составляет около 5,5 м. Для анализа экспериментальных данных мы использовали наблюдения заходов альфа-Южного Креста (alfa-Crucis). Двойники альфа-Южного Креста яркие и их яркости близки друг к другу. В начале 2000-х годов двойники были разнесены по углу примерно на 4,5 угловые секунды, и, соответственно, в плоскости фазового экрана их пространственное разнесение составляло около 70 м. Двойники звезды не разрешаются углом зрения фотометров, поэтому каждый фотометр одновременно регистрировал сигналы своего цвета от обоих двойников.

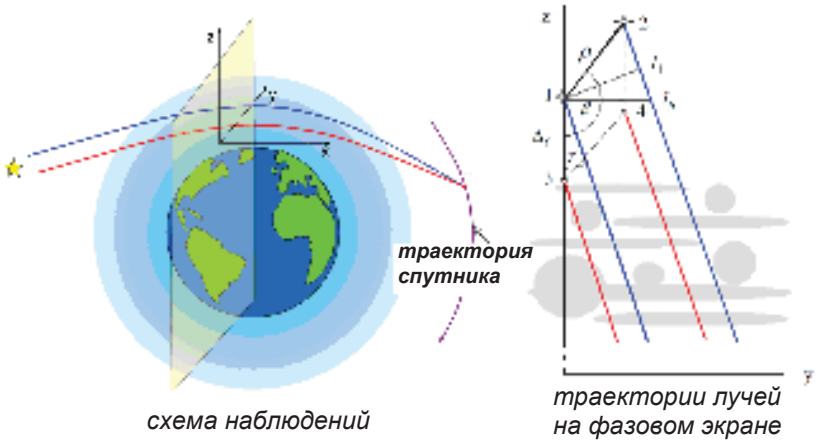


Рис. 1. Из (*Kan et al. 2012*): Схема наблюдений и траектории лучей в плоскости фазового экрана. Желтая плоскость на левой панели представляет фазовый экран. Голубой и красной линиями показаны траектории лучей для одной из компонент звезды. На правой панели: 1-4 это точки пересечения лучей визирования от двойников звезды с фазовым экраном (1-2 для голубого фотометра и 3-4 для красного). Остальные обозначения – характерные углы и масштабы измерений. Атмосферные неоднородности условно показаны серыми кругами и эллипсами.

Из правой панели рисунка видно, что, если двойники расположены не по горизонтали, то мерцания от них будут сдвинуты по времени или, соответственно, по вертикали. Если лучи от обоих двойников последовательно проходят через одни и те же анизотропные неоднородности, то сигнал в каждом фотометре представляет собой (с точностью до амплитуды) сумму одинаковых случайных реализаций, но сдвинутых во времени. Тогда, как известно, спектр мощности суммы таких сдвинутых флуктуаций интенсивности представляет собой спектр мерцаний одиночной звезды, который промодулирован по

косинусу с максимальным коэффициентом модуляции, равным $M_{max}=2\ I_{01}\ I_{01}\ /(I_{01}^2 + I_{02}^2)$, где I_{01} и I_{02} - это вакуумные интенсивности двойников. Для альфа-Южного Креста коэффициент модуляции составлял 0,85. Если лучи от двойников проходят через разные неоднородности, то модуляция спектра мерцаний может быть ослаблена или совсем отсутствовать. Таким образом, когерентность мерцаний от разных двойников звезды проявляется в каждом фотометре в глубине модуляции спектра мерцаний (*Sofieva et al. 2009*).

Для изотропных неоднородностей мерцания всегда определяются неоднородностями с масштабами близкими к масштабу Френеля. Поскольку в наших условиях радиус зоны Френеля был много меньше расстояния между траекториями двойников, то изотропные мерцания от двойников в каждом фотометре были некогерентны и, следовательно, спектр изотропных мерцаний был немодулирован.

Кроме того, условия наблюдений тех заходов, которые анализировались нами, были таковы, что в диапазоне высот 30-40 км анизотропные мерцания в двух фотометрах были полностью когерентны, а изотропные мерцания были полностью некогерентны. Поэтому в экспериментальных кросс-спектрах были представлены только анизотропные мерцания. Если мы вычтем из измеренных автоспектров мерцаний изотропную компоненту, то оставшиеся (анизотропные) компоненты вместе с измеренным кросс-спектром должны дать спектр когерентности равный единице. Спектр изотропных мерцаний в дифракционном приближении для обеих длин волн определяется одним числом – значением структурной характеристики турбулентности. Подбором соответствующего значения структурной характеристики мы выводим спектр когерентности выделенных анизотропных мерцаний к единице. Рис. 2 иллюстрирует процедуру этой селекции на примере одной из оккультаций. Из рис. 2 D видно, что глубоко осциллирующий экспериментальный спектр когерентности после удаления изотропной компоненты из автоспектров мерцаний становится относительно гладким и близким к 1. Некоторое уменьшение спектра когерентности анизотропных мерцаний на высоких частотах обусловлено эффектами элайсинга.

Мы проанализировали 20 заходов альфа-Южного Креста для высот 30-40 км, для которых были определены параметры атмосферных неоднородностей, включая коэффициент анизотропии. Структурные характеристики и характерные масштабы ВГВ и турбулентности согласуются с прежними оценками по мерцаниям одиночных звезд. Новыми здесь являются оценки коэффициента анизотропии. Они относятся к неоднородностям с вертикальными масштабами около 10-20 м и их значения составляли 10-20 (*Kan et al. 2012*).

Масштабы 10-20 м сравнимы с внутренним масштабом анизотропных неоднородностей или с масштабом обрушения волн, за которым энергия волн трансформируется в турбулентность. Этим, в частности, объясняется, почему не удалось получить оценки анизотропии в более мелкомасштабной области: за внутренним масштабом спектр анизотропных мерцаний быстро затухает, а изотропная компонента остается прежней, поэтому измеренная когерентность быстро падает. Для оценок анизотропии в более крупных масштабах необходимо использовать двойные звезды с большими разнесениями между двойниками.

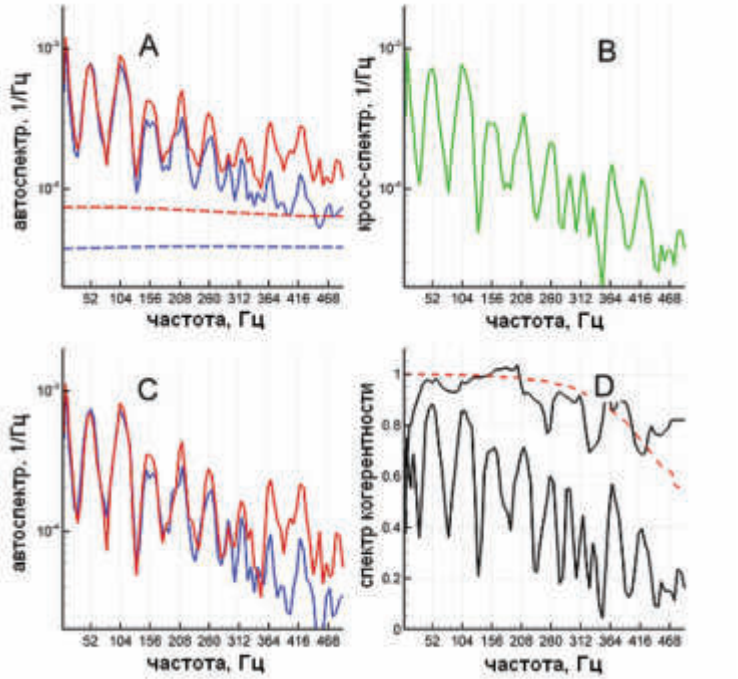


Рис. 2. Селекция изотропных и анизотропных компонент мерцаний. A - экспериментальные автоспектры мерцаний (сплошные линии) и подогнанные спектры изотропных мерцаний (штриховые линии); B – модуль экспериментального кросс-спектра; C – автоспектры выделенных анизотропных мерцаний; D – измеренные спектры когерентности (осциллирующая кривая), когерентность выделенных анизотропных мерцаний (черная плавная линия), теоретическая когерентность анизотропных мерцаний (красная штриховая линия).

4. Тангенциальные оккультации

Если звезда наблюдается близко к полюсу орбиты спутника, то реализуются тангенциальные оккультации. В этом случае луч от звезды при заходе погружается в атмосферу до некоторой минимальной высоты, а затем звезда снова восходит, т.е. ситуация аналогичная движению Солнца в полярных областях летом. Вблизи минимальной высоты перигея зондирующий луч движется практически параллельно лимбу Земли на протяжении нескольких сотен километров. Если наблюдения проводятся на двух длинах волн, то мы имеем одновременно два таких горизонтальных сечения атмосферы, т.к. лучи разного цвета в атмосфере разнесены по вертикали из-за дисперсии рефракции. Хроматический сдвиг Δ_C можно рассчитать по модели стандартной атмосферы. Для фотометров GOMOS на высоте 30 км сдвиг составляет около 10 м.

Рассмотрим ситуацию для анизотропных неоднородностей. Понятно, что если вертикальный масштаб неоднородностей больше хроматического разнесения лучей, то лучи разного цвета одновременно проходят через такие неоднородности и мерцания от таких неоднородностей будут когерентны. И наоборот, если масштабы неоднородностей меньше хроматического сдвига, то мерцания на них будут некогерентны. Таким образом, измеряя кросс-корреляционную функцию или спектр когерентности мерцаний, мы получим горизонтальный масштаб тех неоднородностей, которые имеют вертикальный размер, равный сдвигу между лучами и, соответственно, получим оценку коэффициента анизотропии для этого вертикального масштаба. Проводя тангенциальные наблюдения для разных высот

перигея, т.е. разных значений хроматического сдвига между лучами, мы можем получить оценку анизотропии в некотором диапазоне вертикальных масштабов неоднородностей. В предыдущей методике (двойные звезды) наблюдения давали нам информацию о вертикальной структуре неоднородностей по мерцаниям двойников звезды и когерентность этих мерцаний определялась горизонтальным разнесением траекторий двойников. В методике тангенциальных оккультаций измерения когерентности дают нам характерные горизонтальные масштабы для неоднородностей, вертикальные масштабы которых равны хроматическому разнесению лучей.

Так же, как и в предыдущей методике, нам необходимо выделить только анизотропную компоненту в авто и кросс-спектрах мерцаний. В этой методике селекция основана на том, что из-за разной симметрии вклад анизотропных и изотропных неоднородностей в результирующие мерцания зависит от угла захода (угла сканирования атмосферы). При увеличении угла захода спектр анизотропных мерцаний смещается в низкочастотную область, а спектр изотропных мерцаний - в высокочастотную область (*Sofieva et al. 2007a,б, Кан 2004, 2015*) и наилучшим образом частотная селекция реализуется в горизонтальных оккультациях. Частота среза спектра анизотропных мерцаний в горизонтальных оккультациях составляет всего несколько герц при частоте Найквиста 500 Гц. Поэтому можно принять, что высокочастотная область с частотами 450-500 Гц в экспериментальных спектрах представлена только изотропной компонентой. Используя аддитивность компонент спектра слабых мерцаний и вычитая изотропную компоненту из измеренных спектров полных мерцаний, можно получить оценки анизотропных автоспектров и компонент кросс-спектра.

Тангенциальные оккультации не входили в программу рутинных наблюдений GOMOS и проводились в специальной серии в 2002 г. Из обнаруженных нами в базе данных GOMOS 32 тангенциальных оккультаций 12 было отобрано для дальнейшего анализа. Отбирались оккультации, удовлетворяющие условию слабых мерцаний и содержащие достаточно протяженный (300-400 км) квази-горизонтальный участок траектории. Минимальные высоты перигея луча находились в интервале 45 – 30 км, а соответствующие им хроматические вертикальные масштабы в интервале от 8 до 55 м (*Кан 2014*).

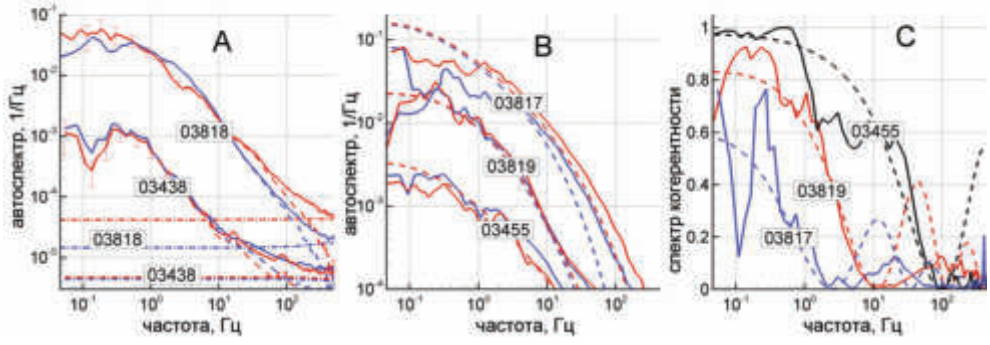


Рис. 3. А – селекция изотропной и анизотропной компонент в автоспектрах мерцаний: Сплошные линии – эксперимент, штриховые и штрих-пунктирные линии - отселектированные анизотропная и изотропная компоненты автоспектров. В и С – сравнение экспериментальных (сплошные линии) и теоретических (штриховые линии) автоспектров и спектров когерентности анизотропных мерцаний. Числа в рамках у кривых – номера орбит спутника ENVISAT.

Рис. 3 А иллюстрирует процедуру селекции изотропной и анизотропной компонент автоспектров мерцаний. Видно, что в интересующей нас низкочастотной области существенно превалируют анизотропные мерцания. В центре и справа показано сравнение

экспериментальных и теоретических автоспектров и спектров когерентности на примере трех оккультаций. Подгонка теоретических спектров к экспериментальным, так же, как и в предыдущей методике, производилась визуально. Из этих рисунков видно, что с подогнанными параметрами теория вполне удовлетворительно согласуется с экспериментом. Как видно из рис. 3 С, характерные частоты (горизонтальные масштабы) когерентности для крайних кривых с номерами орбит 03455 и 03817 отличаются примерно в 40 раз, хотя вертикальные хроматические масштабы для них отличаются лишь в 5 раз (хроматический масштаб для орбиты 03455 равен примерно 10 м, а для орбиты 03817 равен 50 м). Это определено указывает на то, что анизотропия растет с ростом масштаба неоднородностей.
На рис. 4 треугольниками показаны экспериментальные оценки коэффициента анизотропии, полученные в танценциальных оккультациях. На нижней оси абсцисс приведены вертикальные волновые числа κ_z, а на верхней - вертикальный масштаб. Экспериментальные данные показывают, что в диапазоне масштабов от 60 м до 10 м коэффициент анизотропии уменьшается примерно линейно от 50 до 10.

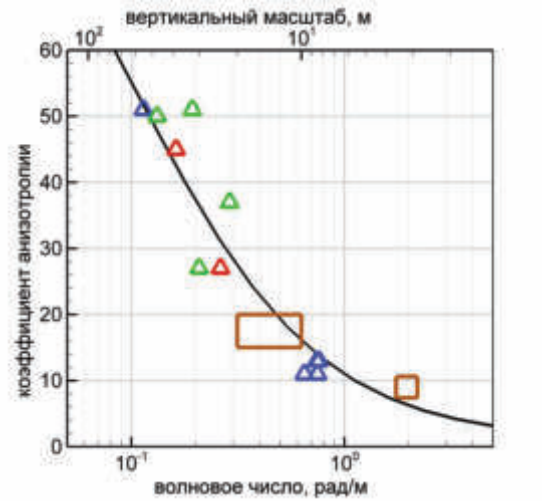


Рис. 4. Панель А - коэффициент анизотропии. Треугольники – экспериментальные оценки: синие для высоких широт, зеленые для средних, красные для тропиков. Черная линия – теоретическая аппроксимация экспериментальных данных. Коричневый квадратик – оценка по угловой зависимости сечения обратного рассеяния MST радаров для высоты 20 км; коричневый прямоугольник – оценка полученная по оккультациям двойной звезды для высоты 30-38 км.

Черной кривой показана аппроксимация экспериментальных данных простейшей зависимостью: $\eta(\kappa_z)=\eta_{min}+(\eta_{max}-\eta_{min})/(1+|\kappa_z|/\kappa_{fit})$. Она построена по экспериментальным данным с дополнительным предположением об асимптотическом насыщении анизотропии к предельным значениям: к единице на малых масштабах и к сотне для крупных масштабов порядка километра. Параметром этой аппроксимации является характерное волновое число κ_{fit}=0,12 рад/м.

По каждой тангенциальной оккультации мы можем получить только одно значение коэффициента анизотропии, соответствующее данной минимальной высоте луча в атмосфере. Ограниченная база данных измерений не позволяет исследовать анизотропию для различных условий наблюдений (высота, сезон, широта и т.д.). Поэтому для построения функциональной зависимости анизотропии от масштаба неоднородностей мы вынуждены были синтезировать данные оккультаций, проведенные в различных условиях, предполагая, что все они являются случайными выборками из одного ансамбля реализаций. Следует,

однако, отметить, что другие оценки анизотропии, полученные в отличающихся условиях, согласуются с нашими оценками. Это поддерживает предположение о слабой зависимости коэффициента анизотропии от высоты. Кроме того, в нашей методике определялись и другие параметры ВГВ, для которых использовались данные об анизотропии, полученные на разных высотах. Согласие оценок структурной характеристики и внутреннего масштаба с ранее полученными данными GOMOS (*Sofieva et al. 2007а,б*) также свидетельствует об относительно слабой зависимости анизотропии от высоты в диапазоне 20-45 км.

Важно отметить, что, в соответствие с нашими данными, анизотропия быстро меняется в диапазоне вертикальных масштабов 10-50 м, которые соответствуют масштабам обрушения ВГВ. Естественно ожидать, что обрушение ВГВ сопровождается быстрыми изменениями анизотропии. Другим важным фактом является то, что достаточно большие значения анизотропии, равные 50, достигаются уже на масштабах около 50 м. Это указывает на то, что анизотропия начинает насыщаться уже на масштабах порядка сотни метров.

5. Заключение

Уникальные спутниковые измерения – оккультации двойных звезд и тангенциальные оккультации – содержат информацию о коэффициенте анизотропии мелкомасштабных стратосферных неоднородностей. В данной статье представлены методы для оценки коэффициента анизотропии по этим измерениям, которые основаны на когерентном анализе мерцаний звезд на разных длинах волн.

Методы апробированы на данных наблюдений мерцаний звезд быстрыми фотометрами GOMOS/ENVISAT. Впервые получены оценки коэффициента анизотропии мелкомасштабных атмосферных неоднородностей, обусловленных случайным ансамблем насыщенных внутренних волн, на высотах 30-45 км. Эти оценки изменяются от 50 до 10 при уменьшении вертикальных масштабов неоднородностей от 60 м до 10 м. Быстрые изменения анизотропии происходят на масштабах близких к масштабу обрушения внутренних волн.

Рассмотренные способы оценки анизотропии, в дополнение к методу восстановления структурных характеристик и характерных масштабов [1-4], позволяют реконструировать все статистические параметры внутренних волн и турбулентности в стратосфере по спутниковым оккультационным наблюдениям мерцаний звезд.

Авторы выражают глубокую благодарность Ф. Далодье за совместные исследования и существенный вклад в работу. Работа В. Кана была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 16-05-00358. Работа В. Ф. Софиевой была поддержана Академией Финляндии, проект TT-AVA.

Литература

1. *Гурвич А.С., Кан В.* Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса. 1. Модель 3D спектра и реконструкция ее параметров // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003а. Т. 39. № 3. С. 335-346.
2. *Гурвич А.С., Кан В.* Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса. 2. Характерные масштабы, структурные характеристики и диссипация кинетической энергии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003б. Т. 39. № 3. С. 347-358.
3. *Кан В.* Когерентность и корреляция хроматических мерцаний звезд в спутниковом затменном эксперименте // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 10. С. 821-832.
4. *Кан В.* Мерцания звезд в спутниковом затменном эксперименте для атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 11. С. 979-992.
5. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере / Москва. Наука. 1967. 548 с.
6. *Bertaux J.L., Kyrola E., Fussen D., Hauchecorne A., Dalaudier F., Sofieva V., Tamminen J., Vanhellemont F., Fanton d'Andon O., Barrot G., Mangin A., Blanot L., Lebrun J.C., Perot K., Fehr T., Saavedra L., Leppelmeier G.W., Fraisse R.* Global ozone monitoring by occultation of stars: An overview of GOMOS measurements on ENVISAT // Atmos. Chem. Phys. 2010. V. 10. P. 12091–12148. DOI: 10.5194/acp-10-12091-2010.

7. *Gurvich A.S., Brekhovskikh V.L.* Study of the turbulence and inner waves in the stratosphere based on the observations of stellar scintillations from space: A model of scintillation spectra // Waves in Random Media. 2001. V. 11. C. 163-181.
8. *Hubbard W.B., Jokipii J.R., Wilking B.A.* Stellar occultation by turbulent planetary atmospheres: a wave-optical theory including a finite scale height // ICARUS. 1978. V. 34. No. 2. P. 374-395.
9. *Kan V., Sofieva V.F., Dalaudier F.* Anisotropy of small-scale stratospheric irregularities retrieved from scintillations of a double star α-Cru observed by GOMOS/ENVISAT // Atmos. Meas. Tech. 2012. V. 5. P. 2713–2722, doi:10.5194/amt-5-2713-2012.
10. *Kan V., Sofieva V.F., Dalaudier F.* Variable anisotropy of small-scale stratospheric irregularities retrieved from stellar scintillation measurements by GOMOS/Envisat // Atmos. Meas. Tech. 2014. V. 7. P. 1861–1872, doi:10.5194/amt-7-1861-2014.
11. *Sofieva V. F., Gurvich A. S., Dalaudier F., Kan V.* Reconstruction of internal gravity wave and turbulence parameters in the stratosphere using GOMOS scintillation measurements // J. Geophys. Res. 2007a. V. 112. No. D12. P. D12113. DOI:10.1029/2006JD007483.
12. *Sofieva V. F., Kyrölä E., Hassinen S., Backman L., Tamminen J., Seppälä A., Thölix L., Gurvich A. S., Kan V., Dalaudier F., Hauchecorne A., Bertaux J.-L., Fussen D., Vanhellemont F., Fanton d' Andon O., Barrot G., Mangin A., Guirlet M., Fehr T., Snoeij P., Saavedra L., Koopman R., Fraisse R.* Global analysis of scintillation variance: Indication of gravity wave breaking in polar winter upper stratosphere // Geophys. Res. Lett. 2007б. V. 34. P. L03812. DOI:10.1029/2006GL028132.
13. *Sofieva V.F., Dalaudier F., Kan V., Gurvich A.S.* Technical note: Scintillation of the double star α Cru observed by GOMOS/Envisat // Atmos. Chem.. Phys. 2009. V. 9. P. 8967-8973, doi:10.5194/acp-9-8967-2009.
14. *Sofieva V. F., Vira J., Kyrölä E., Tamminen J., Kan V., Dalaudier F., Hauchecorne A., Bertaux J.-L., Fussen D., Vanhellemont F., Barrot G., Fanton d'Andon O.* Retrievals from GOMOS stellar occultation measurements using characterization of modelling errors //Atmos. Meas. Tech. 2010. V. 3. No. 4. P. 1019-1027. DOI:10.5194/amt-3-1019-2010.

Акустическое зондирование средней атмосферы (теория-эксперимент)

С.Н. Куличков[1,12], И.П. Чунчузов[1], О.Е. Попов[1], Г.А. Буш[1], Д.С. Демин[2], А.И. Чуличков[1,2], В.Г. Перепелкин[1], Е.А. Голикова[1], Н.Д. Цыбульская[1]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

1 Введение

В сентябре 1981 года академик Александр Михайлович Обухов вызвал к себе в кабинет одного из авторов настоящей работы (Куличкова С.Н.) и сказал, что в Казахстане 28 ноября 1981 года для целей исследования ионосферных эффектов при сейсмоакустических явлениях будет произведен наземный взрыв с ориентировочной энергией 288 тонн тринитротолуола (ТНТ). О самом эксперименте, который назывался эксперимент-МАССА впоследствии подробно написано в (*Альперович Л.С. и др.1983*). В этой связи было предложено организовать пункты наблюдения инфразвука на различных расстояниях от источника.

Для этого мы провели расчеты лучевых траекторий на основе типичных данных вертикального распределения температуры и ветра в средних широтах для ноября месяца. Пример подобных расчетов показан на рис.1.

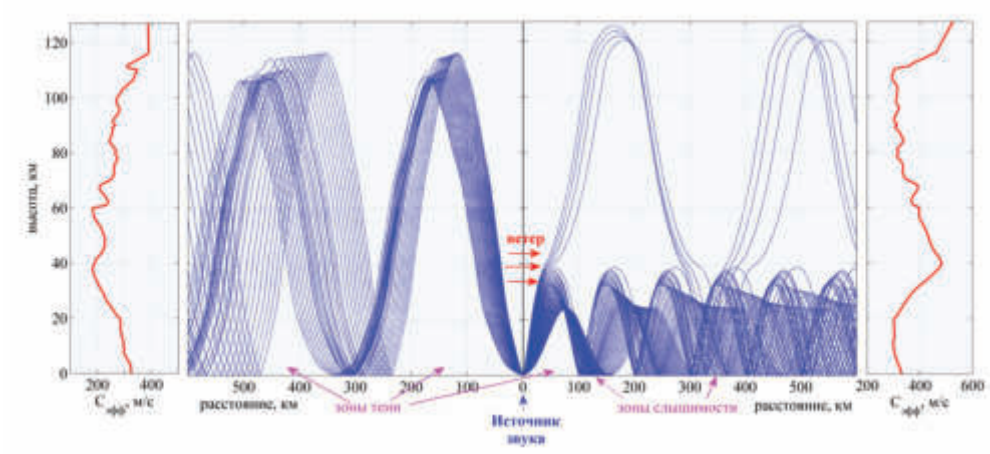


Рис. 1 – Пример траекторий распространения звуковых волн вдоль преобладающего стратосферного ветра (справа) и против ветра (слева). Соответствующие вертикальные профили эффективной скорости звука (адиабатическая скорость звука плюс скорость ветра в направлении распространения) показаны в левой и правой частях рисунка.

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 свои приземные значения. Для траекторий звуковых волн распространяющихся до термосферных (более 90 км.) такие условия возможны практически всегда, поскольку на высотах термосферы из-за больших значений температуры - адиабатической скорости звука

условия рефракционного поворота выполняются независимо от направления распространения звуковых волн.

В этой связи, для регистрации инфразвуковых сигналов от взрыва на больших расстояниях нами был выбран пункт в городе Фрунзе, расположенный на расстоянии 200 км к юго-западу от источника. Для этого пункта ожидался только термосферный приход инфразвуковых волн. В случае стратосферных приходов указанный пункт находился в области геометрической тени, поскольку направление преобладающего стратосферного ветра было противоположно направлению источник-приемник. В принципе, можно было бы расположить удаленный пункт регистрации инфразвука и в направлении преобладающего стратосферного ветра. Но на расстояниях 200-300 километров от источника мы не нашли в восточном направлении каких-либо (достаточно) пригодных для измерений населенных пунктов. Дополнительно были также организованы пункты регистрации инфразвука на расстояниях около 45 и 75 километров от места взрыва 28 ноября 1981 года (*Альперович Л.С. и др.1983*).

Тем не менее, к нашему удивлению, во время проведения эксперимента МАССА в г. Фрунзе был зафиксирован также и инфразвуковой сигнал, время распространения которого соответствует звуковым лучам, имеющим высоты отражения в области верхняя стратосфера – мезосфера (средний сигнал на рис.2). Дополнительно на рис.2 показаны акустические сигналы вблизи источника (верхняя кривая) и соответствующие рефракционному повороту лучей на термосферных высотах (нижняя кривая на рис.2).

Для объяснения факта регистрации достаточно интенсивного квазиимпульсного сигнала (средняя кривая справа на рис.2) в области геометрической тени нами было высказано предположение, что указанный сигнал вызван частичным (френелевским) отражением акустического импульса от скачков эффективной скорости звука в тонких слоях, расположенных на высотах верхней стратосферы и нижней мезосферы. Подтверждением такой возможности является наличие на высотах около 70 км ярко выраженного слоя с высокими вертикальными градиентами эффективной скорости звука (вертикальный профиль эффективной скорости звука на правой панели на рис.2, построенный по данным ракетного зондирования в Волгограде во время проведения эксперимента). Заметим, что в наших последующих экспериментах в областях геометрической тени было зафиксировано достаточное количество сигналов, также соответствующих частичному отражению акустического импульса от слоя со значительными вертикальными градиентами эффективной скорости звука на высотах около 70 км, где существовали слои резкого изменения скорости ветра с высотой – «wind corner» (*Куличков С.Н. и др. 2002*).

Теория частичного отражения акустических импульсов от неоднородных слоев скорости звука подробно развита академиком Л.М. Бреховских (*Бреховских Л.М. 1957*). Однако, в основном, эта теория использовалась в акустике океана.

В наших работах (*Буш Г.А. и др.1986; Буш Г.А. и др.1989; Куличков С.Н. 1989;Буш Г.А. и др. 1991; Куличков С.Н. 1994; Куличков С.Н. 1998*) мы применили теорию Л.М. Бреховских для атмосферной акустики. В качестве модельных использовались различные варианты кусочно- линейных профилей квадрата акустического показателя преломления.

Подобная постановка задачи позволила не только объяснить сам факт регистрации инфразвуковых сигналов от импульсных источников в области геометрической тени, но и впервые получить численные оценки аномально больших (около 50 м/сек/км) вертикальных градиентов эффективной скорости звука на стратосферно-мезосферных высотах (*Буш Г.А. и др. 1991*).

Тем самым в (*Буш Г.А. и др.1986; Буш Г.А. и др.1989; Куличков С.Н. 1989; Куличков С.Н. 1994; Куличков С.Н. 1998*) были впервые заложены научно-методические основы нового направления дистанционного зондирования атмосферы – исследование тонкой неоднородной структуры атмосферы с использованием инфразвуковых волн. Пример вертикального профиля вертикальных градиентов эффективной скорости звука, построенный на основе

модели кусочно-линейного профиля квадрата акустического показателя преломления показан на рис. 3 (*Куличков С.Н. 1998*).

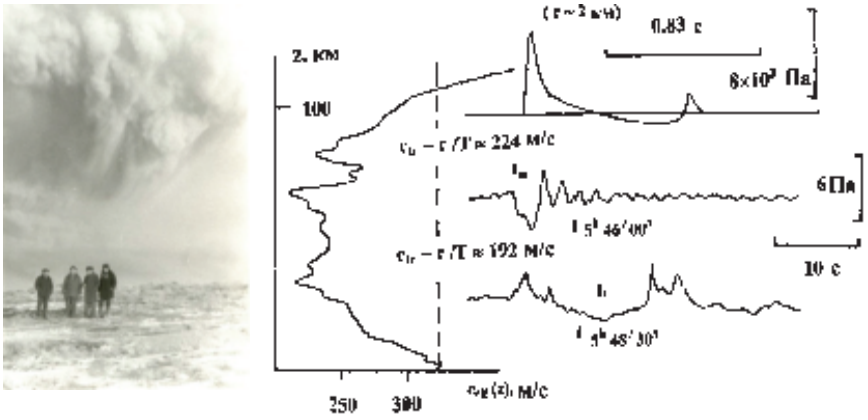


Рис.2. Общий вид взрывного облака от взрыва 288 т ТНТ (слева).
Вертикальный профиль эффективной скорости звука и акустические сигналы от взрыва 288 т ТНТ (справа). Сигнал на расстоянии 2 км – верхняя кривая справа; инфразвуковые сигналы на расстоянии 200 км (мезосферный сигнал – средняя кривая; термосферный сигнал – нижняя кривая).

Здесь необходимо отметить, что исследования в области применения акустических методов для зондирования верхней атмосферы имеют весьма давнюю историю, когда инфразвуковые волны от извержений вулканов, взрывов, звуковых ударов, штормовых волнений в океане использовались для зондирования средних профилей температуры и ветра в области стратосферы – нижней термосферы (30-120 км). Подробно об этом в (*Куличков С.Н. 1992*).

Тонкая же структура верхней атмосферы ранее, до появления наших работ (*Буш Г.А. и др.1986; Буш Г.А. и др.1989; Куличков С.Н. 1989;Буш Г.А. и др. 1991; Куличков С.Н. 1994; Куличков С.Н. 1998*), акустическим методом не исследовалась.

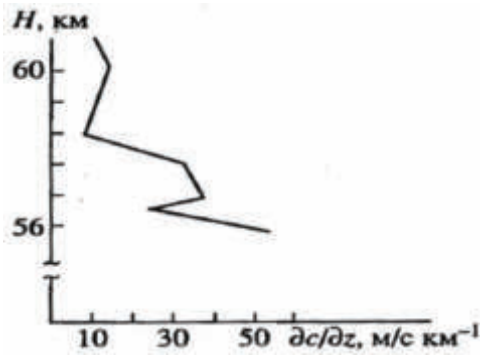


Рис.3. Образец вычисления зависимости вертикального градиента эффективной скорости звука $\partial c/\partial z$ от высоты z на основании результатов экспериментов, полученных по данным *(Куличков С.Н. 1998)*.

Под тонкой структурой ниже 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 (*Chunchuzov I. P. 2002; Chunchuzov I.P. 2009*).

Геометрическая иллюстрация акустического метода зондирования тонкой структуры верхней атмосферы показана в (*Чунчузов И.П. и др. 2015*). Коэффициент частичного отражения от слоистых неоднородностей заметно меньше единицы. Но, его значения, тем не менее, достаточны, чтобы на земной поверхности, в месте регистрации звука, фиксировались акустические сигналы с амплитудой достаточной для последующего анализа. Особенности акустического метода зондирования верхней атмосферы и полученные результаты будут подробно приведены ниже.

2 Метод зондирования И.П. Чунчузова

Для оценки параметров и вертикального распределения анизотропных структур температуры и ветра в верхней атмосфере, мы будем использовать инфразвуковые сигналы, зарегистрированные в области геометрической тени.

Как отмечалось выше, первые систематизированные эксперименты по исследованию рассеяния инфразвука на анизотропных неоднородностях температуры и ветра в верхней атмосфере были проведены в наших работах (*Буш Г.А. и др.1986; Буш Г.А. и др.1989; Куличков С.Н. 1989;Буш Г.А. и др. 1991; Куличков С.Н. 1994; Куличков С.Н. 1998*). В этих работах получены первые оценки вертикальных градиентов эффективной скорости звука в верхней атмосфере на основании анализа данных регистрации инфразвука в области акустической тени (один из примеров показан на рис.3). Данные оценки были получены в приближении аппроксимации вертикального профиля квадрата акустического показателя преломления неким модельным кусочно - линейным профилем с ограниченным числом слоев. Для таких достаточно простых профилей можно относительно точно определить взаимосвязь между значением коэффициента частичного отражения звука от разрывов в профиле и значениями вертикальных градиентов квадрата акустического показателя преломления внутри отдельных слоев. Такая методика позволила получить оценки вертикальных градиентов эффективной скорости звука, но в достаточно ограниченных областях высот верхней атмосферы.

В настоящей работе мы рассмотрим два новых метода восстановления тонкой структуры верхней атмосферы по данным инфразвуковых наблюдений.

Первый метод основан на работах И.П. Чунчузова с коллегами (*Чунчузов И.П. и др. 2015*), в которых была развита методически более совершенная, чем описанная выше, теория исследования тонкой неоднородной структуры атмосферы. В данной методике используется теория взаимосвязи формы рассеянных на анизотропных неоднородностях инфразвуковых сигналов и вертикальных профилей самих анизотропных неоднородностей температуры и скорости ветра. Схематическая иллюстрация такого метода показана в (*Чунчузов И.П. и др. 2015*).

Акустические импульсы в форме N волны падают под некоторым углом θ_0 на отдельные слои в верхней атмосфере, заполненные непрерывно анизотропными флуктуациями скорости ветра и температуры. Результатом рассеяния на таких флуктуациях будет длительный (по сравнению с падающим сигналом) непрерывный сигнал, который регистрируется на земной поверхности.

На основании теории взаимосвязи спектров регистрируемых на земной поверхности рассеянных на анизотропных структурах инфразвуковых сигналов и спектров самих анизотропных неоднородностей температуры и ветра была разработана методика восстановления вертикального распределения анизотропных структур в верхней атмосфере (*Чунчузов И.П. и др. 2015*). Примеры восстановления вертикального профиля флуктуаций эффективной скорости звука в страто-мезосфере и термосфере с использованием методики И.П. Чунчузова показаны в (*Чунчузов И.П. и др. 2015*). Из этих профилей впервые удалось получить соответствующие вертикальные спектры флуктуаций в верхней стратосфере и показать, что, независимо от места зондирования на земной поверхности, они имеют спадающий с ростом вертикального волнового числа высокочастотный хвост, который

можно аппроксимировать степенным законом k_z^{-p}, где степень p в среднем близка к теоретическому значению $p=3$,

3 Метод декомпозиции звуковых сигналов

Другим новым методом, который мы предлагаем использовать для акустического зондирования неоднородных структур в верхней атмосфере, является метод декомпозиции инфразвуковых сигналов, регистрируемых в областях геометрической тени на больших расстояниях от импульсных источников (*Kulichkov et al. 2015*).

Как известно, в области геометрической тени регистрируемый сигнал представляет из себя суперпозицию последовательно приходящих акустических импульсов в виде *N* и *U* – волн, распространяющихся вдоль отдельных лучей и соответствующих частичным отражениям исходных импульсов *N* волны, падающих на тонко-слоистые неоднородности стратомезосферы Значения фазы *Ф* коэффициента частичного отражения от неоднородных слоев зависят о толщины слоя, а также от значений вертикальных градиентов квадрата акустического показателя преломления внутри отдельных слоев (*Куличков 1989*).

Форма волновых профилей акустических сигналов отраженных от отдельных неоднородных слоев в верхней атмосфере формируется из формы *N* волны путем добавления к фазе всех её спектральных компонент значений фазы коэффициента отражения *Ф* в интервале от $\Phi = -\pi/2$ до $\Phi = +\pi/2$.. Схематично такая форма будет иметь некоторый промежуточный вид между сигналами на рис.4, поскольку в общем случае значения фазы *Ф* для различных спектральных компонент *N* волны принимают различные значения. Коэффициент частичного отражения звука от тонких слоев в атмосфере можно определять с использованием различных моделей кусочно-линейного вертикального профиля квадрата акустического показателя преломления (*Куличков 1989*).

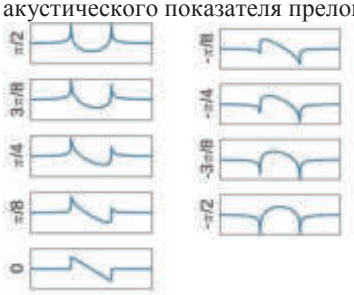


Рис.4. Пример трансформации формы акустического сигнала при различных значениях фазы *Ф* (значения фазы *Ф* указаны слева от сигналов) коэффициента частичного отражения от неоднородных слоев.
В качестве падающего на слой акустического сигнала рассматривается сигнал в виде N волны (нижний сигнал на левой панели).

С учетом вышеизложенного, можно определить метод декомпозиции как метод разложения регистрируемого продолжительного акустического сигнала на отдельные его составляющие в виде *N* и *U* – волн, соответствующих различным высотам частичного отражения и приходящих в пункт наблюдений с различными интервалами времени.

Предлагаемый метод декомпозиции имеет некоторую схожесть с общеизвестным методом вейвлет анализа (*Welch, Peter D.* 1967), однако в нашем методе регистрируемый сигнал разлагается на отдельные его составляющие *N* и *U* – волны, имеющие ясную физическую природу, в то время как в вейвлет анализе соответствующее разложение происходит на некоторые вейвлеты, например - вейвлет Морле (*Welch, Peter D.* 1967), физический смысл которых совсем не очевиден.

4 Теория метода декомпозиции

Временной интервал между отдельными регистрируемыми импульсами *N* и *U* – волн зависит от значений скорости звука и вертикальных размеров отражающих слоев. Амплитуды частично отраженных импульсов зависят от вертикальных градиентов эффективной скорости звука.

Математическая модель регистрируемого сигнала представляет собой набор суперпозиций U и N волн, поступающих на приемные микрофоны с некоторой задержкой. Амплитуда N- волны дается формулой

$$N(t) = \begin{cases} -t, & |t| \le \delta \\ 0, & |t| > \delta \end{cases}, \tag{1}$$

а амплитуда $U(t)$ U-волны отличается от $N(t)$ умножением ее спектра на $\pi/2$. Таким образом, регистрируемый сигнал имеет вид

$$\xi(t) = \sum_{k=1}^{K} [a_k N(t - t_{0,k}) + b_k U(t - t_{0,k})] + \nu(t), \quad t = t_1, ..., t_N. \tag{2}$$

Здесь предполагается, что U и N-волны искажаются случайным шумовым сигналом $\nu(t)$; сигнал регистрируется в моменты времени $t = t_1, ..., t_N$. Считаем, что погрешности $\nu(t)$, $t = t_1, ..., t_N$, некоррелированны, обладают нулевым средним, дисперсией σ^2, не зависящей от t.

Для оценки ширины δ N-волны используется связь δ с частотой $f_{\max}$, на которой достигается максимум спектральной мощности суперпозиции U- и N-волн: $\delta \approx 1/(3 f_{\max})$.

В модели сигнала (2) неизвестными являются число волн K, а также времена задержек $t_{0,k}$, где $k = 1, ..., K$, и коэффициенты a_k, b_k, $k = 1, ..., K$, Для оценки вертикальных градиентов эффективной скорости звука наиболее важными являются число K – число регистрируемых U и N-волн и времена задержек $t_{0,k}$, $k = 1, ..., K$. Задача декомпозиции состоит в оценке этих параметров из результата регистрации компонент сигнала $\xi(t_i), i = 1, ..., N$.

Далее числа $\xi(t_i)$ будем рассматривать как координаты вектора $\vec{\xi} \in R^N$, а $\nu(t_i)$ - как координаты вектора $\vec{\nu} \in R^N$. При фиксированном значении K и $t_{0,k}$, $k = 1, ..., K$, вектор $\vec{\xi}$ можно записать как искаженный шумом $\vec{\nu} \in R^N$ результат действия матрицы $A = A(K, t_{0,1}, ..., t_{0,K})$ на вектор f, где матричные элементы $A_{i,k}$ и координаты f_k заданы соотношениями

$$A_{i,k} = \begin{cases} N(t_i - t_{0,k}), & k = 1, ..., K, \\ U(t_i - t_{0,k}), & k = N+1, ..., 2K, \end{cases} \qquad f_k = \begin{cases} a_k, & k = 1, ..., K, \\ b_k, & k = K+1, ..., 2K. \end{cases} \tag{3}$$

Тогда формулу (3) можно записать в виде

$$\vec{\xi} = A\vec{f} + \vec{\nu}. \tag{4}$$

Если параметр K задан, а погрешность $\vec{\nu} \in R^N$ имеет нормальное распределение, то оценки параметров $t_{0,k}$, a_k, b_k, $k = 1, ..., K$, можно получить из принципа максимального правдоподобия, что приводит к задаче на минимум [29]:

$$\min_{t_{0,1}, ..., t_{0,K}} \min_{f} \sum_{j=1}^{N} \left(\xi(t_j) - \sum_{k=1}^{K} [a_k N(t - t_{0,k}) + b_k U(t - t_{0,k})] \right)^2, \tag{5}$$

или в матричном виде

$$\min_{t_{0,1}, ..., t_{0,K}} \min_{\vec{f}} \left\| \vec{\xi} - A\vec{f} \right\|^2 = \min_{t_{0,1}, ..., t_{0,K}} \left\| (I - A(A^* A)^{-1} A^*) \vec{\xi} \right\|^2. \tag{6}$$

Здесь предполагается, что волны $N(t_i - t_{0,k})$, $U(t_i - t_{0,k})$, $t = t_1, ..., t_N$, линейно независимы, что обеспечивает обратимость матрицы $A^* A$.

Для выбора числа волн K заметим, что при нормальном распределении шума $\vec{\nu}$ распределение случайной величины

$\alpha_{N-2K}(\vec{\xi}) = \min_{t_{0,1},...,t_{0,K}} \frac{1}{\sigma^2}\left\|(I - A(A*A)^{-1}A*)\vec{\xi}\right\|^2$ аппроксимируется распределением Пирсона χ^2_{N-3K} с (N-3K) степенями свободы. Максимум плотности $p_{N-3K}(x)$ распределения χ^2_{N-3K} достигается при $x = x_0 = N - 3K - 1$, следовательно, наиболее вероятные значения $\alpha_{N-3K}(\vec{\xi})$ лежат в окрестности x_0. Отсюда следует принцип выбора числа K: увеличивая число слагаемых в (3), начиная с K=1, добиваемся того, чтобы значение случайной величины $\alpha_{N-3K}(\vec{\xi})$ попало в окрестность N-3K-1. Оценкой времен задержек $t_{0,k}$, $k = 1,...,K$, являются значения, на которых достигается минимум в (5), (6). При минимизации в (5), (6) по $t_{0,k}$, $k = 1,...,K$, при фиксированном K используется стандартная процедура нелинейной минимизации (например, из пакета MATLAB).

Остановимся на выборе начального приближения.

Были испробованы три метода выбора начального приближения. Первый состоит в поиске участков сигнала $\xi(t)$, наиболее похожих по форме на линейную комбинацию U и N-волн. Этот метод описан в работе (*Куличков и др. 2010*).

Два других метода основаны на следующей модели сигнала $\xi(t)$, $t = t_1,...,t_N$. Предполагается, что в (2) формально K=N, то есть в каждой точке $t = t_1,...,t_N$ начинается участок N- волны с коэффициентом a_k и участок волны с коэффициентом b_k, $k = 1,...,N$, однако большинство из этих коэффициентов равно нулю.

Не принимая во внимание равенств этих коэффициентов нулю, оценим значения коэффициентов a_k, b_k, $k = 1,...,N$, считая, что

$$\xi(t) = \sum_{k=1}^{N}[a_k N(t - t_{0,k}) + b_k U(t - t_{0,k})] + \nu(t), \quad t = t_1,...,t_N, \tag{9}$$

или в матричном виде (4), где матрица A и вектор f заданы соотношениями (3), в которых $k = 1,...,N$.

Оценка этих коэффициентов можно получить либо как нормальное псевдорешение недоопределенной системы линейных уравнений $\vec{\xi} = A\vec{f}$, либо воспользовавшись методами теории измерительно-вычислительных систем (*Пытьев 2012*).

Если $\hat{a}_k$, $\hat{b}_k$, $k = 1,...,N$ - оценки коэффициентов в (7), то в качестве начального приближения K и $t_{0,k}$, $k = 1,...,K$, следует выбрать K моментов времени $\hat{t}_{0,k}$, в которых энергия линейной комбинации U и N-волн $\hat{a}_k{}^2 + \hat{b}_k{}^2$ превосходит энергию шумовой составляющей.

На рис.5 приведен график линейной комбинации трех комбинаций U и N-волн (амплитуда волн в зависимости от времени), на рис.9, а – график близости по форме участков сигнала $\xi(t)$ к линейным комбинациям U и N-волн, полученные методом морфологического анализа. По горизонтальной оси отложено время t_j, j=1,…,N, по вертикальной – величина, характеризующая близость участка сигнала $\xi(t)$, начинающегося в момент t_j, к U-N волне. На рис.6, б и в – оценки энергии $\hat{a}_k{}^2 + \hat{b}_k{}^2$ U и N-волн на каждом участке, $k = 1,...,K$, полученные методом псевдорешения и методом теории измерительно-вычислительных систем, соответственно. Здесь, как и на рис.6,а, по горизонтальной оси отложено время, а по вертикальной – оценка энергии U-N-волны, начинающейся в момент времени t_j, j=1,…,N. Видно, что наиболее адекватной оценкой в этом случае является оценка методом псевдорешения – четко видно три пика, соответствующие трем линейным комбинациям U и N- волн, однако, как известно, такая оценка неустойчива к погрешности

измерения. Поэтому на практике для выбора начальных приближений параметров K и $t_{0,k}$, $k=1,...,K$, разумно воспользоваться методами теории измерительно-вычислительных систем.

Заметим, что полученные таким образом оценки являются оценками максимального правдоподобия, а следовательно, обладают свойством состоятельности, то есть сходятся к истинным значениям при $N \to \infty$. Точность оценок $t_{0,k}$, $k=1,...,K$, при фиксированном N можно получить, построив оценивающее множество минимального размера (*Пытьев 2012*):

$$\Lambda_p(t_{0,1},...,t_{0,K}) = \left\{ \vec{t} \in R^K : \frac{1}{\sigma^2} \left\| (I - A(A^*A)^{-1}A^*)\vec{\xi} \right\|^2 \le c \right\}, \qquad (10)$$

это случайное множество накрывает истинное значение параметров $t_{0,k}$, $k=1,...,K$, с вероятностью p, определяемой из соотношения $P(\chi^2_{N-2K} \le c) = p$.

Заметим, что построенные таким образом оценки являются оптимальными, что выгодно отличает их от оценок, получаемых методом вейвлет-анализа.

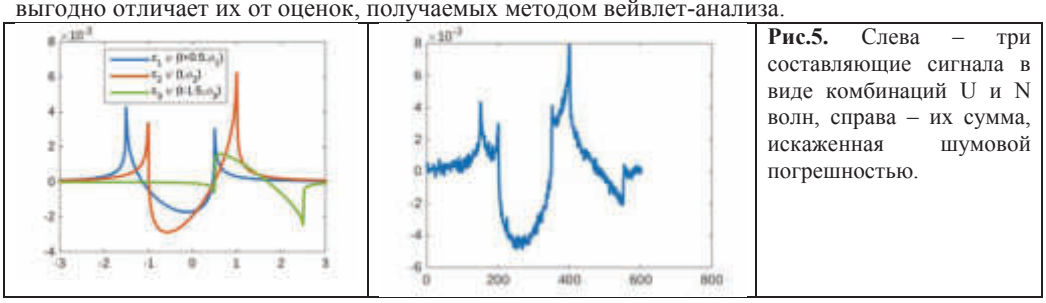


Рис.5. Слева – три составляющие сигнала в виде комбинаций U и N волн, справа – их сумма, искаженная шумовой погрешностью.

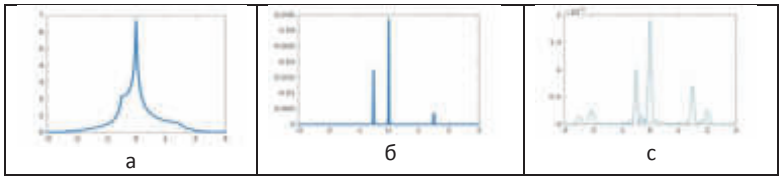


Рис.6. Результаты начальной декомпозиции; по горизонтальной оси отложено время начала анализируемого участка сигнала $\xi(t)$, а – морфологическая близость анализируемого участка к U-N-волне (усл.ед.), б – оценка энергии U-N-волны, начинающейся в момент времени t, методом псевдорешения (усл.ед.), в – оценка энергии U-N-волны, начинающейся в момент времени t, методом теории измерительно-вычислительных систем (усл.ед.).

Более полный пример разложения регистрируемого сигнала на суперпозицию N и U – волн показан на рис.7.

5 Оценка вертикальных градиентов

Далее, оценим вертикальные градиенты q квадрата показателя преломления по данным декомпозиции. Будем использовать формулы, связывающие коэффициент частичного отражения V через отношения акустических импульсов для составляющих стратомезосферного прихода I_s к акустическому импульсу термосферного прихода I_t, синусы углов наклона α лучевых траекторий в точке частичного отражения, значение волнового числа на земной поверхности и вышеупомянутые градиенты q внутри отдельных слоев i:

$$\frac{I_s}{I_t} = \frac{1}{6}\left|\frac{1}{w_1} - \frac{1}{w_2}\right|, w_i = \frac{2k_0}{3q_i}\sin^3(\alpha_i) \qquad (11)$$

Что сводится к следующей системе уравнений:

$$\frac{I_{s,i}}{I_t} - \frac{1}{4k_0}\left|\frac{q_i}{\sin^3(\alpha_i)} - \frac{q_{i+1}}{\sin^3(\alpha_{i+1})}\right| = 0, \quad i = 1 \dots K, \frac{1}{4k_0}\left|\frac{q_i}{\sin^3(\alpha_i)} - \frac{q_{i+1}}{\sin^3(\alpha_{i+1})}\right| \le 1 \qquad (12)$$

относительно q_i.

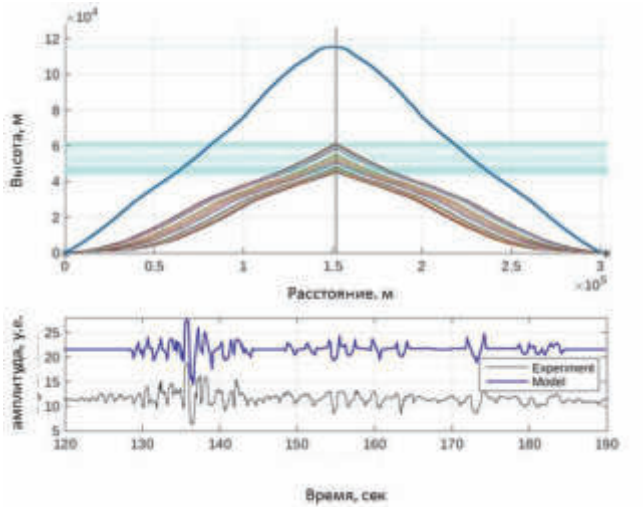


Рис.7. Схематические лучевые траектории, соответствующие частичному отражению акустических импульсов в виде N волн, падающих на суперпозицию отдельных слоев в верхней стратосфере – верхняя панель. Экспериментальный сигнал, зарегистрированный в области геометрической тени на расстоянии 300 км от места взрыва 14.04.91.- нижний сигнал на нижней панели. Акустический сигнал, полученный методом декомпозиции регистрируемого сигнала – верхний сигнал на нижней панели.

Видно, что система является недоопределенной. Поэтому вместо решения этой системы мы будем использовать ее нормальное псевдорешение, то есть решать задачу

$$\tilde{q} = \arg \inf_{\tilde{q}\in\mathbb{R}^K:\ \frac{1}{4k_0}\left|\frac{q_i}{\sin^3(\alpha_i)} - \frac{q_{i+1}}{\sin^3(\alpha_{i+1})}\right| \le 1} \sum_{i=1}^{K-1}\left(\frac{I_{s,i}}{I_t} - \frac{1}{4k_0}\left|\frac{q_i}{\sin^3(\alpha_i)} - \frac{q_{i+1}}{\sin^3(\alpha_{i+1})}\right|\right)^2. \qquad (13)$$

Для решения этой задачи будем сначала решать задачу

$$\tilde{q} = \arg \inf_{\tilde{q}\in\mathbb{R}^K} \sum_{i=1}^{K-1}\left(\frac{I_{s,i}}{I_t} - \frac{1}{4k_0}\left|\frac{q_i}{\sin^3(\alpha_i)} - \frac{q_{i+1}}{\sin^3(\alpha_{i+1})}\right|\right)^2 \qquad (14)$$

с использованием функции fminsearch пакета MATLAB, выбирая за начальное приближение $q_i = 0.2$ км$^{-1}$ или любое другое ненулевое значение. Далее будем уточнять полученное решение, решая исходную задачу, содержащую условие:

$\frac{1}{4k_0}\left|\frac{q_i}{\sin^3(\alpha_i)} - \frac{q_{i+1}}{\sin^3(\alpha_{i+1})}\right| \le 1$, используя функцию fmincon пакета MATLAB. Заметим, что пока ни разу уточнение не давало изменения оптимального решения, т.к. вектор q, полученный в результате решения (14), сразу получается удовлетворяющим нужному условию. Приведем пример результата вычисления вектора вертикальных градиентов. Положим $k_0 = \frac{2\pi}{c_0 T} = 8.433 \cdot 10^{-3}$, где c_0 - скорость звука на высоте земной поверхности, в нашем случае 338 м/с, $T = 2.2$с - период, соответствующий максимуму спектра исследуемой области сигнала (см. рис. 11), синусы углов наклона принимают значения, к примеру, для 12-и импульсов, от 0.35 до 0.48 (в кубе от 0.043 до 0.112), отношения акустических импульсов - от 0.045 до 0.23.

На рис.8 показаны примеры расчета методом декомпозиции вертикальных градиентов квадрата акустического показателя преломления с использованием данных регистрации акустических сигналов от извержений вулкана в Эквадоре (см.*Чунчузов И.П. 2015 и др.*) и от наземного взрыва 14.04.91 (рис.7).

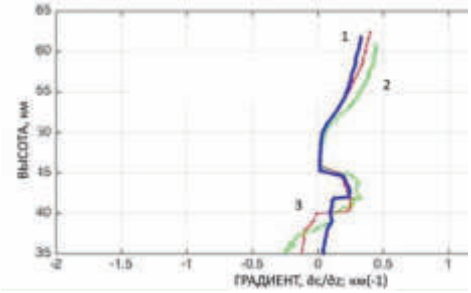


Рис.8. Примеры расчета методом декомпозиции вертикальных градиентов квадрата акустического показателя преломления с использованием данных регистрации акустических сигналов от извержений вулкана в Эквадоре (линии 2-3) и от наземного взрыва 14.04.91(линия 1).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программе Президиума РАН № 56П «Фундаментальные основы прорывных технологий в интересах национальной безопасности» (раздел 1), грантов РНФ № 14-47-00049 (раздел 2) и РФФИ №№ 16-05-00438 (раздел 3), 17-07-00832 (раздел 4), 18-05-00576 (раздел 5).

Литература

1. *Альперович Л.С., Вугмейстер Б.О., Гохберг М.Б., Дробжев В.И., Ерущенков А.И., Иванов Е.А., Кудрявцев В.П., Куличков С.Н. и др.* Об опыте моделирования магнитосферно-ионосферных эффектов при сейсмических явлениях // Доклады АН СССР. 1983. Т.269. №3. С.573-578.
2. *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.
3. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах.М.: Издательство АН СССР, 1957, 502 с.
4. *Буш Г.А., Куличков С.Н.* О частичном отражении акустического импульса от верхней стратосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т.22. ,¹7. С.728-735.
5. *Буш Г.А., Иванов Е.А., Куличков С.Н., Педанов М.В., Свертилов А.И.* Особенности структуры стратомезосферы по результатам акустического зондирования // Доклады АН СССР. 1991. Т.317. 6. С.1341-1344.
6. *Куличков С.Н.* Дальнее распространение звука в атмосфере (обзор) // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1992. Т.28. №4. С.3-20.
7. *Куличков С.Н.* О коэффициенте отражения акустических волн от верхней стратосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т.25. №7. С.688-694.
8. *Куличков С.Н.* Об акустическом зондировании неоднородных структур в средней атмосфере // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1998. Т.34. №1. С.5-11.
9. *Куличков С.Н., Чуличков А.И., Демин Д.С.* Морфологический анализ инфразвуковых сигналов в акустике. - М.: Изд-во «Новый Акрополь», 2010. 132с., 16 л. ил.
10. *Куличков С. Н., Чуличков А. И., Демин Д. С.*. Об опыте использования морфологического метода анализа информации в атмосферной акустике //Известия РАН, Физика атмосферы и океана. 2011, т. 47, № 2, с. 171–183.
11. *Пытьев Ю.П.* Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. Изд.3. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 428с.
12. *Чунчузов И.П., Куличков С.Н., Попов О.Е., Перепелкин В.Г., Васильев А.П., Глушков А.И., Фирстов П.П.*. 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, 2015. ЕТ.51. №1. С.69-87.
13. *Chunchuzov, I.P.* On the nonlinear shaping mechanism for gravity wave spectrum in the atmosphere // Ann. Geophys., 2009, V.27, 1-20
14. *Chunchuzov. I. P.* On the High_Wavenumber Form of the Eulerian Internal Wave Spectrum in the Atmosphere // J. Atmos. Sci. 2002, V. 59 (5), 1753–1772.
15. *Sergey Kulichkov, Igor Chunchuzov, Dmitrii Demin, Gregory Bush, Oleg Popov.* Determination of vertical profiles of temperature and wind in the atmosphere using data from infrasound monitoring // Proceedings Science and Technology 2015 Conference, 22 - 26 June 2015, Vienna, Austria.
16. *Welch, Peter D.* "The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms // IEEE® Transactions on Audio and Electroacoustics. 1967,Vol. AU-15, pp. 70–73.

Влияние внутренних гравитационных волн на концентрацию примесей во время урагана в Москве 29 мая 2017 года

С.Н. Куличков[1,2], И.П. Чунчузов[1], О.Е. Попов[1], В.Г. Перепелкин[1], Е.В. Голикова[1], Г.А. Буш[1], И.А. Репина[1,2], Н.Д. Цыбульская[1], Г.И. Горчаков[1], О.Г. Чхетиани[1]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2] Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

1 Введение

Внутренние гравитационные волны (ВГВ) в атмосфере являются предметом интенсивных исследований, проводившихся за последние, как минимум, полвека, начиная с работы Хайнса (*Hines, 1960*), посвященной исследованию распространения этих волн от тропосферных источников до высот ионосферы. Столь пристальное внимание к ВГВ связано с теми многочисленными эффектами, которые они оказывают на атмосферную циркуляцию, структуру метеорологических полей, их изменчивость и турбулентный режим всех слоев атмосферы. Результатам, достигнутым в изучении этих эффектов, посвящена обширная литература, включая известные монографии и обзоры (*Gossard, Hooke 1975, Гилл 1986, Lighthill 1978, Холтон 1979, Fritts 1984, Fritts, Alexander 2003)*.

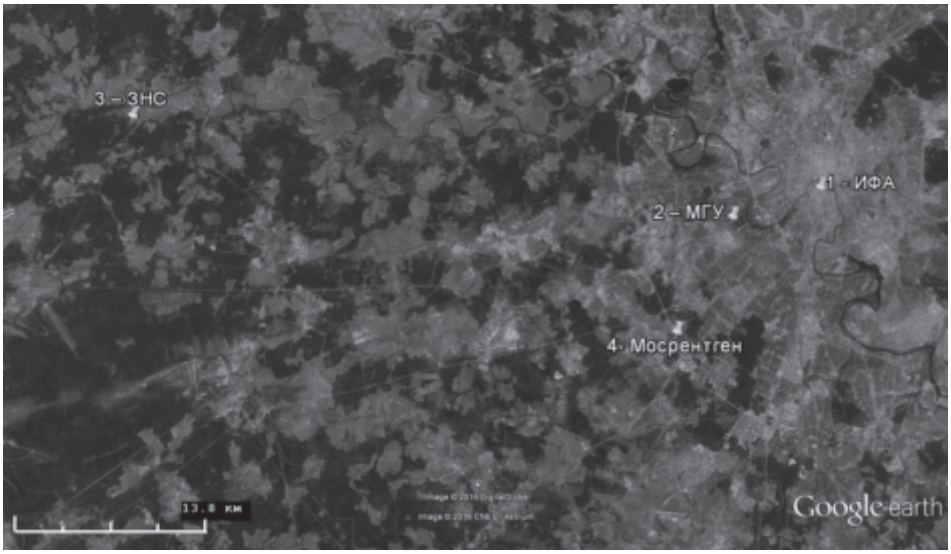
Однако до сих пор у исследователей динамики ВГВ нет единого мнения по поводу физических механизмов генерации ВГВ и их воздействия на формирование пространственной структуры и энергетических спектров вариаций метеорологических полей (*Blanc et al. 2014)*. Практически непрерывными во времени источниками ВГВ являются атмосферные фронты. Они имеют большую протяжённость, часто в сотни километров. При расстоянии до приёмной системы в несколько сотен километров сигнал примерно равной мощности может приходить от разных участков фронта в широком диапазоне азимутальных углов. Кроме этого, сигналы от атмосферных фронтов могут приходить с одного азимутального направления, но под разными вертикальными углами скольжения (углами места), что делает пеленгацию отдельных областей генерации ВГВ проблематичной. Необходимо также заметить, что фронты генерируют ВГВ в широком диапазоне частот и длин волн, поэтому для их пеленга необходимы группы приемников с разными расстояниями между ними, от нескольких километров до сотни километров. Именно такой уникальный комплекс непрерывной регистрации внутренних волн и инфразвука был создан в Москве (*Куличков и др. 2017*). В настоящей статье будут представлены результаты регистрации ВГВ и инфразвука в период прохождения через Москву атмосферного шторма 29-го мая 2017, который принес серьезные разрушения и человеческие жертвы в городе.

2 Результаты регистрации ВГВ от атмосферных фронтов в Московском регионе

Измерительный комплекс состоит из сети 4-х микробарографов ИФА-МГУ-Мосрентген-ЗНС (рис.1, вверху), размещенных в Москве и Московской области, с частотными характеристиками для измерения волновых возмущений атмосферного давления в диапазоне частот инфразвука и ВГВ, 0.003-3Гц, и с масштабами разнесения по земной поверхности от 7 до 54 км. Корреляционный анализ данных этого комплекса проводился одновременно с анализом измерений флуктуаций давления на инфразвуковой станции (IS43) в Дубне с помощью 4-х инфразвуковых приемников, схема расположения которых показана на рис.1 внизу.

На рис. 2 показаны данные измерений флуктуаций атмосферного давления за период с 23 по 30 мая 2017 г. Хорошо заметно увеличение интенсивности флуктуаций в ночь с 28-го на 29-е мая и резкий скачек давления перед прохождением шторма 29-го мая. Результаты корреляционного анализа волнового предвестника шторма 29-го мая представлены ниже. Кроме самого шторма, наблюдались более слабые по амплитуде скачки давления в предыдущие дни, 24-го и 25-го мая, связанные с прохождением атмосферных фронтов в эти

дни. Этим фронтам тоже предшествуют длительные волновые предвестники, причем видно, что чем больше амплитуда скачка давления, связанного с данным фронтом, тем больше и амплитуда его волнового предвестника.



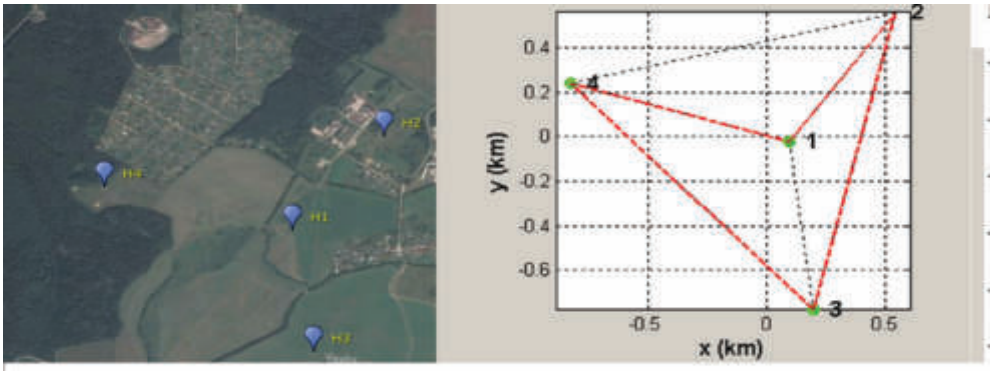


Рис.1 - Вверху: Пространственное расположение микробарографов 1-ИФА, 2-МГУ, 3-ЗНС, 4-Мосрентген (*Куличков и др. 2017*). Внизу: Расположение на карте 4-х инфразвуковых приемников 1-2-3-4 в Дубне (слева) и их конфигурация (справа).

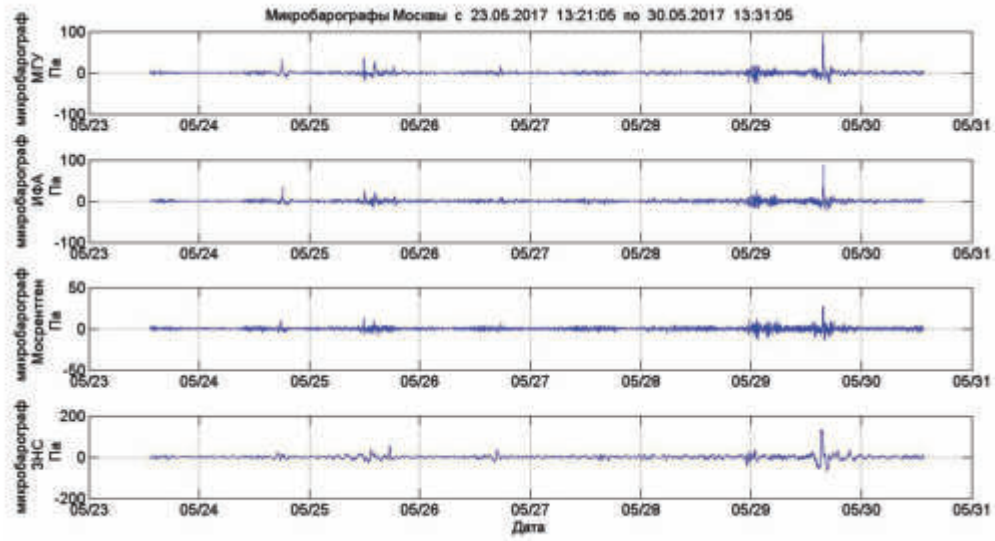


Рис.2 - Флуктуации атмосферного давления, регистрируемые с 23.05.2017 по 30.05.2017 на сети микробарографов ИФА-МГУ-Мосрентген-ЗНС.

Из рис.2 видно, что наблюдается увеличение интенсивности флуктуаций в ночь с 28-го на 29-е мая и резкий скачок давления перед прохождением шторма 29-го мая.

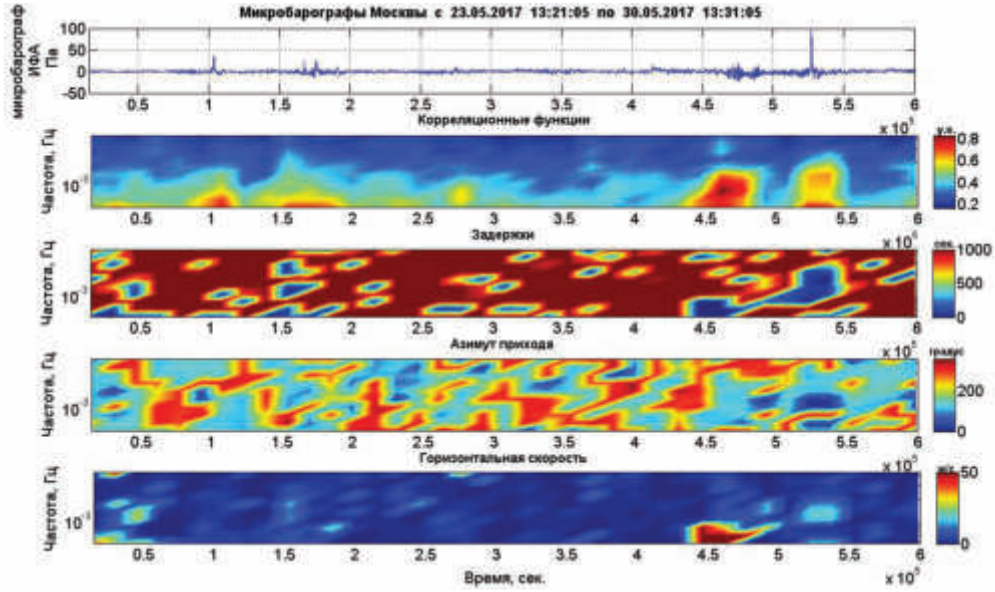


Рис.3 - Флуктуации атмосферного давления, регистрируемые с 23.05.2017 по 30.05.2017 (первая панель). Результаты обработки записей флуктуаций атмосферного давления для данного периода времени (сверху вниз): корреляционная функция, задержки сигналов, спектральное представление азимута прихода сигналов и горизонтальной скорости ВГВ.

На рис.3 представлены результаты корреляционного анализа флуктуаций атмосферного давления для периода времени с 23.05.2017 по 30.05.2017. Волновые вариации давления определяются в случаях достижения максимумов кросс-корреляционными функциями флуктуаций давления в трех пунктах выбранного треугольника микробарографов одновременно с обращением в нуль суммы разностей временных задержек флуктуаций в этих пунктах. На рис.3 (первая и вторая панели сверху) отчетливо видны временные интервалы, в которых при стремлении средней (по трем пунктам) корреляционной функции к единице величина суммы задержек близка к нулю. В этих интервалах наблюдается устойчивый азимут прихода волн (рис.3 третья панель сверху) и их горизонтальные фазовые скорости (рис.3, нижняя панель).

3 Регистрация ВГВ при прохождении теплого и холодного фронтов 28-29 мая 2017г. в Московском регионе

На рис.4 представлены сигналы перед приходом атмосферного шторма и резкий скачок давления, вызванный штормом 29-го мая, измеренные в пяти пунктах, включая Дубну. Во всех пяти пунктах наблюдался длительный цуг волн вечером 28-го мая (обозначен precursor), примерно за 15 часов до прихода резкого скачка давления 29-го мая, вызванного приходом холодного фронта (front). Некоторое различие в формах сигналов обусловлено главным образом различием в частотных характеристиках датчиков давления.

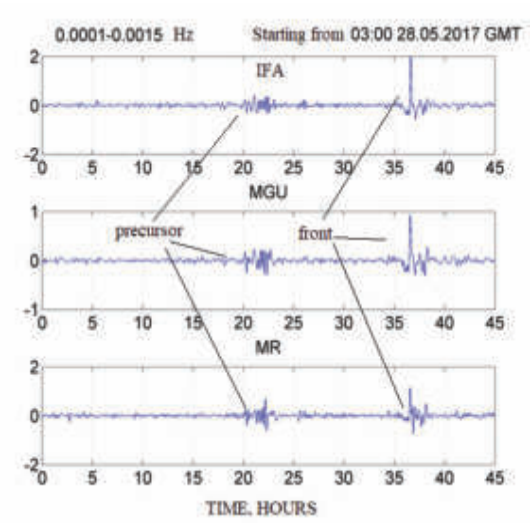
Среднее направление прихода сигнала во время прохождения холодного фронта атмосферного шторма составляло около 307°, т.е. сигнал приходил с северо-запада. Фазовые скорости распространения этих волн были больше скорости ветра и достигали 50 м/сек. Это указывало на возможность использования ВГВ-предвестников для заблаговременного в реальном времени прогноза прохождения атмосферных фронтов за несколько часов.

Анализ метеорологических карт и радиолокационных отражений метеорадара показал, что в ночь с 28 на 29 мая к Москве подошел теплый фронт, а холодный фронт пришел в Москву (ИФА) примерно в 15:20-15:30 мск. Именно с приходом теплого фронта и был связан длительный цуг волн (Precursor на рис.4), зарегистрированный в пяти пунктах. При прохождении холодного фронта (front) во второй половине дня 29 мая в Москве и области наблюдались шквалы ветра большой разрушительной силы, скорость ветра в порывах достигала 30м/с (Рис.5). Заметен сильный рост скорости ветра с высотой, измеренной на телебашне в Останкино, в периоды прохождения теплого (P) и холодного (F) фронтов.

Примерно в 15:30 в ИФА был зафиксирован и основной приход ВГВ с резким скачком интенсивности сигнала (рис. 4). Азимут прихода сигнала равен примерно 308°, его горизонтальная скорость распространения достигала 40м/с и больше. Таким образом, наиболее вероятное время прохождения холодного фронтального раздела (front) у земли через Москву (IFA) можно считать время 15:30 мск 29.05.2017.

Благодаря корреляционному анализу вариаций давления на треугольной антенне приемников 1-2-3 в г.Дубне (см. рис.1. внизу) в разных частотных диапазонах удалось отфильтровать не только ВГВ, но и инфразвуковые волны от атмосферного шторма 29-го мая. На Рис.6 показаны горизонтальные фазовые скорости (вертикальная ось, м/с) ВГВ и инфразвуковых волн в разных частотных диапазонах, наблюдавшихся при прохождении теплого и холодного фронтов через г.Дубну. В низкочастотных диапазонах, в которых частоты лежат ниже типичной частоты Брента-Вяйсяля в тропосфере (соответствующие периоды выше 5 мин) фазовые скорости волновых возмущений не превышают 50 м/с, т.е. типичны для ВГВ. Заметим, что ВГВ обнаруживались как за несколько часов до прихода шторма, так и после его прохождения через приемную сеть (рис.6., 2-я и 3-я панели сверху).

При переходе к высокочастотным диапазонам, внутри которых частоты выше 0.01 Гц (соответствующие периоды менее 100 с) наблюдается резкое увеличение горизонтальных фазовых скоростей волновых возмущений, достигающих в определенные промежутки времени значений 1000 м/с (панели 4-8 на рис.6).



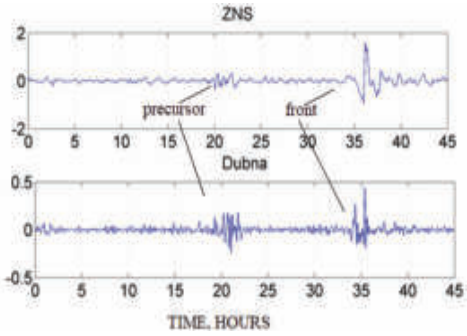


Рис.4 - Сигналы перед приходом атмосферного шторма 28-го мая и резкий скачок давления перед штормом 29-го мая, измеренные в Москве (левая панель); ЗНС (ZNS) и Дубне (Dubna) – правая панель. Отсчет времени по горизонтальной оси ведется относительно 03:00 мск 28-го мая.

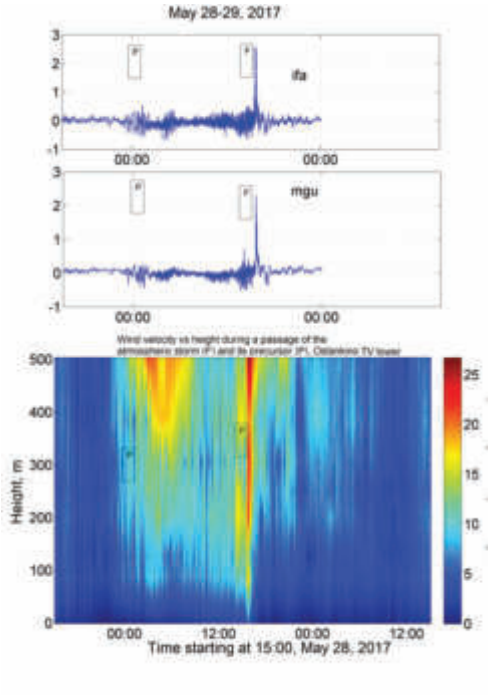


Рис.5 - Вверху: Вариации давления, зарегистрированные в ИФА (ifa) и МГУ (mgu) в период с 28 мая (начальный момент времени 15:00 мск) по 29-е мая. Внизу: Скорость ветра в зависимости от высоты (до 500м), измеренная на Останкинской телебашне за тот-же период времени, что и для вариаций давления вверху. Заметен сильный рост скорости ветра с высотой в периоды прохождения теплого (P) и холодного (F) фронтов.

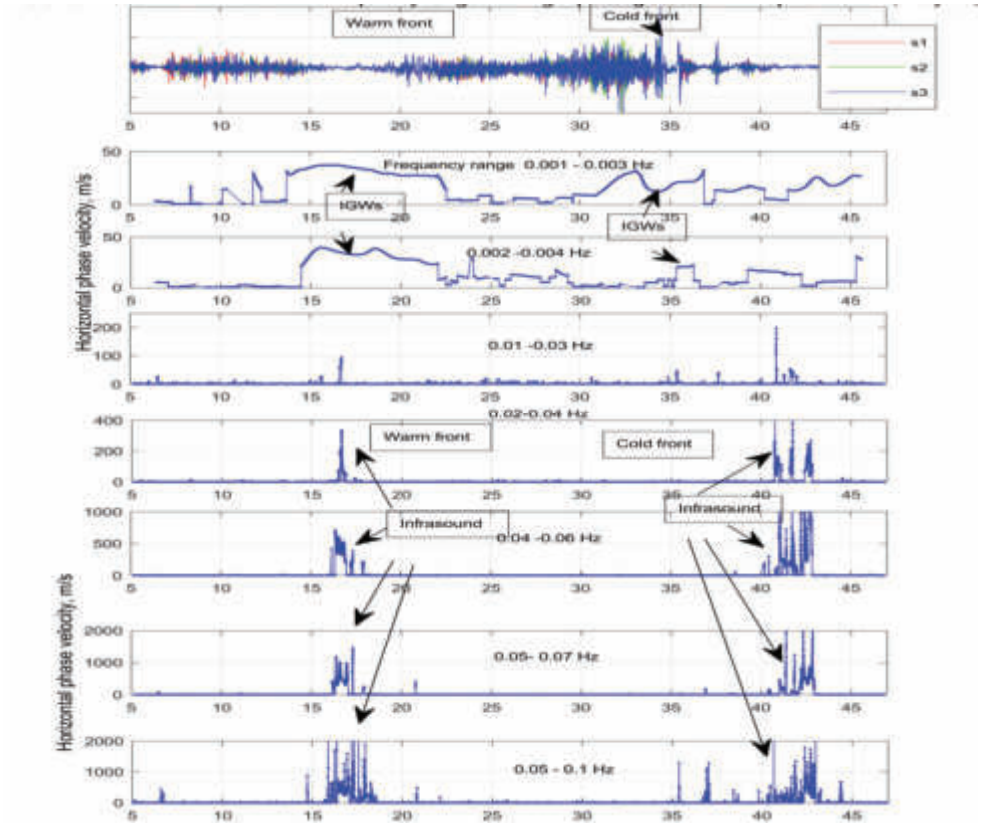


Рис.6 - Горизонтальные фазовые скорости (вертикальная ось, м/с) акустико-гравитационных волн от теплого (Warm front) и холодного (Cold front) фронтов в зависимости от времени в разных частотных диапазонах. Стрелками указаны фазовые скорости ВГВ (IGWs) и фазовые скорости инфразвуковых волн (infrasound). Время (часы) отсчитывается относительно 03:00 мск 28 мая 2017г.

Столь высокие горизонтальные фазовые скорости волн можно объяснить тем, что эти волны, во-первых, принадлежат уже к акустической дисперсионной ветви акустико-гравитационных волн, а, во-вторых, приходят под большими вертикальными углами скольжения к поверхности земли (выше 60 градусов).

Из рис.7 видно, что при прохождении теплого фронта, фазовая скорость, несмотря на временные осцилляции, имеет тенденцию к уменьшению с течением времени, примерно от 1000 м/с до 330 м/с. Такая зависимость может быть вызвана тем, что по мере приближения теплого фронта, инфразвук вначале приходит под большими углами скольжения к поверхности земли от высоко расположенных участков фронта, где источниками звука могут быть слои турбулентности, расположенные в верхней тропосфере (направления распространения инфразвука указаны стрелками вверху на Рис.7 справа). По мере дальнейшего приближения теплого фронта, инфразвук приходит от более низко расположенных участков фронта и под более низкими углами скольжения, чем он приходил в начальные моменты его регистрации.

При прохождении-же холодного фронта с другой геометрией и наклоном к земной поверхности, фазовая скорость, наоборот, проявляет тенденцию роста с течением временем после прохождения фронта. Это, как схематически показано на Рис.7 (внизу справа), связано с регистрацией вначале волн от низких участков фронта, а затем по мере его прохождения и удаления от приемной системы-от более высоких его участков.

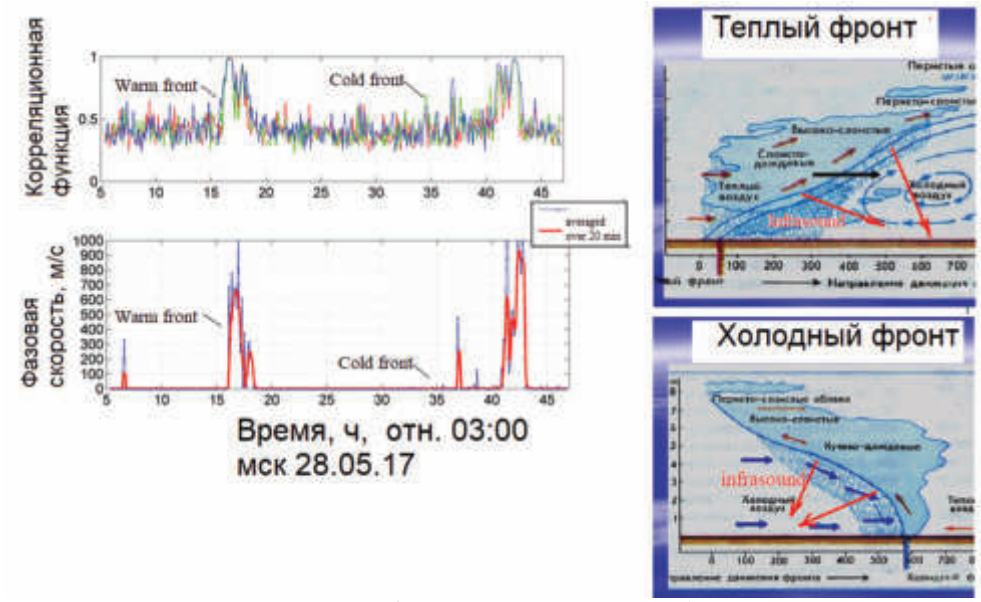


Рис.7 - Слева: Кросс-корреляционная функция вариаций давления (частотный диапазон 0.05-0.1 Гц) на треугольной сети приемников в Дубне в периоды прохождения теплого и холодного фронтов 28-29 мая и соответствующая максимумам корреляции горизонтальная фазовая скорость. Красная линия соответствует усреднению вариаций за 20 мин. Справа: Схематическое изображение и геометрия теплого и холодного фронтов. Красными стрелками указаны направления распространения инфразвука к приемной антенне от участков фронтов с разными высотами расположения источников генерации (предположительно слои интенсивной турбулентности) и разными углами скольжения к поверхности земли.

Как видно из рис.7, сама фазовая скорость испытывает осцилляции во времени. Они показаны также на рис.8 (вторая панель сверху) в течение короткого промежутка времени: 16.4-16.9 ч., 28 мая, вместе с осцилляциями давления на одном из приемников (первая панель сверху). Спектры осцилляций фазовой скорости и давления (рис.8, нижняя панель) , нормированных на среднеквадратичные значения осцилляций, имеют близкие по частоте спектральные максимумы, соответствующие периодам 5-6 мин, типичным для коротких внутренних волн. Возможное объяснение появлению таких осцилляций связано с модуляцией скорости ветра внутренними волнами, а, следовательно, и горизонтальной фазовой скорости инфразвуковых волн относительно неподвижной приемной антенны. Кроме этого, внутренние волны вызывают периодические вертикальные смещения слоев турбулентности, генерирующих инфразвук, что в свою очередь приводит к периодическим вариациям угла скольжения и фазовой скорости волн. Эти предположения относительно модуляции внутренними волнами высоты расположения источников наблюдаемых инфразвуковых волн требуют дальнейшей экспериментальной проверки. Тем не менее, нам впервые удалось пронаблюдать различие в закономерностях распространения и параметрах инфразвуковых волн, генерируемых теплыми и холодными фронтами.

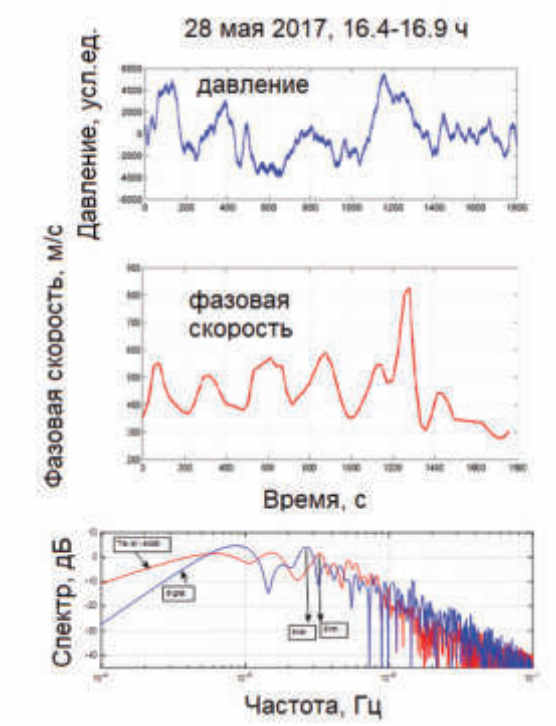


Рис.8 - Осцилляции атмосферного давления (верхняя панель), измеренные инфразвуковым приемником в Дубне, фазовой скорости инфразвуковых волн в промежутке 16.4-16.9 ч, 28 мая 2017г (средняя панель) и их спектры (нижняя панель). Стрелками указаны спектральные максимумы с периодами 5-6 мин, типичными для коротких ВГВ.

Во время прохождения шторма и задолго (примерно за 15 час) до его прохождения через сеть наблюдения наблюдались также резкие изменения концентраций аэрозоля PM10 в Москве, по данным измерений Мосэкомониторинга (рис.9). Эти скачки концентрации наблюдались одновременно со скачками давления, напоминая по форме импульсы с ударным фронтом. Возможный механизм образования скачков давления во внутренних волнах, генерируемых холодным фронтом, действительно аналогичен механизму образованию ударного фронта в одиночной акустической волне конечной амплитуды и был изложен в работе *(Terrer 1952)*. Индуцируемая внутренними волнами переменная адвекция частиц среды и аэрозоля, как пассивной примеси, способна вызывать наблюдаемые резкие изменения в концентрации частиц аэрозоля, в данном случае PM10 (Чунчузов и др. 2017). Благодаря влиянию ВГВ-предвестников на вариации примесей, последние тоже начинают “ощущать” приближение атмосферных штормов задолго до их прохождения через сеть наблюдения.

4. **Заключение**

В настоящей работе приведены данные регистрации ВГВ и инфразвуковых волн при прохождении теплого и холодного фронтов, связанных с атмосферным штормом 29-го мая 2017. Даны интерпретации наблюдаемых закономерностей изменения характеристик ВГВ и инфразвуковых волн при прохождении теплого и холодного фронтов. Впервые выявлены различия в этих закономерностях, вызванные различием в геометриях теплого и холодного фронтов.

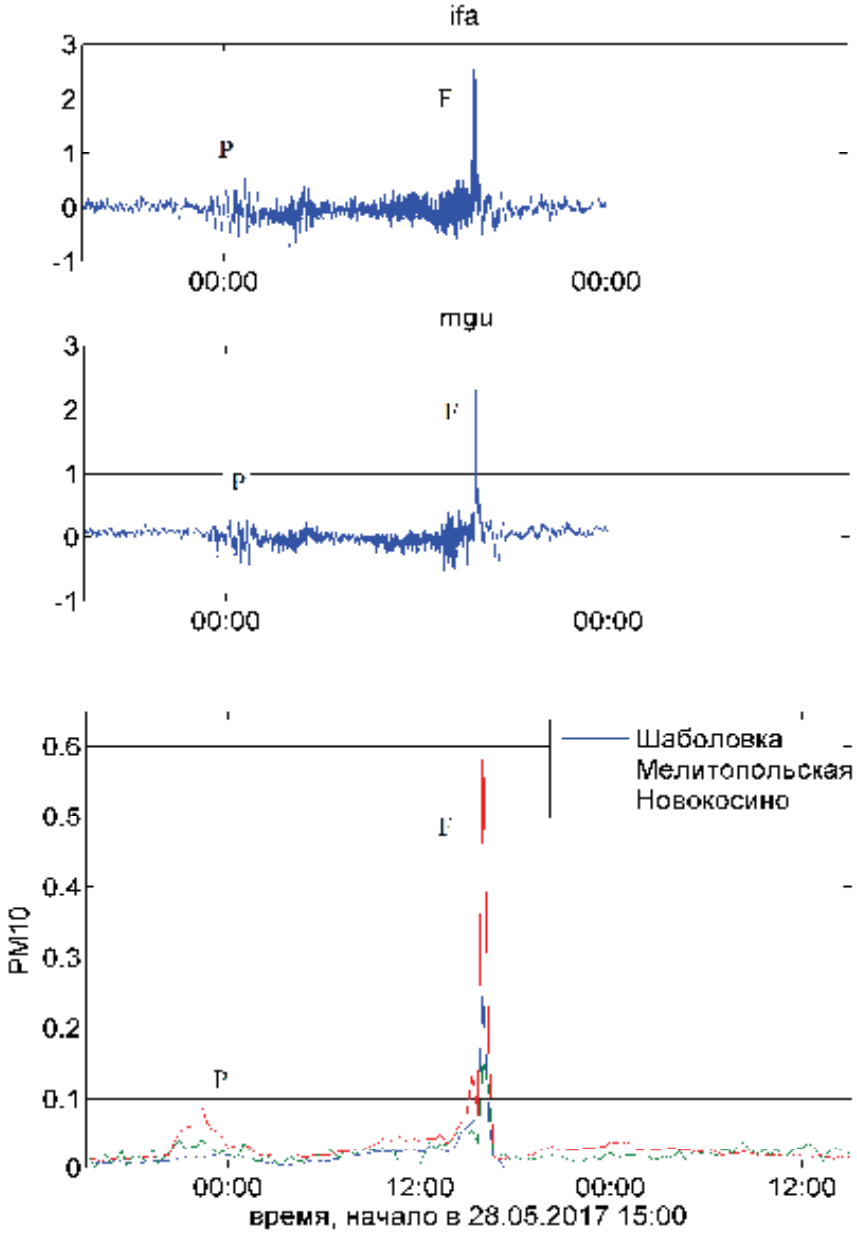


Рис. 9 - Вверху: Вариации давления в пунктах ИФА (IFA) и МГУ (MGU) в периоды прохождения теплого фронта (P) и холодного фронта (атмосферный шторм F) 28-29 мая 2017.
Внизу: Вариации концентраций аэрозоля PM10 (в мг/м^3) в трех пунктах Москвы по данным Мосэкомониторинга. Заметны скачки давления и концентрации, вызванные ВГВ, во время прохождения шторма и задолго (примерно за 15 час) до его прохождения.

Структура и размеры применяемого измерительного комплекса позволяет надежно определять характеристики (когерентности, азимуты, скорости распространения) основных приходов ВГВ от атмосферных фронтов в области длин волн от единиц до сотни километров. Можно смело утверждать, что в качестве системы предупреждения о подходе атмосферных фронтов к московскому региону, а также по оценке их мощности, могут служить данные сети 4-х микробарографов ИФА-МГУ-Мосрентген-ЗНС, размещенных в Москве и Московской области. Анализ данных этого комплекса совместно с данными инфразвуковых измерений в г. Дубне позволил впервые пронаблюдать переход от ВГВ к акустической дисперсионной ветви акустико-гравитационных волн, генерируемых фронтами. При таком переходе был обнаружен скачок фазовой скорости волн с ростом частоты и модуляция фазовой скорости инфразвуковых волн, вызванная ВГВ.

Во время прохождения шторма и задолго (примерно за 15 час) до его прохождения через сеть наблюдения наблюдались также резкие изменения концентраций аэрозоля PM10 в Москве. Именно влияние ВГВ-предвестников на вариации примесей приводит к тому, что примеси тоже начинают “ощущать” приближение атмосферных штормов задолго до их прохождения через сеть наблюдения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы Президиума РАН № 56П «Фундаментальные основы прорывных технологий в интересах национальной безопасности» (раздел 1), грантов РНФ № 14-47-00049 (раздел 2) и РФФИ 18-05-00576 (раздел 3) и 18-55-05002 (раздел 4). Авторы благодарят Мосэкомониторинг за предоставленные данные.

Литература

1. *Гилл А.* Динамика атмосферы и океана. Т.2 / Москва, Издательство "Мир", 1986. 415 с.
2. *Куличков С.Н., Цыбульская Н.Д., Чунчузов И.П., Гордин В.А., Быков Ф.Л., Чуличков А.И., Перепелкин В.Г., Буш Г.А., Голикова Е.В.* Некоторые результаты регистрации внутренних гравитационных волн от атмосферных фронтов в московском регионе // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. № 4. С. 455–469.
3. *Холтон Дж.Р.* Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы / Ленинград, Гидрометеоиздат. 1979. 223с.
4. *Чунчузов И.П., Перепелкин В.Г., Куличков С.Н., Горчаков Г.И., Каллистратова М.А., Джола А., Джун Л., Тэнг П., Янг И., Лин В., Ли К., Сан Е.* Влияние внутренних гравитационных волн на метеорологические поля и газовые примеси вблизи городов Москва и Пекин // Известия РАН, Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53. No. 5. С. 597–611.
5. *Blanc E., Farges T., Le Pichon A., Heinrich P.* Ten year observations of gravity waves from thunderstorms in western Africa // J. Geophys. Res. Atmos. 2014. V. 119. P. 6409–6418.
6. *Fritts D.C.* Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations // Rev. Geophys. Space Phys. 1984. V. 22. P. 275-308.
7. *Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // Reviews of Geophysics. 2003. V. 41. G000106.
8. *Gossard E.E., Hooke W.H.* Waves in the atmosphere / Elsevier, Amsterdam. 1975. 456 p.
9. *Hines C.O.* Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys. 1960. V. 38. P. 1441-1481.
10. *Lighthill J.* Waves in Fluids / Cambridge University Press. 1978. 504 p.
11. *Terrer M.* The Application of the Hydraulic Analogy to Certain Atmospheric Flow Problems // Reseach paper No. 35. 1952. US Weather bureau.

Синхронные наблюдения волн Кельвина-Гельмгольца на мезомасштабной сети дистанционного зондирования АПС в Московском регионе

В.С. Люлюкин[1], М.А. Каллистратова[1], Р.Д. Кузнецов[1,2], В.П. Юшков[3], Д.Д. Кузнецов[1]

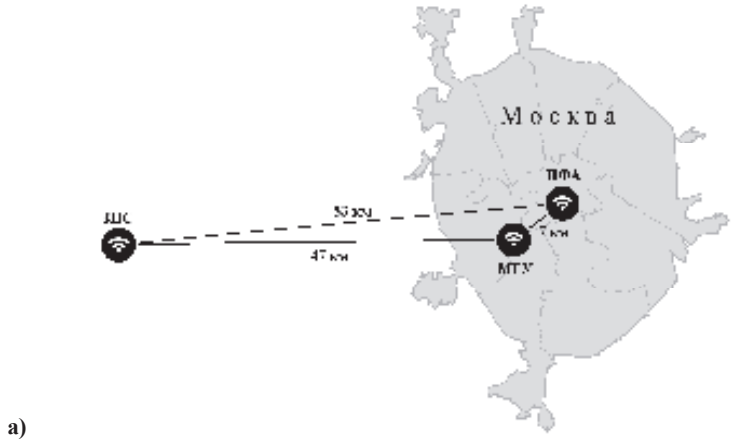
[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки
[3]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Внутренние гравитационно-сдвиговые волны (ВГСВ) типа волн Кельвина-Гельмгольца являются наиболее часто наблюдаемым волновым явлением в атмосферном пограничном слое (АПС). Волновые структуры в виде наклонных полос или гребней на эхограммах содаров и радаров, ассоциируемые с ВГСВ образуются в инверсионных условия повсеместно, независимо от орографических препятствий, т.е. даже над ровной однородной поверхностью, при благоприятных вертикальных градиентах температуры и сдвигах скорости ветра. В литературе описано большое количество содарных наблюдений отдельных эпизодов ВГСВ разного типа (см. Таблицу в статье *Люлюкин и др. 2015*). Основная масса измерений проводилась в единичных пунктах, давая информацию лишь о временных изменениях параметров волн и длительности их цугов. В тех немногочисленных исследованиях, где одновременно работало несколько разнесенных по горизонтали содаров (см., например, *Weill et al. 1987*), не было сделано оценок размеров области АПС, охваченной волновой активностью. Таким образом, по опубликованным данным невозможно судить о горизонтальной протяженности наблюдаемых явлений, и об однородности параметров волн в региональных масштабах. Представляет интерес, можно ли по наблюдениям в одном пункте делать вывод о наличии и параметрах волн во всем регионе, и какова изменчивость этих параметров. Целью данной работы стало получение синхронных данных о внутренних гравитационно-сдвиговых волнах в Московском регионе, включающем мегаполис и сельскую местность.

Сеть дистанционного зондирования АПС в Московском регионе

Синхронные наблюдения волновой активности в АПС проводились на трех стационарных пунктах содарного зондирования, составляющих мезомасштабную сеть дистанционного зондирования Московского региона. Первый пункт расположен на крыше Института физики атмосферы в центре Москвы, второй пункт расположен на крыше здания Физического факультета МГУ на Воробьевых горах, в семи километрах к юго-Западу от центра Москвы, в зоне редкой застройки. Третий пункт расположен на Звенигородской научной станции (ЗНС) ИФА в сельской местности в 50 километрах к западу от Москвы. Схема расположения пунктов сети зондирования и спутниковые фотографии мест измерений приведены на Рис. 1. Такое расположение позволяет выделять региональные и локальные особенности параметров АПС, а также наблюдать влияние мегаполиса.

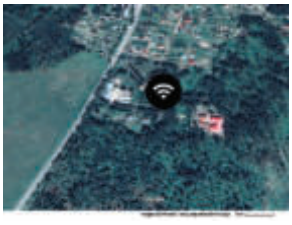
Все пункты оборудованы трехантенными содарами ЛАТАН-3, разработанными в Институте физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (*Кузнецов 2007*). Содары позволяют проводить непрерывные измерения вертикальных профилей структурной характеристики температуры C_T^2, а также скорости и направления ветра с высоким пространственным и временным разрешением. В базовом режиме работы трёхкомпонентный содар использует диапазон несущей частоты 1,6—2,0 кГц (длины волн 0,20—0,16 м), и имеет высотное разрешение 20 м, разрешение по времени 20 с и высотный диапазон от 20 м до 600 м. При исследовании волновой активности главным достоинством содаров (как и других локационных средств зондирования) является их способность визуализировать мезомасштабную структуру АПС, что позволяет по форме сигнала на эхограммах отличать волны Кельвина-Гельмгольца от бегущих волн плавучести, а также определять высоту расположения волновых слоев и их вертикальную протяженность.



а)

б)

в)



г)

Рис. 1. Мезомасштабная сеть содарного мониторинга АПС в Московской области. а) Схема расположения 3-х пунктов экспериментальной мезомасштабной сети мониторинга АПС в Московском регионе; ЗНС - Звенигородская научная станция ИФА, МГУ — физический факультет Московского государственного университета, ИФА - Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН. Белым цветом отмечены районы городской застройки. Цифры около изолиний - высота в метрах над уровнем моря. б)-г) - спутниковые фотографии расположения измерительных пунктов сети: б) ИФА, центр г. Москвы в) МГУ, юго-западный АО г) ЗНС, сельская местность.

В условиях устойчивой стратификации АПС на содарных эхограммах интенсивности принятого сигнала регулярно наблюдаются периодические и квазипериодические структуры, с временными периодами от десятков секунд до нескольких минут и с вертикальными масштабами от десятков до сотен метров. Структуры отличаются широким разнообразием форм и условий возникновения. Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в форме наклонных полос в поле C_T^2, занимающих весь турбулизированный слой инверсии, наблюдаются регулярно при наличии сдвига ветра и могут существовать от десятков минут до нескольких дней.

Синхронные наблюдения ВГСВ на сети содарного зондирования

Для исследования горизонтальной протяженности областей волновой активности нами использовались архивные данные зондирования за 2011-2014 годы. К настоящему времени разработан и успешно реализован ряд алгоритмов для автоматического выделения волновых структур на содарных эхограммах (*Камардин и др. 2014*). Однако, для конкретных содаров и условий измерений (особенно в сильно зашумленном центре мегаполиса) требуется большая дополнительная работа по приспособлению и тестированию автоматического обнаружения. С учетом этого, мы проводили традиционную визуальную идентификацию эпизодов ВГСВ на эхограммах. За эпизод ВГСВ принималась различимая на эхограмме периодическая структура в виде наклонных полос, длящаяся более получаса.

Пример эхограмм с синхронной регистрацией ВГСВ на всех трех пунктах приведен на Рис. 2.

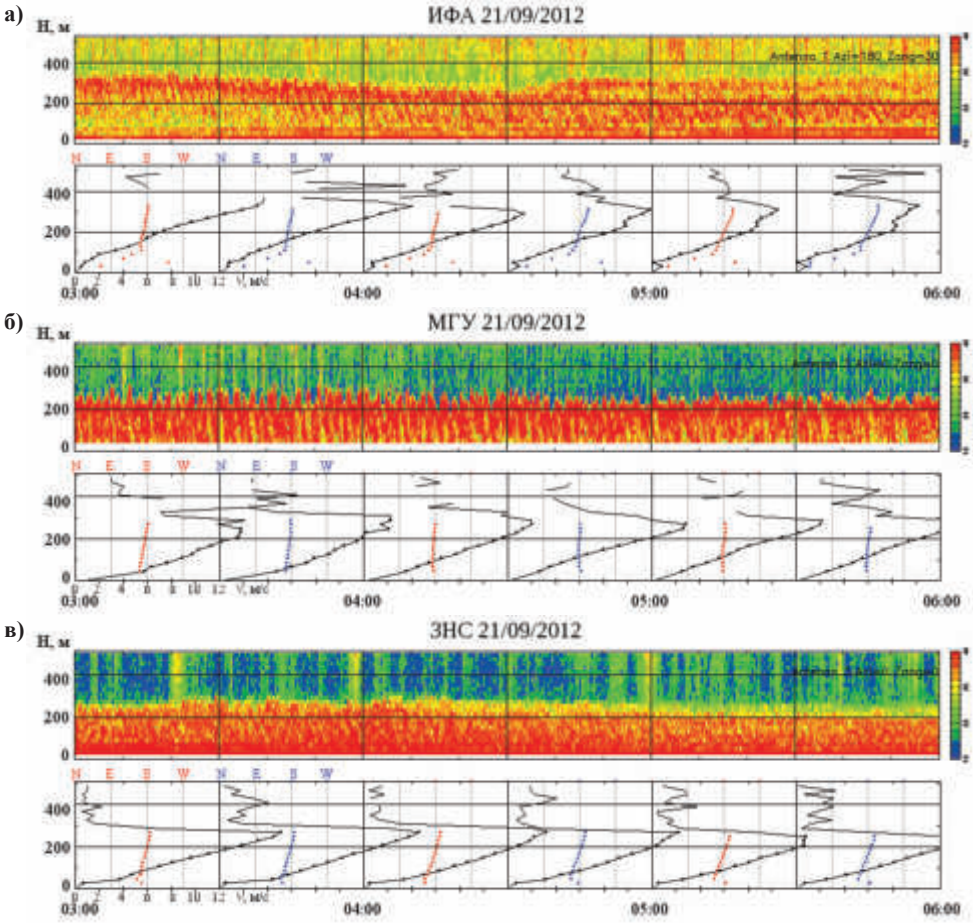


Рис. 2. Пример синхронной регистрации ВГСВ в виде наклонных полос на содарных эхограммах в трех пунктах сети зондирования АПС. На рисунках верхняя панель — содарные эхограммы, нижняя панель — профили скорости и направления ветра, осредненные за 30 мин. Справа от эхограмм дана цветовая шкала относительной интенсивности эхо-сигнала в децибелах. Под панелью профилей скорости даны шкалы скоростей и указано местное время; а над панелями обозначены румбы направления ветра N, E, S, W. Профили скорости показаны линиями с точками, линии без точек — данные о скорости, имеющие малое статистическое обеспечение. Профили направления ветра показаны точками без линий. а) пункт наблюдений ИФА, центр города; б) Пункт наблюдений МГУ, окраина города; в) пункт наблюдений ЗНС, сельская местность.

Одновременные эпизоды ВГСВ в МГУ и на ЗНС (расстояние между пунктами ~ 50 км) были зарегистрированы в 80% от числа дней в году. Только в МГУ эпизоды ВГСВ наблюдались в 5% дней, а только на ЗНС — в 12% дней. Лишь в 6% дней в году ни в одном из пунктов измерений не было зарегистрировано волновой активности. В Таблице приведена подробная статистика регистрации ВГСВ на пунктах МГУ и ЗНС за 2012 год. Годовая изменчивость статистических соотношений мала. На эхограммах содара ИФА волны наблюдались значительно реже, чем на двух других пунктах, что связано с высоким уровнем акустического шума в центре города. При визуальном анализе была проведена оптимизация (по сравнению с анализом в работе *Люлюкин et al. 2015*) обработки и представления

эхограмм, в том числе увеличен масштаб по оси времени. В результате, количество обнаруженных эпизодов ВГСВ (более 300 эпизодов за год для ЗНС) резко увеличилось по сравнению с количеством, полученным при использовании стандартных программ для многофункциональных содарных исследований (около 200 эпизодов за 3 года).

Количество дней с эпизодами ВГСВ, наблюдавшимися в 2012 году в двух стационарных пунктах дистанционного мониторинга АПС: в МГУ и на ЗНС

	В обоих пунктах	Только в МГУ	Только на ЗНС	Дней без ВГСВ
Январь	26	0	5	0
Февраль	15	7	6	1
Март	20	2	9	0
Апрель	21	1	6	2
Май	26	1	3	1
Июнь	26	1	3	0
Июль	30	0	1	0
Август	26	1	3	1
Сентябрь	28	1	1	0
Октябрь	23	0	4	4
Ноябрь	16	4	1	9
Декабрь	24	1	2	4
За весь год (366 дней)	281 (77%)	19 (5%)	44 (12%)	22 (6%)

Отметим, что, как видно из профилей скорости ветра в примерах, приведенных на Рис. 2-5, во всех трех пунктах эпизоды ВГСВ наблюдались при низкоуровневых струйных течениях с вертикальными сдвигами ветра порядка 4÷5 м $с^{-1}$ на 100 м.

Локальные особенности волновых структур, наблюдаемых на сети дистанционного зондирования

По эпизодам синхронного детектирования ВГСВ на пунктах ИФА и МГУ можно выделить характерные различия, наблюдаемые в мезомасштабной турбулентной структуре АПС в центре города и на окраине. Турбулентная структура АПС в центре города хуже различается на эхограммах вследствие сильной зашумленности. В центре города утренний подъем инверсионного слоя начинается раньше, турбулизированный слой поднимается выше (до 200 м разницы), имеет меньшую толщину. В центре города ВГСВ наблюдаются, как правило, именно в приподнятых инверсионных слоях. Волны в слое приподнятой инверсии в центре имеют меньшую амплитуду и слабее выделяются в поле C_T^2. Данные различия в параметрах ВГСВ можно видеть на примерах синхронного детектирования ВГСВ в ИФА и МГУ, приведенных на Рис. 2(а-б), 3 и 4. На Рис. 3 на эхограмме ИФА (а) инверсионный слой

достигает высоты 400 м и имеет толщину порядка 100 м, на эхограмме МГУ (б) инверсионный слой на поднимается выше 350 м, его толщина достигает 200 метров. Амплитуда наблюдаемых ВГСВ также в два раза превышает амплитуду волн в ИФА. На Рис. 4 разница в толщине инверсионных слоев достигает 200 м.

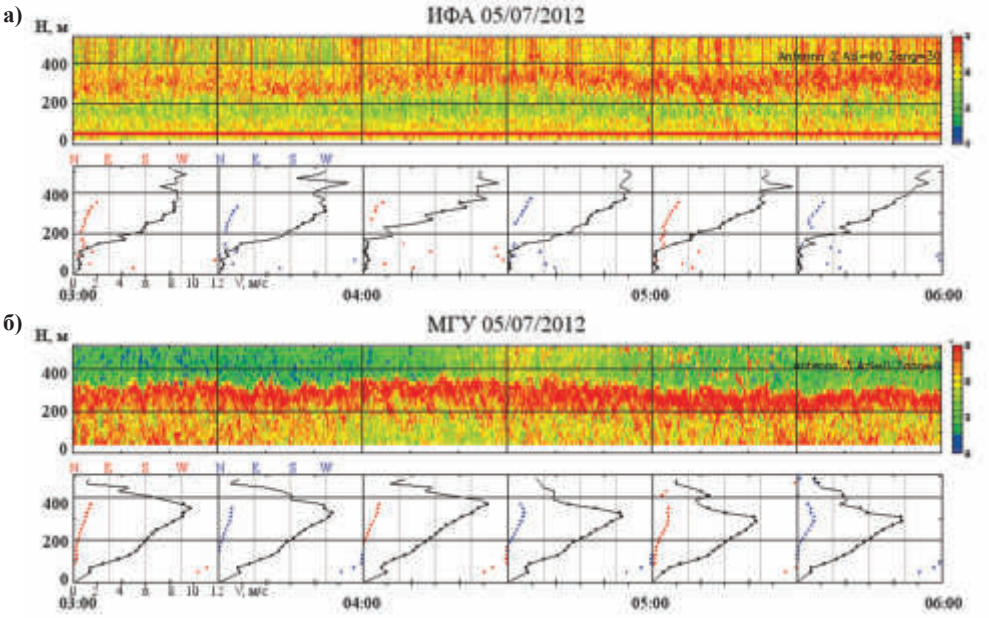


Рис. 3. Локальные различия при синхронном наблюдении ВГСВ на пунктах ИФА и МГУ, 05/07/2012. а) Пункт наблюдений ИФА, центр города; б) пункт наблюдений МГУ, окраина города. Обозначения такие же, как на Рис. 2.

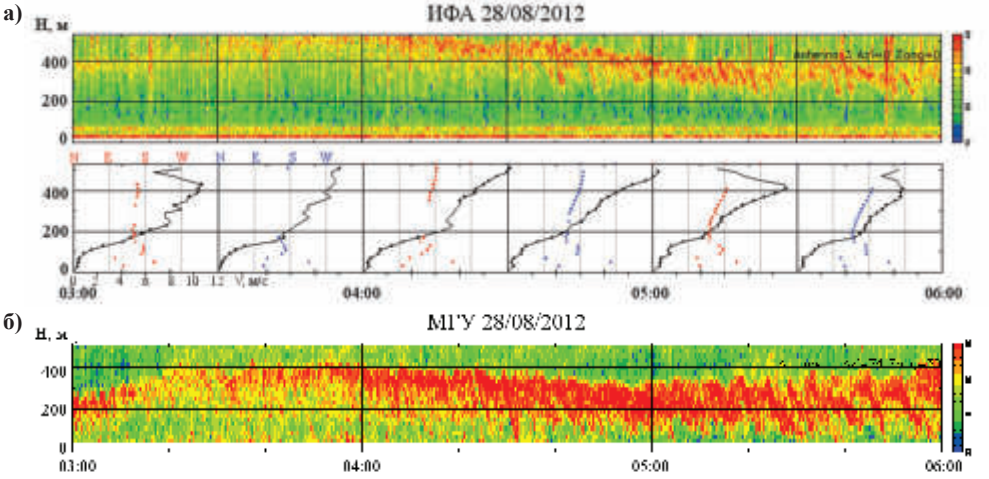


Рис. 4. То же, что на Рис. 3, но для 28/08/2012. (Профили скорости и направления ветра по содару МГУ отсутствуют для этой даты)

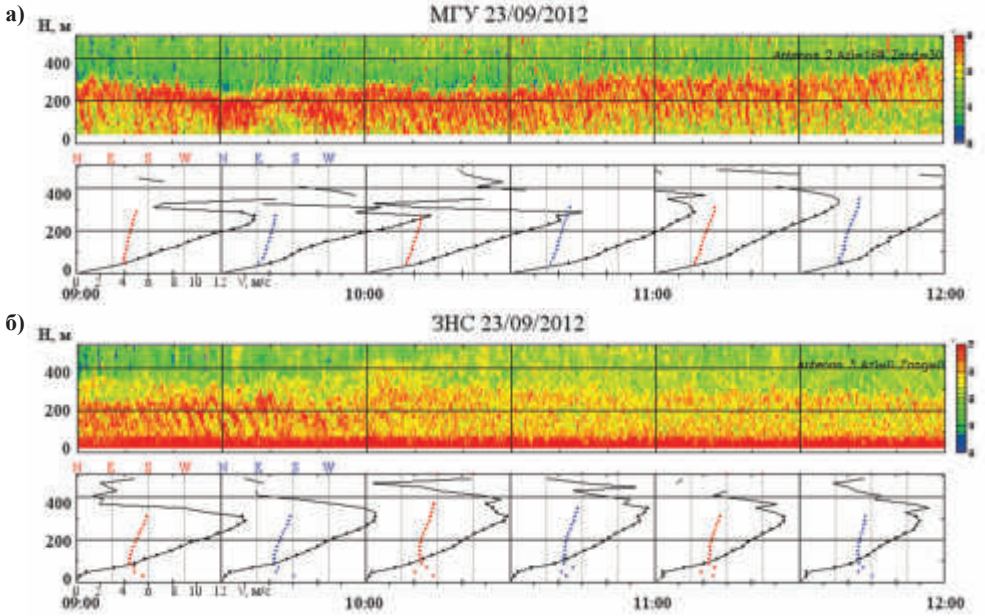


Рис. 5. Локальные различия при синхронном наблюдении ВГСВ на пунктах МГУ и ЗНС, 23/09/2012. а) Пункт наблюдений МГУ, окраина города; б) пункт наблюдений ЗНС, сельская местность.

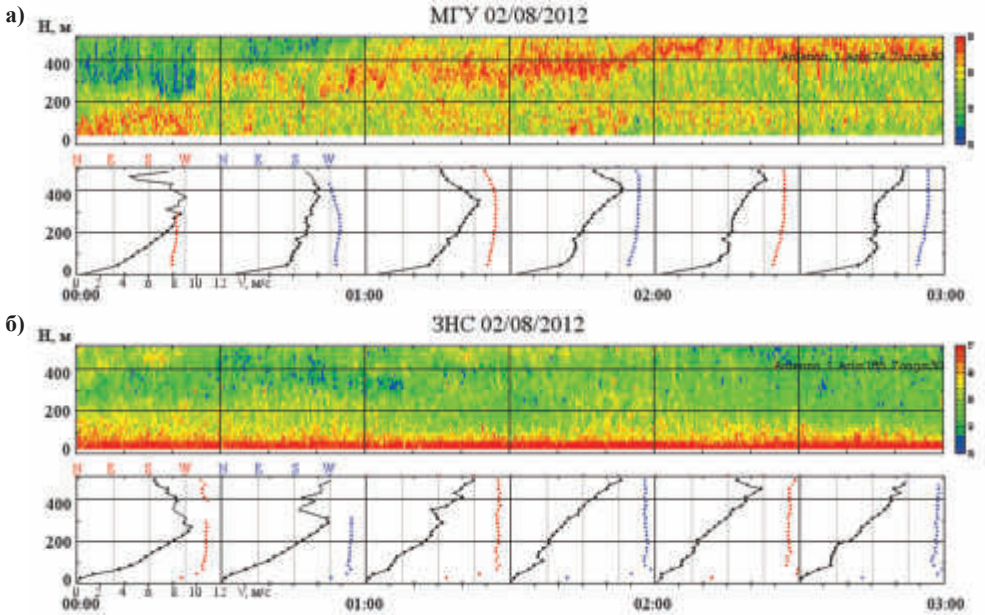


Рис. 6. Существенный различия в структуре АПС на пунктах МГУ и ЗНС, 02/08/2012. а) Пункт наблюдений МГУ, окраина города – наблюдается приподнятая инверсия и ВГСВ; б) пункт наблюдений ЗНС, сельская местность — мелкая приземная инверсия, волны не видны.

Аналогично, различия можно наблюдать при сопоставлении эхограмм ВГСВ зарегистрированных синхронно в МГУ и на ЗНС: турбулизированный слой инверсии в МГУ,

как правило, толще, чем в сельской местности. В соответствии с этим, как правило, амплитуда и период ВГСВ, наблюдаемых в сельской местности, меньше, чем в МГУ. Утренний подъем инверсионного слоя и его дальнейшее разрушение в городе так же начинается раньше. Примеры сопоставления эхограмм с синхронной регистрацией ВГСВ в МГУ и на ЗНС приведены на Рис. 2(6-в) и Рис. 5.

Исходя из визуального анализа содарных данных можно утверждать, что ВГСВ на эхограммах содара ЗНС наблюдаются практически всегда, если они они есть на эхограммах содара МГУ. Редкие случаи, когда волны наблюдаются только в МГУ, могут объясняться тем, что структура АПС над городом имеет существенные локальные особенности. Например, иногда над ИФА и МГУ наблюдаются приподнятые инверсии, отсутствующие на ЗНС. В случаях мелких инверсий ВГСВ не всегда разрешаются на эхограммах ЗНС (в МГУ, как правило, толщина турбулизированного инверсионного слоя больше вследствие влияния городского острова тепла). Однако даже в таких случаях ВГСВ обычно можно различить в период утреннего подъема и разрушения инверсионного слоя. На Рис. 6 приведен пример синхронных эхограмм МГУ и ЗНС для случая, когда волны наблюдаются только в МГУ.

Заключение

Анализ данных содарного мониторинга за 2011-2014 годы показал, что одновременные эпизоды ВГСВ в МГУ и на ЗНС (расстояние между пунктами ~ 50 км) были зарегистрированы в ~80% от числа дней в году. Только в МГУ эпизоды ВГСВ наблюдались в 5% дней, а только на ЗНС - в 12% дней. Лишь в 6% дней в году ни в одном из пунктов измерений не было зарегистрировано волновой активности. Межгодовая изменчивость этих соотношений мала. В тех малочисленных случаях, когда волны обнаруживаются только в одном из измерительных пунктов, либо в МГУ, либо на ЗНС, они, по-видимому, порождаются локальными условиями. Продолжительность существования цугов ВГСВ составляла от одного до нескольких часов. В летнее время волновая активность иногда наблюдалась непрерывно в течение всего темного времени суток. Зимой, когда образуются долговременные, порой многосуточные инверсии над снежной поверхностью, время жизни цугов доходило до 10-15 часов.

Количество эпизодов ВГСВ, наблюдавшихся в ИФА, существенно меньше, чем в МГУ и на ЗНС, что, по-видимому, связано с влиянием городского острова тепла на стратификацию АПС. Такое влияние особенно сильно в морозное зимнее время, когда в центре Москвы наблюдается конвекция при инверсиях в МГУ и на ЗНС. Второй причиной уменьшения числа зарегистрированных одновременных эпизодов может служить большое количество транспорта в центре Москвы, акустические шумы от которого часто препятствуют различимости структуры АПС в верхней части высотного диапазона содарного зондирования в ИФА.

Статистика синхронных наблюдений показывает, что региональные синоптические условия играют ключевую роль для возникновения внутренних гравитационно-сдвиговых волн, и преобладают над локальными особенностями местности наблюдения. Таким образом, в случае регистрации ВГСВ описанного типа на одном измерительном пункте, можно сделать вывод о наличии и характере волновой активности во всем регионе. Этот важный результат позволяет на основе статистики наблюдения на одном или нескольких пунктах дистанционного зондирования АПС провести оценку влияния наличия ВГСВ на результаты численного регионального моделирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 16-05-01072 и 16-05-00704), а также Президиума РАН (Программа № 56П).

Литература

1. *Камардин А.П., Одинцов С.Л., Скороходов А.В.* Идентификация внутренних гравитационных волн в атмосферном пограничном слое по данным содара // Оптика атмосф. океана. 2014. Т. 27. С. 812-818.
2. *Кузнецов Р.Д.* Содар ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // Оптика Атмос. Океана. 2007. Т. 20(8). С. 684-687.
3. *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Кузнецов Д.Д., Чунчузов И.П., Широкова Г.Ю.* Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в атмосферном пограничном слое по данным акустической локации // Известия РАН, ФАО. 2015. Т. 51. №2. С. 218-229.
4. *Weill, A., Blez, M., and Leca, F.* Gravity Waves and Horizontal Mixing in the Atmospheric Boundary Layer // Ann. Geophysicae. 1987. V. 5. P. 413-420.

О барических системах, благоприятствующих возникновению гравитационно-сдвиговых волн в АПС

В.С. Люлюкин[1], М.А. Каллистратова[1], В.Ф. Крамар[1], Р.Д. Кузнецов[1,2], В.П. Юшков[3]

[1]Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва
[2]Финский метеорологический институт, г. Хельсинки
[3]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Внутренние гравитационно-сдвиговые волны (ВГСВ) типа волн Кельвина-Гельмгольца регулярно наблюдаются в атмосферном пограничном слое (АПС) в виде наклонных полос или гребней на эхограммах содаров и радаров. Образование сдвиговых волн связывают с наличием вертикальных градиентов температуры и скорости ветра, однако отсутствуют модели прогнозирования таких волн. До настоящего времени не существует методов, позволяющих по измеренным значениям метеорологических градиентов в пункте наблюдений определить параметры возникающих ВГСВ, или хотя бы сам факт их возникновения. В то же время, в АПС довольно часто наблюдаются ВГСВ регионального масштаба, с длительностями цугов более 10 часов и масштабами захваченной области более 100 км (*Люлюкин и др. 2018*). Это говорит о решающем влиянии синоптической ситуации на образование волн. Целью данной работы является анализ карт приземного барического поля для характерных эпизодов волновой активности в АПС в Московском регионе и выявление синоптических условий, благоприятствующих образованию ВГСВ.

Содарная регистрация ВГСВ региональных масштабов

Регистрация волновой активности в АПС осуществлялась с помощью трехкомпонентных доплеровских содаров ЛАТАН-3, разработанных в Институте физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН (*Кузнецов 2007*). Содары позволяют проводить непрерывные измерения вертикальных профилей структурной характеристики температуры C_T^2, а также скорости и направления ветра с высоким пространственным и временным разрешением. В базовом режиме работы трёхкомпонентный содар использует диапазон несущей частоты 1,6-2,0 кГц (длины волн 0,20-0,16 м), и имеет высотное разрешение 20 м, разрешение по времени 20 с и высотный диапазон от 20 м до 600 м. При исследовании волновой активности главным достоинством содаров (как и других локационных средств зондирования) является их способность визуализировать мезомасштабную структуру АПС, что позволяет по форме эхограмм отличать волны Кельвина-Гельмгольца от бегущих волн плавучести, а также определять высоту расположения волновых слоев и их вертикальную протяженность.

В условиях устойчивой стратификации АПС на содарных эхограммах интенсивности принятого сигнала регулярно наблюдаются периодические и квазипериодические структуры, с временными периодами от десятков секунд до нескольких минут и с вертикальными масштабами от десятков до сотен метров. Внутренние гравитационно-сдвиговые волны в форме наклонных полос в поле C_T^2, занимающих весь турбулизированный слой инверсии, наблюдаются регулярно при наличии сдвига ветра и могут существовать от десятков минут до нескольких дней.

Визуально зарегистрированный цуг ВГСВ мы относили к региональным событиям в случае одновременного наблюдения на двух пунктах мезомасштабной сети дистанционного зондирования Московского региона: на Физическом факультете МГУ на Воробьевых горах на окраине Москве и на Звенигородской научной станции (ЗНС) ИФА в сельской местности в 50 километрах к западу от Москвы.

Анализ синоптических ситуаций сопутствующих наблюдению ВГСВ

Были проведены сопоставления характерных эпизодов ВГСВ из архива содарных измерений в Московской области за 2012-2014 гг. с синоптическими картами по данным реанализа. Отдельно рассматривались ситуации высокого давления (антициклональные условия), низкого давления (циклональные условия), и атмосферных фронтов в регионе измерений.

В антициклонах наблюдаются регулярный суточный ход строения мезомасштабной турбулентой структуры АПС. За счет радиационного выхолаживания ночью образуются приземные инверсии, в которых наблюдаются низкоуровневые струйные течения с большими сдвигами ветра; после восхода солнца начинается рост толщины инверсионного слоя с последующим его подъемом и разрушением, и переходом к конвекции. Однако, несмотря на большие градиенты скорости ветра в ночное время, ВГСВ в антициклонах регистрируется редко: слой ночной приземной инверсии, как правило слишком тонок для разрешения его структуры с помощью стандартных содаров (Рис. 1.).

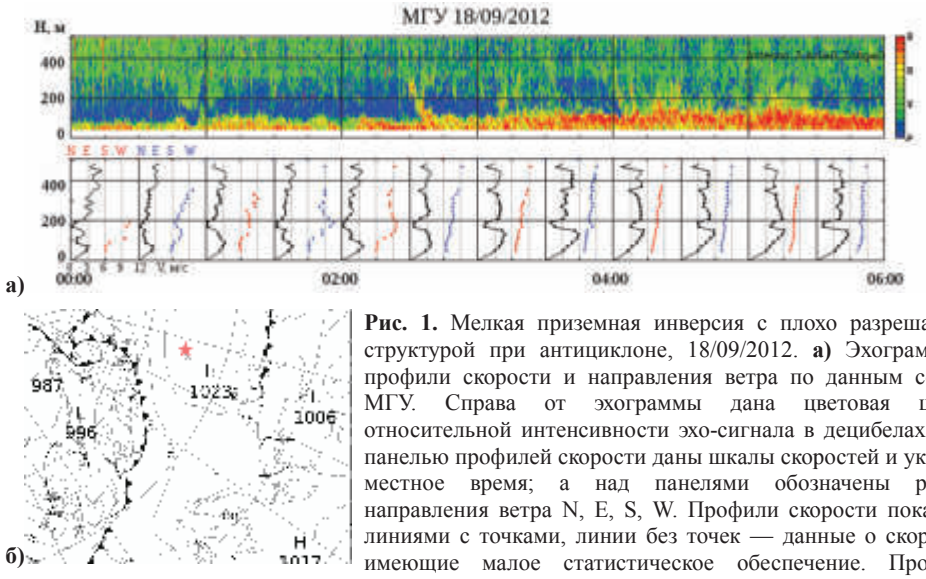
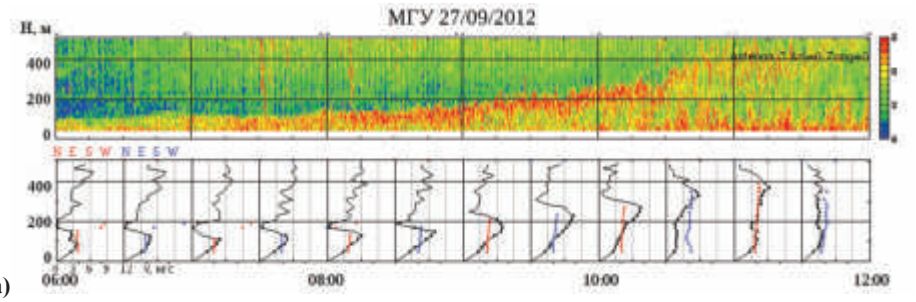
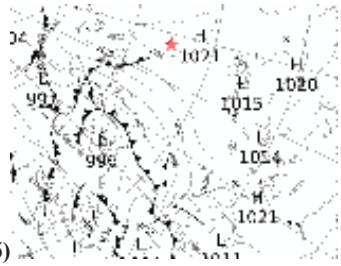


Рис. 1. Мелкая приземная инверсия с плохо разрешаемой структурой при антициклоне, 18/09/2012. **а)** Эхограмма и профили скорости и направления ветра по данным содара МГУ. Справа от эхограммы дана цветовая шкала относительной интенсивности эхо-сигнала в децибелах. Под панелью профилей скорости даны шкалы скоростей и указано местное время; а над панелями обозначены румбы направления ветра N, E, S, W. Профили скорости показаны линиями с точками, линии без точек — данные о скорости, имеющие малое статистическое обеспечение. Профили направления ветра показаны точками без линий. **б)** Синоптическая карта 00 UTC 18/09/2012 по данным реанализа Красной звездочкой обозначен регион содарных измерений.

В то же время ВГСВ практически всегда наблюдаются во время утреннего подъема инверсии в течение 2-3 часов до разрушения инверсионного слоя. Пример наблюдения ВГСВ при утреннем подъеме инверсионного слоя приведен на Рис. 2. Время регистрации волн может отличаться для различных пунктов наблюдения в одном регионе из-за различных факторов, влияющих на время подъема инверсионного слоя: характер подстилающей поверхности, влияние городского острова тепла. В условиях антициклонов не наблюдается обширных цугов ВГС регионального масштаба с длительностями более трех часов.

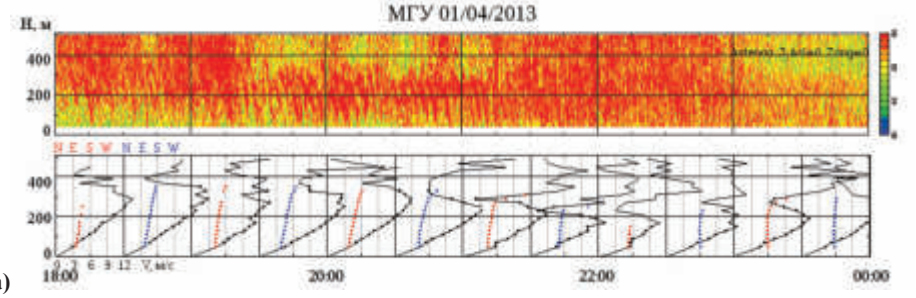


а)

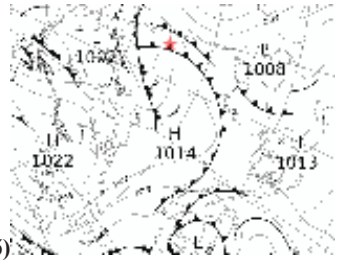


б)

Рис. 2. ВГСВ в поднимающемся инверсионном слое при антициклоне, 27/09/2012. а) Содарная эхограмма; б) синоптическая карта 00 UTC 27/09/2012. Обозначения как на Рис. 1.



а)

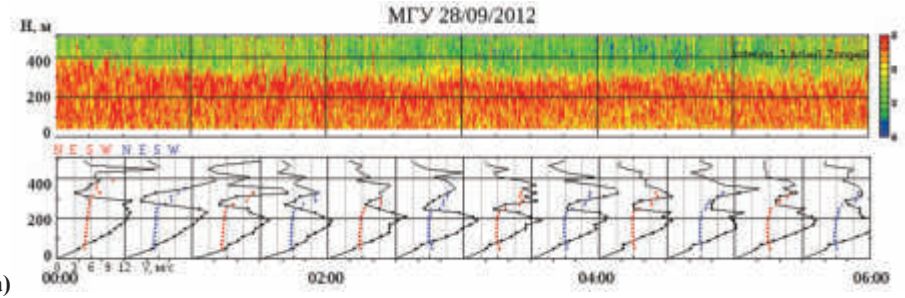


б)

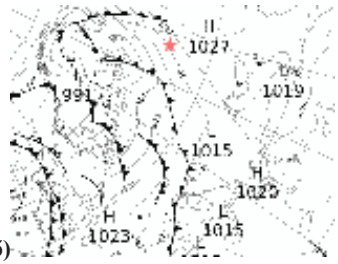
Рис. 3. Пример регистрации ВГСВ большой амплитуды вблизи атмосферных фронтов в условиях низкого давления при наличии осадков, 01/04/2013. а) Содарная эхограмма; б) синоптическая карта 00 UTC 02/04/2013. Обозначения как на Рис. 1.

В условиях низкого давления ВГСВ регистрируются относительно редко. Циклоны обычно характеризуются сплошной облачностью, при которой не развиваются низкоуровневые струйные течения, где обычно образуются сдвиговые волны. Кроме того, значительную часть времени наблюдаются осадки и содарные данные для этих эпизодов сильно зашумлены. Редкие интенсивные цуги гравитационно-сдвиговых волн, а так же бегущих волн или обрушающихся волн Кельвина-Гельмгольца можно наблюдать в циклонических условиях при прохождении фронтов, сопровождающихся большими градиентами метеорологических величин. На Рис. 3 приведен пример наблюдения четких ВГСВ большой амплитуды при прохождении атмосферного фронта в условиях антициклона.

Области интенсивного сигнала в верхней части содарной эхограммы являются шумами, вызванными дождем.



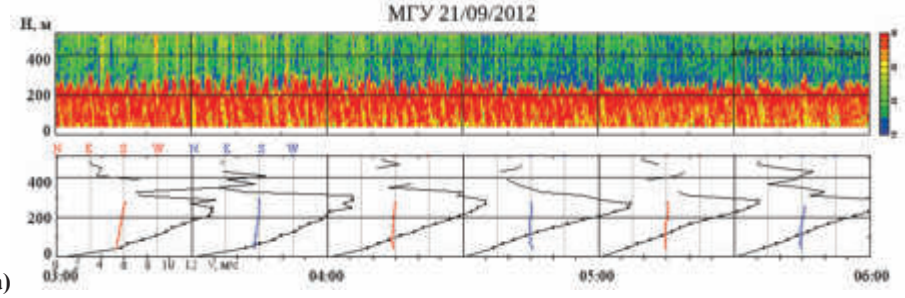
а)



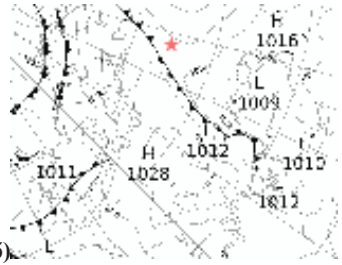
б)

Рис. 4. Пример регистрации обширного цуга ВГСВ (длительность порядка 15 часов) в условиях высокого градиента барического поля на границе циклона и антициклона, 28/09/2012. а) Содарная эхограмма; б) синоптическая карта 00 UTC 28/09/2012. Обозначения как на Рис. 1.

Обширные и длительные цуги ВГСВ обычно наблюдаются при наличии больших градиентов приземного давления на границах барических образований (Рис. 4) или при прохождении атмосферных фронтов (Рис. 5). На границах антициклонов и при переходных условиях, когда сохраняется ясная погода, регулярно регистрируются обширные цуги ВГСВ длительностью до 10 часов и более (наблюдаемые все время существования ночной приземной инверсии).



а)



б)

Рис. 5. Пример регистрации обширного цуга ВГСВ (длительность порядка 10 часов) вблизи атмосферного фронта в седловине барического поля, 21/09/2012. а) Содарная эхограмма; б) синоптическая карта 00 UTC 21/09/2012. Обозначения как на Рис. 1.

Заключение

Были проведены сопоставления эпизодов ВГСВ с синоптическими картами. Отдельно рассматривались ситуации высокого давления (антициклональные условия), низкого давления (циклональные условия), и атмосферных фронтов в регионе измерений.

В антициклонах, несмотря на сильные низкоуровневые струйные течения с большими сдвигами ветра, наблюдаются лишь кратковременные локальные эпизоды ВГСВ. Это может объясняться тем, что при обычной для антициклонов сильно-устойчивой стратификации ночного АПС число Ричардсона превышает критическое значение Ri(cr) = 0.25, т.е. нарушается необходимое условие возникновения в потоке неустойчивости Кельвина-Гельмольца: Ri < Ri(cr) (*Galperin et al. 2007*). Кроме того, волны в мелком инверсионном слое могут не разрешаться стандартным содаром. Примеры регистрации таких мелкомасштабных ВГСВ с помощью минисодара высокого разрешения были приведены в работе (*Argentini et al. 2011*).

В условиях низкого давления ВГСВ также наблюдаются относительно редко. Циклоны обычно характеризуются сплошной облачностью, при которой отсутствуют низкоуровневые струйные течения, поэтому в АПС нет значительных сдвигов скорости ветра и отсутствуют сдвиговые волны.

Чаще всего присутствие ВГСВ (в особенности, обширных цугов) связано с большими градиентами приземного барического поля вблизи ложбин давления и атмосферных фронтов. Возможны два различных фактора, объясняющих связь волновой активности в АПС с такими синоптическими условиями:

(1) вследствие умеренной облачности и слабой статической устойчивости АПС, числа Ричардсона часто принимают значения меньше критического, и возникает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, приводящая к развитию ВГСВ;

(2) вследствие бароклинности тропосферы в ней генерируются бегущие гравитационные волны, которые частично захватываются существующим в струйном течении приземным волноводом. Такие захваченные волны проявляются как стоячие колебания плотности воздуха в волноводе, похожие на сдвиговые волны Кельвина-Гельмгольца.

Влияние атмосферных фронтов на генерацию тропосферных инерционно-гравитационных волн было недавно рассмотрено в работе (*Plougonven and Zhang 2014*). По-видимому, основные выводы этой работы могут быть также отнесены к ВГСВ в атмосферном пограничном слое.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 16-05-01072 и 16-05-00704), а также Президиума РАН (Программа № 56П).

Литература

1. *Кузнецов Р.Д.* Содар ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // Оптика Атмос. Океана. 2007. 20(8). с. 684-687.
2. *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Юшков В.П., Кузнецов Д.Д.*. Синхронные наблюдения волн Кельвина-Гельмгольца на мезомасштабной сети дистанционного зондирования АПС в Московском регионе // (Настоящий сборник)
3. *Argentini S., Pietroni I., Mastrantonio G., Petenko I., Viola A.* Use of a high-resolution sodar to study surface-layer turbulence at night // Bound.-Lay. Meteorol. 2011. 143. P. 177–188.
4. *Galperin B., Sukoriansky S., Anderson P.S.* 2007: On the critical Richardson number in stably stratified turbulence // AtmosphericScienceLetter 2007. V. 8. P. 65-69. DOI:10.1002/asl.153
5. *Plougonven R, Zhang F.* Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts // Reviews of Geophysics 2014. V. 52. P. 33-76. doi:10.1002/2012RG000419.

Многократное рассеяние волн на фрактальном ансамбле частиц и в больших неупорядоченных фрактальных системах

А.А. Потапов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

Введение

Теория многократного рассеяния для волн в средах, содержащих случайные рассеиватели, была изучена многими авторами (*Исимару 1981, Рытов и др. 1978*). Со времени опубликования работы (*Mandelbrot 1977*), фракталы неизменно находятся в фокусе интересов различных физических и технических дисциплин, являясь подходящими моделями для различных физических явлений (*Berry 1979, Потапов 2002, 2005, 2006, 2017, 2018а-в, Potapov 2016, 2017а-в*). Хотя все эти исследования привели к открытию некоторых из основополагающих физических принципов, многие проблемы, связанные с многократным рассеянием во фрактальных средах, все еще остаются.

В данной работе рассмотрены вопросы общей теории многократного рассеяния электромагнитных волн во фрактальных случайно-неоднородных средах на основе модификаций теории Фолди – Тверского (*Foldy 1945, Tversky 1964, 1967*). Введены основные концепции фрактальной среды и дается формулировка математики многократного рассеяния электромагнитных волн во фрактальной среде одновременно с физикой процесса рассеяния. Данная работа преследует цель обобщающего исследования того, как решается проблема многократного рассеяния волн на ансамбле частиц и в какой мере удается получить решение этой проблемы для современной теории многократного рассеяния волн во фрактальных дискретных случайно-неоднородных средах при решении задач современной радиолокации.

Многократное рассеяние волн ансамблем рассеивателей: классическое решение

Строгая теория или теория многократного рассеяния имеет в своей основе фундаментальные дифференциальные уравнения для полей, а затем привлекаются статистические соображения. Результаты предыдущих работ были обобщены Тверским, который получил замкнутую систему интегральных уравнений (*Tversky 1964, 1967*). Перед рассмотрением фрактальной среды приведем основные результаты классической теории Тверского, опираясь на работы (*Tversky 1964, 1967, Исимару 1981, Mishchenko et al. 2006*).

Рассмотрим облако из N случайно распределенных в объеме V частиц с координатами $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_N$. Частицы могут различаться как по форме, так и по размеру. Скалярное поле ψ_a в точке $\mathbf{r}_a$ пространства, не занятого частицами, удовлетворяет волновому уравнению

$$(\nabla^2 + k^2)\psi = 0, \tag{1}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число в окружающей частицы среде, λ - длина волны.

В уравнении (1) величина ψ может описывать одну из компонент электрического или магнитного поля. Обозначим через ϕ_i^a падающую волну в точке $\mathbf{r}_a$ при отсутствии частиц. Для полей вида ϕ_i^a верхний индекс обозначает точку, в которой рассматривается поле, а нижний индекс – происхождение этого поля. Тогда поле ψ^a в точке $\mathbf{r}_a$ представляет сумму падающей волны ϕ_i^a и вкладов U_s^a от каждой из N частиц, расположенных в точках $\mathbf{r}_s$, $s = 1, 2, \ldots, N$:

$$\psi^a = \phi_i^a + \sum_{s=1}^{N} U_s^a, \tag{2}$$

$$U_s^a = u_s^a \Phi^s. \tag{3}$$

В выражении (2) U_s^a - волна в точке $\mathbf{r}_a$, рассеянная расположенным в точке $\mathbf{r}_s$ рассеивателем. В соответствии с (3) U_s^a определяется воздействием оператора рассеяния u_s^a для частицы в точке $\mathbf{r}_s$ и точки наблюдения $\mathbf{r}_a$ на падающую волну Φ^s на частицу в точке $\mathbf{r}_s$. Выражение $u_s^a\Phi^s$ является операторной записью поля в точке $\mathbf{r}_a$, обусловленного падением волны Φ^s на рассеиватель, находящийся в точке $\mathbf{r}_s$.

В случае плоской волны Φ^s, распространяющейся в направлении орта $\hat{\mathbf{i}}$, с использованием приближения дальней зоны (расстояние между точками $\mathbf{r}_s$ и $\mathbf{r}_a$ велико)

$$\Phi^s = e^{i\mathbf{kr}},\ \mathbf{k} = k\hat{\mathbf{i}}, \tag{4}$$

для оператора u_s^a можно записать

$$u_s^a = f(\hat{\mathbf{0}}, \hat{\mathbf{i}}) \cdot \exp(ikr)/r \tag{5}$$

где $\hat{\mathbf{0}}$ – единичный вектор в направлении $\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_s$, $r = |\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_s|$, $f(\hat{\mathbf{0}}, \hat{\mathbf{i}})$ – амплитуда рассеяния.

Эффективное поле Φ^s состоит из падающей волны ϕ_i^s и поля рассеяния от всех частиц, за исключением рассеивателя в точке $\mathbf{r}_s$. Тогда, имеем

$$\Phi^s = \phi_i^s + \sum_{t=1,t\neq s}^{N} U_t^s\,. \tag{6}$$

Уравнения (2) и (6) образуют фундаментальную пару уравнений

$$\psi^a = \phi_i^a + \sum_{s=1}^{N} u_s^a \Phi^s, \qquad \Phi^s = \phi_i^s + \sum_{t=1,t\neq s}^{N} u_t^s \Phi^t\,. \tag{7}$$

Подставляя в первое уравнение (7) второе и повторяя процесс, мы исключаем величину Φ:

$$\psi^a = \phi_i^a + \sum_{s=1}^{N} u_s^a (\phi_i^s + \sum_{t=1,t\neq s}^{N} u_t^s \Phi^t) = \phi_i^a + \sum_{s=1}^{N} u_s^a \phi_i^s + \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1,t\neq s}^{N} u_s^a u_t^s \phi_i^t) + \\ + \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1,t\neq s}^{N} \sum_{m=1,m\neq t}^{N} u_s^a u_t^s u_m^t \phi_i^m + \ldots \tag{8}$$

Теперь рассмотрим каждый член уравнения (8). Первый член – это падающая волна ϕ_i^a. Следующий член данного ряда

$$\sum_{s=1}^{N} u_s^a \phi_i^s \tag{8а}$$

учитывает все акты однократного рассеяния (рис. 1,*а*), Следующая за ним двойная сумма

$$\sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1,t\neq s}^{N} u_s^a u_t^s \phi_i^t \tag{8б}$$

описывает все процессы двукратного рассеяния (рис. 1,*б*).

Третья сумма является тройной. В ней отсутствуют слагаемые с $t = s$ и $m = t$, тогда как член с $s = m$ в ней присутствует. Эту сумму можно разложить так, чтобы выделить слагаемые с разными s, t и m и с $s = m$:

$$\sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1,t\neq s}^{N} \sum_{m=1,m\neq t}^{N} u_s^a u_t^s u_m^t \phi_i^m = \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1,t\neq s}^{N} \sum_{m=1,m\neq t,m\neq s}^{N} u_s^a u_t^s u_m^t \phi_i^m + \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1,t\neq s}^{N} u_s^a u_t^s u_s^t \phi_i^s\,. \tag{8в}$$

Первая тройная сумма из (8а) изображена на рис. 1,*в*. Во второй сумме из (8а) имеются только рассеиватели в точках $\mathbf{r}_s$ и $\mathbf{r}_t$, ее график приведен на рис. 1,*г*.

В общем случае полное поле ψ^a в точке $\mathbf{r}_a$, являющееся суперпозицией падающей волны и всех многократно рассеянных волн, можно разбить на две части:

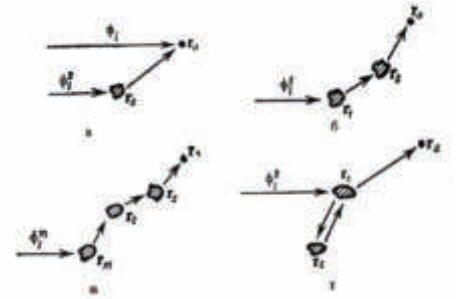


Рис. 1. Схемы однократного рассеяния *(а)*, двукратного рассеяния (*б*), трехкратного рассеяния (*в*) на различных частицах и процесс трехкратного рассеяния при прохождении волной одной и той же частицы более одного раза (*г*).

1. Первая часть, которая описывается первой суммой в выражении (8а), содержит все многократно рассеянные волны, учитывающие последовательные рассеяния на разных рассеивателях. Данная часть иллюстрируется схемой на рис. 2,*а*. Отметим, что s – текущий индекс для всех рассеивателей, так что имеется N членов с разными s; индекс t отмечает все рассеиватели, за исключением s, т.е., имеется $(N-1)$ член с разными t. Аналогично, имеется $(N-2)$ члена с разными m.

2. Вторая часть, которая описывается второй суммой в выражении (8а) и отвечает всем тем траекториям волны. Которые проходят через какую-либо частицу больше одного раза. Эта ситуация представлена на рис. 2,*б*.

В теории Тверского учитываются все члены, принадлежащие к первой группе (рис. 2,*а*) и пренебрегают членами, относящимися ко второй группе (рис. 2,*б*). Очевидно, что первая группа описывает практически все многократно рассеянные волны, и теория Тверского должна давать прекрасные результаты, если обратное рассеяние мало по сравнению с рассеянием в других направлениях.

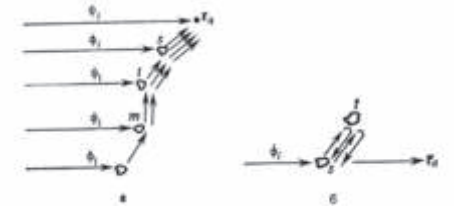


Рис. 2. Схема путей рассеянных волн, проходящих через различные рассеиватели (*а*), и схема путей рассеянных волн, проходящих через один и тот же рассеиватель более одного раза (*б*).

Исходя из вышесказанного, с математической точки зрения теория Тверского основана на представлении поля в следующем виде:

$$\psi^a = \phi_i^a + \sum_{s=1}^{N} u_s^a \phi_i^s + \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1, t\neq s}^{N} u_s^a u_t^s \phi_i^t + \sum_{s=1}^{N} \sum_{t=1, t\neq s}^{N} \sum_{m=1, m\neq t, m\neq s}^{N} u_s^a u_t^s u_m^t \phi_i^m + \ldots \qquad (9)$$

При больших N различие между точным описанием и описанием по Тверскому пренебрежимо мало. Уравнение (9), которое называют разложение по Тверскому, полезно при понимании физики процессов рассеяния, но не удобно при вычислении искомых величин. Для этого случая Л. Фолди и В. Тверским были получены замкнутые интегральные уравнения.

Основное интегральное уравнение Фолди – Тверского для когерентного поля

Предположим теперь, что частицы, заполняющие объем V, случайным образом перемещаются, и рассмотрим поле во внутренней точке $\mathbf{r} \subset V$. В общем случае поле ψ^a

изменяется во времени из-за случайных временных вариаций координат частиц, хотя и гораздо медленнее, чем из-за временного фактора $\exp(-i\omega t)$. Типичный измерение занимает значительное количество времени, в течение которого электромагнитный сигнал усредняется по репрезентативному набору положений и состояний частиц. Следовательно, часто удобно разложить поле ψ^a на среднее (или когерентное) поле $\langle\psi^a\rangle$ и флуктуационное (или некогерентное) поле ψ_f^a. Квадрат амплитуды среднего поля есть когерентная интенсивность $\left|\langle\psi^a\rangle\right|^2$. Средний квадрат амплитуды флуктуационного поля есть некогерентная интенсивность $\left\langle\left|\psi_f^a\right|^2\right\rangle$. Полная интенсивность представляет собой средний квадрат амплитуды полного поля $\left\langle\left|\psi^a\right|^2\right\rangle$ и равна сумме когерентной и некогерентной интенсивностей

$$\left\langle\left|\psi^a\right|^2\right\rangle=\left\langle\left|\langle\psi^a\rangle+\psi_f^a\right|^2\right\rangle=\left|\langle\psi^a\rangle\right|^2+\left\langle\left|\psi_f^a\right|^2\right\rangle. \tag{10}$$

Кратко на качественном уровне рассмотрим, следуя [2, 22 - 24], нормальное падение плоской волны на полубесконечную область со случайными рассеивателями. Когерентная интенсивность уменьшается из-за рассеяния и поглощения по закону

$$C = \text{когерентная интенсивность} = \exp(-\rho\sigma_t z), \tag{11}$$

где σ_t - сумма сечений рассеяния и поглощения.

С другой стороны, рассеянная мощность – это некогерентная мощность, она дает вклад в полную интенсивность. В результате полная интенсивность T по существу зависит только от поглощения, так что

$$T = \textit{полная интенсивность} \approx \exp(-\rho\sigma_a z). \tag{12}$$

Поэтому некогерентная интенсивность I можно аппроксимировать выражением

$$I \approx \exp(-\rho\sigma_a z) - \exp(-\rho\sigma_t z). \tag{13}$$

В теории переноса когерентная и некогерентная интенсивности отвечают ослабленной падающей и диффузной интенсивностям соответственно.

Рассмотрим когерентное поле, используя теорию Тверского и уравнение (9). Тогда

$$\langle\psi^a\rangle=\phi_i^a+\sum_{s=1}^{N}\langle u_s^a\phi_i^s\rangle+\sum_{s=1}^{N}\sum_{t=1,t\neq s}^{N}\langle u_s^a u_t^s\phi_i^t\rangle+\sum_{s=1}^{N}\sum_{t=1,t\neq s}^{N}\sum_{m=1,m\neq t,m\neq s}^{N}\langle u_s^a u_t^s u_m^t\phi_i^m\rangle+\ldots \tag{14}$$

или с использованием функции плотности вероятности $w(\mathbf{r})$ рассеивателей

$$\begin{aligned}\langle\psi^a\rangle&=\phi_i^a+\sum_{s=1}^{N}\int u_s^a\phi_i^s w(\mathbf{r}_s)d\mathbf{r}_s+\sum_{s=1}^{N}\sum_{t=1,t\neq s}^{N}\iint u_s^a u_t^s\phi_i^t w(\mathbf{r}_s)w(\mathbf{r}_t)d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t+\\&+\sum_{s=1}^{N}\sum_{t=1,t\neq s}^{N}\sum_{m=1,m\neq t,m\neq s}^{N}\iiint u_s^a u_t^s u_m^t\phi_i^m w(\mathbf{r}_s)w(\mathbf{r}_t)w(\mathbf{r}_m)d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t d\mathbf{r}_m+\ldots\end{aligned} \tag{15}$$

С учетом локальной концентрации частиц (объектов) $\rho(\mathbf{r}_s) = Nw(\mathbf{r}_s)$, получим

$$\begin{aligned}\langle\psi^a\rangle&=\phi_i^a+\int u_s^a\phi_i^s\rho(\mathbf{r}_s)d\mathbf{r}_s+\frac{N(N-1)}{N^2}\iint u_s^a u_t^s\phi_i^t\rho(\mathbf{r}_s)\rho(\mathbf{r}_t)d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t+\\&+\frac{N(N-1)(N-2)}{N^3}\iiint u_s^a u_t^s u_m^t\phi_i^m\rho(\mathbf{r}_s)\rho(\mathbf{r}_t)\rho(\mathbf{r}_m)d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t d\mathbf{r}_m+\ldots\end{aligned} \tag{16}$$

В пределе $N\to\infty$ имеем

$$\begin{aligned}\langle\psi^a\rangle&=\phi_i^a+\int u_s^a\phi_i^s\rho(\mathbf{r}_s)d\mathbf{r}_s+\iint u_s^a u_t^s\phi_i^t\rho(\mathbf{r}_s)\rho(\mathbf{r}_t)d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t+\\&+\iiint u_s^a u_t^s u_m^t\phi_i^m\rho(\mathbf{r}_s)\rho(\mathbf{r}_t)\rho(\mathbf{r}_m)d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t d\mathbf{r}_m+\ldots\end{aligned} \tag{17}$$

Заметим, что индексы s, t, ... больше не являются индексами суммирования и используются только для обозначения разных переменных интегрирования. Уравнение (17)

является полной векторной версией решения, полученного Тверским (1964) для скалярных волн.

Разложение (17) эквивалентно интегральному уравнению Фолди – Тверского

$$\left\langle \psi^a \right\rangle = \phi_i^a + \int u_s^a \left\langle \psi^s \right\rangle \rho(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s , \tag{18}$$

так как интегрирование (18) приводит к (17).

Интегральное уравнение (18) есть основное уравнение для когерентного поля в теории Тверского. Фолди получил его как некоторую аппроксимацию, а Тверской установил его физический смысл. Величина $\left\langle \psi^a \right\rangle$, определяемая интегральным уравнением (18), по существу совпадает со средним значением поля ψ^a, изображенного на рис. 2,*а*.

Интегральное уравнение Тверского для корреляционной функции

Интегральное уравнение Тверского (18) можно записать в виде

$$\left\langle \psi^a \psi^{b*} \right\rangle = \left\langle \psi^a \right\rangle \left\langle \psi^{b*} \right\rangle + \int v_s^a v_s^{b*} \left\langle \left| \psi^s \right|^2 \right\rangle \rho(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s , \tag{19}$$

где v_s^a удовлетворяет интегральному уравнению

$$v_s^a = u_s^a + \int u_t^a v_s^t \rho(\mathbf{r}_t) d\mathbf{r}_t , \tag{20}$$

звездочка указывает на переход к комплексно-сопряженной величине.

Второй момент поля $\left\langle \psi^a \psi^{b*} \right\rangle$ определяется парой интегральных уравнений (19) и (20). Для пояснения физического смысла этих уравнений необходимо взять итерации этих уравнений. Для уравнения (20) имеем

$$v_s^a = u_s^a + \int u_t^a u_s^t \rho(\mathbf{r}_t) d\mathbf{r}_t + \int u_t^a u_m^t u_s^m \rho(\mathbf{r}_t) \rho(\mathbf{r}_m) d\mathbf{r}_t d\mathbf{r}_m + \ldots \tag{21}$$

В (21) первый член u_s^a описывает рассеяние на рассеивателе *s*, который находится в точке $\mathbf{r}_a$. Второй член в (21) в пределе $N \to \infty$ имеет вид

$$\int u_t^a u_s^t \rho(\mathbf{r}_t) d\mathbf{r}_t = \sum_{t=1, t \neq s}^{N} \left\langle u_t^a u_s^t \right\rangle_s , \tag{22}$$

где угловые скобки $\langle\ \rangle_s$ означают усреднение по характеристикам рассеивателя *t* в предположении, что параметры частицы *s* фиксированы.

Выражение (21) описывает волну, рассеянную сначала частицей *s*, а затем частицей *t* и достигающую точки $\mathbf{r}_a$. Третий член в (21) описывает распространение волны от частицы *s* к частице *m*, затем к частице *t* и, наконец, в точку $\mathbf{r}_a$. Таким образом, v_s^a описывает все процессы многократного рассеяния от частицы *s* к точке *a* с участием различных рассеивателей.

Аналогичным образом проинтегрируем интегральное уравнение (19):

$$\begin{aligned} \left\langle \psi^a \psi^{b*} \right\rangle = \left\langle \psi^a \right\rangle \left\langle \psi^{b*} \right\rangle + \int v_s^a v_s^{b*} \left| \left\langle \psi^s \right\rangle \right|^2 \rho(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s + \int v_s^a v_s^{b*} v_t^s v_t^{s*} \left| \left\langle \psi^t \right\rangle \right|^2 \rho(\mathbf{r}_s) \rho(\mathbf{r}_t) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t + \\ + \int v_s^a v_s^{b*} v_t^s v_t^{s*} v_m^t v_m^{t*} \left| \left\langle \psi^m \right\rangle \right|^2 \rho(\mathbf{r}_s) \rho(\mathbf{r}_t) \rho(\mathbf{r}_m) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t d\mathbf{r}_m + \ldots \end{aligned} \tag{23}$$

Первый член (23), имеющий вид $\left\langle \psi^a \right\rangle \left\langle \psi^{b*} \right\rangle$, есть произведение когерентного поля в точке *a* на комплексно-сопряженное когерентное поле в точке *b*. Следующий член $\int v_s^a v_s^{b*} \left| \left\langle \psi^s \right\rangle \right|^2 \rho(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s$ представляет волну в точке *a*, порожденную процессом рассеяния когерентного поля в точке *s*, и волну в точке *b*, обусловленную рассеянием комплексно-сопряженного поля v_s^{b*}. При продолжении этого процесса, мы приходим к выводу, что интегральное уравнение Тверского можно получить, усредняя произведение полей ψ^a и $\left\langle \psi^{b*} \right\rangle$, даваемых основными процессами рассеяния (9). Таким образом, как интегральное уравнение Фолди – Тверского для когерентного поля, так и интегральное уравнение

Тверского для интенсивности учитывают одни и те же процессы рассеяния, описываемые выражением (9), и поэтому эти уравнения согласуются друг с другом.

Когерентное поле

Рассмотрим случай нормального падения плоской волны на слой толщиной *d*, содержащий большое число рассеивателей (*Исимару 1981, Mishchenko et al. 2006*). Падающая волна, распространяющаяся вдоль оси *z,* дается выражением

$$\phi_i\ (r) = e^{ikz}\ . \tag{24}$$

Необходимо определить когерентное поле $\langle\psi\rangle$ внутри слоя, которое удовлетворяет интегральному уравнению Фолди – Тверского (18). Когерентное поле $\langle\psi\rangle$, также, как и геометрия слоя не зависит от координат *x* и y, поэтому $\langle\psi\rangle$ должно соответствовать плоской волне, распространяющейся в направлении +*z*. В случае расположения точки $\mathbf{r}_a$ в дальней зоне по отношению к рассеивателю в точке $\mathbf{r}_a$ приближенно

$$u_s^a\langle\psi^s\rangle = f(\hat{\mathbf{0}}, \hat{\mathbf{i}})\frac{\exp(ik|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_s|)}{|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_s|}\langle\psi^s\rangle, \tag{25}$$

где $\hat{\mathbf{i}}$ - единичный вектор в направлении распространения $\langle\psi^s\rangle$, $\hat{\mathbf{0}}$ – единичный вектор в направлении $\mathbf{r}_\text{a}$ - $\mathbf{r}_\text{s}$.

Используя (24) и (25), приведем интегральное уравнение (18) к виду

$$\langle\psi(z)\rangle = e^{ikz} + \int_0^d dz_s\int_{-\infty}^{\infty}dx_s\int_{-\infty}^{\infty}dy_s f(\hat{\mathbf{0}}, \hat{\mathbf{i}})\frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}\rho(z_s)\langle\psi(z_s)\rangle\ . \tag{26}$$

При нахождении когерентного поля внутри слоя $0 < z < d$ интегрирование в (26) по переменным x_s и y_s выполним методом стационарной фазы. Тогда, пренебрегая в итогом выражении интегралом с множителем $f(-\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}})$ - амплитуда рассеяния назад, интегральное уравнение (26) принимает вид

$$\langle\psi(z)\rangle = e^{ikz} + \int_0^z dz_s\frac{2\pi i}{k}\exp[ik(z - z_s)]f(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}})\rho(z_s)\langle\psi(z_s)\rangle\ . \tag{27}$$

Предполагая далее плотность частиц $\rho(z_s)$ постоянной, имеем

$$\langle\psi(z)\rangle = e^{ikz}\left[1 + \frac{2\pi i}{k}f(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}})\rho\int_0^z\exp(-ikz_s)\langle\psi(z_s)\rangle dz_s\right]. \tag{28}$$

Интегральное уравнение (28) решается точно при использовании подстановки

$$\langle\psi(z)\rangle = A\exp(iKz)\ . \tag{29}$$

В результате получим

$$A = 1,\ K = k + \frac{2\pi f(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}})\rho}{k}\ . \tag{30}$$

Решение (29) и (30) означает, что при падении на слой плоской волны, среднее поле распространяется в слое с постоянной распространения *K*.

В общем случае произвольной падающей на слой волны среднее поле $\langle\psi\rangle$ можно описать, считая, что оно удовлетворяет волновому уравнению

$$(\nabla^2 + K^2)\langle\psi(\mathbf{r})\rangle = 0\ , \tag{31}$$

где комплексное волновое число $K = k + [2\pi f(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}})/k]\rho$.

Отметим (*Исимару 1981*), что амплитуда рассеяния $f(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}})$ - комплексная величина, даже в случае непоглощающих рассеивателей. Поэтому в процессе распространения когерентное поле $\langle\psi(\mathbf{r})\rangle$ ослабляется. Данный вид ослабления обусловлен рассеянием и

связан с сечением рассеяния. Для пояснения, рассмотрим когерентную интенсивность плоской падающей волны. В этом случае имеем

$$\left|\langle\psi(z)\rangle\right|^2 = \exp\left\{-[\frac{4\pi\rho}{k}\mathrm{Im}\, f(\hat{\mathbf{i}},\hat{\mathbf{i}})]z\right\} . \quad (32)$$

Согласно оптической теореме, следующей из закона сохранения энергии при рассеянии волн

$$\frac{4\pi}{k}\mathrm{Im}\, f(\hat{\mathbf{i}},\hat{\mathbf{i}}) = \sigma_s + \sigma_a , \quad (33)$$

где σ_s - сечение рассеяния, σ_a - сечение поглощения, т.е., изымаемая из падающей волны энергия идет на рассеяние и поглощение.

Поэтому формула (32) принимает вид

$$\left|\langle\psi(z)\rangle\right|^2 = \exp[-\rho(\sigma_s+\sigma_a)z], \quad 0 < z < d . \quad (34)$$

Для области вне слоя $z > d$ необходимо подставить (29) в (28) и заменить верхний предел интеграла на d. В результате получим

$$\langle\psi(z)\rangle = \exp[iKd + ik(z-d)], \quad (35)$$

$$\left|\langle\psi(z)\rangle\right|^2 = \exp[-\rho(\sigma_s+\sigma_a)d], \quad z > d . \quad (36)$$

Фрактальные дискретные случайно-неоднородные среды

Рассеяние света одной частицей в основном зависит от трех ключевых факторов: размера рассеивателя (по сравнению с длиной волны), его формы и показателя преломления. Неограниченная изменчивость частиц в естественных и антропогенных средах является непреодолимой проблемой при теоретическом описании процессов распространения и рассеяния волн на таких частицах или в кластерах из таких рассеивателей. Случай сферически-симметричных частиц является исключением, поскольку с ним можно легко справиться с использованием классической теории Лоренца-Ми (очень эффективной и численно точной) или одного из ее расширений.

Методы дифференциальных уравнений дают рассеянное поле через решение уравнений Максвелла или векторное волновое уравнение в частотной или во временной области, тогда как методы интегральных уравнений основаны на объемных или поверхностных интегральных аналогах уравнений Максвелла.

Любая приближенная теория рассеяния волн основана на упрощающем предположении, что существенно ограничивает ее диапазон применимости. Практическая значимость приближенных теорий уменьшается по мере того, как различные точные методы созревают и становятся применимыми к более широкому кругу проблем, в то время как компьютеры становятся все более мощными. Однако приближенные теории все еще остаются ценным источником физического понимания процессов рассеяния и поглощения несферическими частицами. Кроме того, вполне вероятно, что по крайней мере одно приближение геометрической оптики никогда не устареет, поскольку его точность улучшается по мере роста параметра размера частиц, тогда как все точные теоретические методы для несферических частиц перестают быть практически пригодными, когда параметр размера превышает определенный порог. Однако этот метод является приблизительным по определению, и его диапазон применимости в условиях параметра наименьшего размера должны быть проверен путем сравнения полученных результатов с точными численными решениями уравнений Максвелла. Обзор существующих теоретических и экспериментальные методы определения одночастичных характеристик и ссылки можно найти в книге (*Mishchenko et al. 2000*).

В данной работе мы рассматриваем проблему многократного рассеяния только для радиолокационных задач, речь не идет о высокоразрешающей оптике и лидарных системах. Поэтому фрактальность должна сказываться в первую очередь на пространственном

распределении рассеивающих частиц, т.е., речь идет о больших пространственно-временных фрактальных кластерах (*Потапов 2002, 2005*). Слой снега или рой беспилотников может быть примером такой фрактальной рассеивающей среды. Относительно фрактальной формы отдельной частицы (кристаллы льда в облаках и в снежном покрове) можно заметить, что современные теоретические и экспериментальные исследования в оптике и ИК диапазоне показали (*Потапов 2002, 2005, Mishchenko et al. 2000, 2006*) преобладание достаточно равномерной амплитуды рассеяния $f(\hat{\mathbf{0}}, \hat{\mathbf{i}})$ по сравнению с другими формами частиц во всем интервале углов рассеяния 0 … 180^0.

Модификация классической теории Фолди – Тверского для фрактальных дискретных случайно-неоднородных сред и больших неупорядоченных фрактальных систем

Как хорошо известно, идея фрактальности базируется на отсутствии характеристической длины, т.е., на самоподобии (*Mandelbrot 1977, Потапов 2002, 2005, 2006*). По-сути, фрактальная размерность D показывает, как плотно конфигурация среды или объекта (объектов) заполняет метрическое пространство, в котором они находится. Для задач рассеяния и дифракции волн применение идей фрактальности широко представлено в книгах (*Потапов 2002, 2005*).

Остановимся далее на некоторых деталях модификации классической теории Фолди – Тверского для фрактальных дискретных случайно-неоднородных сред.

Предположим, имеется фрактальный объект размером l_0. Из определения фрактальной размерности D следует, что при изменении длины или масштаба от l_0 до l, где $l < l_0$, получается N объектов, содержащих часть фрактала

$$N = (l_0 / l)^D . \tag{37}$$

Если все фракталы подобны, то имеем однородный фрактал. Обозначим через E евклидову размерность, и перепишем (48) в виде

$$Nl^E = (l_0 / l)^D l^E . \tag{38}$$

Функцию плотности вероятности w для фрактальной среды можно оценить следующим образом. Вероятность занятия фракталом части пространства $w(l)$ есть его объем Nl^E, разделенный на общий объем l_0^E. Тогда

$$w(l) = Nl^E / l_0^E = (l / l_0)^{E-D} . \tag{39}$$

При модификации теории Фолди - Тверского для фрактальной рассеивающей среды в первом приближении необходимо учитывать в интегральных уравнениях для когерентного поля (16) и (17) выражение (39). Тогда

$$\begin{aligned} \left\langle \psi^a \right\rangle = \phi_i^a + \int u_s^a \phi_i^s w(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s + \iint u_s^a u_i^s \phi_i^t w(\mathbf{r}_s) w(\mathbf{r}_t) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t + \\ + \iiint u_s^a u_t^s u_m^t \phi_i^m w(\mathbf{r}_s) w(\mathbf{r}_t) w(\mathbf{r}_m) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t d\mathbf{r}_m + \dots \end{aligned} \tag{40}$$

Аналогично можно выполнить такие же математические операции для каскада фракталов, вложенных друг в друга, или для цепочки фракталов. Данные виды сложных фрактальных и мультифрактальных кластеров широко распространены в природе и нанотехнологиях (*Потапов 2002, 2005, 2006, 2017, 2018а-в, Potapov 2016, 2017а-в*).

Уравнения (19) и (23) второго момента поля $\left\langle \psi^a \psi^{b*} \right\rangle$ для фрактальной рассеивающей среды принимают вид соответственно

$$\left\langle \psi^a \psi^{b*} \right\rangle = \left\langle \psi^a \right\rangle \left\langle \psi^{b*} \right\rangle + \int v_s^a v_s^{b*} \left\langle \left| \psi^s \right|^2 \right\rangle w(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s , \tag{41}$$

$$\begin{aligned} \left\langle \psi^a \psi^{b*} \right\rangle = \left\langle \psi^a \right\rangle \left\langle \psi^{b*} \right\rangle + \int v_s^a v_s^{b*} \left| \left\langle \psi^s \right\rangle \right|^2 w(\mathbf{r}_s) d\mathbf{r}_s + \int v_s^a v_s^{b*} v_t^s v_t^{s*} \left| \left\langle \psi^t \right\rangle \right|^2 w(\mathbf{r}_s) w(\mathbf{r}_t) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t + \\ + \int v_s^a v_s^{b*} v_t^s v_t^{s*} v_m^t v_m^{t*} \left| \left\langle \psi^m \right\rangle \right|^2 w(\mathbf{r}_s) w(\mathbf{r}_t) w(\mathbf{r}_m) d\mathbf{r}_s d\mathbf{r}_t d\mathbf{r}_m + \dots , \end{aligned} \tag{42}$$

где

$$v_s^a = u_s^a + \int u_t^a v_s^t w(\mathbf{r}_t) d\mathbf{r}_t . \quad (43)$$

Вычислим когерентное поле $\langle\psi\rangle$ при нормальном падении плоской волны на фрактальный слой толщиной d, содержащий большое число рассеивателей. Падающее поле имеет вид плоской волны (24), распространяющейся вдоль оси z. Интегральное уравнение (18) в соответствии с (26) для фрактального слоя имеет вид

$$\langle\psi(z)\rangle = e^{ikz} + \int_0^d dz_s \int_{-\infty}^{\infty} dx_s \int_{-\infty}^{\infty} dy_s w(z_s) f(\hat{\mathbf{0}}, \hat{\mathbf{i}}) \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|} \langle\psi(z_s)\rangle . \quad (44)$$

Используя вышеприведенную процедуру, можно получить, что среднее поле $\langle\psi\rangle$ во фрактальной рассеивающей среде удовлетворяет волновому уравнению

$$(\nabla^2 + K^2)\langle\psi(\mathbf{r})\rangle = 0 , \quad (45)$$

где комплексное волновое число

$$K = k + \frac{2\pi f(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}}) w(\mathbf{r})}{k} . \quad (46)$$

Из решения волнового уравнения (45) когерентная интенсивность плоской падающей волны равна

$$\left|\langle\psi(z)\rangle\right|^2 = \exp\left\{-\left[\frac{4\pi w(z)}{k} \operatorname{Im} f(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}})\right] z\right\} . \quad (47)$$

Для фрактального слоя толщиной d когерентная интенсивность плоской падающей волны с учетом оптической теоремы (33) и уравнений (34) и (36) имеет вид

$$\left|\langle\psi(\mathrm{z})\rangle\right|^2 = \exp[-w(r)(\sigma_s + \sigma_a)d] , \text{ для } z > d . \quad (48)$$

$$\left|\langle\psi(\mathrm{z})\rangle\right|^2 = \exp[-w(r)(r)(\sigma_s + \sigma_a)z] , \text{ для } 0 < z < d . \quad (49)$$

Мы получили на основе модификации классической теории Фолди – Тверского развитую общую теорию для многократного рассеяния волн во фрактальных случайно-неоднородных средах.

Заключение

Построенная модификация теории многократного рассеяния позволила включить в рассмотрение значения фрактальной размерности D и фрактальной сигнатуры $D(\mathbf{r}, t)$ неупорядоченной большой фрактальной системы. Аналогично можно обосновать решение для анизотропных неупорядоченных больших фрактальных систем: каскады фракталов, вложенные друг в друга, графы из цепочек фракталов, перколяционные системы, наносистемы, космический мусор, скопления беспилотников или малоразмерных космических аппаратов (МКА), в том числе мини- и микро- классов, динамические синтезированные космические антенные группировки (кластерные апертуры), малозаметные высотные псевдоспутники (HAPS) и их группировки, пространственно-распределенные космические системы (кластеры) из небольших МКА для решения задач мониторинга чрезвычайных ситуаций и т.д. (*Потапов 2002, 2005, 2006, 2017, 2018а-в, Potapov 2016, 2017а-в*). Настоящее исследование продолжает авторский цикл работ по обоснованию применения теории фракталов, физического скейлинга и дробных операторов в вопросах радиофизики и радиолокации, начатых автором впервые в СССР в ИРЭ АН СССР в конце 70-х годов XX века.

Эта работа была частично поддержана проектом Международного научно-технического центра № 0847.2 (2000–2005, США), Российским фондом фундаментальных исследований (проекты №№ 05-07-90349, 07-07-07005, 07-07-12054, 07-08-00637, 11-07-00203, 18-08-01356-а), а также частично поддержана проектом "Ведущие таланты провинции Гуандун", № 00201502 (2016–2020) в университете ЦзиНань (Китай, Гуанчжоу).

Литература

1. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах / Москва. Мир. 1981. Т. 1. 280 с. Т. 2. 320 с.
2. *Потапов А.А.* Фракталы в радиофизике и радиолокации / Москва. Логос. 2002. 664 с.
3. *Потапов А.А.* Фракталы в радиофизике и радиолокации: Топология выборки. Изд. 2-е, перераб. и доп. / Москва. Университетская книга. 2005. 848 с.
4. *Потапов А.А.* Фракталы и хаос как основа новых прорывных технологий в современных радиосистемах / Дополнение к кн.: Кроновер Р. Фракталы и хаос в динамических системах / Пер. с англ. Под ред. Т.Э. Кренкеля / Москва. Техносфера. 2006. С. 374–479.
5. *Потапов А.А.* Физические основы и принципы построения фрактальных радаров и фрактальных сенсоров: Новое направление – фрактальный анализ и его применение в теории статистических решений и в статистической радиотехнике // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии – РЭНСИТ. 2017. Т. 9. № 2. С. 129–138.
6. *Потапов А.А.* Текстурные и фрактально-скейлинговые методы обнаружения, обработки и распознавания слабых радиолокационных сигналов и малоконтрастных изображений на фоне интенсивных помех // Вестник воздушно-космической обороны (НПО «Алмаз»). 2018*а*. № 2(18). С. 15–26.
7. *Потапов А.А.* Фрактальная радиоэлектроника: состояние и тенденции развития // Актуальные вопросы состояния, эксплуатации и развития комплексов бортового радиоэлектронного оборудования воздушных судов, проблемы подготовки специалистов / Сб. науч. ст. по материалам III Всероссийской науч.-практ. конф. «Авионика» (15–16 марта 2018 г.). Воронеж: ВУНЦ ВВС «ВВА». 2018*б*. С. 267–272.
8. *Потапов А.А.* Волны в неупорядоченных больших фрактальных системах: радиолокация, наносистемы, кластеры беспилотных летательных аппаратов и малоразмерных космических аппаратов // Радиотехника и электроника. 2018*в*. Т. 63. № 9.
9. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля. Под ред. С.М. Рытова / Москва. Наука. 1978. 464 с.
10. *Berry M.V.* Diffractals // J. Phys. A: Math. Gen. 1979. V. 12. No 6. P. 781–797.
11. *Foldy L.L.* The multiple scattering of waves // Phys. Rev. 1945. V. 67. P. 107–119.
12. *Mandelbrot B.* Fractals / San Francisco. Freeman. 1977. 365 p.
13. *Light Scattering* by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Applications / Eds. M.I. Mishchenko, J.W. Hovenier, and L.D. Travis / London. Academic Press. 2000. 690 p.
14. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Multiple Scattering of Light by Particles: Radiative Transfer and Coherent Backscattering / New York. Cambridge University Press. 2006. 507 p.
15. *Potapov A.A.* Chaos Theory, Fractals and Scaling in the Radar: A Look from 2015 / Глава 12 в книге: The Foundations of Chaos Revisited: From Poincaré to Recent Advancements / Ed. C. Skiadas / Basel. Springer Int. Publ. 2016. P. 195–218.
16. *Potapov A.A.* On the Indicatrixes of Waves Scattering from the Random Fractal Anisotropic Surface / Глава 9 в книге: Fractal Analysis - Applications in Physics, Engineering and Technology / Ed. Fernando Brambila / Rijeka. InTech. 2017*а*. P. 187–248.
17. *Potapov A.A.* Postulate “The Topology Maximum at the Energy Minimum” for Textural and Fractal-and-Scaling Processing of Multidimensional Super Weak Signals against a Background of Noises / Глава 3 в книге: Nonlinearity: Problems, Solutions and Applications. Vol. 2 / New York. Nova Science Publ. 2017*б*. P. 35–94.
18. *Potapov A.A.* Fractal and topological sustainable methods of overcoming expected uncertainty in the radiolocation of low-contrast targets and in the processing of weak multi-dimensional signals on the background of high-intensity noise: A new direction in the statistical decision theory // IOP Conf. Ser.: Journal of Physics: Conf. Ser. 2017*в*. V. 918. No 012015. 19 p. https://doi.org/10.1088/1742-6596/918/1/012015.
19. *Tversky V.* On propagation in random media of discrete scatterers // Proc. Sympos. Appl. Math. (Am. Math. Soc., Providence, Rhode Island). 1964. V. 16. P. 84–116.
20. *Tversky V.* Theory and Microwave Measurements of Higher Statistical Moments of Randomly Scattered Fields. In: Electromagnetic Scattering (Proc. of the Interdisciplinary Conference held in June, 1965, at the University of Massachusetts at Amherst, Amherst, MA USA) / Eds. R.L. Rowell, R.S. Stein / N.Y. Gordon and Breach. 1967. P. 579–696.

Лидарные наблюдения строения и эволюции скоплений аэрозоля в проекте DELICAT

О.В. Федорова, О.А. Коваль, А.Е. Мамонтов

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

1. Описание проекта DELICAT

Проект DELICAT – DEmonstration of LIdar based Clear Air Turbulence detection (*Feneyrou et al. 2009*) нацелен на решение одной из задач авиационной безопасности – заблаговременного обнаружения впереди по курсу самолета области турбулентности ясного неба. Выполнение проекта началось в 2009 году, непосредственно летные испытания проводились летом 2013. Результаты проекта признаны перспективными, и работу предполагается продолжать. Это европейский международный проект, основные участники которого перечислены ниже (*Отчет D5300 2014*).

1. Thales Avionics – международная промышленная группа, выпускающая информационные системы для авиакосмического, военного и морского применения;
2. CNRS – Centre national de la recherche scientifique, Франция;
3. DLR – German Aerospace Center, Германия;
4. Hovemere, Великобритания;
5. Meteo France, Франция;
6. NLR – Netherlands Aerospace Centre, Нидерланды;
7. ONERA – Office National d'Etudes et de Recherches Aerospatiales, Франция;
8. INOE 2000 – National Institute for Research and Development in Optoelectronic, Румыния;
9. ИФА им. А.М. Обухова РАН, Россия (рук. М.Е. Горбунов);
10. Laser Diagnostic Instruments, Эстония;
11. Варшавский университет, Польша;
12. EADS – Innovation Works, Германия.

Сотрудники Лаборатории турбулентности и распространения волн Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН участвовали в обсуждении постановки задачи и работали с данными измерений проекта (*Отчет D5300 2014, Gurvich, Kulikov 2017*).

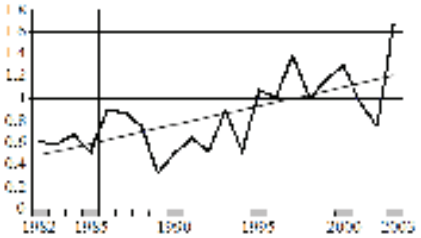


Рис. 1. Число турбулентных событий на миллион полетов за период 1982 – 2003 гг. в США.

Заблаговременное обнаружение областей турбулентности ясного неба – важная практическая задача (далее турбулентность ясного неба будем кратко обозначть CAT). CAT возникает на высотах больше 5 км при ясной погоде или при наличии облаков верхнего яруса и, как известно, не обнаруживается ни визуально, ни метеорадарами. Запас времени после ее обнаружения должен быть достаточным для того, чтобы пассажиры успели пристегнуться, то есть не менее 2-3 минут. Непристегнутые пассажиры в серьезных случаях пробивают головой потолок, последнее громкое событие такого рода случилось в 2017 году с самолетом Аэрофлота, летевшим в Бангкок, где было 27 пострадавших. Важность этой проблемы подчеркивается тем фактом, что число происшествий, связанных с попаданием

самолетов в области атмосферной турбулентности, увеличивается примерно в 3 раза быстрее числа полетов, как показывает Рис.1 (*Отчет D6300 2016*). В 40% случаев это турбулентность ясного неба. Число прецедентов попадания самолетов в CAT по разным источникам колеблется от 750 до 1500 в год. Большая их часть не причиняет вреда пассажирам и экипажу, однако авиакомпании страдают от задержек и перебоев рейсов (в США ущерб оценивается в сумму полмиллиарда долларов в год). Травмируется в год порядка сотни человек, и это становится проблемой также для страховых компаний.

Авторы проекта DELICAT предлагают следующий способ решения задачи: с помощью установленного на борту самолета ультрафиолетового лидара регистрировать интенсивность обратного рассеяния лазерного излучения на достаточно большом расстоянии впереди по курсу и определять наличие области турбулентности по возмущениям интенсивности.

Рис. 2. Внешний вид лидара для работы с находящимся в салоне лидаром, как показано на Рис. 3.

На Рис. 2 показан внешний вид установленного в салоне самолета лидара, сконструированного в немецком центре DLR (*Отчет 20140115, 2015*). подробное описание лидара можно найти, например, в (*Vrancken и др. 2016*). Его основные характеристики: длина волны 355 нм, длительность импульса 7 нс, частота импульсов 100 Гц, угловая расходимость пучка 0.2 мрад, диаметр приемника 14 см. У лидара 2 приемных канала: ко- и кросс-поляризация. Минимальное расстояние 1.5 км, максимальное расстояние 15 км, что соответствует 1 – 1.5 мин полета. Разрешение по расстоянию 5 м. Установлена система зеркал, которая направляет зондирующий луч вперед по курсу самолета. Имеется также фильтр, отсекающий солнечное излучение с полосой пропускания 0.5 нм.

В летных испытаниях был задействован и дооборудован самолет Cessna-citation-2, принадлежащий нидерладскому аэрокосмическому центру.

На Рис. 4 показана карта полетов, которые проводились из амстердамского аэропорта Скипхол с 17 июля по 12 августа 2013 года. Полеты происходили над западной частью Европы с Британскими островами и прилегающими морскими территориями. Полеты нумеруются с 1 по 11, в 4-х случаях в один день выполнялись 2 полета. Полет 1 был тренировочным, его данные являются неполными и не обрабатывались. Поскольку к данным прилагаются GPS-координаты, мы можем видеть, где были сделаны конкретные измерения (их отдельные части обозначены условными номерами). В соответствии с задачей проекта полеты проводились в условиях ясной погоды.

Рис. 3. Самолет Cessna-citation-2: вверху слева – общий вид, вверху справа – борт с выступающим окном, пропускающим ультрафиолетовое излучение, внизу – носовая штанга с дополнительным оборудованием.

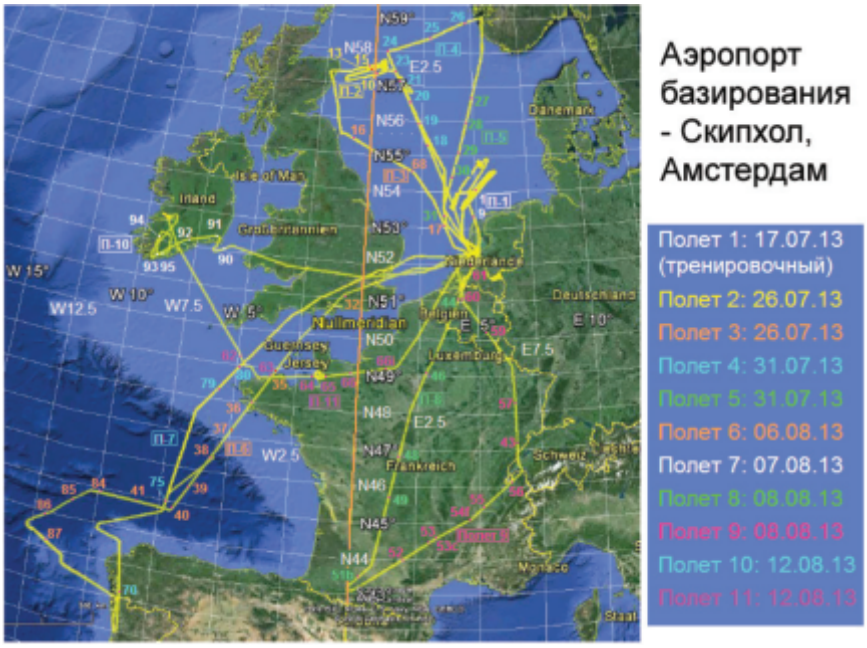


Рис. 4. Карта полетов проекта DELICAT.

Статистика количества полученных данных по времени измерений:
общее летное время примерно 33 часа;
общая продолжительность измерений для полетов с 2 по 11 – почти 16 часов;
суммарная продолжительность измерений в выделенных зонах ~ 6 часов (зоны – выделенные участки траекторий, в которых незначительно менялись высота и направление полета, а также достаточно надежно работала система компенсации отклонений зондирующего луча от направления полета, то есть области наиболее надежных измерений);
общий объем полученных данных ~ 1.1 терабайт.

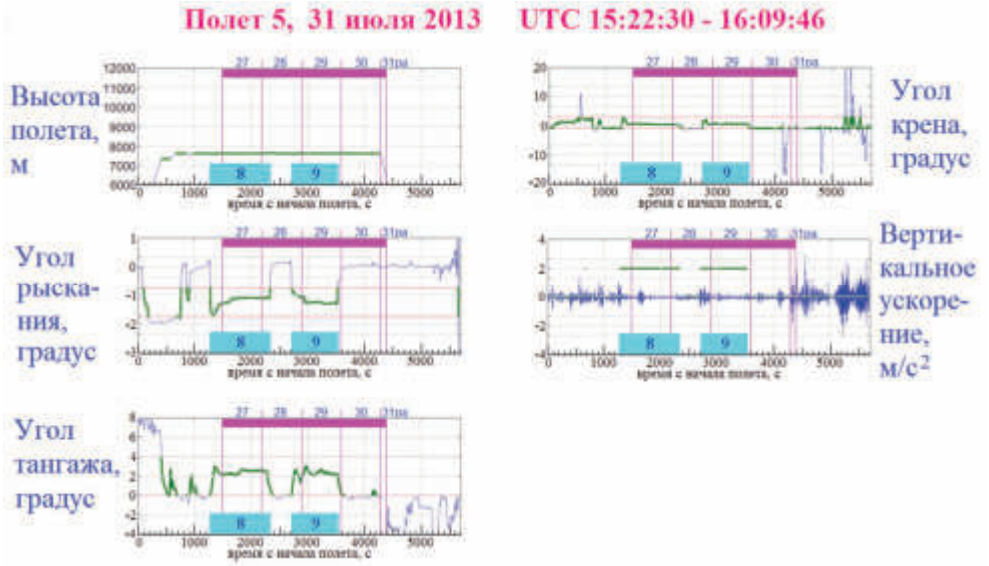


Рис. 5. Параметры для полета 5.

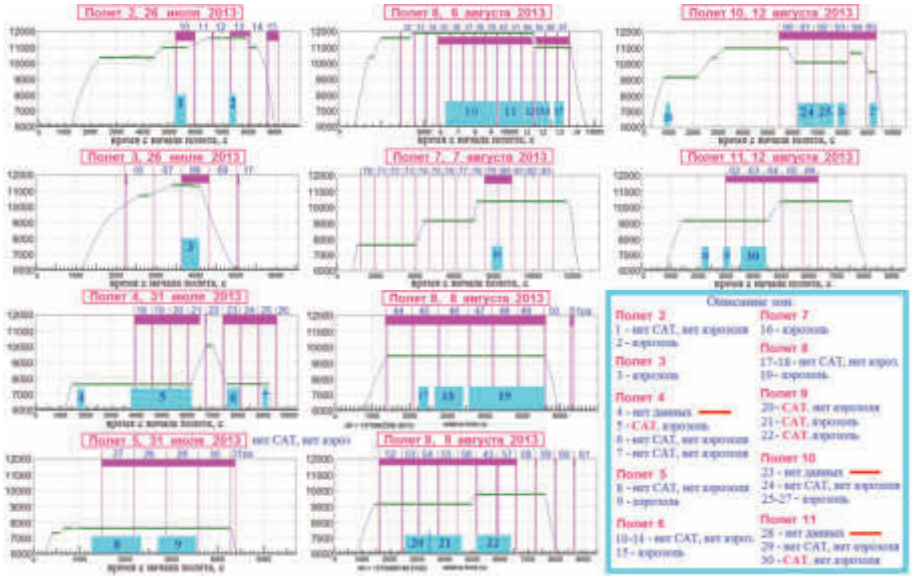


Рис. 6. Сведения о высотах для всех полетов.

На Рис. 5 на примере полета 5 показано, какие параметры прилагаются к данным измерений и как они меняются по ходу полета. Это высота, углы тангажа, рысканья, крена, вертикальное ускорение. Кроме того, имеются GPS-координаты и воздушная скорость. Таким образом, для каждого момента записи данных известно, в каких условиях они получены. Каждая группа данных, обозначаемая здесь условными номерами, по времени соответствует 695 сек, между группами разрыв 5 сек. Голубым цветом показаны 2 зоны, выделенные в этом полете – видно, что и углы тангажа, рысканья и крена меняются в зонах достаточно мало.

На Рис. 6 для всех полетов показаны их высоты: они меняются от 7.5 до почти 12 км. Всего в полетах выделено 30 зон, отмеченных голубым цветом, измерения производились в 27 из них. К этому моменту мы рассматривали в основном данные в зонах и их окрестностях, в наших дальнейших планах - изучение всей имеющейся информации.

2. Анализ полученных данных

Пример данных об интенсивности обратного рассеяния для 2-х поляризаций приведен на Рис. 7. Эти данные можно представлять разными способами, мы выбрали простой вариант, в котором по оси абсцисс отложено расстояние от самолета, по оси ординат - время, интенсивность умножена на квадрат расстояния для компенсации расхождения луча.

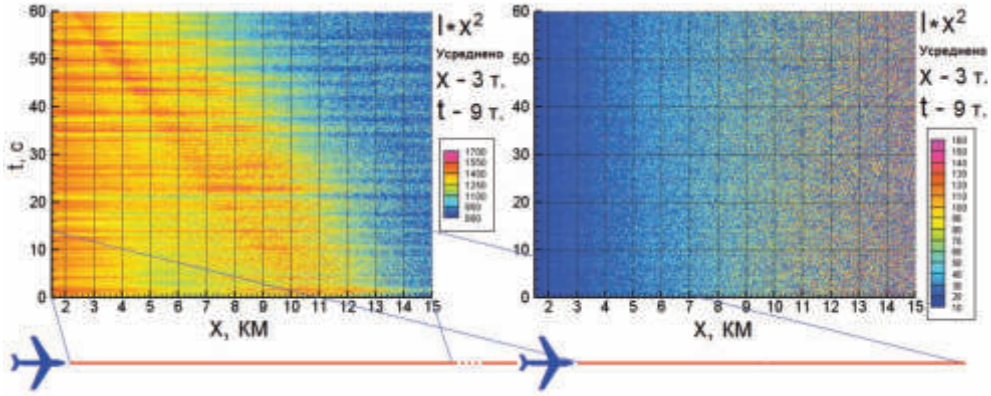


Рис. 7. Интенсивность обратного рассеяния, умноженная на квадрат расстояния и усредненная по 3-м точкам расстояния и 9-ти временным точкам. Слева – ко-поляризация, справа – кросс-поляризация. Полет 4, 31 июля 2013, зона 5, UTC 11:47:05.66 - 11:48:05.66, высота 7600 м.

Движение самолета одномерно – он движется по некоторой линии, данные об интенсивности в момент первого лидарного импульса укладываются на прямую, соответствующую этому моменту времени, для следующего импульса они ложатся на следующую прямую и т.д., в результате получаем двумерную пространственно-временную картину. Для первичного снижения влияния шума мы усреднили данные по 3-м точкам по расстоянию и по 9 точкам по времени, тем самым пространственное разрешение составляет 15 метров, временное 0.09 сек. На Рис. 7 можно видеть, как выглядит в таком представлении облако аэрозоля или область турбулентности (они по виду примерно одинаковы). Интенсивность в канале кросс-поляризации, как правило, существенно меньше, и во многих случаях, как и на данном рисунке, анализ показывает, что в этом канале наблюдается в основном шум.

Скопления аэрозоля и/или CAT были зарегистрированы в каждом полете. Следуя основным авторам проекта, мы будем называть аэрозолем все виды частиц, встречающихся в данных – это может быть водный аэрозоль, пылевые частицы и т.д. Задача отождествления типа аэрозоля в данной работе не ставится.

Аэрозоль выступает в 3-х ролях:

1) он может быть средством для тестирования и валидации процесса измерений,
2) он является помехой, вносящей искажения в сведения о возможных областях CAT,
3) он является объектом изучения, в частности, исследования размеров и пространственно-временной эволюции его скоплений. Самолетных лидарных исследований аэрозоля не так уж много – их обзор можно найти в (*Gurvich, Kulikov 2017*), поэтому данные представляют большой интерес.

Основной задачей на данной стадии работы было более внимательное изучение встречающихся в зонах и их окрестностях областей аэрозоля либо CAT, поскольку авторы проекта обращали внимание лишь на особо выдающиеся детали. Мы выделили 3 направления работы:

1. Обзор данных в области зон и в их окрестностях.
2. Разработка методики выделения слабых скоплений аэрозоля.
3. Анализ размеров и пространственно-временной эволюции областей аэрозоля.

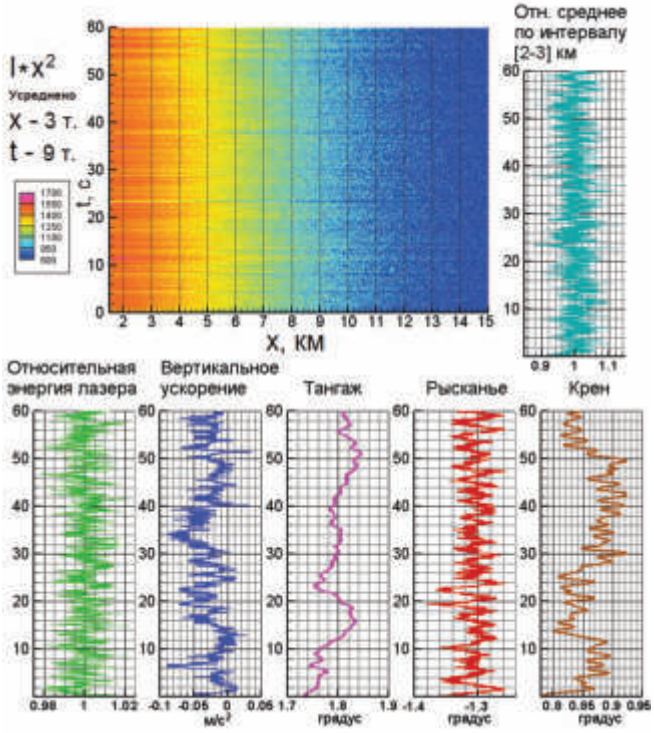


Рис. 8. Интенсивность в ко- поляризации и параметры полета. Полет 4, 31 июля 2013, зона 5, UTC 11:39:40.66 - 11:40:40.66, высота 7600 м.

На Рис. 8 показана типичная картина интенсивности для свободной от каких-либо структур области. Хорошо видны флуктуации интенсивности по ходу времени.

Методическая часть работы заключалась в рассмотрении возможности подавления шумов измерений путем нормировки каждой горизонтальной линии данных на среднее значение по выбранному интервалу расстояний, в котором интенсивность с расстоянием меняется незначительно – обычно это были интервалы 2-3, 2-4 или 3-4 км. Чтобы убедиться, что мы имеем дело действительно с шумом, мы оценили корреляции флуктуаций средних значений по этому интервалу с флуктуациями таких параметров полета, как углы тангажа, рысканья, крена, вертикальное ускорение и энергия лазера.

Значимых корреляций не было обнаружено, поэтому мы считаем флуктуации интенсивности по ходу времени шумом. Общее же снижение интенсивности обратного рассеяния с увеличением расстояния от самолета объясняется главным образом молекулярным рассеянием.

Мы сравнили относительные исправленные за шум и усредненные по времени интенсивности в нескольких областях, свободных от наблюдаемых деталей, с относительной интенсивностью молекулярного рассеяния, рассчитанной по модели стандартной атмосферы. Как видно на Рис. 9, согласие лучше для низких полетов, и, как правило, ухудшается с увеличением высоты. По-видимому, во многих случаях мы имеем дело и с фоновым аэрозолем. Форма кривых для расстояний от самолета меньше 6-7 км определяется, очевидно, характеристиками аппаратуры. Поэтому для окончательной нормировки мы использовали именно такие условно называемые "кривые чувствительности".

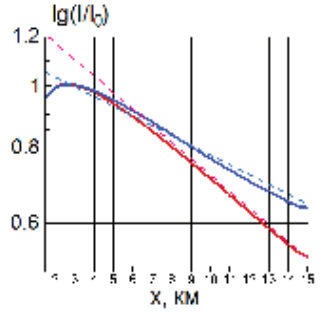


Рис. 9. Синие кривые: полет 9, 8 августа 2013, зона 21, UTC 20:11:18.95 - 20:12:18.94, высота 9300 м, красные кривые: полет 5, 31 июля 2013, зона 8, UTC 15:37:09.38 - 15:38:09.36, высота 7750 м. Сплошные линии – относительная интенсивность в ко-поляризации, штриховые – относительная интенсивность молекулярного рассеяния.

На Рис. 10 показан пример обработки полученных данных для областей, где мощность скоплений аэрозоля сравнительно невелика и нужно выделить их тонкую структуру. Сначала мы избавляемся от шума нормировкой на среднее значение по интервалу 2-4 км, потом исправляем за кривую чувствительности, полученную в близкой по времени свободной от скоплений области. Результат – детальная структура скоплений, которую можно рассматривать на предмет пространственной и временной эволюции.

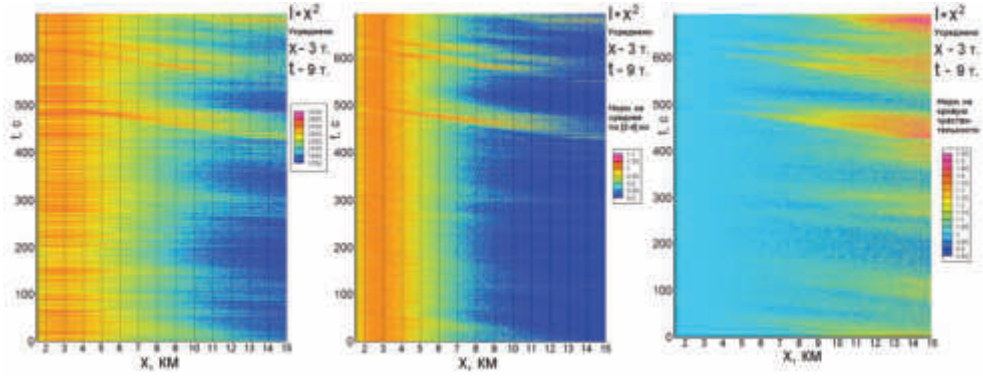


Рис. 10. Результат обработки данных, позволяющий увидеть тонкую структуру слабых скоплений аэрозоля (полет 9, 8 августа 2013, зона 21, UTC 20:08:18.95 - 20:19:53.95, высота 9400 м). Слева – исходные данные, в центре – нормированные на среднее значение интенсивности в интервале [2-4] км, справа – дополнительно нормированные на кривую чувствительности.

Это скопления сравнительно небольшой мощности. Но в наблюдениях встречаются примеры и более плотных структур, показанные на Рис. 11, к которым столь детальную обработку применять не нужно. Самые мощные скопления наблюдались в полете 9, часть которого проходила над Альпами. Детально область сильных облаков можно рассмотреть только при экспоненциальном распределении уровней. Здесь мы имеем дело, скорее всего, также и с областью турбулентности.

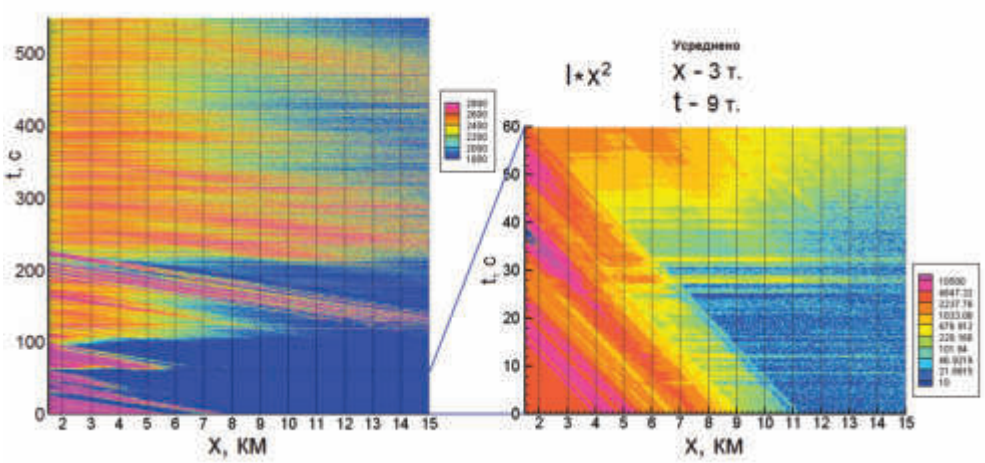


Рис. 11. Более плотные структуры и/или области турбулентности, наблюдавшиеся в полете 9 (8 августа 2013, зона 22, UTC 20:21:39 - 20:43:28, высота 10000 м). Справа – 550 секунд данных, представленных обычным образом, слева – 60-секундный отрезок в экспоненциальном представлении интенсивности.

Имеются и случаи хорошей корреляции данных в 2-х каналах поляризации – пример этого можно видеть на Рис. 12. Это облака средней мощности, которые наблюдались во время поворота самолета вне зоны. Такая картина, по-видимому, свидетельствует о наличии в облаках достаточно большого количества несферических частиц.

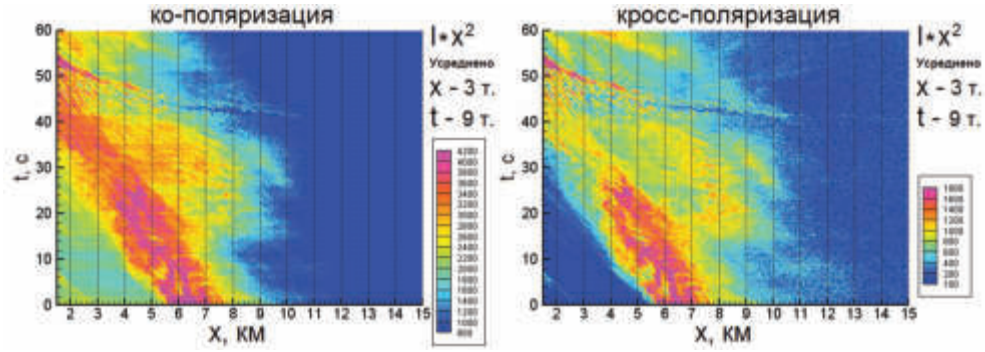


Рис. 12. Пример хорошей корреляции данных в 2-х каналах поляризации (полет 10, 12 августа 2013, UTC 13:48:14.55 - 13:49:14.54, высота 10100 м, область поворота вне зон).

3. Заключение

В ходе реализации проекта DELICAT получены интересные данные об атмосферном аэрозоле на высотах от 7.5 до 12 км. Сделан обзор данных измерений в выделенных зонах и их окрестностях. Скопления аэрозоля и, возможно, области турбулентности присутствуют в

14 из 27 зон, из них в 2-х случаях скопления слабые, в 3-х довольно мощные, в остальных – промежуточные варианты. Данные позволяют оценивать характерные размеры скоплений аэрозоля (несколько километров) и прослеживать их временную эволюцию (времена жизни 20-30 секунд). Вне зон, в областях набора высоты и снижения можно получить оценки вертикальных размеров скоплений, в некоторых случаях они достигают 800 м. Мы предполагаем продолжить изучение этого материала.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-35-00368.

Литература

1. *Отчет по* проекту DELICAT № D5300. 2014.
2. *Отчет по* проекту DELICAT № RoyMetSoc_20140115_DLR-ICM. 2015.
3. *Отчет по* проекту DELICAT № D6300. 2016.
4. *Feneyrou P., Lehureau J.C., Barny H.* Performance evaluation for long range turbulence detection using ultraviolet lidar // Appl. Optics. 2009. V. 48. No. 19. P. 3750–3759.
5. *Gurvich A.S., Kulikov V.A.* Impact of pitch angle fluctuations on airborne lidar forward sensing along the flight direction // Atmos. Meas. Tech. 2017. V. 10. No. 10. P. 3851–3864.
6. *Vrancken P., Wirth M., Ehret G., Barny H., Rondeau P., Veerman H.* Airborne forward-pointing UV Rayleigh lidar for remote clear air turbulence detection: system design and performance // Appl. Optics. 2016. V. 55. No. 32. P. 9314–9328.

СОДЕРЖАНИЕ	
Предисловие. *Г.С.Голицын, И.И.Мохов*	4
Часть 1. А.М. Обухов – жизнь и научная деятельность	
Академик Александр Михайлович Обухов (Краткая биография и список трудов). *Гинзбург А.С., Курганский М.В.*	6
Круги близости академика Александра Михайловича Обухова *Обухов А.С.*	18
Саратовские корни академика А.М. Обухова *Родзаевская Е.Б.*	31
А.М. Обухов - основатель наземного дистанционного зондирования атмосферного пограничного слоя. *Каллистратова М.А., Петенко И.В., Кузнецов Р.Д.*	39
Академик А.М. Обухов и развитие исследований аэрозольного загрязнения воздушных бассейнов регионов и городов: Кисловодск-Москва-Пекин *Горчаков Г.И., Емиленко А.С., Копейкин В.М., Исаков А.А., Карпов А.В.*	50
Влияние А.М. Обухова на формирование новых представлений в механике природных систем *Чашечкин Ю.Д.*	55
Часть 2. Турбулентность	
Лидарные исследования ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы *Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалиц А.В.*	63
Алгоритм расщепления турбулентности для параметризации перемешивания в модели циркуляции океана *Мошонкин С.Н., Залесный В.Б., Гусев А.В.*	73
Исследование структуры атмосферной турбулентности в неоднородном ландшафте *Степаненко В.М., Репина И.А., Барсков К.В., Артамонов А.Ю., Гавриков А.В., Пашкин А.Д., Варенцов М.И., Богомолов В.Ю.*	81
Вихри, волны, струйные течения и турбулентность в лабораторных экспериментах *Чхетиани О.Г., Гледзер Е.Б., Гледзер А.Е., Калашник М.В., Хапаев А.А.*	94
Некоторые вопросы анализа случайных полей *Якушкин И.Г.*	109
Часть 3. Геофизическая гидродинамика	
Моделирование энергетики Новороссийской боры *Берзегова Р.Б., Беданоков М.К.*	116
Теоретические исследования атмосферных возмущений, связанных с неоднородностями поля силы тяжести *Ингель Л.Х., Макоско А.А.*	126
О гидродинамической неустойчивости вертикальных движений, инициируемых пространственно периодическими распределениями источников тепла в атмосфере *Калашник М.В., Курганский М.В.*	136
О прогностическом значении одного критерия оценки спиральности скорости атмосферных движений *Макоско А.А., Максименков Л.О.*	146
О триадных взаимодействиях волн Россби *Мирабель А.П., Вакуленко Н.В.*	150
Развитие теории случайных процессов и полей и ее геофизические приложения *Фортус М.И.*	164
Часть 4. Динамика атмосферы и климатической системы	
Циклоническая активность в высоких широтах Северного полушария по данным	168

реанализа и расчетам с региональными климатическими моделями *Акперов М.Г.,.Мохов И.И, Дембицкая М.А., Парфенова М.Р.*	
Динамика индекса континентальности Горчинского при изменениях климата *Александров Г.А., Гинзбург А.С., Голицын Г.С.*	177
Влияние переносов в атмосфере и океане и аномалий температуры воды в низких широтах океана на колебания климата Арктики *Алексеев Г.В., Кузмина С.И., Глок Н.И., Уразгильдеева А.В., Вязилова А.Е.*	181
Прогноз вертикальных распределений температуры и ветра в атмосферном пограничном слое с использованием модели WRF-ARW и усвоением данных содара и температурного профилемера *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Куличков С.Н., Миллер Е.А., Юшков В.П.*	191
Исследование динамики пограничного слоя атмосферы с использованием беспилотных летательных аппаратов *Варенцов М.И., Артамонов А.Ю., Пашкин А.Д., Репина И.А.*	202
Влияние вариаций уровня солнечной активности на динамические процессы в атмосфере: анализ эмпирических данных и моделирование *Груздев А.Н. Безверхний В.А., Шмидт Х., Брассёр Г.П.*	213
Оценка динамики комфортности погодно-климатических условий в 1980-2050 гг на территории России *Емелина С.В., Макоско А.А., Матешева А.В.*	222
Общее и различия «*первого*» и «*современного*» потепления в Арктике на примере архипелага Шпицберген *Иванов Б.В.*	228
Содар для исследований микроструктуры приземного слоя атмосферы *Крамар В.Ф., Чхетиани О.Г., Вазаева Н.В., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Куличков С.Н., Люлюкин В.С., Кузнецов Д.Д.*	238
Современные изменения климата: аномалии и тенденции *Мохов И.И.*	250
Временной сдвиг между изменениями глобальной температуры и содержания CO_2 в атмосфере при антропогенных эмиссиях CO_2 и CH_4 в атмосферу *Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Денисов С.Н., Мохов И.И., Аржанов М.М., Тимажев А.В.*	264
Изменения приземной температуры в России и Арктике: анализ влияющих факторов и вероятностный прогноз на близкую перспективу *Спорышев П.В., Катцов В.М., Говоркова В.А.*	272
Смерчи в Северной Евразии: современная климатология и риски формирования в контексте глобального потепления *Чернокульский А.В., Курганский М.В., Мохов И.И., Шихов А.Н.*	281
Конвективная неустойчивость Рэлея в облачной среде: зарождение интенсивных атмосферных вихрей различных пространственных масштабов – тропических циклонов и смерчей *Шмерлин Б.Я.*	291
О новом подходе к прогнозированию смерчеопасных ситуаций и других опасных конвективных явлений *Шмерлин Б.Я., Новицкий М.А., Калмыкова О.В.*	301
Часть 5. Физика и состав атмосферы	
Электричество атмосферного пограничного слоя средних широт над сушей: результаты наблюдений и моделирования *Анисимов С.В., Галиченко С.В., Афиногенов К.В., Гурьев А.В., Козьмина А.С., Прохорчук А.А.*	310

Атмосферный черный углерод в приземном воздухе в районе станции Тикси, Якутия: источники и климатические характеристики *Виноградова А.А., Титкова Т.Б., Иванова Ю.А.*	319
Исследование процессов в ветропесчаном потоке на опустыненных территориях *Горчаков Г.И., Карпов А.В., Копейкин В.М., Бунтов Д.В., Титов А.А., Гущин Р.А, Даценко О.И.*	328
Учет сериальной корреляции при анализе геофизических данных методом множественной линейной регрессии *Груздев А.Н.*	333
Динамика приземных аэрозолей в южных регионах России по данным полевых наблюдений *Губанова Д.П., Кудерина Т.М., Чхетиани О.Г., Иорданский М.А., Обвинцев Ю.И., Козлов Ф.А., Кудиков А.В., Артамонова М.С., Максименков Л.О.*	343
Прогноз концентраций загрязняющих веществ в атмосфере на основе системы COSMO-Ru-ART *Кирсанов А.А. , Кострова У.В., Ревокатова А.П., Ривин Г.С., Суркова Г.В.*	356
О тенденциях дальнего загрязнения атмосферы территорий Российской федерации в XXI веке *Макоско А.А., Матешева А.В.*	363
Вариации химически активных компонентов атмосферы в области мезопаузы в периоды стратосферных потеплений по данным наблюдений на среднеширотных станциях Торы и Звенигород *Медведева И.В, Семенов А.И.*	369
Вариации температуры и интенсивности излучения молекулярного кислорода и гидроксила мезопаузы *Перминов В.И., Перцев Н.Н., Далин П.А., Суходоев В.А., Юрченко О.Т.*	379
Аэрозольная оптическая толщина атмосферы: многолетние изменения в разных регионах России, тенденции аэрозольного «просветления» атмосферы *Плахина И.Н., Панкратова Н.В.*	385
Исследование изменений состава атмосферы над Евразией *Ракитин В.С. , Еланский Н.Ф. , Панкратова Н.В. , Скороход А.И. , Джола А.В. , Штабкин Ю.А. , Ван П. , Ван Г. , Васильева А.В. , Макарова М.В., Гречко Е.И.*	393
Эмпирическая модель вариаций инфракрасного излучения в верхней атмосфере *Семенов А.И. , Медведева И.В.*	403
Вариации состава атмосферы при погодно-климатических аномалиях в связи с атмосферными блокированиями *Ситнов С.А. , Мохов И.И.*	418
Исследование источников атмосферного метана в Арктике *Скороход А.И., Панкратова Н.В., Беликов И.Б., Ракитин В.С., Штабкин Ю.А., Томпсон Р*	429
Исследования переноса атмосферных примесей и температурных аномалий траекторными методами в ИФА им. А.М. Обухова РАН *Шукуров К.А. , Мохов И.И. , Семенов В.А., Постыляков О.В. , Боровский А.Н. , Шукурова Л.М. , Сеник И.А. , Савиных В.В. , Чхетиани О.Г.*	437
Часть 6. Взаимодействие атмосферы и океана	
Региональное климатическое моделирование атмосферы над Северной Атлантикой: методы выделения мезомасштабной циркуляции из данных высокого разрешения *Гавриков А.В., Степаненко В.М.*	447
Численное моделирование процессов обмена между каплями и воздухом в приводном атмосферном погранслое *Дружинин О.А., Троицкая Ю.И., Зилитинкевич С.С.*	457

Характеристики энергообмена ледяного покрова с атмосферой в Центральном Арктическом бассейне *Макштас А.П., Махотина И.А., Тимачёв В.Ф.*	467
Особенности формирования температурного режима прилёдного слоя атмосферы в зимний период по данным дрейфующих станций "Северный полюс 35-40" *Махотина И.А., Макштас А.П., Чечин Д.Г.*	476
Взаимодействие атмосферы и океана в полярных районах при наличии ледяного покрова в летне-осенний период *Репина И.А., Артамонов А.Ю., Варенцов М.И., Хавина Е.М.*	481
Эволюция атмосферного пограничного слоя и струйное течение низкого уровня во время холодных вторжений в Арктике *Чечин Д.Г, Люпкес К..*	492
Часть VI. Распространение волн	
Флуктуации сигналов при радиозатменном зондировании атмосферы Земли *Горбунов М.Е., Кан В. , Коваль О.А. , Софиева В.Ф.*	499
Асимптотики в задачах о набеге на берег длинных волн, порожденных локализованными источникам *Аникин А.Ю., Доброхотов С.Ю., Миненков Д.С.*	508
Внутренние гравитационные волны разных типов в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое по данным содара и микробарографа *Зайцева Д.В., Каллистратова М.А., Люлюкин В.С., Перепёлкин В.Г., Кузнецов Р.Д.,. Кузнецов Д.Д.*	516
Анизотропия стратосферных неоднородностей по наблюдениям мерцаний звезд быстрыми фотометрами GOMOS/ENVISAT *Кан В., Софиева В.Ф.*	522
Акустическое зондирование средней атмосферы (теория и эксперимент) *Куличков С.Н., Чунчузов И.П., Буш Г.А., Перепелкин В.Г., Попов О.Е.*	531
Внутренние гравитационные и инфразвуковые волны во время урагана в Москве 29 мая 2017 года *Куличков С.Н., Чунчузов И.П., Попов О.Е., Перепелкин В.Г., Голикова Е.В., Буш Г.А., Репина И.А., Цыбульская Н.Д., Горчаков Г.И.*	541
Синхронные наблюдения волн Кельвина-Гельмгольца на мезомасштабной сети дистанционного зондирования АПС в Московском регионе *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Юшков В.П., Кузнецов Д.Д.*	551
О барических системах, благоприятствующих возникновению гравитационно-сдвиговых волн в АПС *Люлюкин В.С., Каллистратова М.А., Крамар В.Ф., Кузнецов Р.Д., Юшков В.П.*	559
Многократное рассеяние волн на фрактальном ансамбле частиц и в больших неупорядоченных фрактальных системах *Потапов А.А.*	564
Лидарные наблюдения строения и эволюции скоплений аэрозоля в проекте DELICAT *Федорова О.В., Коваль О.А., Мамонтов А.Е.*	574