ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ ИМ.
А.М. ОБУХОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 551.510.522, 551.510.42, 551.515.6, 532.526.4, 532.527

Вазаева Наталья Викторовна

ЦИРКУЛЯЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Специальность 25.00.29 — «Физика атмосферы и гидросферы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Чхетиани Отто Гурамович

Москва — 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 4
ГЛАВА 1. АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ СТРУКТУР В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ 20
Основные выводы к Главе 1. Постановка задачи 29
ГЛАВА 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВОЙСТВА ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ СТРУКТУР В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ 31
2.1. Нелинейные режимы развития структур в экмановском слое 31
2.1.1. Основные уравнения квазидвумерной модели 31
2.1.2. Описание численной реализации квазидвумерной модели и вычислительного алгоритма 32
2.1.3. Результаты моделирования 35
2.1.4. Воспроизведение синоптической картины 28 июля 2007 г. в Калмыкии с помощью модели RAMS 43
2.1.5. Анализ результатов моделирования по данным акустического зондирования в Калмыкии, 28 июля 2007 г. 45
2.2. Пространственные характеристики организованной валиковой циркуляции в атмосферном пограничном слое по результатам численного моделирования с помощью модели WRF-LES 49
2.2.1. Описание используемых параметров модели 49
2.2.2. Исследование характеристик валиковой циркуляции 50
2.3. Взаимодействие организованной валиковой циркуляции с частицами. Квазидвумерная модель 59
2.4. Влияние мезомасштабной валиковой циркуляции на подъем и транспорт аэрозоля. Численный эксперимент на базе модели WRF-Chem 64
2.4.1. Описание используемых параметров модели 64
2.4.2. Моделирование синоптической ситуации в Калмыкии, 28 июля 2007 г. 64
2.4.3. Учет несальтационной эмиссии аэрозоля при условии слабых ветров .. 67
2.4.3.1. Анализ натурных измерений и корректировка температуры 68
2.4.3.2. Результаты моделирования на адаптированной модели WRF-Chem 71

2.4.4. Влияние усвоения данных акустического и микроволнового зондирования на достоверность результатов численного моделирования..... 71
2.4.4.1. Численный эксперимент в Москве, 2011,2012, 2014 гг. на базе модели WRF-ARW..... 75
2.4.4.2. Численный эксперимент в Калмыкии, июль 2007 г., на базе модели WRF-ARW..... 83
2.5. Основные выводы к главе 2..... 83
ГЛАВА 3. СПИРАЛЬНОСТЬ В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ..... 87
3.1. Потоки спиральности в атмосферном пограничном слое. Турбулентная спиральность. Суперспиральность..... 87
3.2. Распределение спиральности в атмосферном пограничном слое по данным акустического зондирования..... 96
3.2.1. Спиральное течение в экмановском пограничном слое..... 96
3.2.2. Аппаратура и условия проведения измерений..... 98
3.2.3. Методы обработки данных и моделирования..... 99
3.2.4. Моделирование наблюдаемой синоптической ситуации при помощи модели WRF-ARW..... 102
3.2.5. Результаты расчетов..... 105
3.3. Практическое применение спиральности. Диагностический и прогностический смысл спиральности как полезной дополнительной физической/гидродинамической характеристики атмосферной циркуляции на примере случаев полярных мезоциклонов 2013 г..... 113
3.3.1. Краткая характеристика объекта исследования..... 113
3.3.2. Описание исследуемых характеристик и численной модели..... 114
3.3.3. Результаты..... 115
3.4. Основные выводы к Главе 3..... 118
ГЛАВА 4. СУБМЕЗОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ..... 120
4.1. Рост оптимальных возмущений в экмановском слое..... 120
4.2. Статистика конвективных образований на основе данных акустического зондирования в различных ветровых и температурных условиях..... 140
4.3. Основные выводы к главе 4..... 146
ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... 148
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ..... 151

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования. В последние десятилетия особое внимание привлекают проблемы развития в атмосферном пограничном слое (АПС) различных когерентных циркуляционных структур, образованных вследствие гидродинамических неустойчивостей, в частности, широко распространенных упорядоченных спиралевидных вихрей с горизонтальной осью, направленной примерно вдоль среднего направления геострофического ветра [Brummer B., 1985, Михайлова Л. А. и Орданович А. Е., 1991, Etling D. and Brown R.A.,1993, Гранберг И.Г. и др., 2009]. Такие вихри образуются уже при достаточно слабом ветре 2-3,5 м/с [Etling D. and Brown R.A., 1993; Михайлова Л. А. и Орданович А. Е., 1991; Weckwerth T.M. et al., 1997; Young G.S. et al., 2002], когда происходит перестройка трехмерных конвективных ячеек в продольно ориентированные с горизонтальным масштабом 3-5 км, и характерны для пограничного слоя развитого тропического урагана и для высоких широт, когда в результате вторжений холодного воздуха над более теплой водной поверхностью возникают условия для развития конвекции, которая в сочетание с ветром формирует устойчивую систему вытянутых горизонтальных валов [Foster R.C., 2013, Chou S.H. and Atlas D., 1982, Hein R. and Brown R.A., 1988, Brümmer, 1999].

Наряду с организованными крупномасштабными структурами, в пограничном слое постоянно существуют вихревые структуры меньшего, как пространственного – от десятков до сотен метров, так и временного масштабов – десятки секунд – минуты, ориентированные примерно на 30 градусов относительно направления геострофического ветра [Mason P. and Thomson D., 1987, Lin C.-L. et al., 1996, Бызова Н.Л. и др., 1996, Копров Б.М. и др., 2000, Иванов В.Н. и Бызова Н.Л. 2001, Anderson P.S., 2003, Koprov B.M. et all., 2004, Drobinski P. et all., 2004, Drobinski P. et al., 2007, Шишов Е.А., 2017]. Несмотря на давнюю регистрацию в численных моделях [Deardorff J.W., 1972] и достаточно уверенную и детальную

экспериментальную регистрацию [Drobinski P. et all., 2004], условия и механизмы генерации и поддержания таких структур остаются не до конца проясненными.

Изучению термиков (термоконвективных структур) – конвективных движений изолированных объемов воздуха – называемых в иностранной литературе также пузырями, в настоящее время уделяется большое внимание. Значительный интерес представляет изучение процессов образования кучевых облаков вследствие мощной атмосферной конвекции [Schmidt H. and Schumann U., 1989, Moeng C.-H., 1984, Hernandez-Deckers D. and Sherwood S.C., 2016]. В процессе изучения атмосферной термической конвекции было создано большое число теоретических физико-математических моделей. Численное решение составленных в этих моделях уравнений термогидродинамики сложны для вычисления, а также для анализа и понимания результата и самого явления, точные аналитические решения находятся лишь в частных случаях. Поэтому статистические методы исследования данных натурных измерений не потеряли своего значения, и продолжают активно развиваться [Petenko I.V. and Bezverkhnii V.A., 1999, Вульфсон А.Н. и Бородин О.О., 2016].

Спиралевидные вихри значительно влияют на характеристики турбулентного течения, определяют вертикальный профиль среднего течения, играют существенную роль в процессах перемешивания, в процессах переноса влаги, тепла, импульса и других субстанций через АПС. По оценкам, сделанным в [Chou S.H. and Ferguson M.P., 1991], валиковые структуры отвечают за 20-60 % всего тепло-массопереноса через АПС. Вклад их в тепломассоперенос и влияние на направление приповерхностного ветра достаточно велик [Foster R.C. and Levy G., 1998], в то же время параметризация этих явлений представляется в настоящее время недостаточно разработанной.

В присутствие таких структур в конвективном пограничном слое весьма заметным оказывается общее количество поднимаемой пыли [Ponomarev V. M., 1998, Gorchakov G. I. et al., 2003, Cakmur R. V. et al., 2004, Takemi T. et al., 2006, Marsham J. H. et al., 2008, Klose M. and Shao Y., 2012]. Когда скорость ветра превышает 5 м/с, тонкодисперсный аэрозоль легко переходит в атмосферу,

поднимается на значительную высоту и может длительное время находиться в воздухе.

Процессы выноса, распределения и переноса аэрозоля, в особенности на аридных и семиаридных областях юга Европейской территории России, в большой степени определяют состав атмосферы и региональную изменчивость климата. Атмосферный пылевой аэрозоль оказывает значительное влияние на региональный и глобальный климат [Кондратьев К.Я. и Ивлев Л.С., 2008, Knippertz P. and Stuut J.-B. W., 2014, доклад IPCC IV, 2007].

Адекватное описание данных о пространственных масштабах, асимметрии, статистических и других характеристиках циркуляционных структур – в частности, мезомасштабных, субмезомасштабных валиковых циркуляциях и термоконвективных структур в дневное время в нижней части АПС; теоретическое исследование и численное моделирование этих структур в АПС; развитие численных моделей, учитывающих процессы выноса аэрозольных частиц с подстилающей поверхности и их интенсивного переноса на дальние расстояния при участии валиковой циркуляции; формирование аэрозольных слоев в верхней части АПС; а также учет этих структур, процессов и факторов в моделях пограничного слоя, представляются весьма актуальными и необходимы для понимания процессов протекающих в пограничном слое атмосферы, и, в перспективе, совершенствования их параметризации и учета в моделях прогноза погоды и климатических изменений.

Целью данной работы является исследование характеристик и свойств когерентных структур в АПС – упорядоченных спиралевидных вихрей разного масштаба с горизонтальной осью, – и термоконвективных структур с использованием результатов численного моделирования и данных натурных экспериментов.

Для достижения поставленной цели в диссертационной работе решались следующие **задачи**:

1. исследование нелинейных режимов формирования упорядоченных структур в экмановском слое;

2. получение пространственных характеристик когерентных структур и их ориентации в температурно-стратифицированном турбулентном пограничном слое на базе квазидвумерной модели и негидростатической мезомасштабной атмосферной модели WRF-ARW и вихреразрешающей модели WRF-LES;
3. анализ развития асимметрии полученных в моделях мезомасштабных когерентных структур, их продольного поля скорости и поля спиральности;
4. исследование процессов подъема и выноса частиц пыли такими мезомасштабными структурами в рамках нестационарной нелинейной квазидвумерной модели АПС;
5. воспроизведение синоптической ситуации в районе натурных измерений в рамках мезомасштабной атмосферной модели WRF-Chem;
6. оценка роли спиральности при описании циркуляционных процессов в АПС;
7. оценка параметров и статистических характеристик температурных и вихревых структур различного пространственного и временного масштаба по данным экспериментов акустического зондирования в Калмыкии и Цимлянске, в 2007-2017 гг.;
8. исследование влияния усвоения данных атмосферных экспериментов на достоверность результатов численного моделирования.

Методология и методы исследования.

Квазидвумерные численные модели мезомасштабных процессов являются полезной основой для гидродинамических исследований при разработке нелинейных теорий, в аналитических исследованиях [Etling D. and Brown R.A., 1993, Foster R.C., 2005, Браун Р.А., 1976, Brown R.A., 1980, Foster R.C., 1997], анализе устойчивости полученных решений [Lilly D.K., 1966]. Такие модели стабильно демонстрируют появление продольных вихрей и позволяют непосредственно сфокусироваться на изучении параметров когерентных структур, в том числе их асимметрии, без учета влияния ошибок и неоднозначностей при

выборе различных параметризаций, погрешностей подсеточного моделирования, возникновения других типов когерентных структур (например, стриков – субмезомасштабных вихревых структур).

Для численного разрешения короткоживущих мелкомасштабных, расположенных близко к земле стриков, упоминаемых, например, в [Lin C.-L. et al., 1996, Drobinski P. et al., 2007] предполагается использовать LES моделирование, где возникновение стриков происходит довольно часто.

В [Ponomarev V.M., 1998, Gorchakov G.I. et al., 2003, Cakmur R.V. et al., 2004, Takemi T. et al., 2006, Marsham J.H. et al., 2008, Klose M. and Shao Y., 2012] показано, что мезомасштабная циркуляция может вызывать локальное превышение пороговой скорости ветра, и, как следствие, запускать локально механизм сальтации пыли [Bagnold R.A., 1941, Shao Y., 2000] и последующий ее транспорт на большие расстояния. Очевидно, что термоконвективные структуры, описанные, например, в [Petenko I.V. and Bezverkhnii V. A., 1999], также захватывают частицы пыли с подстилающей поверхности и переносят аэрозоли в верхнюю часть АПС. Таким образом наличие когерентных структур в АПС интенсифицирует эмиссию и транспорт пыли, способствует накапливанию аэрозоля на верхних уровнях АПС.

Для численного моделирования синоптической ситуации была выбрана открытая исследовательская негидростатическая мезомасштабная атмосферная модель WRF – Weather Research and Forecasting [Skamarock W.C. et al., 2008, Вельтищев Н.Ф. и Жупанов В.Д., 2010]. В частности, модель WRF-LES и WRF-Chem для воспроизведения вихревой циркуляции с хорошим разрешением и ее влияния на подъем и перенос на дальние расстояния аридного аэрозоля в верхних слоях АПС с учетом мезомасштабной вихревой циркуляции. В настоящее время открытая модель WRF является одной из наиболее универсальных и отлаженных открытых систем моделирования атмосферы. Она успешно и широко используется для метеорологического прогнозирования и исследовательских целей в научных организациях и метеослужбах многих стран и продолжает непрерывно развиваться [Набокова Е.В., 2010, Рубинштейн К.Г. и др., 2010].

Научная новизна:

1. Проведено исследование характеристик когерентных структур, в частности, асимметрии полей продольной компоненты скорости и спиральности и ее непосредственные оценки, которые в настоящее время практически отсутствуют.
2. Впервые учтены процессы подъема и переноса аэрозолей в нелинейной нестационарной квазидвумерной модели АПС.
3. Исследуется влияние упорядоченных циркуляционных структур на вынос субмикронного аэрозоля в аридных условиях в рамках модели WRF Chem. Отмечается интенсификация процессов подъема и переноса с формированием аэрозольных слоев.
4. Впервые проведен численный эксперимент на базе адаптированой с учетом несальтационной эмиссии при условии слабых ветров модели WRF-Chem. Уточнены механизмы подъема пыли на основе данных натурных измерений в Калмыкии, в июле 2007 г.
5. Предложена и апробирована методика определения спиральности в АПС из данных акустического зондирования. Проведен анализ результатов экспериментов по акустическому зондированию атмосферного пограничного слоя, выполненных в экспедициях ИФА им. А.М. Обухова РАН в аридно-степных зонах юга России в Черноземельском районе республики Калмыкия (с 21 июля по 1 августа 2007 г.), на базе Цимлянской научной станции (со 2 по 26 августа 2012 г.) и на Шпицбергене (с 3 по 13 мая 2009 г.). Изучено пространственное распределение спиральности, получены ее количественные характеристики и временной ход на основе экспериментальных данных, проведено сравнение с теоретическими оценками и расчетами по мезомасштабной атмосферной модели WRF-ARW.
6. Предложена простая модель развития субмезомасштабных структур (стриков).
7. Впервые собрана статистика термоконвективных образований на основе данных акустического зондирования в различных ветровых и

температурных условиях в Калмыкии в 2007, 2016 гг. Исследованы распределения длительности превышения вертикальной скоростью предельного (порогового) значения скорости, максимального значения скорости в пределах этого промежутка времени, общего горизонтального пространственного масштаба.

Практическая значимость. Разработанная квазидвумерная модель пограничного слоя, разрешающая когерентные структуры разного масштаба с разными пространственными характеристиками и углами ориентации, может быть доведена до уровня вихреразрешающей LES модели с подсеточной схемой параметризации, учитывающей спиральность, и использована для оптимизации мезомасштабных атмосферных расчетов.

Учет интенсифицирующего влияния когерентных структур на процессы выноса и транспорта аэрозоля через верхние слои АПС в мезомасштабных атмосферных моделях позволит увеличить точность описания АПС, улучшить понимание роли организованных вихревых структур в процессах тепломассопереноса в АПС.

В условиях отсутствия сильной конвекции была обнаружена хорошая корреляция хода интегральной спиральности с ходом половины квадрата скорости ветра на верхних уровнях зондирования (400-600 м). Предложенная методика определения спиральности позволит упростить процедуру построения глобального и регионального поля спиральности, в частности, при решении прогностических задач.

Практическая ценность в исследовании термоконвективных структур связана с большой сложностью и опасностью пилотирования самолетов внутри или вблизи области с четко выраженными границами изолированных конвективных потоков и возникающими вследствие этого явления стохастическими неоднородностями АПС [Scorer R.S., 1978]. Интенсивность таких потоков определяет и условия полета планеров, и возможности их использования для непосредственного изучения поля скорости внутри термоконвективных структур.

Кроме того, для авиации актуальна задача исследования возможностей улучшения прогнозов характеристик метеорологических полей и турбулентности в нижней тропосфере и 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. 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. Использование уточненной модели WRF-ARW с усвоением данных о вертикальных профилях температуры и ветра для прогноза ветровых сдвигов и порывов ветра на высотах, превышающих 150-200 метров позволяет уменьшения относительной ошибки прогноза скорости и температуры, в особенности для краткосрочных прогнозов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Показано развитие асимметрии валиковой циркуляции, характеризующееся заметным увеличением экстремальных значений амплитуд продольных компонент скорости и спиральности.
2. Показана способность циркуляционных структур долгое время удерживать мелкодисперсные частицы пыли и переносить их на большие расстояния.
3. Отмечена интенсификация процессов подъема и выноса субмикронного аэрозоля с подстилающих поверхностей аридных зон когерентными структурами с дальнейшим переносом и формированием аэрозольных слоев по результатам численного моделирования в WRF-Chem.
4. Показано увеличение массового содержания субмикронных частиц в АПС при учете несальтационного механизма эмиссии пыли с подстилающей поверхности аридных зон Калмыкии при условии слабых ветров.

5. Предложена и апробирована методика определения спиральности в АПС по данным акустического зондирования. В условиях отсутствия сильной конвекции обнаружена корреляция хода интегральной спиральности с ходом половины квадрата скорости ветра на верхних уровнях зондирования.
6. Для плотности спиральности крупномасштабных движений получены средние значения 0,3-0,6 м/с^2, средняя же по слою спиральность в атмосферном пограничном слое оказалась близка к теоретическим и эмпирическим значениям турбулентной спиральности и составляет 0,02-0,12 м/с^2. Значения спиральности валиковой циркуляции, посчитанные по результатам моделирования в модели WRF-ARW, оказываются близкими к данным оценкам.
7. Предложена простая модель развития субмезомасштабных структур (стриков), позволяющая оценить их характерные масштабы в АПС. Близкие к ним значения получены по данным акустического зондирования содаром высокого разрешения.
8. Показана возможность использования спиральности в АПС в качестве прогностического фактора для экстремальных явлений: блокирующего антициклона и полярных мезоциклонов.
9. Показана близость статистистики характеристик термоконвективных структур (по данным акустического зондирования) к распределению Рэлея (двумерному распределению Максвелла).

Личный вклад. Автор принимал активное участие в постановке и решении всех задач диссертационной работы. Автором проводилась обработка, анализ результатов натурных экспериментов. Участие в проведении экспериментов. Участие в постановке задач численного моделирования. Создание и адаптация конфигураций выбранной модели для каждого численного эксперимента и проведение численных экспериментов. Анализ результатов моделирования и участие в анализе теоретических результатов. Обеспечение подготовки

полученных результатов к опубликованию в ведущих российских и зарубежных журналах, а также их представление на международных конференциях и семинарах

Достоверность. Обеспечивается согласованностью результатов проведенных численных экспериментов со спутниковыми данными, результатами реанализа и натурных измерений; использованием в качестве начальных и граничных условий модели WRF данных современных реанализов атмосферы высокого разрешения, прошедших всестороннее тестирование; большим объемом наблюдательных данных и согласием полученных результатов с существующими представлениями и результатами других авторов.

Апробация результатов. Основные результаты диссертационной работы были представлены на семинаре Лаборатории геофизической гидродинамики, Отдела динамики атмосферы ИФА им. А.М. Обухова РАН, а также на 16 международных конференциях и симпозиумах:

1. EGU General Assembly Conference Abstracts. – April 2015.
2. EGU General Assembly Conference Abstracts. – April 2018.
3. XIX Зимняя школа по механике сплошных сред Пермь, 2015 г.
4. Международная Байкальская Молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». XIV Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом», 2015 г.
5. Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы. 18-я Всероссийская школа-конференция молодых ученых. Геофизическая обсерватория «Борок» – филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта, 2014 г.
6. 19-я Международная школа-конференция молодых учёных «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы». Туапсе, 2015 г.
7. Advanced of Boundary-Layer Remote Sensing ("ISARS'2016"), Болгария, г. Варна, 2016 г.

8. Международная школа-конференция молодых ученых «Климат и эколого-географические проблемы Российской Арктики». Апатиты, 2016 г.
9. XVII научная школа "Нелинейные волны - 2016". Нижний Новгород, 2016 г.
10. Международная Байкальская Молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». XV Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом», 2017 г.
11. The 3rd Pan-Eurasian Experiment (PEEX) Science Conference & The 7th PEEX Meeting, Москва, 2017 г.
12. Одиннадцатые Петряновские и Вторые Фуксовские чтения по тематике: «Естественные и антропогенные аэрозоли. Современное состояние и перспективы развития процессов фильтрации. Разработка и модернизация технологии электроформования нано- и микроволокнистых материалов. Методы исследования и анализа аэрозолей». Москва, 2017 г.
13. International Conference “Vortices and coherent structures: from ocean to microfluids”, Владивосток, 2017 г.
14. International Workshop on complex turbulent flows, Tangier - Morocco, 2017.
15. 14th European Polar Low Working Group (EPLWG) meeting, Workshop on 'Polar lows and mesoscale weather extremes', Trier, Germany, 2018.
16. Международная конференция «Турбулентность, динамика атмосферы и климата», Москва, 2018 г.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 25 печатных работах, 4 из которых изданы в журналах, рекомендуемых ВАК, 1 статья в международном рецензируемом издании из списка, рекомендованного ВАК, находится в печати, 1 статья в международном рецензируемом издании из списка,

рекомендованного ВАК, представлена к публикации, 19 – в тезисах докладов и сборниках трудов конференций:

1. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Шестакова Л.В., Максименков Л.О.* Нелинейное развитие структур в экмановском слое // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2017. – Т. 10, № 2. – С. 197-211.
2. *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.
3. *Chkhetiani O. G., Kurgansky M. V., Vazaeva N. V.* Turbulent Helicity in the Atmospheric Boundary Layer // Boundary-Layer Meteorology. – 2018. – V. 168 – P. 361–385.
4. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О.* Организованная валиковая циркуляция и транспорт минеральных аэрозолей в атмосферном пограничном слое // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2019. – Т. 55. – № X. – С. XXX—XXX (принята в печать).
5. *Вазаева Н.В., Куличков С.Н., Максименков Л.О., Чхетиани О.Г.* Программно-алгоритмический комплекс пространственного и временного прогнозирования турбулентности, температуры и ветра в нижней тропосфере на неосвещённой в метеорологическом отношении территории в условиях минимума исходной метеорологической информации, Труды 4 ЦНИИ Минобороны России, вып. 124. – Королёв: 4 ЦНИИ, 2015. – С. 81-86.
6. *Чхетиани О.Г., Вазаева Н.В.* Об оптимальных возмущениях в экмановском слое // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2019. (представлена к публикации).

7. *Vazaeva N.V., Chkhetiani O.G., Kulichkov S.N., Maksimenkov L.O.* On the Experience of Forecasting of the Atmospheric Boundary Layer Characteristics by Applying the Sodar and Temperature Profiler Data [Digital resource] // "ISARS - 2016". 6 - 9 June, 2016, Varna, Bulgaria, III-6.

8. *Victorovna Vazaeva N. et al.* On the helicity estimation in the atmospheric boundary layer // EGU General Assembly Conference Abstracts. – 2015. – Т. 17. – С. 2203.
9. *Вазаева Н.В., Крамар В. Ф., Кузнецов Р. Д., Люлюкин В. С., Чхетиани О. Г.* Об оценках спиральности в атмосферном пограничном слое // XIX Зимняя школа по механике сплошных сред Пермь, 24-27 февраля 2015 г. Тезисы докладов. – Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2015. – С. 60-61.
10. *Вазаева Н.В., Максименков Л.О., Куличков С.Н., Чхетиани О.Г.* Модель прогноза вертикальных профилей температуры и ветра в нижней тропосфере на большой площади на основе использования данных содара и температурного профилемера // Метеоспектр, специальный выпуск. Материалы научно-технической конференции «Вопросы научной и технической поддержки совершенствования метеорологического обеспечения гражданской авиации». – 2016. – Т. 4 – С. 59-67.
11. *Вазаева Н.В. Крамар В.Ф., Кузнецов Р.Д., Люлюкин В.С., Чхетиани О.Г.* Оценки спиральности в атмосферном пограничном слое по данным акустического зондирования // Международная Байкальская Молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». XIV Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». Тезисы докладов. – Иркутск: ООО «Типография Оттиск», 2015. – С. 88.
12. *Вазаева Н.В., Крамар В.Ф., Кузнецов Р.Д., Люлюкин В.С., Чхетиани О.Г.* Мезомасштабная циркуляция и спиральность в атмосферном пограничном слое Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы. Тезисы докладов 18-й Всероссийской школы-конференции молодых ученых / Геофизическая обсерватория «Борок» – филиал Института физики Земли им. О.Ю. Шмидта – Ярославль : Филигрань, 2014. – С.90
13. *Вазаева Н.В., Гледзер Е.Б., Курганский М.В., Лебедев В.А., Обвинцев Ю.И., Чхетиани О.Г.* Вынос аридного аэрозоля в условиях слабых ветров // 19-я Международная школа-конференция молодых учёных «Состав атмосферы.

Атмосферное электричество. Климатические процессы». 25–29 мая 2015 года. Туапсе. Сборник тезисов докладов. – М.-Туапсе: ГЕОС, 2015.

14. Динамика волновых и обменных процессов в атмосфере. Под ред. О.Г. Чхетиани, М.Е. Горбунова, С.Н. Куличкова, И.А. Репиной. М.: ГЕОС, 2017. 508 с. [с. 130-146].
15. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О., Курганский М.В.* Полярные мезоциклоны: динамика спиральности. // Международная школа-конференция молодых ученых «Климат и эколого-географические проблемы Российской Арктики». 4-10 сентября 2016 г., Апатиты, Россия. Сборник тезисов докладов. – Москва-Апатиты: ООО «КазМ», 2016. – С. 52
16. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О., Курганский М.В.* Оценки спиральности в атмосферном пограничном слое. // Тезисы Докладов молодых ученых XVII научной школы "Нелинейные волны-2016". – Нижний Новгород, 2016. – С. 40.
17. *Вазаева Н.В., Чхетиани О. Г., Максименков Л.О., Курганский М.В.* Интегральные характеристики полярных мезоциклонов // Международная Байкальская Молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». XV Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». Тезисы докладов. – Иркутск: ООО «Типография Оттиск», 2017.
18. *Вазаева Н.В., Гледзер Е.Б., Чхетиани О.Г., Артамонова М.С., Иорданский М.А., Курганский М.В., Лебедев В.А., Максименков Л.О., Обвинцев Ю.И.* Эмиссия аэрозоля в аридных регионах юга России // Одиннадцатые Петряновские и Вторые Фуксовские чтения, Москва, 19-21 апреля 2017 г. Тезисы докладов. – Москва, 2017.
19. *Vazaeva N.V., Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Artamonova M.S., Iordanskii M.A., Kurgansky M.V., Lebedev V.A., Maximenkov L.O. and Obvintsev Y.I.* Aerosol emission in the arid zones of southern russia // Report Series In Aerosol Science № 201 (2017): Proceedings of the 3rd Pan-Eurasian Experiment (PEEX) Conference

and the 7th PEEX Meeting, Helsinki 2017, ISSN 0784-3496, ISBN 978-952-7091-86-9 (electronic publication)

20. *Vazaeva N. et al.* Aerosol Layers Formation by Mesoscale Circulation // EGU General Assembly Conference Abstracts. – 2018. – Т. 20.
21. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Курганский М.В., Максименков Л.О.* Полярные мезоциклоны: динамика энергии и спиральности // 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. 40.
22. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Чернокульский А.В., Максименков Л.О.* Образование аэрозольных слоев в атмосферном пограничном слое с мезомасштабной циркуляцией // 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. 41.
23. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Чернокульский А.В., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Куличков С.Н., Миллер Е.А., Юшков В.П.* Прогноз вертикальных распределений температуры и ветра в атмосферном пограничном слое с использованием модели WRF-ARW и усвоением данных содара и температурного профилемера // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Сборник трудов международной конференции, посвященной столетию со дня рождения академика Александра Михайловича Обухова. Москва. 16-18 мая 2018 г. – М.: Физматкнига, 2018. – (в печати).
24. *Крамар В.Ф., Чхетиани О.Г., Вазаева Н.В., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Куличков С.Н., Люлюкин В.С., Кузнецов Д.Д.* Содар для исследований микроструктуры приземного слоя атмосферы // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Сборник трудов международной конференции, посвященной столетию со дня рождения академика Александра

Михайловича Обухова. Москва. 16-18 мая 2018 г. – М.: Физматкнига, 2018. – (в печати).

25. *Вазаева Н.В., Чхетиани О.Г., Максименков Л.О.* Аэрозольные слои и транспорт минерального аэрозоля в атмосферном пограничном слое с мезомасштабной циркуляцией // 22-я Международная школа-конференция молодых учёных «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы». 23–29 мая 2018 года. Майкоп. Тезисы докладов. – Майкоп: Изд-во «ИП Кучеренко В.О.», 2018. – 105 с. – С. 50.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы. Полный объем диссертации составляет 167 страниц, включая 80 рисунков и 7 таблиц.

ГЛАВА 1. АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ СТРУКТУР В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

В последние десятилетия особое внимание привлекают проблемы развития в атмосферном пограничном слое (АПС) различных циркуляционных структур, в частности, широко распространенных упорядоченных спиралевидных вихрей различных масштабов с горизонтальной осью. Мезомасштабные квазидвумерные вихри, сравнимые по масштабам с высотой пограничного слоя, имеют множество названий: квазипараллельные валиковые структуры, вихри в виде валов, продольные валы, спиралеобразные вихри, продольные вихри, двумерные горизонтальные вихри, вторичная циркуляция, линейная конвекция, двумерная конвекция, валы, роллы и т.д.

Такие вихри образуются уже при достаточно слабом ветре 2-3,5 м/с [Granberg I.G. et al., 2009], когда происходит перестройка трехмерных конвективных ячеек в продольно ориентированные. Конвективное движение воздуха на границах валов при наличие достаточной влажности формирует облака, вытянутые в так называемые «облачные улицы» и хорошо визуализируемые на спутниковых снимках [Etling D. and Brown R.A., 1993] и изображениях, полученных с использованием SAR радаров, позволяющих получить карты поверхностных ветров с разрешением 1 км при наблюдении тропических циклонов и с достаточной степенью точности [Foster R., 2013, Foster R., 1997]. Наблюдаются такие квазипараллельные структуры в условиях, близких к нейтральным, устойчивой, и слабонеустойчивой стратификации пограничного слоя. Такие структуры характерны для высоких широт, когда в результате вторжений холодного воздуха над более теплой водной поверхностью возникают условия для развития конвекции, которая в сочетание с ветром формирует устойчивую систему вытянутых горизонтальных валов, существующих на протяжении нескольких дней.

Квазидвумерные вихри могут распространяться на всю высоту АПС и достигать горизонтального масштаба (поперек вала) в 3-5 км [Foster R., 2013, Chou S.H. and Atlas D., 1982, Hein P.F. and Brown R.A.,1988, Brümmer B., 1999, Granberg I.G. et al., 2009]. Угол между продольной осью валов и направлением геострофического ветра по наблюдениям обычно составляет 10-20°.

Схожие продольные вихри образуются и в пограничном слое развитого тропического урагана, где они формируют наблюдаемую полосчатую структуру поверхностных образований и разрушений [Foster R., 2013, Wurman J. and Winslow J., 1998, Morrison H. et al., 2005, Foster R.C., 2005, Ginis I. et al., 2004, Gao K. and Ginis I., 2016, Ito J. et al., 2017].

Организованные движения в АПС значительно влияют на характеристики турбулентного течения, определяют вертикальный профиль среднего течения, играют существенную роль в процессах перемешивания, в процессах переноса тепла, влаги, импульса, пыли и других субстанций через АПС. Особое значение здесь имеют квазипараллельные валиковые структуры. По оценкам, сделанным в [Wurman J. and Winslow J., 1998, Chou S.H. and Ferguson M.P., 1991], вторичные потоки воздуха в виде валиковых структур отвечают за 20-60 % всего тепло-массопереноса через АПС. Данные о пространственных масштабах и других характеристиках когерентных структур в нижней части АПС необходимы для успешного прогнозирования различных погодных явлений.

Возникновение и существование крупномасштабных когерентных структур являются следствием развития в АПС гидродинамических неустойчивостей: динамической неустойчивости [Браун Р.А., 1976, Lilly D.K., 1966] (неустойчивости, связанной с наличием точки перегиба на профиле агеострофической компоненты скорости ветра); «параллельной» неустойчивости [Lilly D.K., 1966] (иногда считают частным случаем динамической неустойчивости, потеря неустойчивости в этом случае не определяется наличием точки перегиба, а происходит за счет связи между горизонтальными компонентами скорости ветра) или конвективной неустойчивости [Орданович А.Е. и Пашковская Ю.В., 1998, Kaylor R.E. and Faller A., 1972, , Etling D. and Brown R.A., 1993]. Согласно

[Weckwerth T.M. et al., 1997] в большинстве случаев создаются условия для действия динамической или конвективной неустойчивостей, влияние параллельной неустойчивости значительно меньше.

Модель с конвективной неустойчивостью позволяет получить продольные вихри, ориентированные в направлении геострофического ветра. Однако, наблюдаемые периоды валиков и соотношение их горизонтальных и вертикальных масштабов оказываются нередко много больше предсказанных теорией значений. В существующих теориях возникают трудности в определении амплитудных характеристик когерентных структур в АПС.

Изучение механизма генерации роллов началось еще в 1960х годах, когда был проведен линейный анализ устойчивости нейтрально стратифицированного АПС [Орданович А.Е. и Пашковская Ю.В., 1998, Lilly D.K., 1966]. Упрощенный нелинейный анализ устойчивости для периодических по поперечной координате возмущений был выполнен в [Kaylor R.E. and Faller A., 1972, Foster R.C., 1996, Brown R. A., 1970]. По наиболее быстрорастущей моде предсказывались характеристики роллов – масштаб, связанные с длиной волны, угол ориентации роллов относительно геострофической скорости, значения компонент скорости в валиках, каскад энергии, влияние стратификации, бароклинности атмосферы [Foster R.C., 1997]. Было получено объяснение механизму образования вторичной циркуляции, находящейся в равновесии с основным потоком. При этом реально наблюдаемые периоды валиков и соотношение их горизонтальных и вертикальных масштабов оказываются нередко много больше предсказанных теорией значений. Также есть трудности в определении амплитудных характеристик когерентных структур в АПС.

В [Михайлова Л.А. и Орданович А.Е., 1988, Brown R.A., 1980, Stensrud D.J. and Shirer H.N., 1988] развиты слабонелинейные теории. Проводится анализ нелинейной задачи в диапазоне чисел Рейнольдса от 100 до 400. Исследование в близкой постановке проводилось в [Dubos T. et al., 2008]. В [Гаврилов К. А. и др., 2010] описывается образование когерентных структур над однородным лесным пологом вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и процесс

переноса пассивной примеси из полога в атмосферу. В [Шварц К. Г. и др., 2015] описано влияние влажности и температуры на процесс образования вихревых структур в нижнем слое атмосферы на основе двумерной модели мезомасштабных процессов. В [Маликова Н.П., Пермяков М.С., 2010] продемонстрировано влияние нелинейных членов, связанных с параметризацией придонного экмановского пограничного слоя в баротропном уравнении вихря, на эволюцию вихрей типа тропического циклона; такая параметризация в экмановском слое связана с роллами. В [Ginis I. et al., 2004, Gao K. and Ginis I., 2016] проводилось численное моделирование продольных вихрей в пограничном слое развитого тропического урагана, возникающих вследствие динамической и конвективной неустойчивости.

Распространено прямое численное моделирование (DNS) [Coleman G.N. et al., 1990, Coleman G.N. et al., 1994] и вихреразрешающее моделирование (LES) [Deardorff J.W., 1972, Mason P. and Thomson D., 1987, Salesky S.T. et al., 2017, Moeng C.H. et al., 2007, Ito J. et al., 2010, Ching J. et al., 2014, Zhang Y. et al., 2018]. Получение адекватной картины распределения когерентных структур в DNS-моделировании [Coleman G.N. et al., 1990, Coleman G.N. et al., 1994] затруднено – небольшие трехмерные возмущения приводят к неустойчивости и разрушению спиралевидных вихрей. Явная картина валиковой циркуляции не воспроизводилась, что связано отчасти с недостаточной детализацией сетки в расчетной области и трудностью точного «попадания» на неустойчивые моды, а также неустойчивостью когерентных структур по отношению к трехмерным возмущениям [Foster R.C., 2005]. Структуры в этом случае могут наблюдаться какое-то время, но в силу, в целом, неустойчивого состояния всей системы находятся в постоянном чередовании процессов формирования и разрушения, что осложняет их анализ [Dubos T. et al., 2008]. Тогда как квазидвумерные численные модели мезомасштабных процессов являются полезной основой для гидродинамических исследований и активно использовались и используются при разработке нелинейных теорий, в аналитических исследованиях, оценках влияния различных типов неустойчивостей на характеристики мезомасштабной конвекции [Etling D. and Brown R.A., 1993, Foster R.C., 2005, Браун Р.А., 1976, Brown R.A.,

1980, Foster R.C., 1996], анализе устойчивости полученных решений [Lilly D.K., 1966]. Такие модели стабильно демонстрируют появление продольных вихрей и позволяют непосредственно сфокусироваться на изучении параметров когерентных структур без учета влияния ошибок и неоднозначностей при выборе различных параметризаций, погрешностей подсеточного моделирования, возникновения других типов когерентных структур (например, стриков). В отличие от прямого численного моделирования, где небольшие трехмерные возмущения приводят к неустойчивости и разрушению спиралевидных вихрей, и от LES моделирования, где редко хорошо воспроизводятся роллы и разрешаются только короткоживущие мелкомасштабные, расположенные близко к земле стрики, которые изучались в [Mason P., Thomson D., 1987, Lin C.-L. et al., 1996, Drobinski P., 2007]. Устойчивость получающихся квазистационарных решений по отношению к дву- и трехмерным возмущениям до сих пор остается малоизученной [Dubos T. et al., 2008].

Размеры расчетной области в значительной степени превышают размеры когерентных структур, что позволяет проанализировать взаимное влияние различных типов неустойчивостей, рассмотреть поля мезомасштабной спиральности и отметить существование асимметрии структур внутри циркулирующих потоков.

Численное моделирование полной системы уравнений для АПС в рамках вихреразрешающей (LES) модели до недавнего времени [Deardorff J. W., 1972, Mason P. and Thomson D., 1987] также не приводило к явной картине валиковой циркуляции вследствие недостаточного разрешения по сетке и сложности «попадания» на неустойчивые моды. Благодаря развитию различных мезомасштабных моделей (WRF, RAMS и др.), в частности, включению новых параметризаций, стало возможным моделировать продольные вихри в АПС [Moeng C.H. et al., 2007, Ito J. et al., 2010, Ching J. et al., 2014, Zhang Y. et al., 2018], при определенном соотношении глубины пограничного слоя и масштаба длины Монина-Обухова конвективные ячейки Рэлея-Бенара трансформируются в валиковую циркуляцию [Salesky S.T. et al., 2017, Moeng C.H. et al., 2007, Ching J. et

al., 2014]. Есть опасность возникновения при детализированных расчетах т.н. сильно растущих «оптимальных возмущений» [Foster R.C., 1997], приводящих к перманентой генерации стриков – короткоживущих, мелкомасштабных, расположенных близко к земле быстро чередующихся продольных валиков [Foster R.C., 1997, Mason P. and Thomson D., 1987, Lin C.-L. et al., 1996, Drobinski P. et al., 2007, Hibino K. et al., 2012], устойчивость которых еще недостаточно изучена. Соответственно в данном исследовании LES-моделирование не проводится на мелкой сетке, а наилучшие результаты получаются при горизонтальном шаге сетки, равном 150-100 м. Такое требование также обусловлено ограничением расчетных машинных мощностей и необходимостью превышения размеров расчетной области размерам когерентных структур, что позволило проанализировать взаимное влияние различных типов неустойчивостей и отметить существование асимметрии полей скорости и спиральности внутри циркулирующих потоков и проследить путь захваченных роллами частичек пыли, стремящихся к образованию аэрозольных слоев.

В присутствие квазипараллельных валиковых структур в конвективном пограничном слое весьма заметным оказывается общее количество поднимаемой пыли [Ponomarev V.M., 1998, Gorchakov G.I. et al., 2003, Cakmur R.V. et al., 2003, Takemi T. et al., 2006, Marsham J.H. et al., 2008, Klose M. and Shao Y., 2012], поскольку, развивающиеся на их фоне мезомасштабные и суб-мезомасштабные конвективные и вихревые движения могут приводить к локальным превышениям пороговой скорости ветра, и, как следствие, инициировать кратковременно в отдельных областях сальтацию пыли [Bagnold R. A., 1941, Shao Y., 2000] и последующий ее транспорт на большие расстояния. Когда скорость ветра превышает 5 м/с, тонкодисперсный аэрозоль легко переходит в атмосферу, поднимается на значительную высоту и может длительное время находиться в воздухе, что в итоге может приводить к образованию аэрозольных слоев.

Блестящий анализ взаимодействия вихрей с частицами был выполнен, в частности, Н.Е. Жуковским в 1911 г., при рассмотрении задачи о формировании снежных заносов и заилению рек [Жуковский Н.Е., 1949]. Впоследствии вводились

поправки на инерцию частицы [Maxey M.R., 1990], рассматривалась динамика частиц в вихревых течениях и особых точках [Островский Л.А., 1992, Raju N. and Meiburg E., 1997], концентрация частиц в пограничных слоях в каналах [Narayanan C. et al., 2003], гамильтонова и стохастическая динамика частиц в течениях с закрученными вихревыми нитями [Mezić I. et al., 1998]. Отмечалось, что спиральная структура течения интенсифицирует продольный транспорт примеси. Прямое численное моделирование полных уравнений атмосферного конвективного пограничного слоя в аридных условиях проводилось в [Ponomarev V. M., 1998, Алоян А.Е., 2008]. В [Кошель К. В., Пранц С. В., 2008.] рассматриваются общие вопросы нелинейной динамики вихревых частиц – проблема хаотической адвекции пассивной примеси в океане, излагаются аналитические и численные результаты исследования лагранжева транспорта и перемешивания в кинематических и динамических моделях. Аналитическое представление движения отдельной частицы, вывод критериев захвата частиц при различных частотах возмущений представлены в [Гледзер А. Е., 2011.]. В рамках темы настоящей статьи представляют интерес исследования с использованием вихреразрешающего моделирования взвешенных пылевых слоев в когерентных структурах АПС [Ito J. et al., 2010, Zhang Y. et al., 2018, Луценко С.В. и др., 1999, Ju T. et al., 2018].

Процессы выноса, распределения и переноса аэрозоля, в особенности на аридных и семиаридных областях юга Европейской территории России, в большой степени определяют состав атмосферы и региональную изменчивость климата. Атмосферный пылевой аэрозоль оказывает значительное влияние на региональный и глобальный климат [Кондратьев К.Я. и Ивлев Л.С., 2008, Knippertz P. and Stuut J.-B. W., 2014, доклад IPCC IV, 2007].

Адекватное описание данных о пространственных масштабах и других характеристиках когерентных структур; теоретическое и численное моделирование этих структур в АПС; развитие численных моделей, учитывающих процессы выноса аэрозольных частиц с подстилающей поверхности и их интенсивного переноса на дальние расстояния при участии валиковой циркуляции; формирование аэрозольных слоев в верхней части АПС; а также учет этих

структур, процессов и факторов в моделях пограничного слоя, необходимы для успешного прогнозирования различных погодных явлений и представляются весьма актуальным.

Как сами крупномасштабные течения, структура которых определяется совместным действием турбулентного трения и силы Кориолиса, так и турбулентные движения в АПС обладают ненулевой спиральностью - скалярным произведением поля скорости и завихренности [Etling D., 1985, Курганский М.В., 1989, Hide R., 1989, Чхетиани О.Г., 2001, Chkhetiani O. G. et al., 2018].

Турбулентные каскады спиральности в АПС наблюдались непосредственно в натурных экспериментах Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН [Копров Б.М. и др, 2005, Копров Б.М. и др, 2015] и в недавних результатах прямого численного (DNS) моделирования [Deusebio E. and Lindborg E., 2014, Coleman G.N. et al., 1990, Coleman G.N. et al., 1994]. Присутствие спиральности в экмановском пограничном слое наблюдается и в LES-расчетах пограничного слоя [Cosovic B., 1997].

В [Чхетиани О.Г., 2001] была предложена оригинальная новая гипотеза замыкания, учитывающая спиральность и построена полуэмпирическая самосогласованная модель нейтрального АПС, учитывающая взаимодействие турбулентности и среднего течения и являющаяся обобщением модели Монина. Изменение структуры тензора напряжений, обусловленное спиральностью привело соответственно и к модификации экмановского профиля, уменьшению угла поворота спирали и увеличению толщины пограничного слоя с увеличением уровня спиральности.

В [Пономарев В.М. и др., 2007] изучено влияние тензора турбулентных напряжений, учитывающего присутствие турбулентной спиральности, на устойчивость экмановского пограничного слоя. Спиральность существенно влияет на возмущения, характеризуемые динамической неустойчивостью. При этом меняется как критическое число Рейнольдса, так и параметры вторичных возмущений: волновые числа и углы ориентации валов по отношению к направлению геострофического ветра. В [Пономарев В.М. и Чхетиани О.Г., 2005]

впервые была построена полуэмпирическая модель стратифицированного атмосферного пограничного слоя с учетом производимой в нем турбулентной спиральности. Присутствие спиральности приводит к дополнительным поперечным потокам тепла и импульса на нижней границе пограничного слоя и перенормировке турбулентной вязкости и диффузии. Получено и проанализировано стационарное, модифицированное спиральностью, течение Экмана для различных линейных и нелинейных (самосогласованных) представлений для турбулентных обычной и спиральной вязкостей.

Нелинейная динамика валиковой циркуляции демонстрирует временную изменчивость картины самой циркуляции [Пономарев В.М. и др., 2007, Пономарев В.М. и др., 2009, Ginis, I. et al., 2004]. Как оказалось, мелкомасштабная спиральность способствует усилению вихрей с вертикальной осью [Чхетиани О.Г., 2005].

Особый интерес к спиральности вызван ее ролью в генезисе и динамике крупномасштабных движений атмосферы и океана [Курганский М. В., 2017], преимуществами от параметризации ее динамического эффекта в мезомасштабных моделях АПС [Пономарев В.М. и Чхетиани О.Г., 2005] и возможным использованием как прогностического фактора [Pichler H. and Schaffhauser A., 1998]. Для получения данных о значениях спиральности необходимо знать пространственные распределения полей скорости ветра.

Помимо параметризации спиральности в моделях АПС важным вопросом остается приемлемость используемого допущения о постоянной турбулентной вязкости. Проводится сравнение результатов моделирования с данными наблюдений. Для оценок используются полуэмпирические значения турбулентной вязкости, полученные на основе экспериментальных данных о турбулентных характеристиках в АПС [Чхетиани О.Г., 2001].

Воспроизведение пространственной структуры поля примеси в АПС зависит и от учета термоконвективных структур (термиков). Повышенные значения концентрации пыли соответствуют восходящим струям теплого воздуха, в особенности вертикальному переносу за счет мощных восходящих движений в

термиках. Частицы аэрозоля, попавшие в такие конвективные потоки, поднимаются практически до верхних уровней АПС, при наличие среднего ветра формируются выраженные растянутые структуры полей концентрации – аэрозольные слои. Таким образом, термики играют значительную роль при переносе аэрозоля в верхние слои, максимум концентрации аэрозоля, вовлеченного в циркуляционную ячейку, может в несколько раз превышать ее среднее значение.

В процессе изучения атмосферной термической конвекции было создано большое число теоретических физико-математических моделей. Составленные в этих моделях уравнения термогидродинамики сложны для вычисления, анализа и понимания результата и самого явления, точные аналитические решения находятся лишь в частных случаях. В данной работе применяются статистические методы исследования данных натурных измерений, которые не потеряли своего значения, и продолжают активно развиваться [Petenko I.V. and Bezverkhnii V.A., 1999, Вульфсон А.Н. и Бородин О.О., 2016].

Основные выводы к Главе 1. Постановка задачи

Изучение циркуляционных особенностей АПС предполагает анализ когерентных и термоконвективных структур различного масштаба, их пространственных, статистических характеристик, а также их влияния на процессы подъема и выноса пыли. Полезной физической/гидродинамической функцией для описания таких структур является спиральность. Инструментами для изучения являются различные численные модели: квазидвумерная, негидростатические модели WRF-ARW, RAMS; верификация результатов и построение методик обработки данных осуществляется на базе натурных измерений в экспедициях ИФА им. А.М. Обухова РАН. Структура диссертации составлена в соответствии с данными положениями.

После подробного анализа в диссертационной работе были поставлены следующие конкретные задачи:

1. исследование нелинейных режимов формирования упорядоченных структур в экмановском слое;

2. получение пространственных характеристик когерентных структур и их ориентации в температурно-стратифицированном турбулентном пограничном слое на базе квазидвумерной модели и негидростатической мезомасштабной атмосферной модели WRF-ARW и вихреразрешающей модели WRF-LES;
3. анализ развития асимметрии полученных в моделях мезомасштабных когерентных структур, их продольного поля скорости и поля спиральности;
4. исследование процессов подъема и выноса частиц пыли такими мезомасштабными структурами в рамках нестационарной нелинейной квазидвумерной модели АПС;
5. воспроизведение синоптической ситуации в районе натурных измерений в рамках мезомасштабной атмосферной модели WRF-Chem;
6. оценка роли спиральности при описании циркуляционных процессов в АПС;
7. оценка параметров и статистических характеристик температурных и вихревых структур различного пространственного и временного масштаба по данным экспериментов акустического зондирования в Калмыкии и Цимлянске, в 2007-2017 гг.;
8. исследование влияния усвоения данных атмосферных экспериментов на достоверность результатов численного моделирования.

ГЛАВА 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВОЙСТВА ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ СТРУКТУР В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

2.1. Нелинейные режимы развития структур в экмановском слое

2.1.1. Основные уравнения квазидвумерной модели

Рассматриваем случай нейтральной стратификации. Ось X направлена вдоль оси валика, ось Y – перпендикулярно ей. Средние профили характеристик когерентных структур предполагаются независимыми от X.

Характеризуя мезомасштабную циркуляцию продольной скоростью по оси X и проекцией завихренности на ось X, описываем роллы в безразмерном виде системой уравнений [Пономарев В.М. и др., 2007, Пономарев В.М. и др., 2009]:

$$\mathrm{Re}\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial t}+V\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial U}{\partial z}-\frac{\partial \Psi}{\partial z}\cdot\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial u}{\partial z}-\left\langle\frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial u}{\partial z}\right\rangle+\left\langle\frac{\partial \Psi}{\partial z}\cdot\frac{\partial u}{\partial y}\right\rangle\right)=_{\Delta}u-2\frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (1)$$

$$\mathrm{Re}\cdot\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}+V\frac{\partial \varphi}{\partial y}+\frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}-\frac{\partial \Psi}{\partial z}\cdot\frac{\partial \varphi}{\partial y}+\frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial \varphi}{\partial z}-\left\langle\frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right\rangle+\left\langle\frac{\partial \Psi}{\partial z}\cdot\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right\rangle\right)=\Delta\varphi-2\frac{\partial \mathrm{u}}{\partial z} \quad (2)$$

$$\varphi=-\Delta\Psi \quad (3)$$

$$\Delta=\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2},\langle a\rangle=\frac{1}{y_{max}}\int_0^{y_{max}}a(z)dy,v=-\frac{d\Psi}{dz},w=\frac{d\Psi}{dy}.$$

Здесь *u, v, w* - продольная (направленная вдоль оси ролла), поперечная и вертикальная компоненты скорости ролла; Ψ – функция тока; φ – проекция завихренности на ось X; $\langle a\rangle$ – оператор осреднения по координате *y* для какой-либо функции a; Δ - оператор Лапласа; Re – число Рейнольдса.

В качестве масштабов длины, скорости и времени выбраны, соответственно, толщина экмановского слоя $D=\left(K/f\right)^{1/2}$; скорость геострофического ветра

$G = \left({U_G}^2 + {V_G}^2 \right)^{1/2}$; $T = D / G$. Где $f = \Omega \sin\theta$ – параметр Кориолиса, Ω – угловая скорость вращения Земли, θ - широта; K – коэффициент турбулентной вязкости; U_G и V_G – геострофическая и агеострофическая компоненты скорости ветра.

Составляющие скорости среднего течения, $U(z)$ и $V(z)$ описываются при этом уравнениями:

$$\mathrm{Re} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial t} - \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \right\rangle + V \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 2\left(V - V_G\right),$$

$$\mathrm{Re} \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial t} - \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial z} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right\rangle + V \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + 2\left(U - V_G\right),$$

$$\mathrm{Re} = \frac{GD}{K}.$$

На верхней границе, $z = H$, а также в отсутствие роллов, стационарное решение задается модифицированным экмановским профилем скорости:

$$U = \cos(\varepsilon) - exp(-H) \cdot \cos(H + \varepsilon),$$

$$V = -\sin(\varepsilon) + exp(-H) \cdot \sin(H + \varepsilon).$$

Здесь ε – угол между осью роллов и направлением геострофического ветра. При моделировании угол выбирался в диапазоне от -45° до 45°.

Влияние турбулентной спиральности в отличие от [Пономарев В.М. и др., 2007, Пономарев В.М. и др., 2009] не рассматривается, поскольку ее учет, как правило, не приводит к качественному изменению явления мезомасштабных циркуляций, а, в целом, уменьшает эффективное число Рейнольдса.

2.1.2. Описание численной реализации квазидвумерной модели и вычислительного алгоритма

Описанная выше система уравнений решается конечно-разностным методом. Для аппроксимации уравнений переноса (1-2) применяется явная схема с

направленными против потока разностями, которая обладает искусственной схемной вязкостью.

После приведения подобных членов получается разностное уравнение, записанное для модельного уравнения переноса с конвективным и диффузионным членами [Пономарев В.М. и др., 2009]:

$$F_t + u \cdot F_{\bar{y}} + v \cdot F_{\bar{z}} = \left(k + \frac{h_y |u|}{2} \right) \cdot F_{\bar{y}y} + \left(k + \frac{h_z |v|}{2} \right) \cdot F_{\bar{z}z}.$$

Здесь $F_{\bar{y}}$ и $F_{\bar{z}}$ – аппроксимации первых пространственных производных для какой-либо функции F из искомых u, φ; $F_{\bar{y}y}$, $F_{\bar{z}z}$ - аппроксимации вторых пространственных производных; h_y, h_z – шаги пространственной сетки по направлению X или Y, соответственно; k – обобщенный коэффициент диффузии.

Такая явная схема известна своим стабилизирующим влиянием на эффекты гидродинамической неустойчивости [Роуч П., 1980].

Ограничение на шаг по времени:

$$\tau \le \left(4k \cdot \left(\frac{1}{h_y^{\,2}} + \frac{1}{h_z^{\,2}} \right) + \frac{|u|}{h_y} + \frac{|v|}{h_z} \right)^{-1}.$$

Уравнение Пуассона для функции Ψ (3) решается с помощью итерационного метода последовательной верхней релаксации [Самарский А.А. и Гулин А.В., 1989].

Для аппроксимации среднего течения в АПС применяется условно-устойчивая явная схема. Ограничение на шаг по времени $\tau \le \frac{h_z^{\,2}}{4k}$.

Размер расчетной области в безразмерных величинах по координате Y, L_y, выбран равным 48-144. Для достижения стационарного режима в некоторых случаях (большие Re) увеличивался размер расчетной области по координате Y. Количество узлов, как правило, не изменялось. При увеличении количества узлов (сохранении длины шага по координате Y) и размера расчетной области, общая временная динамика и результаты расчета изменялись не сильно, и в интегральных

характеристиках энергии и спиральности проявлялись дополнительные детали осцилляций. По координате Z, L_z – 12, что превышает высоту АПС, которая в среднем равна 5. Код программы написан на языке Fortran. Время расчета составляло, в зависимости от выбранного числа Рейнольдса и угла ориентации роллов, от пары часов до нескольких суток. Количество шагов сетки по координате Y бралось равным 241, по координате Z – 121. Шаг по времени составляет 0,00125.

Плотности энергии и спиральности валиковых структур определяются формулами:

$$E = \frac{1}{2L_yL_z}\int\left(u^2 + \Psi\Delta\Psi\right)dydz;$$

$$H = \frac{2}{L_yL_z}\int\left(-u\Delta\Psi\right)dydz.$$

Для системы уравнений движения граничными условиями являются условия прилипания на нижней границе: при $z = 0$ имеем $u = 0$, $w = 0$, $v = 0$, и заданная геострофическая скорость при $z \to \infty$. На верхней границе поставлено условие отсутствия трения: $\frac{\partial u}{\partial z} = 0, w = 0, \frac{\partial v}{\partial z} = 0.$

На боковых границах для функций u, φ, Ψ выбираются условия периодичности: $F\left(t, y, z\right) = F\left(t, y + l, z\right)$. Завихренность на нижней границе при $z =$ 0 вычисляется по формуле Тома [Том А. и др., 1964]: $\varphi_{0,j} = -\frac{2}{h_z^{\,2}} \cdot \Psi_{1,j}$, где $\Psi_{1,j}$ – функция тока во внутренних узлах сетки.

Последовательность вычислений:

1) Задаются нулевые начальные значения для функций u, Ψ; возмущение в центре расчетной области для φ; и начальные профили для скорости среднего течения, соответствующие модифицированному экмановскому профилю скорости.

2) Определяются u, φ во внутренних узлах расчетной области.

3) Итерационным методом рассчитывается Ψ на новом временном слое по уже известному φ во внутренних узлах расчетной области.

4) Вычисляются граничные значения φ на новом временном слое с использованием Ψ во внутренних узлах расчетной области.

5) Рассчитываются характеристики среднего течения $U(z)$, $V(z)$.

6) Просчет следующего временного шага.

2.1.3. Результаты моделирования

Типичная величина толщины экмановского пограничного слоя D находится в пределах от 100 до 500 м, поэтому, в соответствии с $\mathrm{Re} = \frac{GD}{K}$, типичный диапазон изменения Re: от 100 до 1000. Особенный интерес представляет диапазон низких и средних чисел Re. Кроме того, анализ нелинейной теории для больших Re затруднен, так как с повышением чисел Рейнольдса решение аппроксимированных уравнений становится все более неустойчивым, а получающиеся валики увеличиваются в горизонтальных размерах (см., например, рис. 1-3). Последнее обстоятельство при численном моделировании приводит к уменьшению количества роллов в расчетной области, что, вполне вероятно, является одной из причин неустойчивости решения системы уравнений. Полученные квазистационарные валики перемещаются в направлении, перпендикулярном направлению оси валиков (слева направо для рис. 1-3). Также, в случае заметной асимметрии и наличия структур больших размеров, происходят изменения диаметров малых валиков с небольшой амплитудой. В среднем, интегральная энергия структур не изменяется.

Вплоть до значений $\mathrm{Re} \approx 400$ поля скорости, спиральности, энергии, завихренности и других параметров, характеризующих квазипараллельные валиковые структуры, вычислялись до момента установления стационарного режима. Предварительно выбирались число Рейнольдса и углы ориентации роллов. Диапазон выбора угла: от -45° до 45°. Далее анализировались результаты расчета, и определялся угол ориентации, при котором достигаются максимальные значения

плотности энергии валиков. Расчет повторялся для каждого числа Рейнольдса из анализируемого диапазона.

Известно, [Foster R.C., 1996], что для слабонелинейной теории без учета силы Кориолиса в уравнениях движения и при отсутствии бароклинности, при $\mathrm{Re} \approx 54$ начинает проявляться параллельная неустойчивость. Данная мода повернута на угол $\varepsilon \approx -15°$. При увеличении Re, более интенсивно начинает развиваться динамическая неустойчивость, и уже при $\mathrm{Re} \approx 113$ превалирует над параллельной. Угол ориентации ε в этом случае составляет примерно $10° \div 15°$.

В результате расчетов мы получили близкие к результатам линейной устойчивости значения углов ориентации (см. Таблицу 1), а для чисел Рейнольдса следующий результат: $\mathrm{Re} \approx 150$ соответствует точке перехода от одного типа неустойчивости к другому.

Таблица 1. Значения угла ориентации роллов с максимальной энергией при различных числах Рейнольдса

Re	100	115	125	150	175	200	225	250	300	350	400
ε, °	-15	-10	-10	15	15	15	10	5	10	5	5

Крейчнан отмечал [Kraichnan R.H., 1973], что взаимодействие спиральных течений одного знака доминирует над взаимодействием спиральных течений разных знаков. Вследствие этого должна сохраняться зеркальная асимметрия, связанная изначально со спиральностью экмановского течения. Действительно, наблюдается рост асимметрии продольного поля скорости. Асимметрия продольной компоненты скорости наблюдалась (без обсуждения) в [Dubos T. et al., 2008]. На рисунке 2.4 показана разность амплитуд максимальных положительных и отрицательных значений продольной компоненты скорости в ролле. Эта разность, как и амплитуда отрицательного по отношению к направлению геострофического ветра возмущения скорости, растет от Re = 100 до Re = 125 и от Re = 150 до Re = 400. Между Re = 125 и Re = 150 происходит смена режима реализующейся неустойчивости. При больших Re асимметрия вихревых структур становится отчетливо заметной, как это показано на рисунке распределения

продольной составляющей скорости для Re = 300 (рис. 2.3). Верхняя граница вихрей поднимается от $z \approx 3$ для Re = 175 до $z \approx 6$ для Re = 300 (рис. 2.1 – 2.3).

Возможный разброс значений при оценке асимметрии для пар валиков для больших Re представлен в Таблице 2. При построении графиков выбраны случаи с максимальной асимметрией.

Таблица 2. Значения асимметрии продольной компоненты скорости, периода валиков, амплитуд положительной и отрицательной составляющей спиральности и возможный разброс этих значений при неоднородном пространственном распределении валиковых структур на больших числах Рейнольдса

Re	200	225	250	300	350	400
$\lvert\Delta u\rvert$	0,0525	0,1698	0,2117	0,2802	0,2822	0,3189
$\delta\lvert\Delta u\rvert$	-0,0145	-0,1410	-0,1758	-0,2292	-0,2322	-0,1940
$\lvert L\rvert$	5,0	5,0	5,0	5,0	6,0	7,0
$\delta\lvert L\rvert$	0	-1,0 ÷ +1,0	-1,0 ÷ +1,0	-1,0 ÷ +2,0	-1,0 ÷ +1,0	-2,0 ÷ +2,0
$\lvert H_{+\max}\rvert$	0,0139	0,0554	0,1073	0,1562	0,1582	0,1643
$\delta\lvert H_{+\max}\rvert$	-0,0073	-0,0441	-0,0869	-0,0326	-0,1364	0,1214
$\lvert H_{-\max}\rvert$	0,0032	0,0056	0,0164	0,0263	0,0285	0,0363
$\delta\lvert H_{-\max}\rvert$	-0,0011	-0,0021	-0,0108	-0,0111	-0,0141	-0,0200

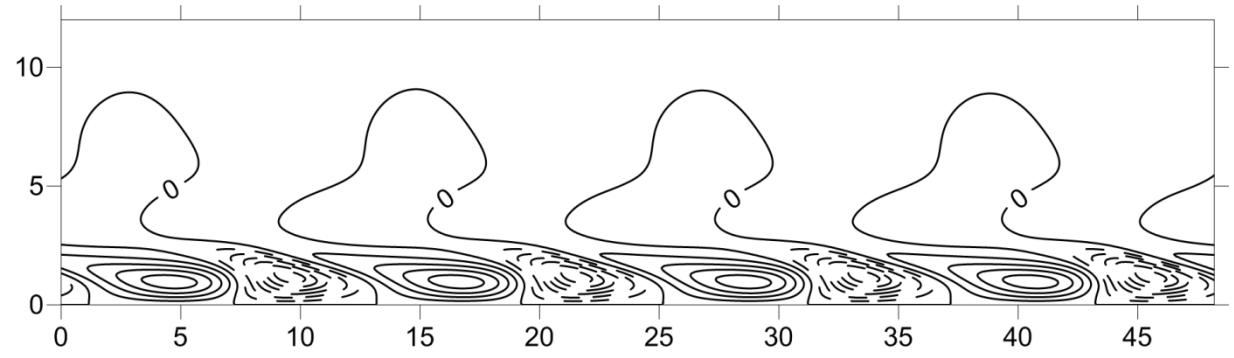


Рис. 2.1. Пространственное распределение продольной компоненты скорости U по осям Y,Z. Re=175, $\varepsilon \approx 15°$, интервал между контурами равен 0,02. Отрицательные значения показаны пунктирной линией

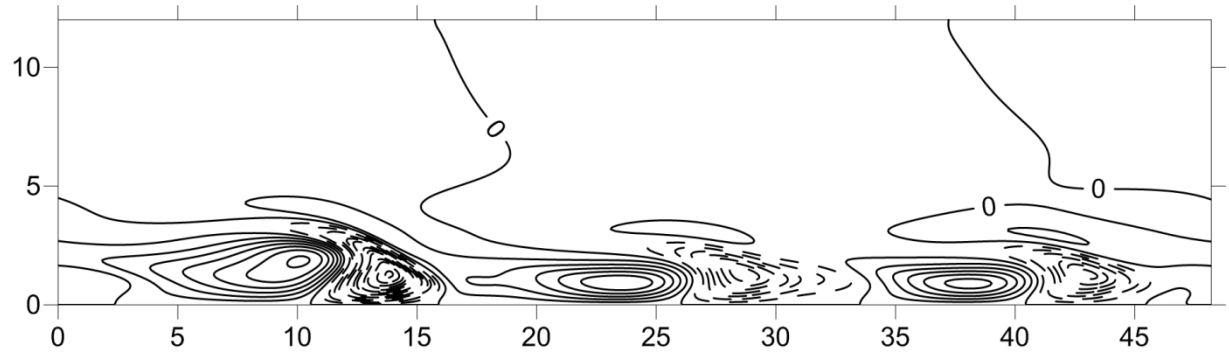


Рис. 2.2. Пространственное распределение продольной компоненты скорости U по осям Y,Z. Re=225, $\varepsilon \approx 10°$, интервал между контурами равен 0,02. Отрицательные значения показаны пунктирной линией

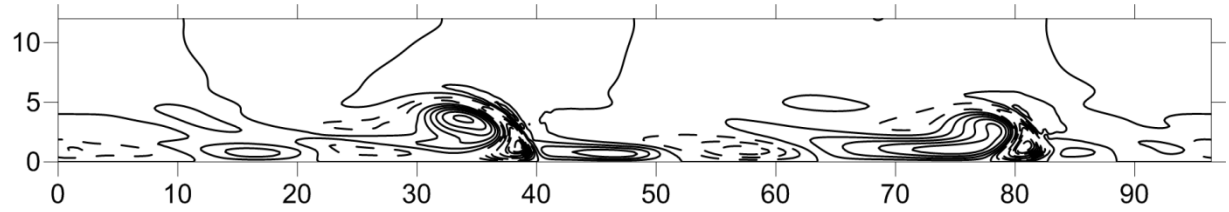


Рис. 2.3. Пространственное распределение продольной компоненты скорости U по осям Y,Z. Re=300, $\varepsilon \approx 10°$, интервал между контурами равен 0,05. Отрицательные значения показаны пунктирной линией

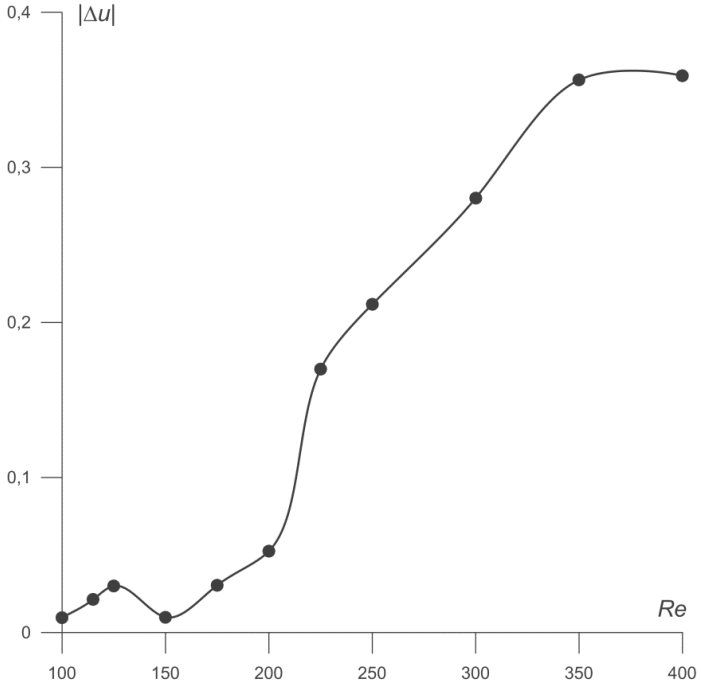


Рис. 2.4. Зависимость асимметрии продольной составляющей скорости от числа Рейнольдса

После установления динамического типа неустойчивости при увеличении числа Рейнольдса возрастают плотности энергии и спиральности когерентных структур (рис. 2.5, 2.6). В целом, спиральность в расчетной области положительна, что характерно для экмановского течения, для которого, в частности, интегральная по слою спиральность будет $H_{\text{int}} = \int_0^\infty H(z)dz = 1/2(U_G{}^2 + V_G{}^2) \geq 0$ [Курганский М.В., 1989]. Детально спиральность рассматривалась в Главе 3. Рассматривая спиральность каждого ролла отдельно, можно выделить второй тип асимметрии - асимметрию спиральности. На рисунке 2.7 показано изменение амплитуд положительной и отрицательной составляющей спиральности в зависимости от числа Рейнольдса. Разброс значений амплитуд спиральности представлен в Таблице 2.

Наблюдаемое развитие асимметрии имеет схожие, по всей видимости, черты с хорошо известным в лаборатории и геофизических системах явлением циклон-антициклонной асимметрии, когда в системах с вращением более интенсивными и долгоживущими оказываются образования с антициклоническим вращением [Калашник М. В. и др., 2016]. В настоящем случае в роли основного вихря выступает завихренность экмановского течения. Следует также иметь в виду известное стабилизирующее влияние восточного и дестабилизирующее влияние западного ветра на валиковую циркуляцию [Dubos T. et al., 2008].

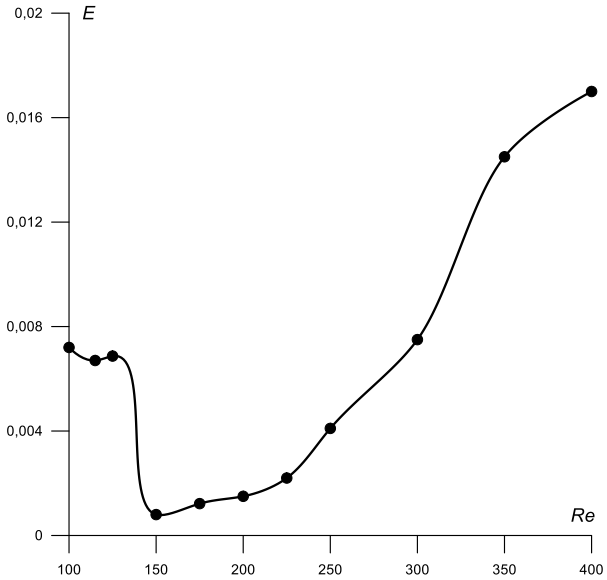


Рис. 2.5. Зависимости плотности энергии валиковых структур E от числа Рейнольдса

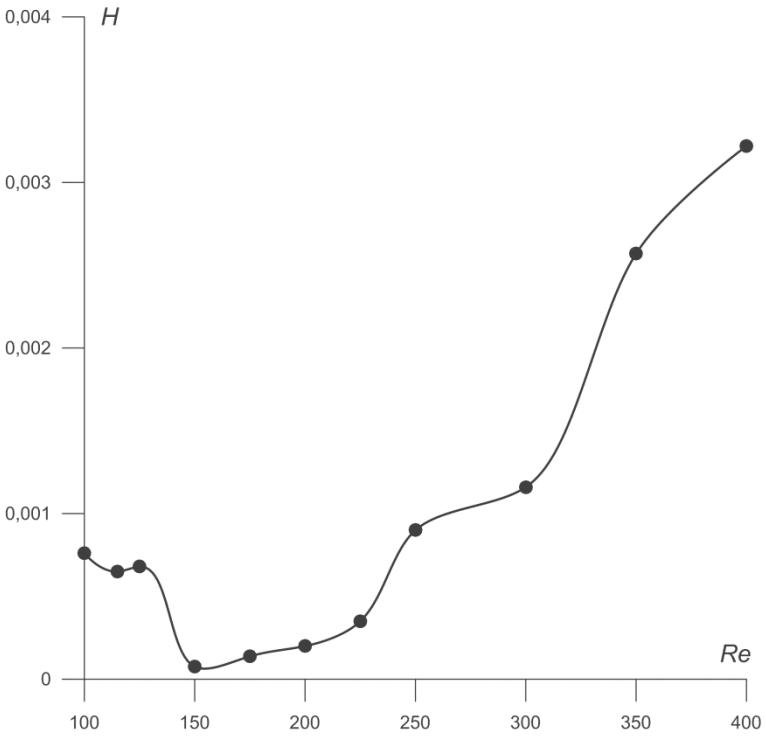


Рис. 2.6. Зависимости плотности спиральности валиковых структур H от числа Рейнольдса

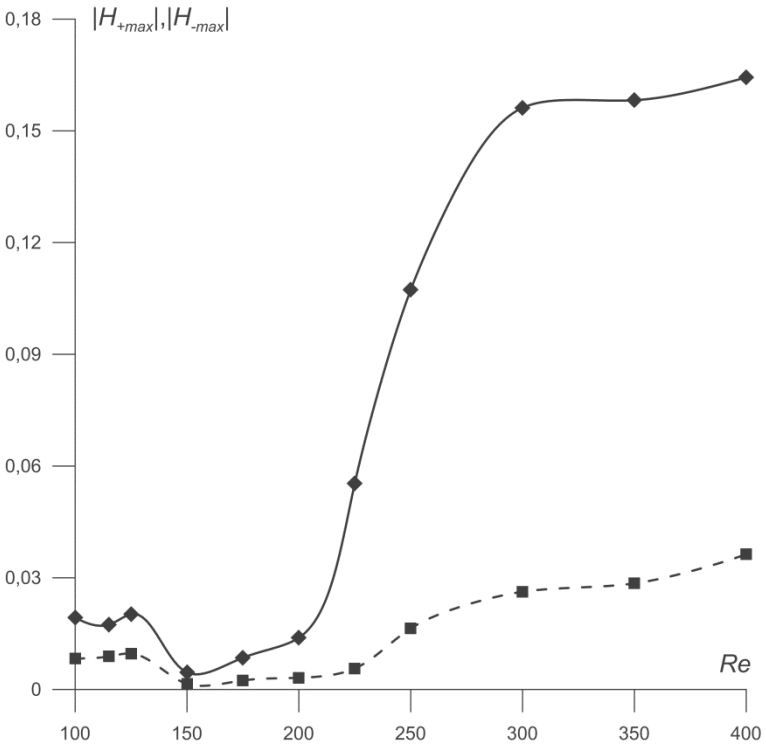


Рис. 2.7. Изменение амплитуд положительной (сплошная линия) и отрицательной (пунктир) составляющей спиральности в зависимости от числа Рейнольдса

На рисунках 2.8-2.10 изображены пространственные распределения спиральности для Re = 175, Re = 225 и Re = 300. Хорошо видно, что при увеличении числа Рейнольдса асимметрия растет.

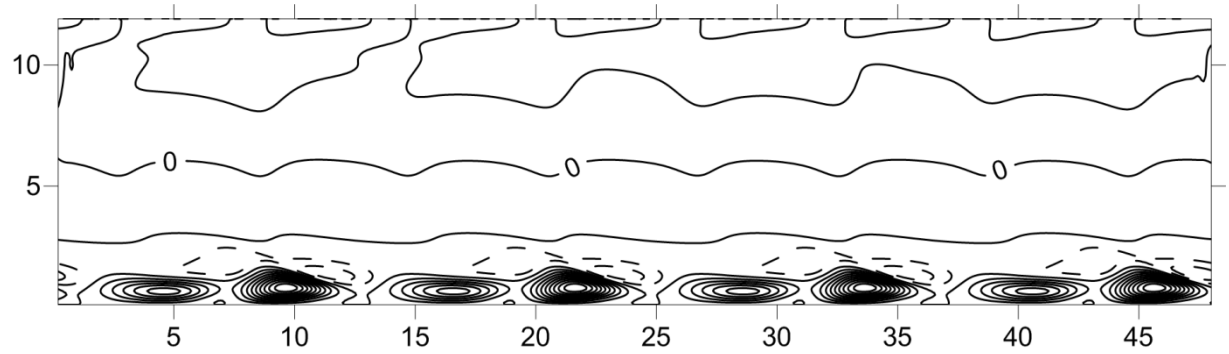


Рис. 2.8. Пространственное распределение спиральности H по осям Y,Z. Re=175, $\varepsilon = 15°$, интервал между контурами равен 0,001. Отрицательные значения показаны пунктирной линией

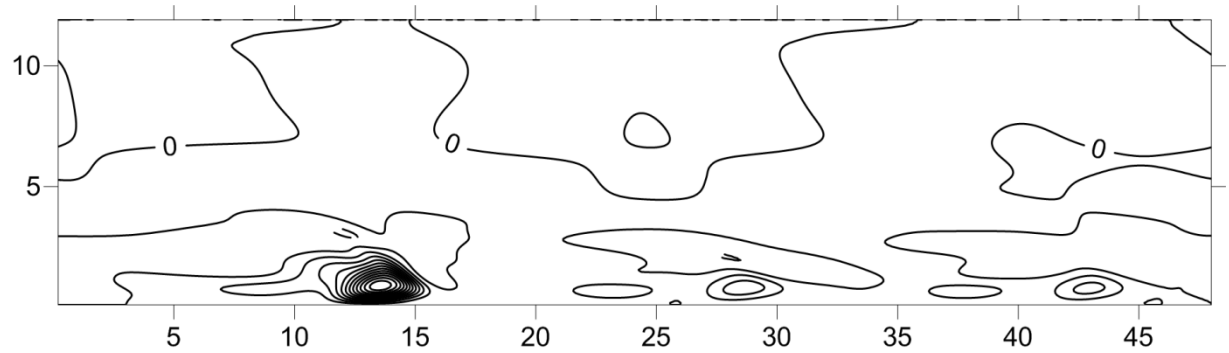


Рис. 2.9. Пространственное распределение спиральности H по осям Y,Z. Re=225, $\varepsilon = 10°$, интервал между контурами равен 0,005. Отрицательные значения показаны пунктирной линией

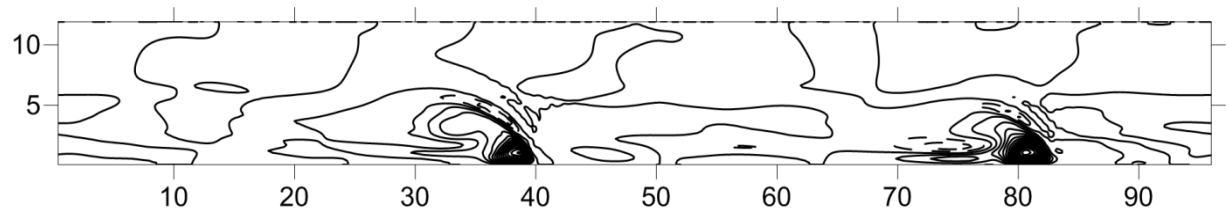


Рис. 2.10. Пространственное распределение спиральности H по осям Y,Z. Re=300, $\varepsilon = 10°$,интервал между контурами равен 0,01. Отрицательные значения показаны пунктирной линией

Расстояние между валиками с противоположными знаками циркуляции по направлению оси Y также повышается при изменении Re от 150 до 400 (рис. 2.11). Разброс значений при больших Re показан в Таблице 2. При сильной нелинейности нарушается пространственная периодичность вторичных когерентных образований, и становится возможным формирование близких к уединенным структур. Подобные многомасштабные структуры наблюдаются в течении типа Экмана-Куэтта [Hoffmann N. P. et al., 1998, Hoffmann N. P. and Busse F. H., 2000], в теоретических исследованиях [Mourad P. D. and Brown R. A., 1980] и в лабораторных экспериментах [Corke T.C. and Knasiak K.F., 1998].

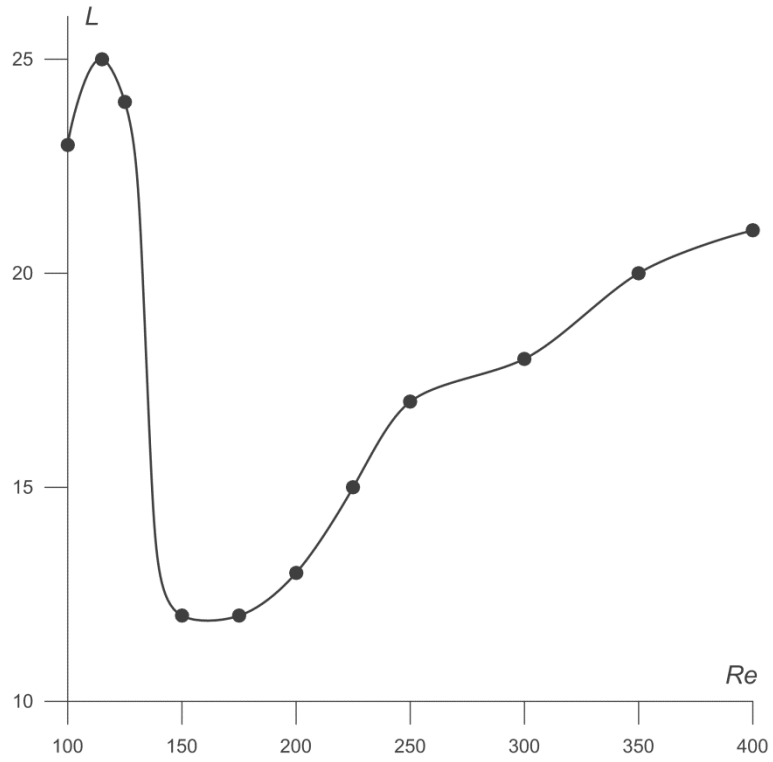


Рис. 2.11. Зависимость расстояния между валиками с противоположными знаками продольной скорости по направлению оси Y (полупериод) от числа Рейнольдса

Для оценки величины асимметрии валиковых структур в атмосферном пограничном слое рассмотрим результаты по наблюдению структур в Калмыкии, в июле 2007 года, методами акустического зондирования (содары) [Гранберг И.Г. и др., 2009]. На рисунке 2.12 приведены спутниковые снимки от 28 июля 2007 года в Калмыкии. В 14:03 по московскому времени наблюдается развитая

мезомасштабная циркуляция (см. Рис. 2.12, точкой 1 обозначена точка измерения данных), угол отклонения валов от направления восток-запад: 35°. Геострофический ветер направлен на восток-юго-восток. Пространственный период наблюдаемых облачных улиц меняется в диапазоне 4-7 км.



Рис. 2.12. Облачные улицы над районом содарных измерений, снимок MODIS-AQUA 28 июля 2007 г., 14:03 (московское время)

2.1.4. Воспроизведение синоптической картины 28 июля 2007 г. в Калмыкии с помощью модели RAMS

Картина наблюдений воспроизводится и в рамках мезомасштабной атмосферной модели RAMS [Cotton W.R. et al., 2003]. Численное моделирование является широко используемым подходом и позволяет качественно оценить параметры возникающих структур и сравнить их со спутниковыми снимками и данными акустического зондирования. Вся расчетная область 300 на 225 км считается на сетке 600×450 узлов по горизонтали с шагом 500 м. По вертикали сетка имеет 30 уровней до высоты 20000 м со сгущением в пограничном слое. В качестве начальных и граничных данных использованы поля реанализа NCAR. Расчет начат за сутки до изучаемого момента. На рисунке 2.13 показана изоповерхность вертикальной компоненты скорости ветра $W = 1$ м/с в окрестности точки измерений 1 размером 96 на 96 км по горизонтали и 3 км по высоте. На рисунке 14 представлены изолинии вертикальной компоненты скорости ветра в пограничном слое в сечении, перпендикулярном оси роллов. Видно неплохое

соответствие наблюдаемым на рис. 2.12 пространственным распределениям циркуляционных движений, центры которых, согласно результатам моделирования, расположены примерно на высотах 1200-1300 м.

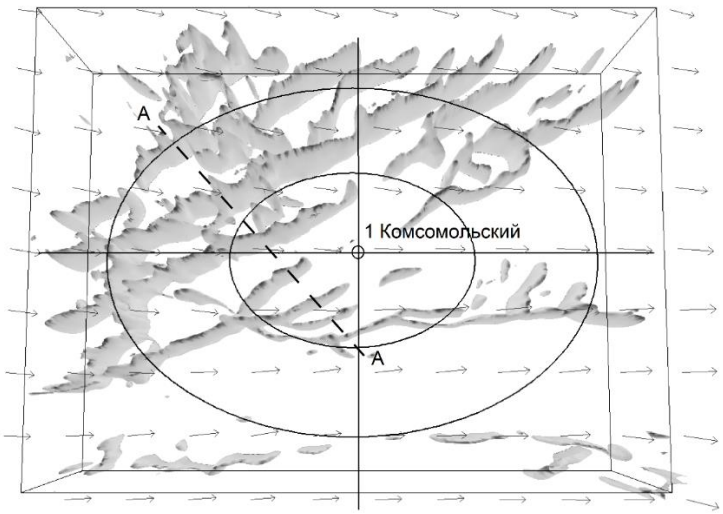


Рис. 2.13. Изоповерхности вертикальной компоненты скорости ветра, W = 1 м/с, концентрические окружности радиусом 24 и 48 км, высота области по вертикали 3 км. Модель RAMS 28 июля 2007 г., 14:03 (московское время). Стрелки показывают направление геострофического ветра на высоте 3.5 км. Пунктирная линия А – А показывает положение плоскости, в которой построены изолинии вертикальной скорости W на Рис. 2.14

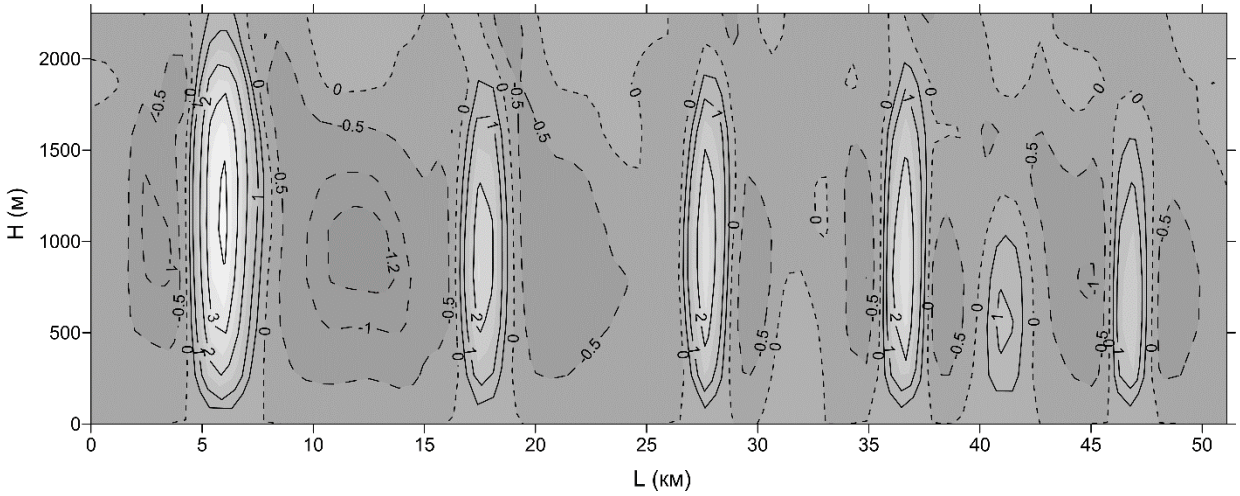


Рис. 2.14. Изолинии вертикальной скорости W в плоскости А-А (Рис. 13), перпендикулярной оси роллов. Размер валиков поперек оси роллов: 3-5 км. Модель RAMS

Однако разрешение модели не позволяет рассмотреть особенности в распределениях физических величин. Для более детального исследования необходимо использовать вихреразрешающее моделирование.

2.1.5. Анализ результатов моделирования по данным акустического зондирования в Калмыкии, 28 июля 2007 г.

Для анализа воспользуемся результатами акустического зондирования [Гранберг И.Г. и др., 2009]. Точность определения скоростей содаром - 0.5 м/с для горизонтальной компоненты и 0.2 м/с для вертикальной. Эти же значения являются и пороговыми, начиная с которых содар регистрирует движения. На рисунке 2.15 приведен временной ход продольной скорости вдоль валика по данным акустического зондирования на высоте 690 м с 12 до 18 часов московского времени 28.07.2007. Здесь представлено 10-минутное усреднение за вычетом 30-минутного среднего данных длинноволнового содара, с вертикальным разрешением 30 м и временным – 30 с. Максимальная высота зондирования – 870 м. Подобная процедура позволяет отфильтровать флуктуационную составляющую и средний ход скорости ветра [Гранберг И.Г. и др., 2009].

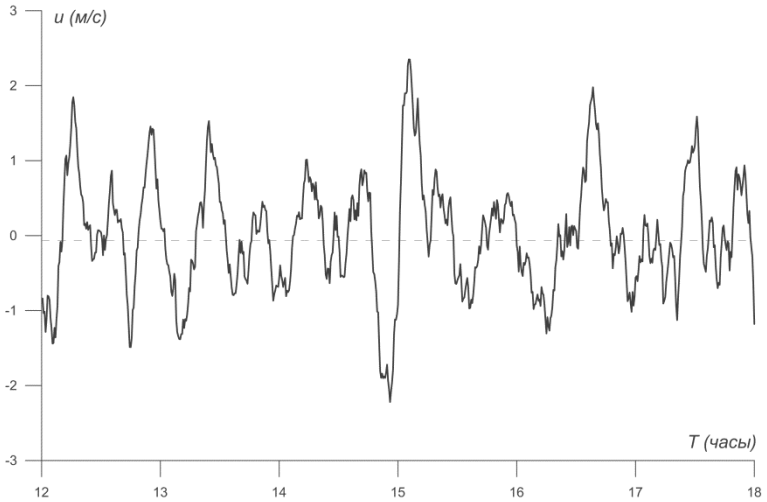


Рис. 2.15. Временной ход направленной вдоль валика скорости, *U*, м/с . По оси абсцисс – Московское время, ч. 28 июля 2007 г. Калмыкия. Данные содарных измерений. Высота 690 м

На рис. 2.16 приводится высотно-временная развертка продольной скорости вдоль валика. Здесь также применена процедура 10-минутного усреднения за вычетом 30-минутного среднего. Хорошо видно, что преобладают области с отрицательными значениями продольной скорости, направленные примерно против направления геострофического ветра (в выбранной системе отсчета).

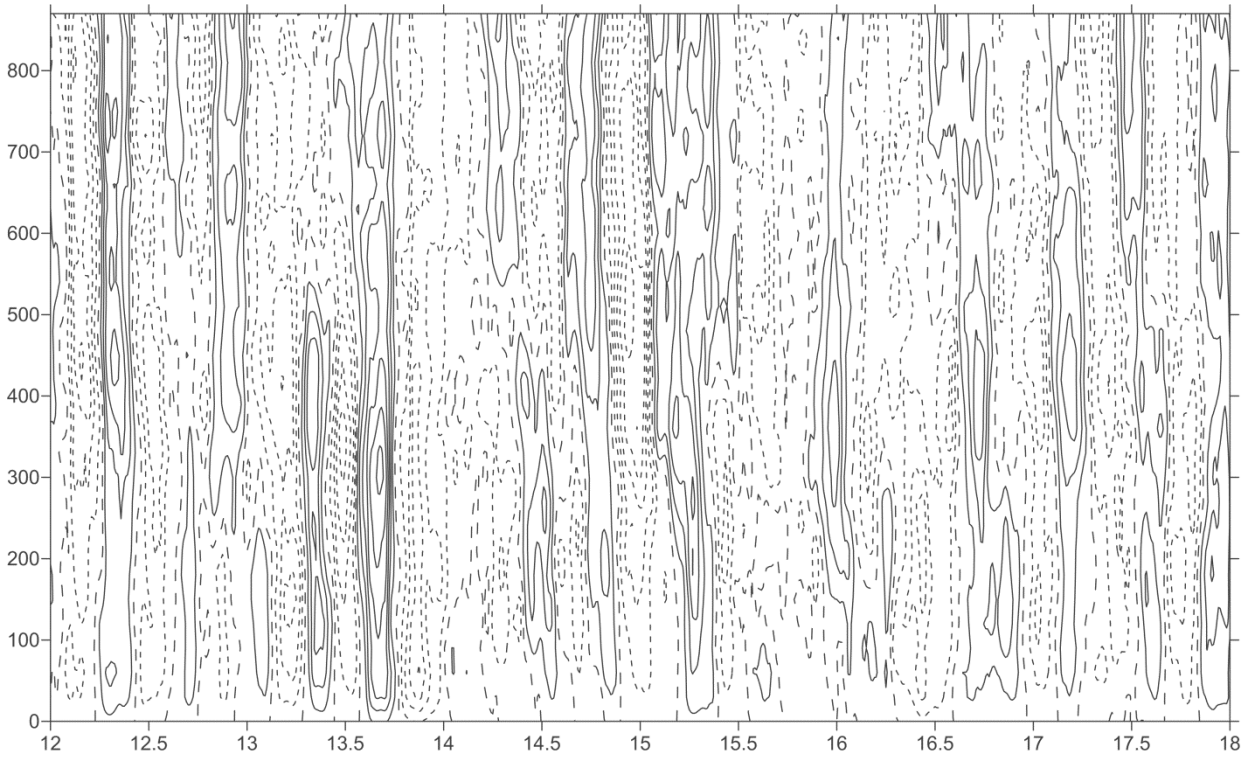


Рис. 2.16. Временной ход направленной вдоль валиков скорости, *U*, м/с . По оси абсцисс – Московское время, ч. 28 июля 2007 г. Калмыкия. Данные содарных измерений. Высоты 0-870 м (шаг 30 м). Пунктиром отмечены отрицательные значения скорости. Дипазон изменений -3 м/с ÷ +3 м/с, шаг 0,5 м

На рис. 2.17 представлено распределение средней по высоте слою (по 29 уровням в слое 0-870 м) продольной скорости вдоль направления валиков. Наблюдается заметная асимметрия отрицательных (против направления геострофического ветра) значений скорости. Схожие распределения получаются и для большинства уровней зондирования. Дополнительно заметим, что асимметрия продольной компоненты скорости наблюдается и для результатов мезомасштабного моделирования на высотах 1000-1300 м. Для качественного

сравнения результатов двухмасштабной модели и наблюдений на рис. 2.18 приведена гистограмма распределений значений продольной компоненты скорости в пределах высоты пограничного слоя на основе расчетных данных для Re=300.

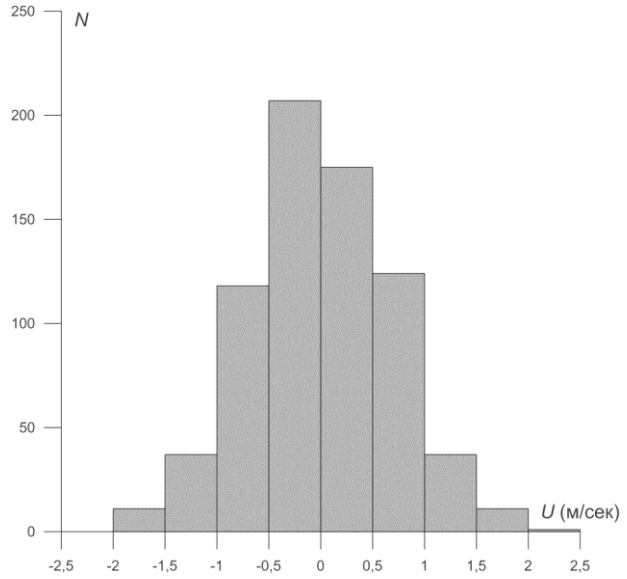


Рис. 2.17. Гистограмма распределений средней по высоте компоненты скорости, направленной вдоль валиков. По оси абсцисс – данные содарных измерений. Высоты 0-870 м (шаг 30 м). Анализируемый диапазон: 12:00÷18:00 по Московскому времени 28 июля 2007 г.

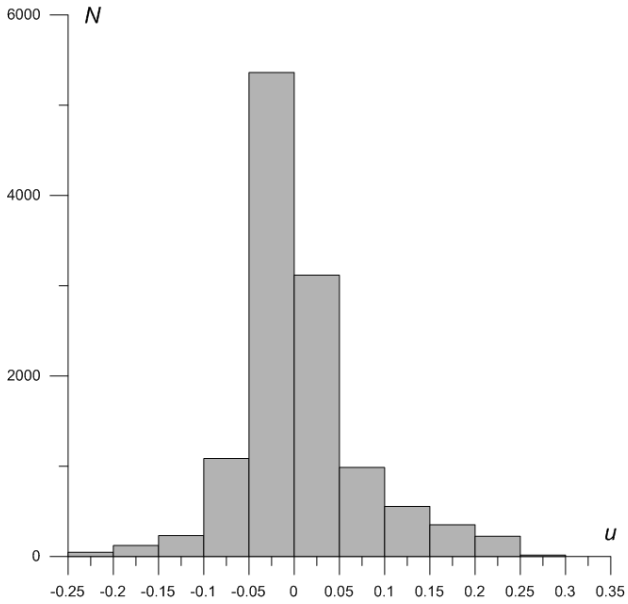


Рис. 2.18. Гистограмма распределений значений продольной компоненты скорости (безразмерной) в пределах высоты пограничного слоя. По оси абсцисс – расчетные данные. Re=300

Определим эффективное число Рейнольдса для рассматриваемого случая. Полученный в представлении вихревой вязкости (по значениям вертикального градиента средней горизонтальной скорости ветра) [Чхетиани О.Г., 2001, Mason P. and Thomson D., 1987, Drobinski P. et al., 2007, Blackadar A. K., 1962] профиль коэффициента турбулентной вязкости на основании результатов мезомасштабного моделирования представлен на рисунке 2.19. Существуют различные подходы для восстановление профиля коэффициента турбулентной вязкости, в частности, представленный в [Blackadar A. K., 1962] и используемый здесь для оценки эффективного Re:

$$K = l^2 s \text{ , где } s^2 = \left[\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2\right] \text{ , а } l = \left[\kappa z / \left(1 + \kappa z f / 0{,}00027G\right)\right] .$$

Вертикальный масштаб роллов составляет, как правило, от 0,9 до 2,1 км [Foster R.C., 1996]. Коэффициент турбулентной вязкости для выбранного момента времени осредняем до высоты примерно 2500 м (см. рис. 2.19). Для него получаем среднее значение $K \approx 54$ м^2/с. Такие значения турбулентной вязкости характерны для неустойчивой стратификации.

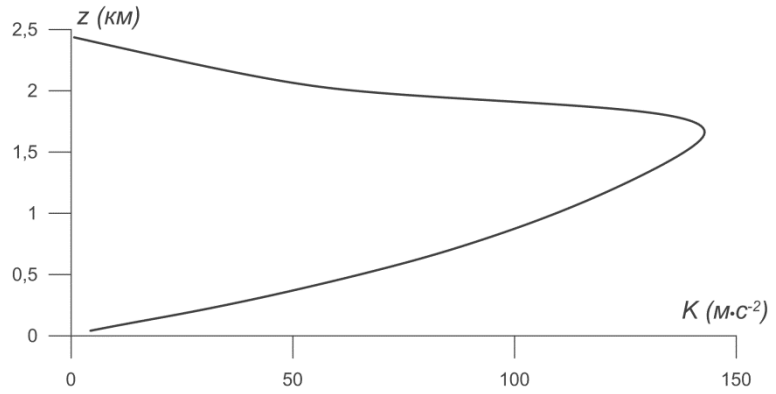


Рис. 2.19. Зависимость коэффициента турбулентной вязкости K (м^2/с), от высоты z, км. 28 июля 2007 г. Калмыкия

С определенной степенью точности компоненты геострофической скорости ветра при содарных измерениях можно принять равными компонентам скорости на верхних уровнях зондирования, для данного случая эта высота составляет 870 м,

как будет показано в Главе 3. Компоненты геострофической скорости ветра составляют: $U_G = 3{,}61$ м/с – направление «юг-север»; $V_G = -1{,}75$ м/с – направление «запад-восток». Соответственно, скорость геострофического ветра $G = \left(U_G{}^2 + V_G{}^2\right)^{1/2} = 4{,}02$ м/с. Геострофическая скорость отклонена от направления оси роллов на угол $\varepsilon_{набл.} \approx 25°$.

Для широты точки наблюдения, $\theta = 45{,}31°$, параметр Кориолиса $f = \Omega \sin\theta = 5{,}184 \cdot 10^{-5}$, число Рейнольдса $\mathrm{Re} = \dfrac{G}{\left(Kf\right)^{1/2}} \approx 76 < 100$. Подобные значения качественно соответствуют условиям развития валиковой циркуляции в атмосферном пограничном слое при наличии конвекции [Etling D., 1971].

2.2. Пространственные характеристики организованной валиковой циркуляции в атмосферном пограничном слое по результатам численного моделирования с помощью модели WRF-LES

2.2.1. Описание используемых параметров модели

При расчетах использовались вложенные сетки. Вся расчетная область 300 на 225 км рассчитывается на крупной сетке 210×138 узлов по горизонтали с шагом 1620 м. Вложенная область детализованного расчета 75 на 50 км считается на сетке 556×355 узлов с шагом 540 м, вложенная область (для последующего LES-моделирования) 75 на 50 км – на сетке 742×607 узлов по горизонтали с шагом 180 м. По вертикали все области имеют 35 уровней до высоты 5000 м со сгущением в пограничном слое. В качестве начальных и граничных данных использованы поля реанализа NCAR. Расчет начат за сутки до изучаемого момента. Одному шагу расчета по времени для крупной области соответствует 3 шага расчета по времени для вложенной области. Временной интервал между начальными полями метеопараметров глобального операционного анализа GFS на сетке 0,5×0,5 градусов равен 6 часам. Координаты центра расчетной области соответствуют

45,33° с.ш. и 46,04° в.д. Отметим, что мезомасштабная циркуляция начинает неплохо воспроизводиться на сетках с горизонтальным масштабом не более 500 метров. В этом случае на поперечный размер структуры приходится 5-10 сеточных узлов, что позволяет воспроизводить их основные характеристики. Более детальное воспроизведение подобных движений в пограничном слое требует разрешения на порядок больше – 50 метров по горизонтали и 10 м по вертикали. В настоящее время это возможно сделать в рамках WRF-LES модели. В этой модели увеличение пространственного разрешения по горизонтальным координатам является более выгодным, чем увеличение вертикального пространственного разрешения. Уменьшение пространственного масштаба менее 50 м практически не улучшает никакие аспекты гидрометеорологических состояний [Talbot C. et al., 2012]. В настоящем случае для мезомасштабных когерентных структур определено оптимальное пространственное разрешение примерно 100-180 м.

Для параметризации пограничного слоя использована схема Меллора-Ямады-Янича, промежуточная Shin-Hong scheme и LES параметризация; для параметризации приземного слоя используется теория Монина-Обухова; Rapid Radiative Transfer Model и Goddard shortwave (Two-stream multi-band scheme) выбраны для параметризации длинноволнового и коротковолнового излучения; для параметризации турбулентности принята схема полной диффузии с использованием трехмерного метода Смагоринского и для LES-моделирования – схема простой диффузии с использованием двухмерного метода (коэффициент K определяется только с использованием горизонтальной деформации); Morrison double-Momentum scheme применена для параметризации микрофизики; Unified Noah land-surface model – для параметризации параметров земной поверхности.

2.2.2. Исследование характеристик валиковой циркуляции

Рассмотрим более подробно развивающуюся мезомасштабную циркуляцию в АПС. Для этого воспользуемся результатами численного моделирования в модели WRF-ARW. Особое внимание будем уделять пространственным

характеристикам получившихся структур: масштабу, периоду, асимметрии компонент скорости и спиральности.

Для анализа выберем тот же случай синоптической ситуации 28 июля 2007 г. в Калмыкии. В 14:03 по московскому времени (10 UTC) наблюдается развитая мезомасштабная циркуляция (см. рис. 2.12). Пространственный период наблюдаемых облачных улиц меняется в диапазоне 4-7 км.

По результатам численного моделирования на полях вертикальной скорости хорошо видна полосчатая структура – результат визуализации валиковой циркуляции (рис. 2.20).

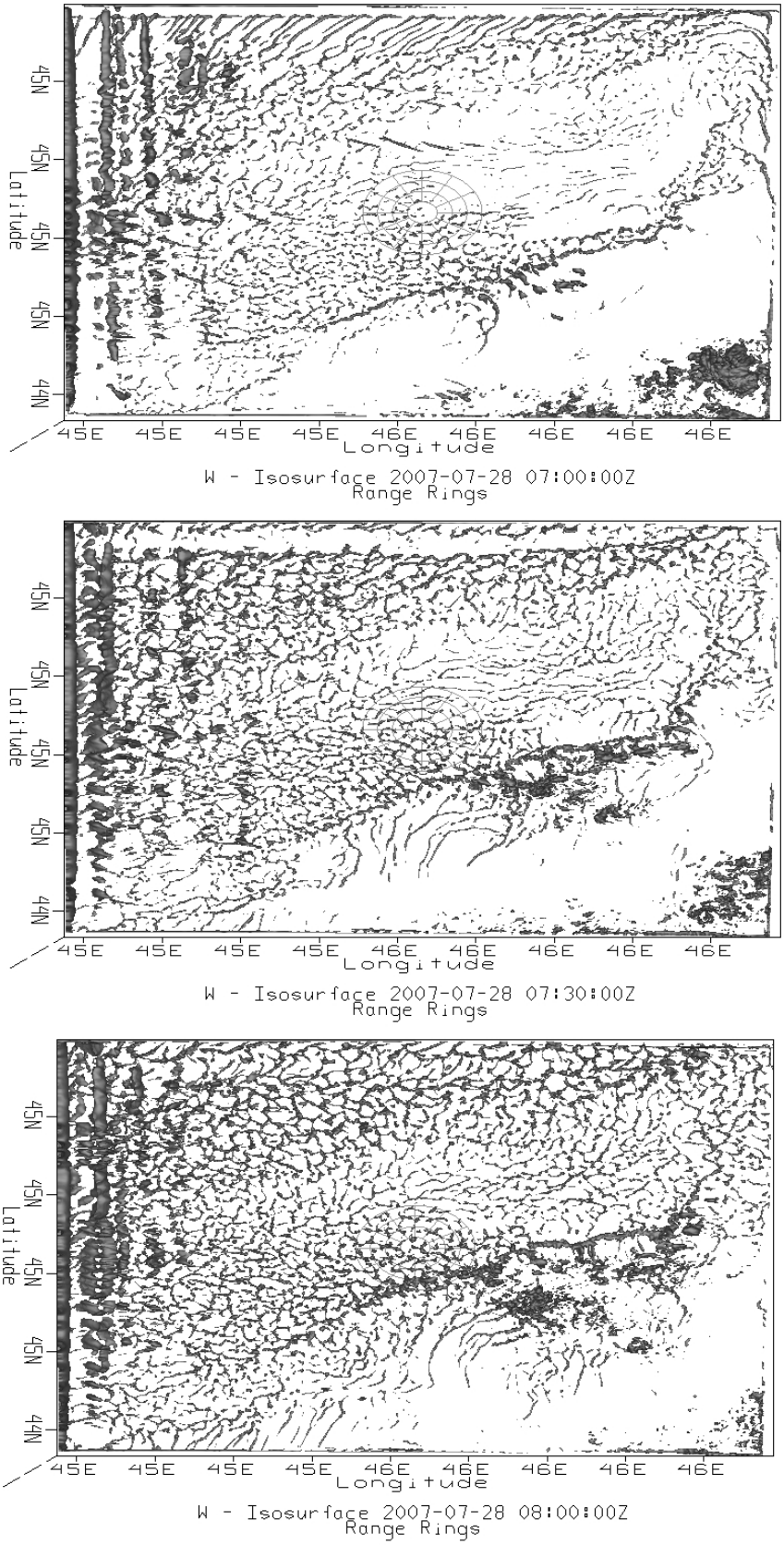


Рис. 2.20. Изоповерхности вертикальной компоненты скорости ветра, W = 1 м/с, вид сверху. Концентрические окружности обозначают расположение точки наблюдений, высота области по вертикали примерно 3 км. Модель WRF-ARW 28 июля 2007 г., сверху вниз: 7UTC. 7:30UTC и 8UTC

Вытянутая структура облаков также подтверждает наличие валиков (роллов) (рис. 2.21).

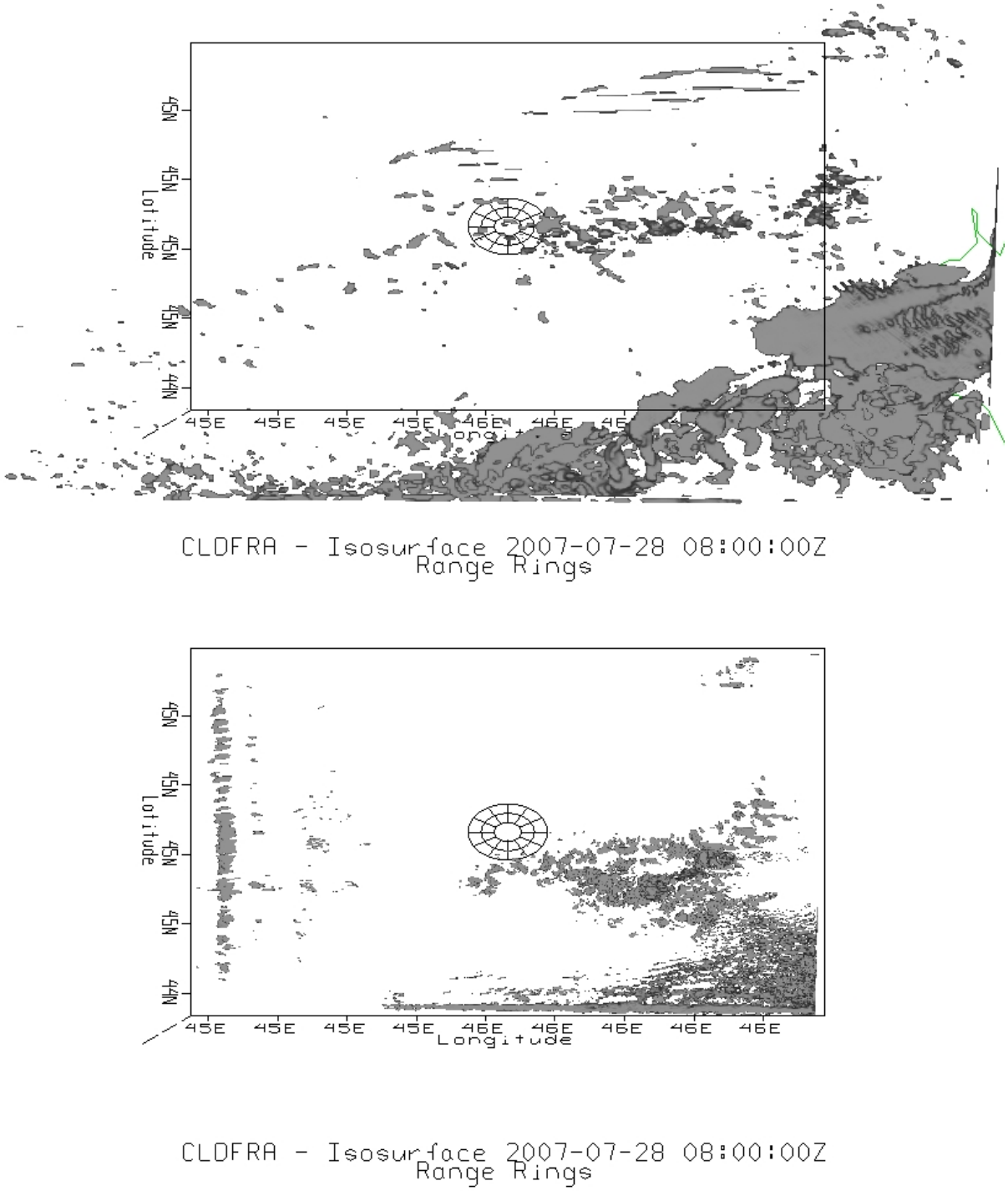


Рис. 21. Доля облачности над районом измерений, вид сверху. Концентрические окружности обозначают расположение точки наблюдений. Правый нижний угол расчетной области – высокая облачность (до 16 км), низкая (до 2-3 км) – в верхней, центральной и нижней областях. Модель WRF-ARW 28 июля 2007 г., 8UTC. Шаг сетки сверху вниз – 540 и 180 м, соответственно

Пространственный период однонаправленных валиков оценивался по полям вертикальной скорости, построенных в широтном 45,3° с.ш. и долготном 46,04° в.д. (рис. 2.22) разрезах, и составляет 3-5 км. Горизонтальный масштаб в поперечном сечении – 2-3 км, по вертикали квазидвумерные вихри могут распространяться на всю толщину экмановского пограничного слоя. Максимальная положительная и отрицательная скорость в широтном разрезе составляет 5,084 м/с и -4,448 м/с соответственно; для долготного разреза – 5,692 м/с и -3,403 м/с соответственно.

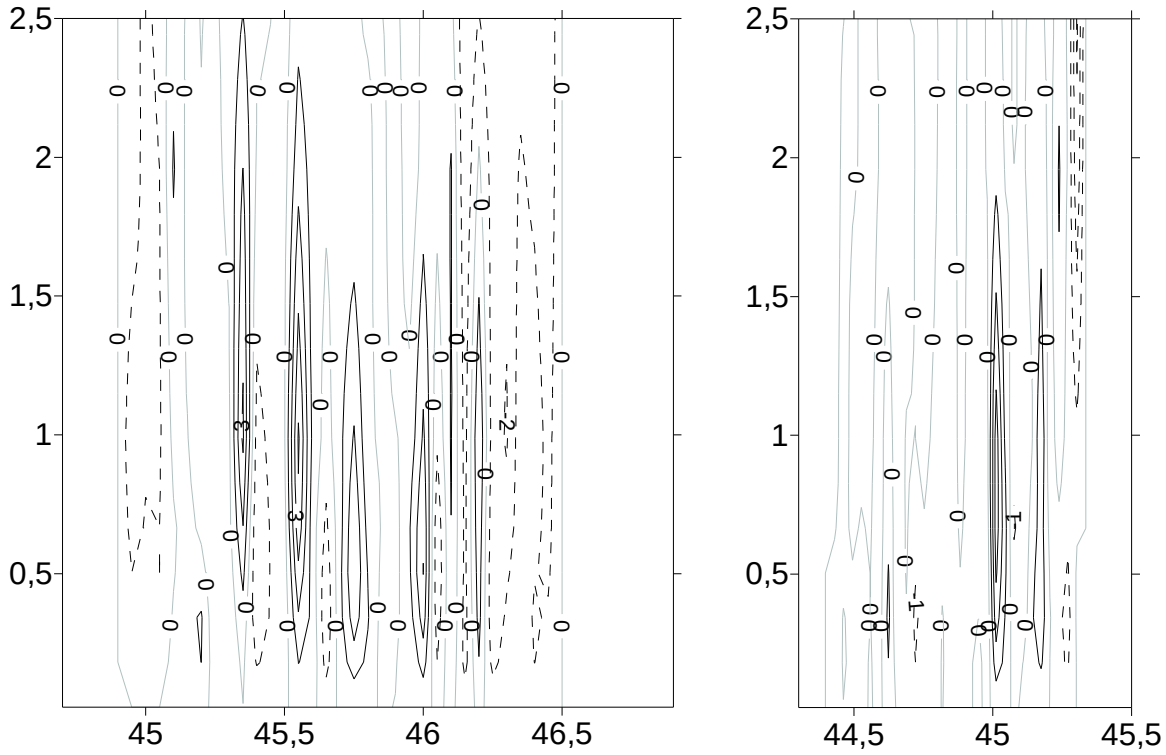


Рис. 2.22. Пространственное распределение вертикальной компоненты скорости ветра по осям Y(lat)Z и X(lon)Z, интервал между контурами равен 1 м/с. Отрицательные значения показаны пунктирной линией, нулевые – серой сплошной. Модель WRF-ARW, 28 июля 2007 г., 8UTC. Шаг сетки 180 м. По оси ординат - высота Z в км, по оси абсцисс – широта и долгота (слева направо) в градусах

Для этих же сечений на рисунках 2.23 и 2.24 представлены пространственные распределения горизонтальных компонент скорости ветра, направленных по осям, касательным к широте (рис. 2.23) и долготе (рис. 2.24). Отчетливо наблюдается асимметрия валов – для компоненты скорости, направленной касательно к широте

максимальная положительная и отрицательная скорость в широтном разрезе составляет 2,831 м/с и -3,673 м/с соответственно, асимметрия (разность модулей компонент скорости в области валика) горизонтальной скорости на этом сечении – 0,842 м/с; для долготного разреза максимальная положительная и отрицательная скорость равна 7,379 м/с и -3,908 м/с соответственно, асимметрия – 3,471 м/с. Для компоненты скорости, направленной касательно к долготе максимальная положительная и отрицательная скорость в широтном разрезе составляет 3,458 м/с и -4,242 м/с соответственно, асимметрия горизонтальной скорости на этом сечении – 0,784 м/с; для долготного разреза максимальная положительная и отрицательная скорость равна 3,364 м/с и -1,716 м/с соответственно, асимметрия горизонтальной скорости на этом сечении – 1,648 м/с. Обратный знак для асимметрии в долготном разрезе связан с превалирующим здесь вкладом от геострофического ветра, направленного на восток-северо-восток.

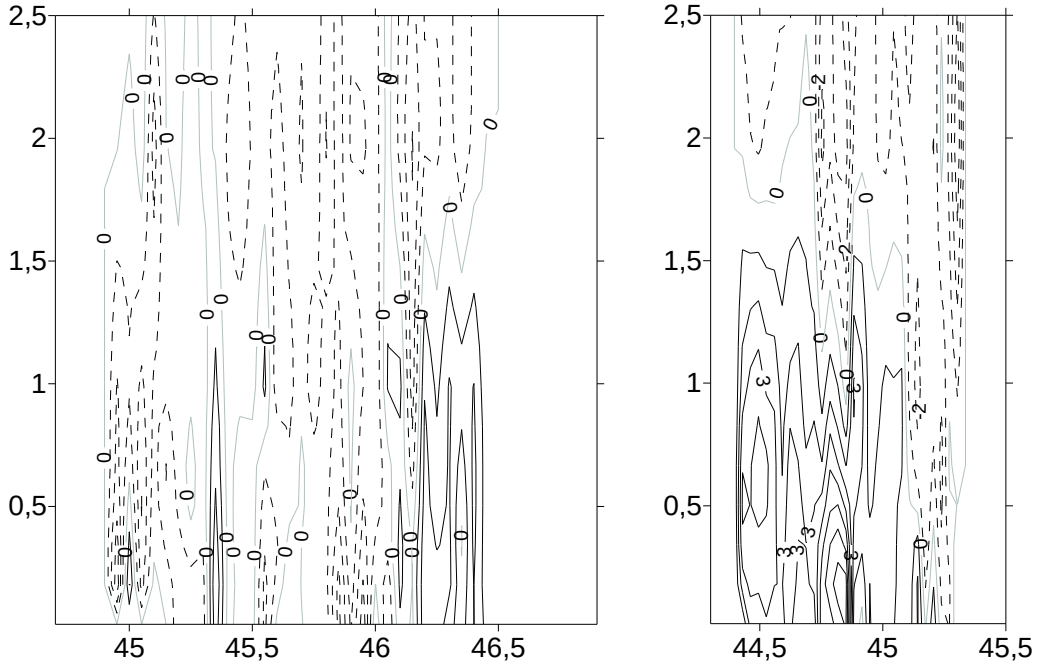


Рис. 2.23. Пространственное распределение по осям Y(lat)Z и X(lon)Z горизонтальной компоненты скорости ветра, направленных по оси, касательной к широте, интервал между контурами равен 1 м/с. Отрицательные значения показаны пунктирной линией, нулевые – серой сплошной. Модель WRF-ARW, 28 июля 2007 г., 8UTC. Шаг сетки 180 м. По оси ординат - высота Z в км, по оси абсцисс – долгота и широта (слева направо) в градусах

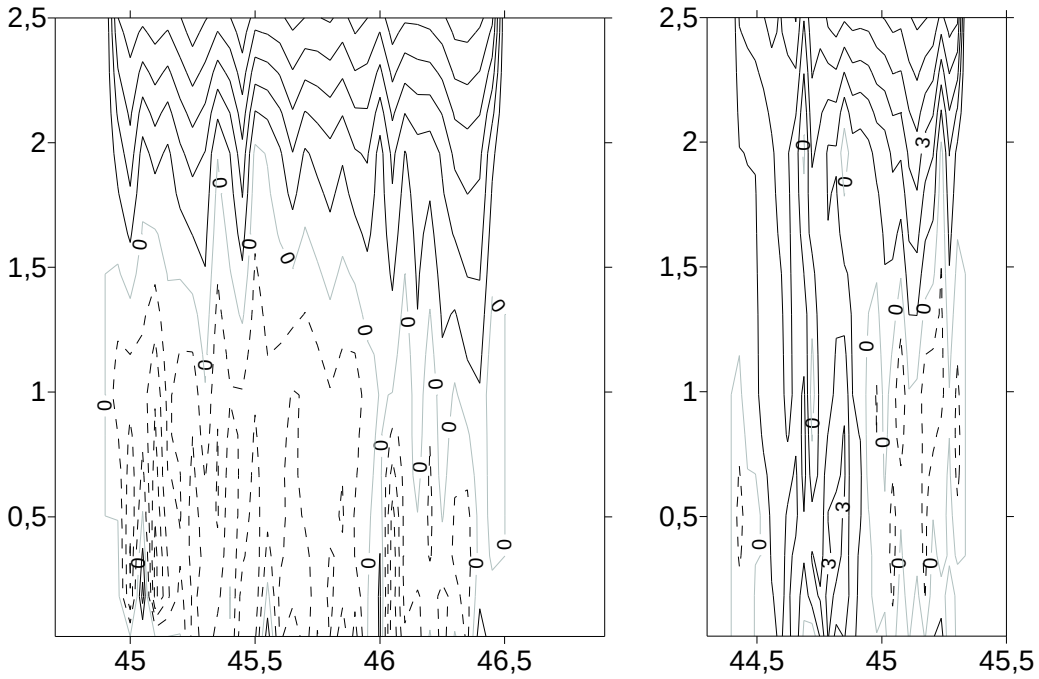


Рис. 2.24. Пространственное распределение по осям Y(lat)Z и X(lon)Z горизонтальной компоненты скорости ветра, направленных по оси, касательной к долготе, интервал между контурами равен 1 м/с. Отрицательные значения показаны пунктирной линией, нулевые – серой сплошной. Модель WRF-ARW, 28 июля 2007 г., 8UTC. Шаг сетки 180 м. По оси ординат - высота Z в км, по оси абсцисс – долгота и широта (слева направо) в градусах

Для более наглядной демонстрации и упрощению оценки таких характеристик валиковой циркуляции, как асимметрия, использовались сечения, перпендикулярные оси валов. Одно из них представлено на рисунке 2.25.

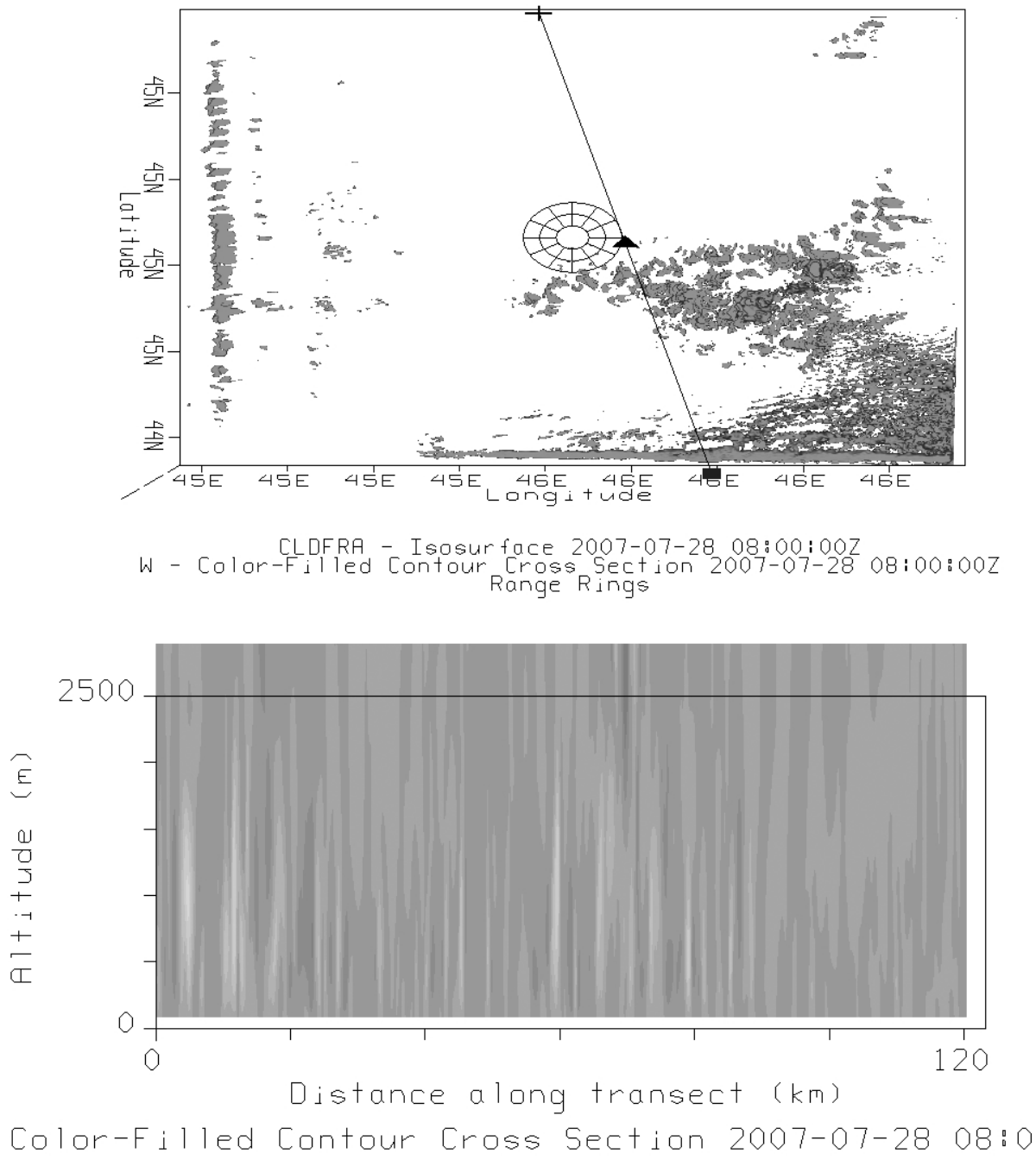


Рис. 2.25. Пространственное распределение вертикальной скорости по оси Z и по оси, приблизительно перпендикулярной оси валов (черная линия со стрелкой на верхнем рисунке). Диапазон изменения скорости примерно от -7 с (темно-серый цвет на нижнем рисунке). до -6 м/с (светло-серый цвет на нижнем рисунке). Модель WRF-ARW, 28 июля 2007 г., 8UTC. Шаг сетки 180 м. По оси ординат - высота Z в м, по оси абсцисс – расстояние вдоль наклонной кривой (верхний рисунок) в км. На верхнем рисунке представлена область расчета

Центры структур, согласно результатам моделирования, расположены примерно на высотах 1000-1200 м.

В АПС в обычных условиях значимыми являются горизонтальные компоненты спиральности, существенно превосходящие ее вертикальную составляющую [Копров Б.М. и др., 2005, Chkhetiani O. G. et al., 2018]:

$$H_x = u\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right),$$
$$H_y = v\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right). \qquad (4)$$

Здесь *u, v, w* - компоненты скорости ролла по осям координат x, y, z. Горизонтальные производные значительно меньше вертикальных (на 3-4 порядка), поэтому второй тип асимметрии - асимметрию спиральности проиллюстрируем по широтному разрезу для компоненты скорости $H = H_x + H_y = v\frac{\partial u}{\partial z} - u\frac{\partial v}{\partial z}$ (рис. 2.26).

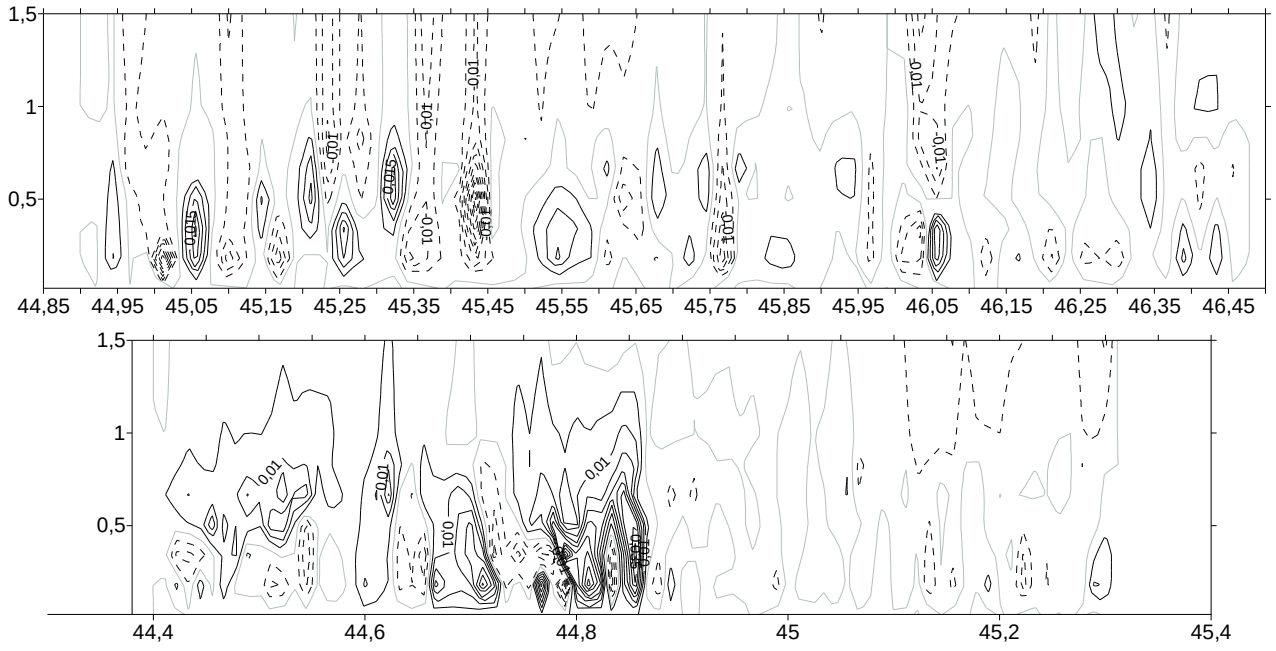


Рис. 2.26. Пространственное распределение по осям Y(lat)Z и X(lon)Z (сверху вниз) компоненты спиральности *H*, интервал между контурами равен 0,01 м/с^2. Отрицательные значения показаны пунктирной линией, нулевые – серой сплошной. Модель WRF-ARW, 28 июля 2007 г., 8UTC. Шаг сетки 180 м. По оси ординат - высота Z в км, по оси абсцисс – долгота и широта (сверху вниз) в градусах

Максимальная положительная и отрицательная спиральность в широтном разрезе составляет 0,0262 м/с^2 и -0,0558 м/с^2, соответственно, преобладание отрицательной составляющей, асимметрия компоненты спиральности *H* на этом сечении – 0,0206 м/с^2. Максимальная положительная и отрицательная спиральность в долготном разрезе составляет 0,0715 м/с^2 и -0,0382 м/с^2 соответственно, преобладание положительной составляющей, асимметрия компоненты спиральности *H* на этом сечении – 0,0333 м/с^2. Значения спиральности оказываются близкими, к оценкам в [Etling D., 1985] и полученным по данным акустического зондирования [Chkhetiani O. G. et al., 2018].

2.3. Взаимодействие организованной валиковой циркуляции с частицами. Квазидвумерная модель

Движение элементарного объема жидкости может быть описано уравнением Ланжевена:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}(\mathbf{x},t) + \boldsymbol{\eta}(x,t), \qquad (5)$$

где **v(X,**t) – поле скорости в эйлеровой системе координат в точке **X** в момент времени t, **η(X,**t) – шумовой член, отвечающий за молекулярную диффузию. Поле скорости состоит из двух членов:

$$\mathbf{v}(\mathbf{x},t) = \mathbf{V}(\mathbf{x},t) + \mathbf{v}^t(\mathbf{x},t), \qquad (6)$$

где **V(x,**t) – крупномасштабное, а **v**^{t}**(x,**t) – мелкомасштабное (турбулентное) поле скорости. Пренебрегая диффузией, получим уравнение переноса малых частиц:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{V}(\mathbf{x},t) + \mathbf{v}^t(\mathbf{x},t) - V_g\mathbf{e}, \mathbf{e} = \ 0,0,1$$

Здесь включена скорость гравитационного оседания V_g, вектор. Для скорости оседания можно использовать соотношение, связывающее ее с размерами и плотностью частицы [Wei L. and Chen Q., 2001]

$$V_{\mathrm{g}}(d) = \left(\frac{4\rho_p g d}{3\rho C_d \ \mathrm{Re}_t} \right)^{1/2}, \ \mathrm{Re}_t = \frac{V_{\mathrm{g}} d}{\nu}. \quad (7)$$

$C_d \ \mathrm{Re}_t = \frac{24}{\mathrm{Re}_t} \ 1 + 0.15\,\mathrm{Re}_t^{0.687}$ - коэффициент аэродинамического сопротивления.

Рассмотрим влияние вихревых структур на процессы атмосферного переноса. В плоскости {y,z} структуры описываются функцией тока:

$$u_y = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, u_z = \frac{\partial \psi}{\partial y}. \quad (8)$$

Скорость вдоль структуры не важна в данной постановке. Уравнения движения частиц: $\frac{dY}{dt} = -\frac{\partial \psi}{\partial Z}, \frac{dZ}{dt} = \frac{\partial \psi}{\partial Y} - V_g$. Уравнение может быть представлено в форме: $\frac{dY}{dt} = -\frac{\partial \psi^*}{\partial Z}, \frac{dZ}{dt} = \frac{\partial \psi^*}{\partial Y}$, где $\psi^* = \psi - V_g y$.

Неявное решение

$$\psi^*(Y, Z) = \psi^*(Y_0, Z_0) = const, \quad (9)$$

где Y_0 и Z_0 – координаты частицы в момент времени $t = 0$. Для оценки эффекта крупномасштабных вихревых структур рассмотрим простейшее представление (постоянной) завихренности для ролла: $\Delta\psi = \omega = const, \psi = \frac{\omega}{2}(y^2 + (z-h)^2)$.

Здесь полагаем, что центры горизонтальных роллов находятся на высоте $z = h$. Тогда уравнения движения частиц пыли:

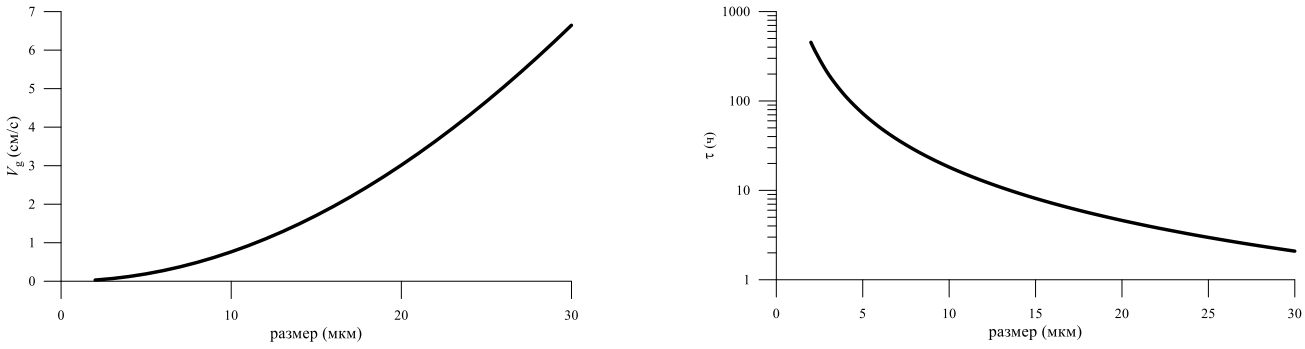
$$\frac{dY}{dt} = -\omega Z + \omega h, \frac{dZ}{dt} = \omega Y - V_G . Y \ \ 0 \ = Y_0, Z \ \ 0 \ = Z_0.$$

Откуда получим:

$$(Z-h)^2 + (Y - \frac{V_g}{\omega})^2 = (Z_0 - h)^2 + \left(Y_0 - \frac{V_g}{\omega} \right)^2. \quad (10)$$

Видно, что частицы, находящиеся в начальный момент времени в области $(Z_0 - h)^2 + \left(Y_0 - \frac{V_g}{\omega} \right)^2 \leqslant h^2$ не могут достичь поверхности и формируют таким образом слой, который движется вместе с потоком. Такие аэрозольные структуры могут наблюдаться в АПС [Golitsyn G. S. et al., 2003].

На рисунке 2.27 представлена скорость оседания V_g частиц пыли в зависимости от размера (результат расчета (7)) и время оседания τ в часах с высоты 1 км в зависимости от размера. Частицы могут находиться в воздухе много часов, схожие результаты получены и с помощью численного моделирования на WRF-Chem и представлены в следующей части нашей статьи.



а) б)

Рис. 2.27. а) Скорость оседания V_g частиц пыли и б) время оседания τ с высоты 1 км в зависимости от размера частиц (результат расчета с учетом (4)).

Рассмотрим перенос и захват частиц вихревыми структурами в АПС на основе полей скорости квазидвумерной модели из раздела 2.1 (число Рейнольдса – 250). Траектории движения частиц с медианным размером 6, 5 и 4 мкм пылевого аэрозоля показаны на рис. 2.28 в направлении, перпендикулярном оси роллов, и на рис. 2.29 – вид сверху. По результатам такого совместного моделирования видно, что мелкодисперсные частицы долгое время удерживаются структурами и способны переноситься на большие расстояния. Для выбранного случая для, например, частиц с размером 6 мкм оседание становится заметным примерно на расстояниях в 10 км.

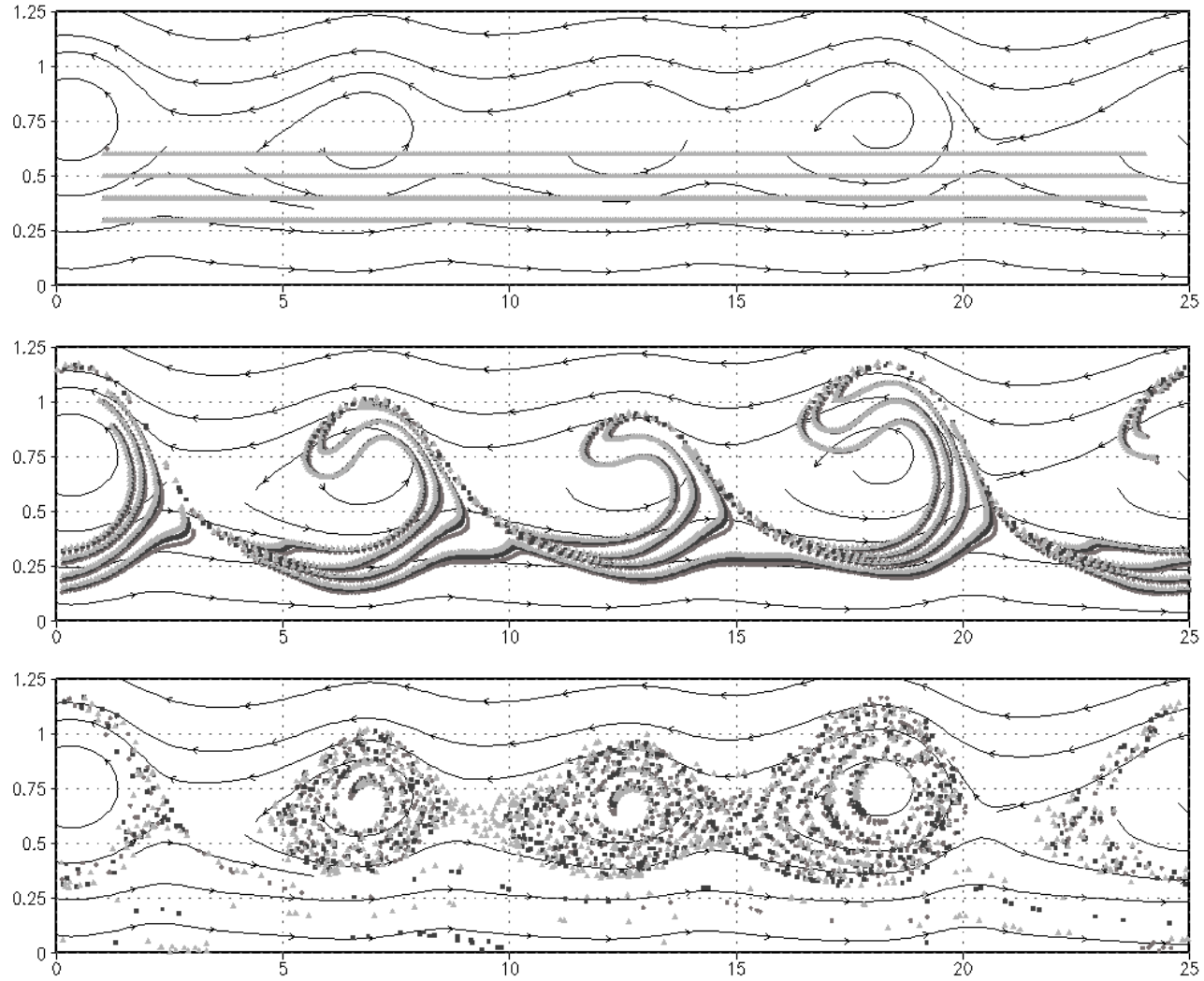


Рис. 2.28. Захват частиц аэрозоля квазидвумерными вихрями. Траектории движения частиц. Сверху вниз изображены три момента времени – начальный вброс частиц в поток, промежуточное движение, циркуляция уловленных частиц внутри валов. Темно-серыми кругами, черными квадратами и светло-серыми треугольниками обозначены, соответственно, частицы с медианным размером 6, 5 и 4 мкм. Направление, перпендикулярное оси роллов. По осям абсцисс и ординат – координаты в безразмерном виде, описание см. раздел 2.1, моменты времени (сверху вниз): 0 ч, 1ч 45 мин, 35 ч 15 мин с момента начала расчета

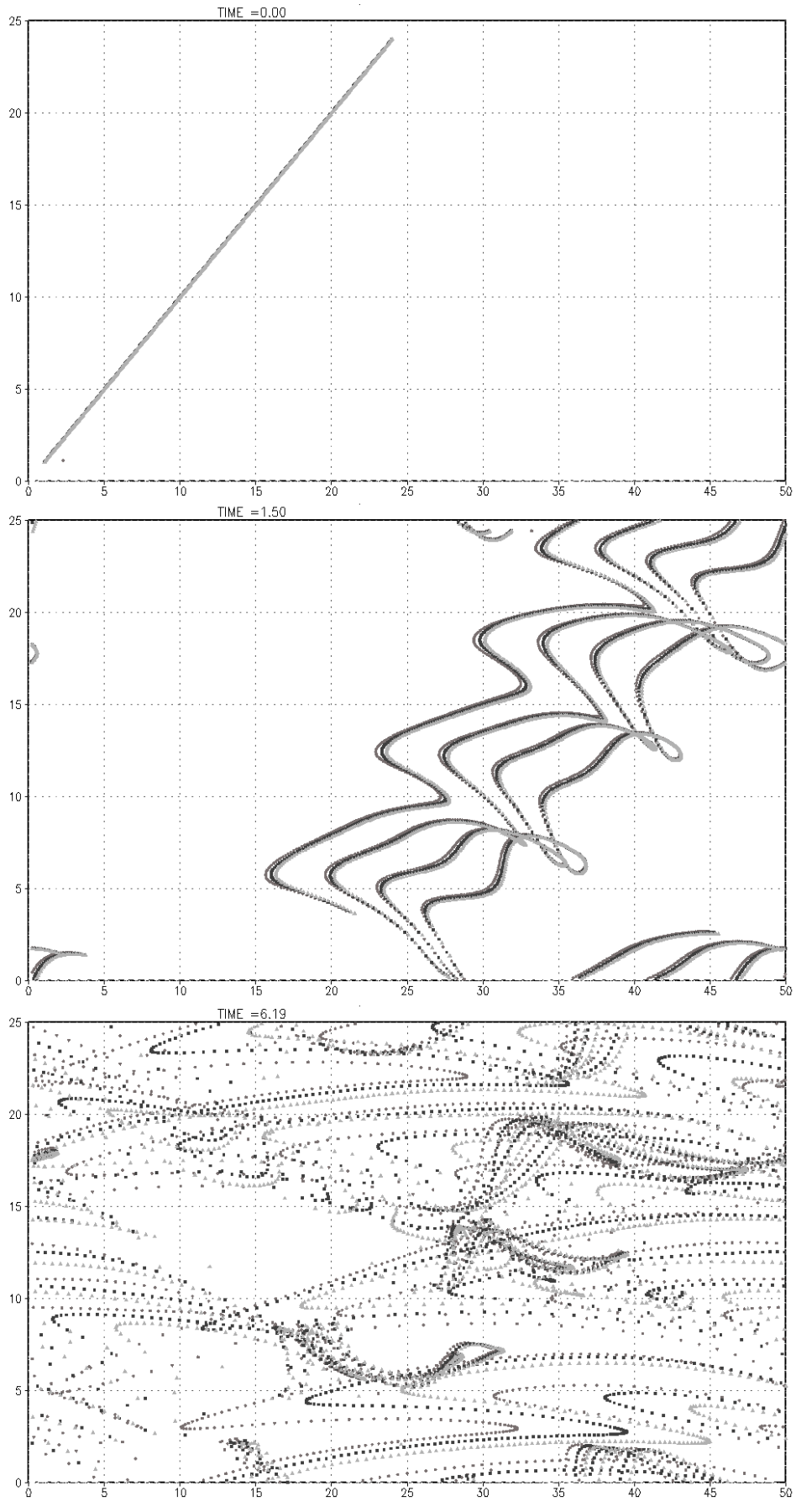


Рис. 2.29. Захват частиц аэрозоля квазидвумерными вихрями. Траектории движения частиц. Сверху вниз изображены три момента времени – начальный вброс частиц в поток, промежуточное движение, циркуляция уловленных частиц внутри валов. Темно-серыми кругами, черными квадратами и светло-серыми треугольниками обозначены, соответственно, частицы с медианным размером 6, 5 и 4 мкм. Вид сверху. Движение роллов происходит слева направо. По осям абсцисс и ординат – координаты в безразмерном виде, описание см. раздел 2.1, моменты времени (сверху вниз): 0 ч, 1ч 30 мин, 6 ч 12 мин с момента начала расчета

Реальный характер движения частиц в атмосферном потоке более сложный из-за влияния частиц на турбулентные пульсации. Этот момент учитывается в модели WRF-Chem, что позволяет получить лучшее представление о характере подъема и переноса аэрозоля с подстилающей поверхности.

2.4. Влияние мезомасштабной валиковой циркуляции на подъем и транспорт аэрозоля. Численный эксперимент на базе модели WRF-Chem

2.4.1. Описание используемых параметров модели

WRF-Chem (версия 3.9.1.1) – версия модели WRF, которая позволяет воспроизводить характеристики газовых примесей, аэрозолей и других химических веществ совместно с метеорологическими полями в АПС [Grell, G. A. Et al., 2005]. Поток аэрозоля с подстилающей поверхности описывается с помощью схемы параметризации GOCART with UoC modifications dust scheme, описанной в [Shao Y., 2001, Shao Y., 2004, Shao Y. et al., 2011]. При моделировании на WRF-Chem размер расчетной области должен покрывать всю протяженность квазидвумерных валов, для анализа воздействия валиковой циркуляции на характеристики эмиссии и транспортные свойства пыли. Горизонтальная сетка с пространственным разрешением 540 м позволяет получить результаты с достаточной степенью точности.

Выбранные параметризации соответствуют описанным в подразделе 2.2.1.

2.4.2. Моделирование синоптической ситуации в Калмыкии, 28 июля 2007 г.

По результатам численного моделирования в WRF-Chem событие (валиковая циркуляция) наблюдалось приблизительно с 7UTC до 9UTC и оказалось сдвинуто по времени назад на 2-3 часа по сравнению с данными акустического зондирования в районе измерений (Калмыкия, 28 июля 2007 г.) и спутниковых изображений. Анализировалась эмиссия аэрозолей в период действия квазидвумерных вихрей,

поэтому блок подъема пыли работал только с 7UTC до 8UTC, а далее исследовалось эволюция облака пыли при наличие роллов в АПС. Для визуализации выбран момент времени на конец работы блока эмиссии – 8UTC.

Мезомасштабная валиковая циркуляция оказывает существенное влияние на процессы захвата и подъема частичек. Валики способны поднять пыль выше АПС, благодаря восходящим потокам воздуха. Эмиссия аэрозоля преимущественно происходит с поверхностей, расположенных под структурами. Направление дальнейшего переноса пыли в значительной степени определяется углом отклонения роллов от геострофического ветра (см. рис. 2.30 для 8UTC и 9UTC) и достигает нескольких км, что видно по сдвигу пылевого облака.

Поднятое облако пыли трансформируется, вытягиваясь и перемещаясь вдоль валиков (рис. 2.30). Массовое содержание мелких частиц (с медианным размером до 5 мкм) сильно изменяется после разрушения валов: 0,495 мкг/кг сухого воздуха (8UTC), 0,0213 мкг/кг сухого воздуха (9UTC), $5{,}4*10^{-3}$ мкг/кг сухого воздуха (10UTC), $2{,}2*10^{-3}$ мкг/кг сухого воздуха (11UTC). В период действия валиковой циркуляции захваченные частицы долгое время находятся во взвешенном состоянии, образуя полосчатую структуру – аэрозольные слои.

Некоторое пространственное отклонение области подъема облака пыли может быть вызвано нелинейными эффектами в АПС, в частности, асимметрией скорости вихрей, расхождением размеров и периодов соседних валиков, наличием в АПС вторичной циркуляции различных пространственных масштабов – от крупномасштабных, мезомасштабных вихрей до мелкомасштабных стриков, расположенных у поверхности земли.

Кроме того, исходные данные по эрозии почвы, необходимые в блоке расчета пыли в численной модели WRF-Chem в качестве начальных и граничных условий, для территории России имеют очень недостаточное расширение и требуют уточнения. Возможным путем решения этой проблемы является отказ от карт эродированности почв с последующим использованием различных методик расчета потоков эмиссии аэрозоля с подстилающей поверхности.

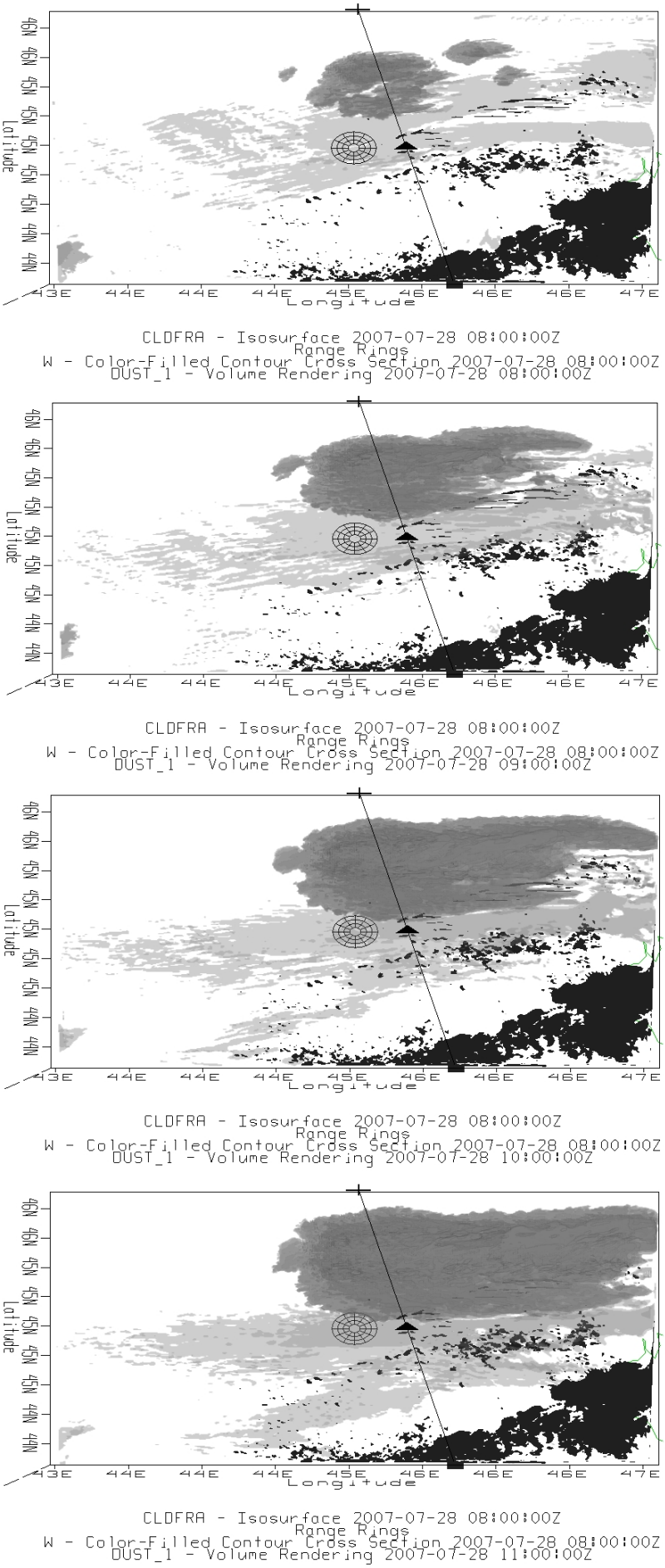


Рис. 2.30. Доля облачности (черным цветом) – для 8 UTC; и массовое содержание минерального аэрозоля (в оттенках серого) – сверху вниз для 8UTC, 9UTC, 10UTC и 11UTC; над районом измерений, вид сверху. Концентрические окружности обозначают расположение точки наблюдений. Черная линия со стрелкой показывает направление, примерно перпендикулярное оси роллов. Модель WRF-ARW, 28 июля 2007 г. Шаг сетки 540 м

Для условий Калмыкии перспективной является теория выноса аэрозоля при условии слабых ветров (до 4 м/с), когда высокий градиент температуры у быстро нагревающейся поверхности создает условия для формирования больших подъемных сил [Гледзер Е.Б. и др., 2010, Vazaeva N.V. et al., 2017]. Включение указанной модели эмиссии с поверхности полупустынных и пустынных зон в мезомасштабную модель WRF-Chem позволит получить результаты с хорошим разрешением.

2.4.3. Учет несальтационной эмиссии аэрозоля при условии слабых ветров

Выполнен анализ результатов многолетних комплексных наблюдений суточных вариаций массовой и счетной концентрации аэрозольных частиц размером 0,1-15 мкм на двух уровнях 0,5 и 1,5 или 2,0 м, их дисперсного и элементного состава, метеорологических условий в приземном слое атмосферы опустыненных участков степных зон Калмыкии [Chkhetiani O. G. et al., 2012, Артамонова М.С. и др., 2016, Гледзер Е.Б., 2010].

В дневные часы в условиях слабых ветров (до 3-4 м/с) наблюдается интенсивный конвективный подъем и вынос субмикронного аэрозоля с песчаных массивов и сухих суглинистых почв. Градиент концентраций субмикронного аэрозоля увеличивается по степенному закону в зависимости от градиента температуры в приповерхностном слое. При возрастании скорости ветра поток субмикронного аэрозоля уменьшается. Физический механизм таких зависимостей был рассмотрен в [Chkhetiani O. G. et al., 2012, Гледзер Е.Б., 2010].

Отмечается связь эмиссии аэрозоля с параметрами статистической устойчивости атмосферного пограничного слоя (масштаб длины Монина-Обухова, турбулентный поток тепла). Массовые концентрации аэрозоля для различных периодов измерений варьировались от нескольких десятков до сотен мкг/м^3. Поток аэрозоля в атмосферу при слабых ветрах и при отсутствии сальтации изменяется от

нескольких сотых до единиц мкг/м^{2}с [Vazaeva et al., 2017]. Метод расчета потока эмиссии описан в [Gillette D. A. et al., 1997].

Подобный (подпороговый) вынос субмикронного аэрозоля может происходить практически ежедневно в летнее время на аридных территориях. Вместе с популярной в последнее время явлением стохастической конвективной эмиссией пыли [Klose M. et al., 2014], рассматриваемые здесь процессы могут составлять значительный вклад в региональные и глобальные аэрозольные циклы.

2.4.3.1. Анализ натурных измерений и корректировка температуры

Частицы начинают интенсивно отрываться от поверхности при значении скорости трения $u* \sim \langle -u'v' \rangle^{1/2} \sim 30 \div 50$ см/с. В случае больших тепловых потоков f $\sim 200 \div 500$ В/м^2, в слое воздуха толщиной примерно 0,5÷1 м температура изменяется на δT=10 ÷ 30°С, основное падение температуры происходит в слое толщиной до 1 см – наблюдаются большие градиенты температуры. Температура поверхности в данном случае составляет 40÷70°С.

Проанализировав случаи различных ветровых и температурных условий (см. [Chkhetiani, O.G. et al., 2012], например, рис. 2.31 для слабого ветра, $u*$ < 0,3 м/с; рис. 2.32 для сильного ветра, 0,3 м/с < $u*$ < 0,5 м/с) оценим градиент концентраций субмикронного аэрозоля для июля 2007 г. по формулам:

при слабом ветре $\Delta c = 0{,}12\delta T^{0{,}5}$,

при сильном ветре $\Delta c = 4\delta T^{-1/3}$.

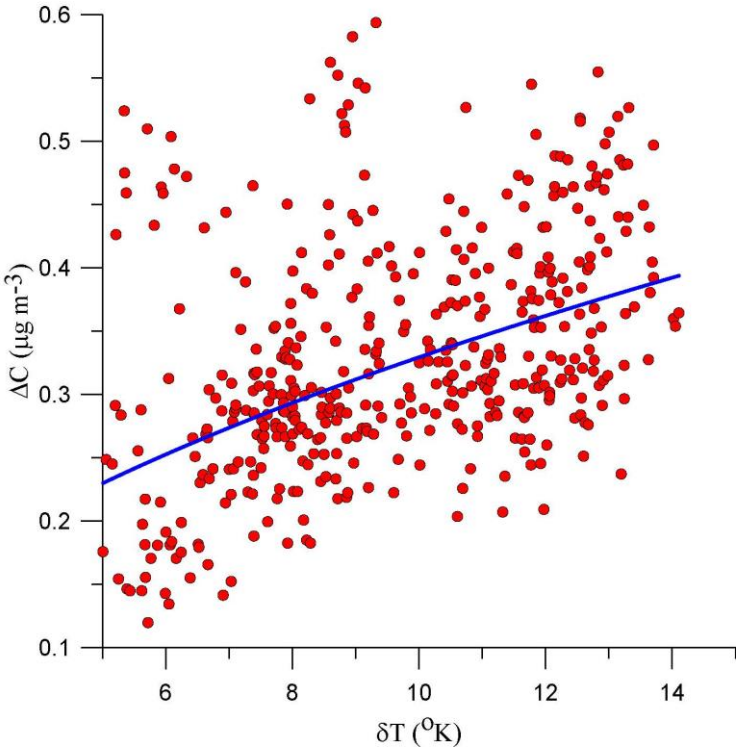


Рис. 2.31. Концентрации субмикронного аэрозоля в зависимости от градиента температуры, Калмыкия 28 июля 2007 г.

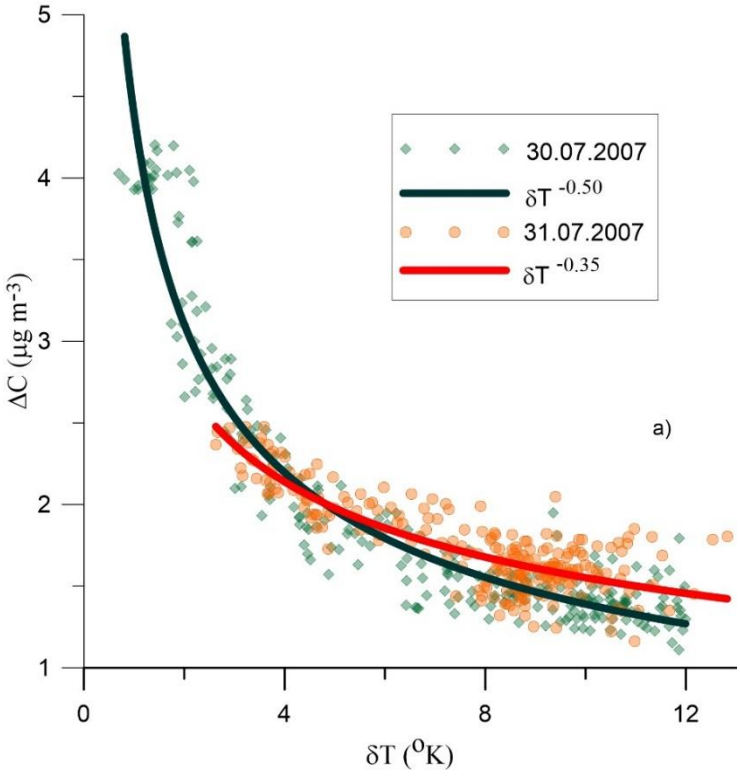


Рис. 2.32. Концентрации субмикронного аэрозоля в зависимости от градиента температуры, Калмыкия 30 и 31 июля 2007 г.

Анализ данных экспериментов показал линейную зависимость градиента температуры от температуры поверхности (рис. 2.33.). В соответствии с этой зависимостью, итоговые градиенты концентраций запишутся в виде:

при слабом ветре $\Delta c = 0{,}12(0{,}64T_{\text{пов}} - 20)^{0{,}5}$,

при сильном ветре $\Delta c = 4(0{,}64T_{\text{пов}} - 20)^{-1/3}$.

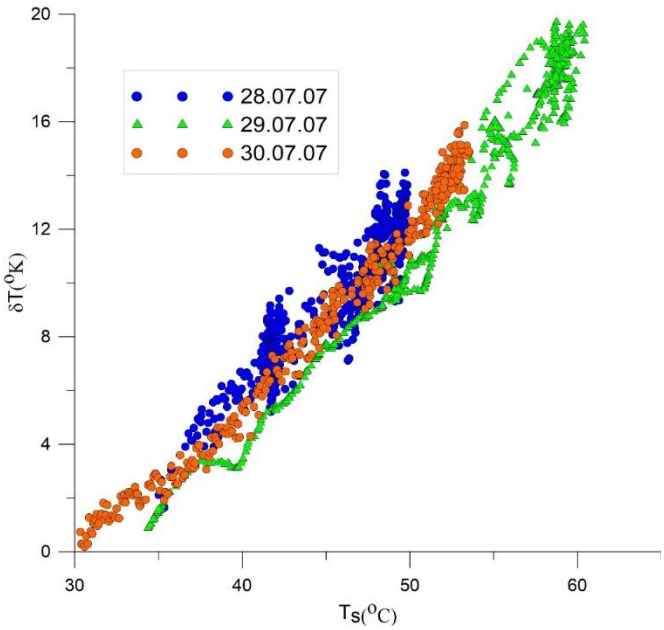


Рис. 2.33. Зависимость градиента температуры от температуры поверхности, Калмыкия 28 июля 2007 г.

Итоговый поток считается по методике, описанной в [Gillette D. A. et al., 1997]. Дополнительно проведена корректировка температуры поверхности модели WRF-Chem по сравнению с данными натурных наблюдений (см. Таблицу 3). Отмечено занижение реальных данных в модели примерно на 7°.

Таблица 3. Значения температуры поверхности в данных наблюдений, в модели WRF-Chem и разница этих температур для различных моментов времени днем 28 июля 2007 г.

Время, ч	Наблюдения, °C	Модель, °C	Отклонение, °
12	50,5	43,7	6,8
13	51,9	44,1	7,8
14	49,7	43,6	6,1
15	49,8	43,4	6,4
16	47,6	40,0	7,6

2.4.3.2. Результаты моделирования на адаптированной модели WRF-Chem

При учете несальтационного подъема субмикронного аэрозоля в мезомасштабных атмосферных моделях получим уточненные данные по эмиссии аэрозоля. Массовое содержание мелких частиц (с медианным размером до 5 мкм) изменяется с 0,495 мкг/кг до 1,4 мкг/кг сухого воздуха (8UTC) (см. Рис. 2.34.).

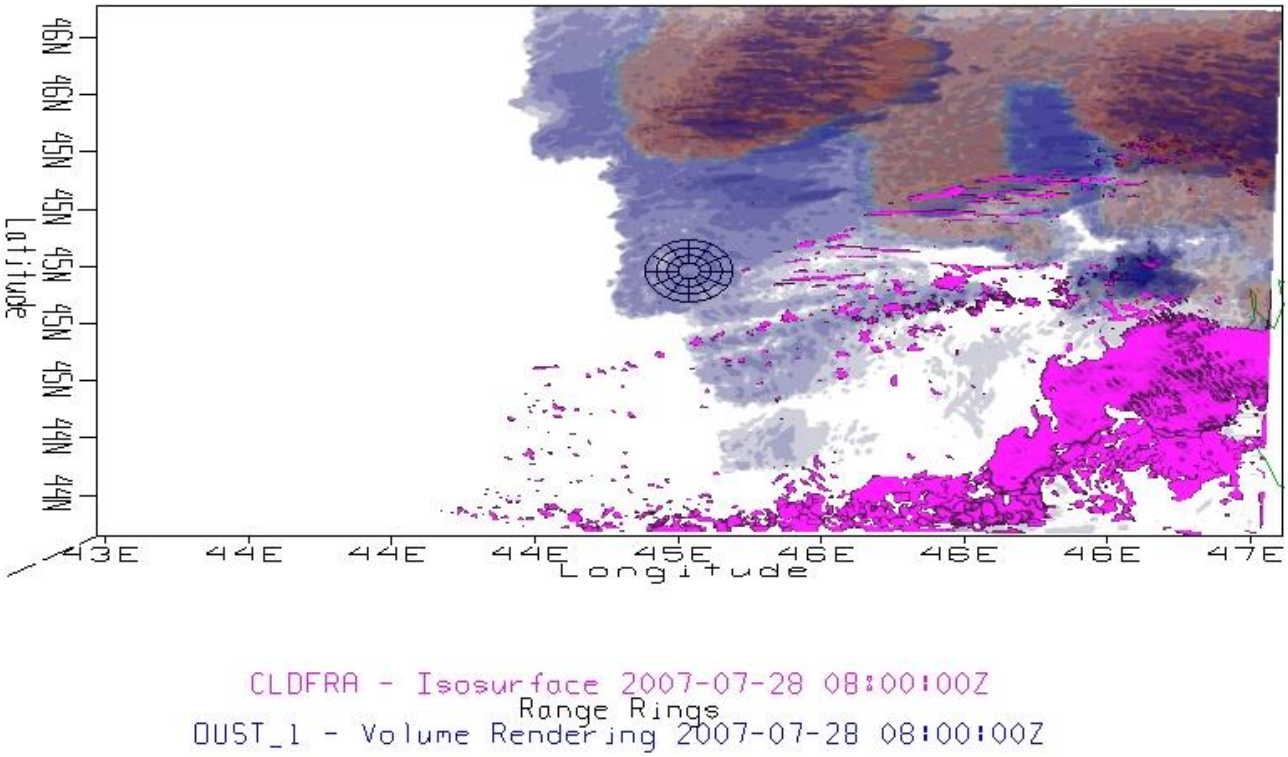


Рис. 2.34. Доля облачности (сиреневым цветом) и массовое содержание минерального аэрозоля (от синего к красному в порядке возрастания содержания) – для 8 UTC над районом измерений, вид сверху. Концентрические окружности обозначают расположение точки наблюдений. Уточненная модель WRF-ARW, 28 июля 2007 г. Шаг сетки 540 м

2.4.4. Влияние усвоения данных акустического и микроволнового зондирования на достоверность результатов численного моделирования.

В настоящее время актуальна задача исследования возможностей улучшения прогнозов характеристик метеорологических полей и турбулентности в нижней тропосфере и 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 метеопараметров, таких как метеостанции, содары, профилемеры и др.

Следует отметить, что в последние годы технологии усвоения асиноптических данных для улучшения прогноза погоды приобретают повышенный интерес, в частности, в сфере ветроэнергетики, где весьма актуальны предварительные данные о ветровой обстановке на высотах размещения турбин (60-100 м) [Zack et al., 2010a].

В [Benjamin et al., 2004] проанализирован опыт использования данных допплеровских радаров в прогнозе погоды в США. Действительно, радары являются эффективным инструментом для лучшего понимания атмосферных явлений на коротких временных масштабах из-за достаточно хорошего временного разрешения и регулярности. Это расширяет возможности применения данных радаров при мониторинге метеорологических процессов, включающих возникновение сильных вертикальных сдвигов ветра в нижней тропосфере и атмосферном пограничном слое. В [Benjamin et al., 2004] приведены многочисленные примеры эффективности усвоения данных допплеровских радаров для успешного прогноза относительной влажности и температуры катастрофических погодных явлений на территории США.

Статистический анализ исследования модельных случаев быстрого прогноза ветровой обстановки в зимний период показал, что при использовании данных радаров ошибки прогноза по высотам, относительной влажности и температуре уменьшаются в среднем на 5-15%. Основной вклад от усвоения данных радаров состоит в улучшении точности быстрого прогноза (на 3 часа) на 12-28 % на всех обязательных уровнях 850-160 гПа в течении 13-дневного эксперимента. Более

того существенное уменьшение ошибки ветрового прогноза (~25%) наблюдается на уровнях тропопаузных струйных течений при усвоении ночных данных.

В апреле 2001 Японское Метеорологическое Агентство (ЯМА) привело в действие операционную сеть ветровых профилемеров, названную Wind profiler Network and Data acquisition System (WINDAS). Целью функционирования WINDAS является регулярное обеспечение данных о скоростях и направлениях ветра на верхних уровнях зондирования для процедуры численного моделирования метеорологической ситуации [Ishihara et al., 2006]. Сеть состоит из 31 профилемера, расположенных на основных островах Японского архипелага с разнесением по пространству на расстояния около 130 км. Верхний предел измерений ветра составляет: летом - 6-7 км, зимой - 3-4 км (5,3 км в среднем за год). Данные усваиваются в мезомасштабной атмосферной модели при помощи 4-х мерного вариационного (4DVAR) метода. Анализ статистических данных подтверждает улучшение точности прогнозной системы, в особенности для случаев сильных ливневых осадков. Эксперименты показали, что эффект адвекции в таких случаях с ветром, полученным моделированием без усвоения данных WINDAS, был завышен, в то время как усвоение данных WINDAS в мезамасштабной атмосферной модели, использующей 4DVAR метод, корректно воспроизводил эффект адвекции. Как одну из решенных в процессе эксплуатации сети проблем указывают разработку алгоритма учета помех от стай мигрирующих птиц.

В [Zack et al., 2010a, 2010b, 2011] рассматривается проект, разрабатываемый в Ливерморовской лаборатории в США. Основной целью этого многофазного проекта, известного под названием WindSENSE, является развитие системы наблюдательных станций и стратегии их размещения для получения преимущества в 1-6 часовом прогнозе скорости ветра на высоте ступицы ветрогенераторов (80 м). Географическая локализация проекта – район реки Колумбия, бассейн её среднего течения. Отмечалось, что даже усвоение данных единичного содара обладает заметным преимуществом при повышении качества прогноза по сравнению с использованием данных наземных автоматических метеостанций.

В диссертационной работе и представленной ниже исследовании 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.

Эксперимент с усвоением данных о профилях ветра, полученных при помощи допплеровских радаров, был проведён в Южной Корее [Park et al., 2010]. Три допплеровских радара были размещены вдоль юго-западной береговой линии Кореи и использовались для трехмерного вариационного усвоения данных (метод 3DVAR) при моделировании состояния атмосферы в пограничном слое в окрестностях сложно изрезанной береговой области. Также проводились эксперименты с варьированием интервалов усвоения данных для исследования преимуществ временного разрешения радара.

Трехмерное вариационное усвоение данных проводилось также в [Зарипов Р.Б. и др., 2016] для анализа состояния атмосферы в Сибирском регионе.

Положительную роль усвоения покажем на примере Москвы, 2011, 2012, 2014 гг., а затем используем модель для построения синоптической ситуации в Калмыкии, в 2007 г.

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 содаров, температурного профилемера.

В качестве исходных данных используются открытые данные глобального прогноза GFS.

2.4.4.1. Численный эксперимент в Москве, 2011,2012, 2014 гг. на базе модели WRF-ARW

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 соответствует 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 трехкомпонентного моностатического содара ЛАТАН-3М с частотно-кодированным зондирующим импульсом [Кузнецов Р.Д., 2007]. Многочастотное акустическое зондирование увеличило помехоустойчивость содаров и повысило статистическую обеспеченность данных по сравнению с одночастотным зондированием. 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 4 даны соответствующие расстояния между пунктами размещения содаров и станцией ЦАО в г.Долгопрудный.

Таблица 4. 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 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.

Таким образом достигается максимальный срок прогнозирования с усвоением данных наблюдений с минимизацией вычислительных затрат.

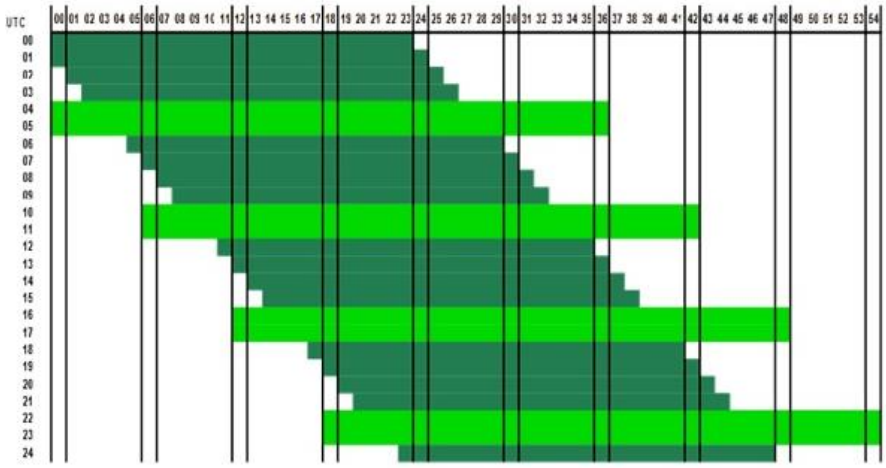


Рис. 2.35. Сетевой график запуска расчетов с усвоением

Относительная ошибка прогноза скорости и температуры на разных уровнях, определяемая как разность между вычисленными и наблюдаемыми значениями величины, деленная на наблюдаемую величину:

$$dV = \frac{V_{\text{выч}} - V_{\text{набл}}}{V_{\text{набл}}},\ dT = \frac{T_{\text{выч}} - T_{\text{набл}}}{T_{\text{набл}}},$$

выбрана в качестве упрощенного критерия сравнения.

Рассмотрим 2 серии экспериментов, отличающиеся выбором наблюдаемой и сравниваемой станции:

а) в первом эксперименте в качестве сравниваемых данных и станции наблюдения 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 2.36 и 2.37 показано сравнение с данными акустического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии: рассчитанная 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, 3 часа; особенно в случае с усвоением данных содаров.

На рисунках 2.38, 2.39 представлены рассчитанные относительные ошибки прогноза температуры в зависимости от времени прогноза без и с усвоением данных. Относительная ошибка прогноза температуры стремится к минимуму также при более краткосрочном прогнозе в случае с усвоением данных, особенно это заметно для 3х-часового прогноза.

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.

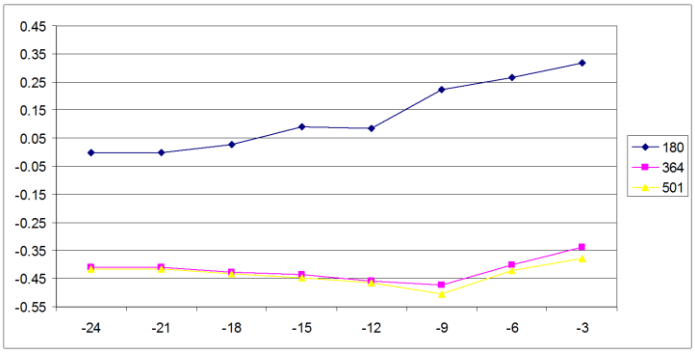


Рис. 2.36. Сравнение с данными акустического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии (180 м, 364 м, 501 м) для относительной ошибки прогноза скорости dV, 18 апреля 2012 г. 00 UTC. По оси абсцисс – время прогноза, ч. Без усвоения данных

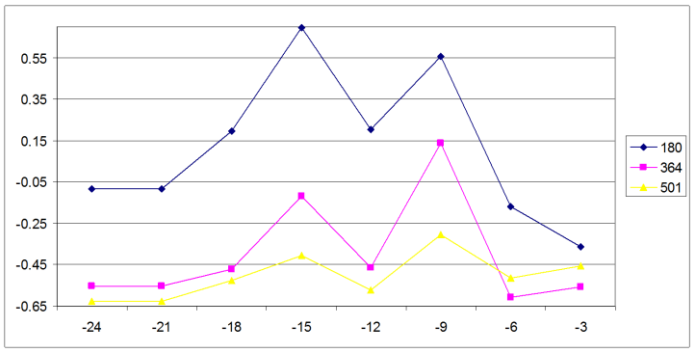


Рис. 2.37. Сравнение с данными акустического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии (180 м, 364 м, 501 м) для относительной ошибки прогноза скорости dV, 18 апреля 2012 г. 00 UTC. По оси абсцисс – время прогноза, ч. С усвоением данных

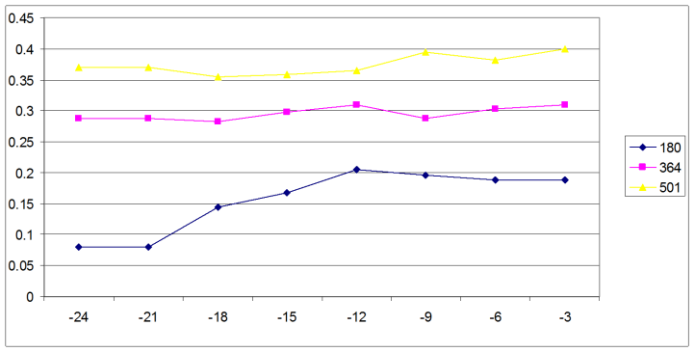


Рис. 2.38. Сравнение с данными акустического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии (180 м, 364 м, 501 м) для относительной ошибки прогноза температуры dT, 18 апреля 2012 г. 00 UTC. По оси абсцисс – время прогноза, ч. Без усвоения данных

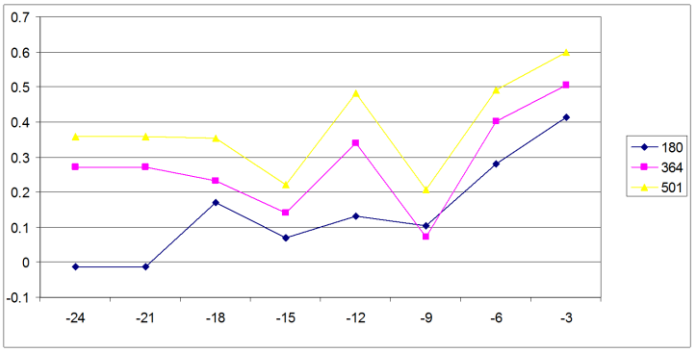


Рис. 2.39. Сравнение с данными акустического зондирования в ЦАО для 3х нижних уровней аэрологии (180 м, 364 м, 501 м) для относительной ошибки прогноза температуры dT, 18 апреля 2012 г. 00 UTC. По оси абсцисс – время прогноза, ч. С усвоением данных

б) Во втором эксперименте в качестве наблюдаемого профиля 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 МГУ им. М.В. Ломоносова (г. Москва, Ленинские горы). Усвоение данных по температуре не проводилось.

Далее проведём сравнение профиля скорости при усвоении данных зондирования только ЗНС и МГУ с данными содара ИФА и с расчетами без усвоения данных (рисунок 2.40). 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.

На рисунке 2.41 показан временной ход скорости ветра на ЗНС на высоте 300 м. Видно, что данные расчётов с усвоением, обновляемые каждые 30 минут, в целом лучше показывают ход скорости ветра по амплитуде и по характеру временного хода и его колебаниям.

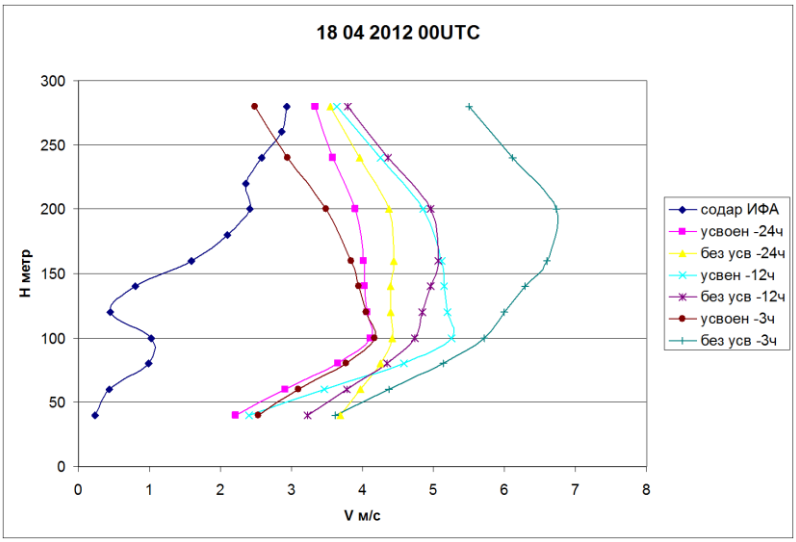


Рис. 2.40. Профили скорости в точке ИФА. 18.04.2012. 00 UTC

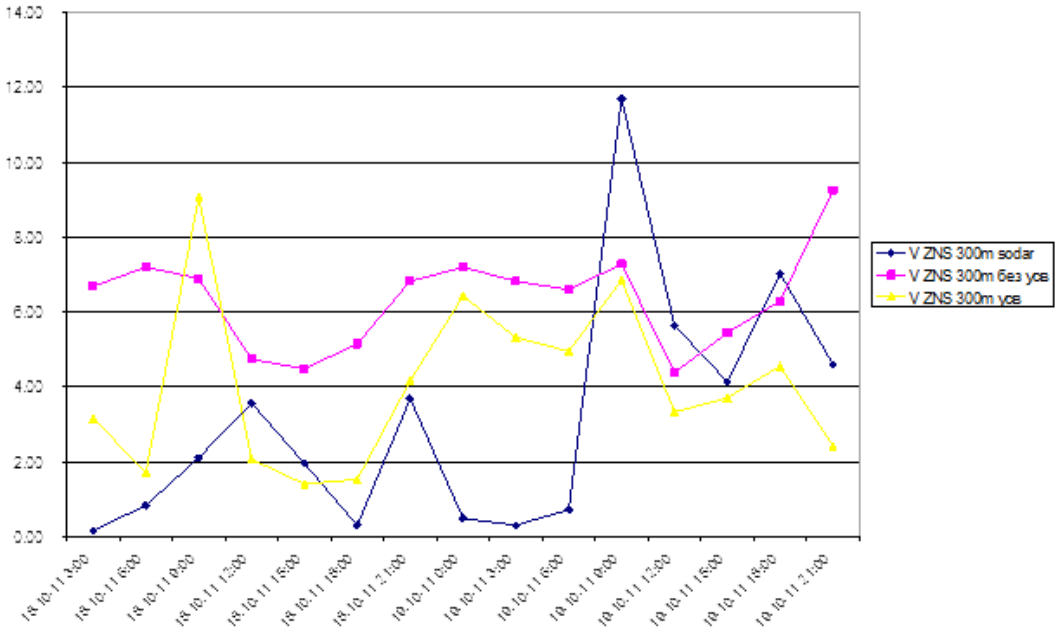


Рис. 2.41. Временной ход скорости ветра, м/с. ЗНС. 18-19 октября 2011

Усвоение данных акустических содаров и температурного профилемера

Температурный профилемер МТП-5 [Кадыгров Е.Н. и Кузнецова И.Н., 2015] расположен на ЗНС ИФА им. А.М. Обухова РАН и позволяет получить распределение температуры до высоты 600 м [Копров Б.М. и др., 2004]. Усвоение данных содаров на ЗНС и в ИФА РАН и данных профилемера на ЗНС проводилось с 14 по 15 июля 2014 года. В качестве сравнения использовались данные аэрологического зондирования 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 2.42-2.46).

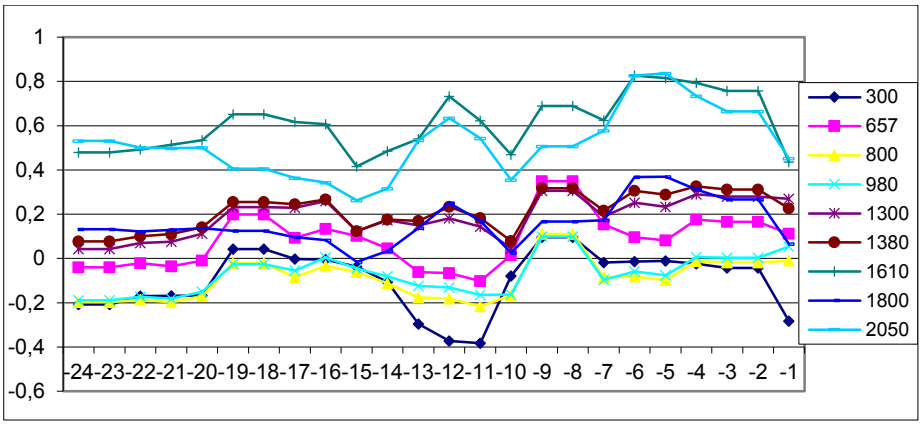


Рис. 2.42. Относительная ошибка прогноза скорости dV в зависимости от времени прогноза, ч, на 9 уровнях зондирования, м. Расчеты без усвоения, 15.07.2014. 12 UTC

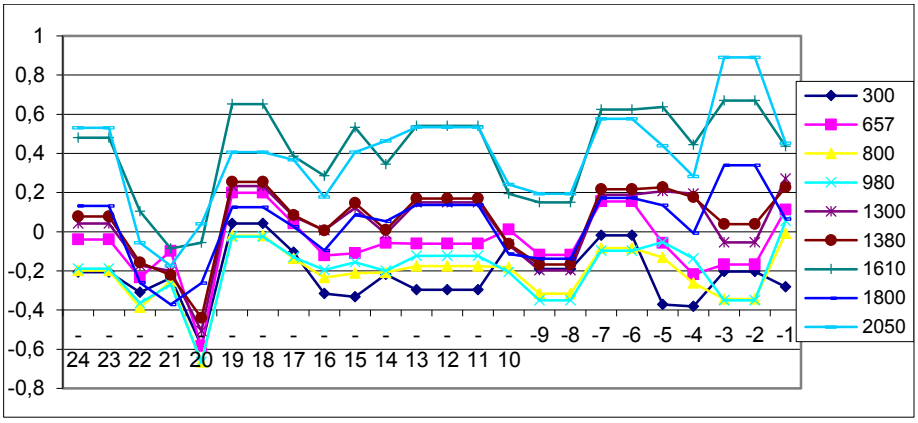


Рис. 2.43. Относительная ошибка прогноза скорости dV в зависимости от времени прогноза, ч, на 9 уровнях зондирования, м. Расчеты с усвоением, 15.07.2014. 12 UTC

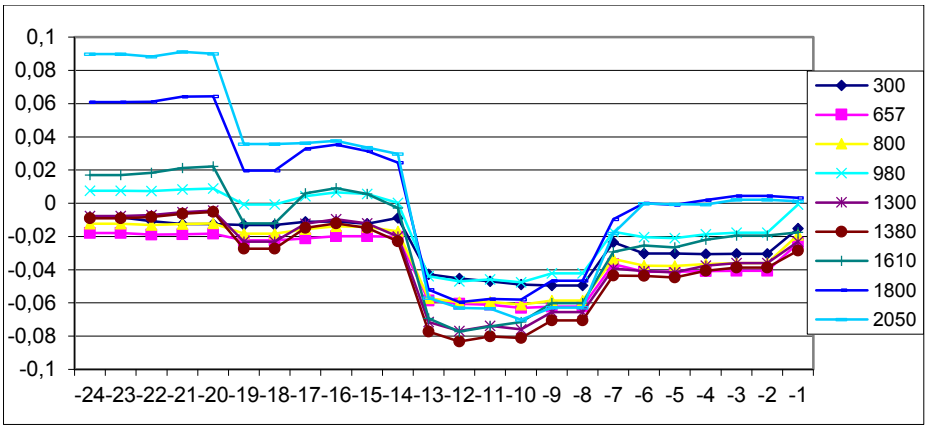


Рис. 2.44. Относительная ошибка прогноза температуры dT в зависимости от времени прогноза, ч, на 9 уровнях зондирования, м. Расчеты без усвоения, 15.07.2014. 12 UTC

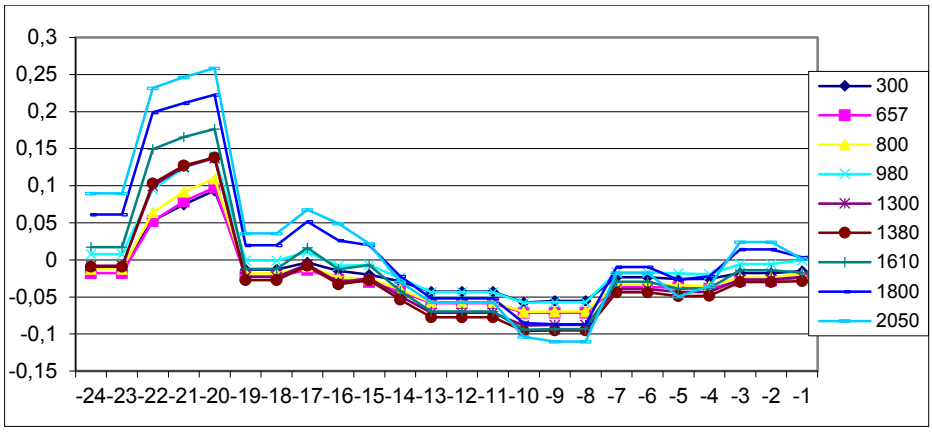


Рис. 2.45. Относительная ошибка прогноза температуры dT в зависимости от времени прогноза, ч, на 9 уровнях зондирования, м. Расчеты с усвоением, 15.07.2014. 12 UTC

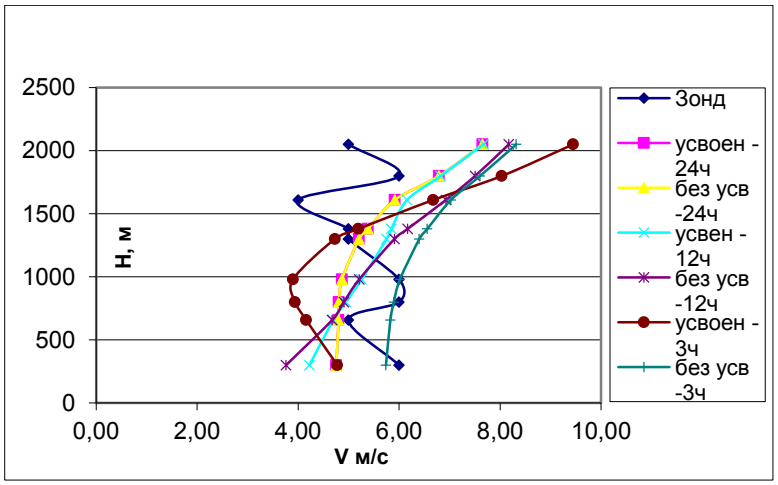


Рис. 2.46. Профиль скорости в ЦАО по данным аэрологии и расчетов модели с усвоением и без усвоения. 15.07.2014. 12 UTC

2.4.4.2. Численный эксперимент в Калмыкии, июль 2007 г., на базе модели WRF-ARW

Подробно рассмотрен в Главе 3.

2.5. Основные выводы к главе 2

Рассмотрен нелинейный режим развития вторичных вихревых структур в АПС с использованием двухмасштабной модели атмосферного пограничного слоя, мезомасштабной атмосферной модели RAMS, данных по наблюдению структур в Калмыкии. Числа Рейнольдса меняются в диапазоне 100-400. При значениях числа Рейнольдса $\mathrm{Re} \approx 150$ происходит переход от одного типа неустойчивости к

другому, из-за чего резко меняется знак и величина угла ориентации валиков, от $\varepsilon \approx -15°$ до $\varepsilon \approx 10° \div 15°$. С ростом числа Re увеличиваются средняя энергия и спиральность. При Re=200-300 зависимость близка к линейной. Исследованы пространственные распределения компонент скоростей, завихренности, спиральности. Параметры, характеризующие квазипараллельные валиковые структуры, вычислялись до момента установления стационарного режима при различных значениях Re и углов ориентации валов. Отмечено развитие асимметрии продольной компоненты скорости, положительных и отрицательных значений спиральности валиковых структур (по и против направления геострофического ветра) с ростом Re с увеличением экстремальных значений амплитуды отрицательной продольной компоненты скорости (против направления геострофического ветра) по сравнению с положительной амплитудой (по направлению ветра). Амплитуды положительной составляющей спиральности также превышают амплитуды отрицательной составляющей спиральности. Наблюдаемое развитие асимметрии имеет, по всей видимости, схожие черты с хорошо известным в лаборатории и геофизических системах явлением циклон-антициклонной асимметрии, при котором в системах с вращением более интенсивными и долгоживущими оказываются образования с антициклоническим вращением. Качественное сравнение оценки величины асимметрии по результатам двухмасштабного моделирования и по данным когерентных структур, измеренных методами акустического зондирования в АПС в Калмыкии, в июле 2007 года, показало схожее распределение. Получено неплохое соответствие результатов численного моделирования рассматриваемого случая в рамках мезомасштабной атмосферной модели RAMS наблюдаемым пространственным распределениям циркуляционных движений. Значения эффективного числа Рейнольдса и профиль коэффициента турбулентной вязкости, полученный в представлении вихревой вязкости, характерны для условий неустойчивой стратификации.

Развивающаяся мезомасштабная циркуляция в АПС детально исследовалась при помощи численного моделирования на модели WRF-ARW и WRF-Chem. Особенности циркуляции неплохо воспроизводятся при расчетах с

горизонтальным разрешением 540-180 м. Отмечается наличие асимметрии компонент скорости ветра и компонент спиральности, полученное ранее для квазидвумерной модели. Для синоптической ситуации в Калмыкии в июле 2007 года асимметрия достигает значений примерно от 0,784 м/с до 3,471 м/с для горизонтальной скорости и от 0,0206 м/с^2 до 0,0333 м/с^2 для спиральности по широтному и долготному разрезам.

Моделирование захвата частиц пыли горизонтально ориентированными вихревыми структурами в квазидвумерной модели указывает на возможность захвата и длительного удержания частиц в окрестности максимальной концентрации завихренности. Долгоживущие вихревые циркуляционные системы в АПС оказываются не менее интенсивным источником транспорта примесей, чем интенсивные вихри с вертикальной осью. Частицы могут переноситься на большие расстояния – чем мельче частица, тем больше расстояние. Например, для выбранного случая, частицы с медианным размером 6 мкм начинают заметно оседать после 10-километрового «путешествия» в свободной атмосфере. Другие продолжаются двигаться внутри вихрей, что приводит к образованию аэрозольных слоев.

Движение пылевых частиц в естественных условиях исследовалось с помощью модели WRF-Chem. Было получено подтверждение результаты о возможности захвата пылевых частиц организованными вихревыми структурами, продемонстрированное для простых моделей. Эмиссия аэрозоля происходит преимущественно под валами, наличие которых существенно интенсифицировало подъем пыли, в том числе, по высоте подъема. Валиковая циркуляция способна удерживать мелкодисперсный аэрозоль и образовывать взвешенные облака пыли – аэрозольные слои – протяженностью в несколько км. Подобные слои наблюдались, в частности, с борта самолета при лидарном зондировании [Golitsyn G. S. et al., 2003].

Включение указанной модели эмиссии аэрозоля с поверхности полупустынных и пустынных зон при условии слабых ветров (до 4 м/с), когда высокий градиент температуры у быстро нагревающейся поверхности создает

условия для формирования больших подъемных сил, в мезомасштабную модель WRF-Chem позволит получить результаты с хорошим разрешением. Отмечено занижение реальных данных в модели примерно на 7°. Итоговое массовое содержание мелких частиц (с медианным размером до 5 мкм) изменяется с 0,495 мкг/кг до 1,4 мкг/кг сухого воздуха (для 8UTC).

Модель с усвоением данных содаров и температурного профилемера позволяет достичь уменьшения относительной ошибки прогноза скорости и температуры, в особенности для краткосрочных прогнозов. Для дальнейших исследований рекомендуется применять 4DVar усвоение, учитывающее историю процессов в АПС.

ГЛАВА 3. СПИРАЛЬНОСТЬ В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

3.1. Потоки спиральности в атмосферном пограничном слое. Турбулентная спиральность. Суперспиральность

Спиральностью гидродинамического поля скорости называется скалярное произведение скорости на завихренность – $\mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{v}$. Спиральность отражает нарушение зеркальной симметрии и, очевидно, характерна для движений, происходящих на фоне глобального вращения. Свойства спиральности связаны с заузленностью линий тока, что было наглядно показано Генри Моффатом в 1969 году [Moffatt H.K., 1969].

Интерес к турбулентной спиральности в геофизической гидродинамике был инициирован работой [Моисеев С.С. и др., 1983], где было показано, что при определённых условиях такая турбулентность испытывает неустойчивость, в процессе которой развиваются крупномасштабные вихри с зацепленными линиями тока, также обладающие спиральностью. В [Etling D., 1985] оценивалась спиральность валиковой циркуляции в атмосферном пограничном слое. В [Курганский М.В., 1989] была установлена связь между спиральностью и потенциальным вихрем, а также вычислена спиральность экмановского течения (см. также [Hide R., 1989]). В [Белян А.В. и др., 1984] было показано, что спиральность уменьшает турбулентную вязкость, а в [Долгинов А.З. и Силантьев Н.А., 1987, Chkhetiani O.G. et al., 2006] было показано, что турбулентная спиральность заметно интенсифицирует процесс турбулентной диффузии. В [Чхетиани О.Г., 2001] для нейтрального атмосферного пограничного слоя (АПС), а в [Пономарев В.М. и Чхетиани О.Г., 2005] для стратифицированного АПС было показано, что тензор напряжений Рейнольдса модифицируется при наличии турбулентной спиральности и эти изменения оказывают заметное влияние на устойчивость и динамику крупномасштабных течений [Пономарев В.М. и др.,

2007]. Соответственно, для построения моделей и параметризаций АПС, учитывающих вклад спиральности, необходима информация о её спектральном распределении и характерных значениях при различных условиях.

Рассмотрим стационарное решение уравнений Рейнольдса в планетарном температурно-стратифицированном пограничном слое атмосферы над плоской и однородной подстилающей поверхностью. Представляя поля скорости, завихренности температуры в виде суммы регулярной и турбулентной составляющей

$$\mathbf{u} = \overline{\mathbf{V}} + \mathbf{v}, \mathbf{w} = \nabla \times \mathbf{u} = \overline{\mathbf{W}} + \mathbf{w}, \Theta = \overline{\theta} + \theta$$

$$\begin{aligned} \overline{V}_k \frac{\partial \overline{V}_i}{\partial x_k} + 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j \overline{V}_k &= -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} - \overline{v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k}} + \beta g e_i \overline{\theta} + \nu \Delta \overline{V}_i, \\ \overline{V}_k \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} &= -\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}\overline{V}_k e_k - \overline{v_k \frac{\partial \theta}{\partial x_k}} + \chi \Delta \overline{\theta}. \end{aligned} \qquad (11)$$

Здесь $\mathbf{W}$ - вектор угловой скорости вращения Земли. Среднее поле давление $\overline{P}$ при этом представляется как

$$\overline{P} = P(z) - 2\rho_0 \Omega_0 G_0 \left(x \sin\alpha + y \cos\alpha \right), \qquad (12)$$

где G_0 - скорость градиентного ветра, α - угол между изобарой и приземным ветром, $\Omega_0 = \Omega_z$. Для упрощения далее будем пренебрегать горизонтальными компонентами вектора угловой скорости.

Вследствие стационарности и горизонтальной однородности все средние одноточечные характеристики полей скорости, градиента давления зависят лишь от высоты z. Обозначим компоненты средней скорости (течение Экмана) как

$$\overline{\mathbf{V}} = \left(U(z), V(z), 0 \right). \qquad (13)$$

Компоненты ротора средней скорости $\overline{\mathbf{W}} = \left[\nabla \times \overline{\mathbf{V}} \right]$ будут соответственно иметь вид

$$\overline{\mathbf{W}} = \left(-\frac{dV}{dz}, \frac{dU}{dz}, 0 \right).$$

Тогда для стационарного случая в пренебрежении лучистым теплообменом и молекулярной теплопроводностью, получим

$$\begin{aligned} -2\Omega_0 \left(V - V_G \right) &= -\frac{d\overline{v_z v_x}}{dz} + \nu \frac{d^2 U}{dz^2}, \\ 2\Omega_0 \left(U - U_G \right) &= -\frac{d\overline{v_z v_y}}{dz} + \nu \frac{d^2 V}{dz^2}, \\ \overline{v_z \theta} &= \text{const} \end{aligned} \qquad (14)$$

где $U_G = -G_0 \sin\alpha$, $V_G = G_0 \cos\alpha$.

Для компонент тензора потока вихря $\overline{v_i w_j}$ можно выписать следующую систему уравнений

$$\overline{v_k w_j} \frac{\partial \overline{V}_i}{\partial x_k} + 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j \overline{v_k w_j} + \overline{v_i v_k} \frac{\partial \overline{W}_j}{\partial x_k} - \left(W_k + 2\Omega_k \right) \overline{v_i \frac{\partial v_j}{\partial x_k}} - \overline{v_i w_k} \frac{\partial \overline{V}_j}{\partial x_k} =$$
$$-\frac{1}{\rho_0} \overline{\frac{\partial p}{\partial x_i} w_j} + \beta g e_i \overline{\theta w_j} - \beta g \varepsilon_{jlm} e_m \overline{v_i \frac{\partial \theta}{\partial x_l}} - \nu \left(\overline{v_i \Delta w_j} + \Delta \overline{v_i w_j} \right),$$

где корреляции завихренности и температуры удовлетворяют следующим соотношениям

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \overline{v_k w_m} e_k &= \frac{1}{2} \beta g \varepsilon_{mpr} \overline{\nabla_p \theta^2} e_r + \overline{\theta w_k \frac{\partial v_m}{\partial x_k}} - \overline{\theta v_k \frac{\partial w_m}{\partial x_k}} - \overline{\theta v_k} \frac{\partial \overline{W}_m}{\partial x_k} \\ &+ \left(\overline{W}_k + 2\Omega_k \right) \overline{\theta \frac{\partial v_m}{\partial x_k}} + \overline{\theta w_k} \frac{\partial \overline{V}_m}{\partial x_k} - \left(\nu + \chi \right) \overline{\frac{\partial \theta}{\partial x_k} \frac{\partial w_m}{\partial x_k}}. \end{aligned}$$

Учитывая горизонтальную однородность, полагая отсутствие вертикальных средних движений и упрощенную релаксационную гипотезу для тройных корреляций вида $\nabla \overline{vvv} \sim \overline{vv} / \tau$, получим для тензора потока вихря уравнения:

$$\frac{\overline{v_i w_j}}{\tau} + \overline{v_z w_j} \left(\frac{dU}{dz} \delta_{ix} + \frac{dV}{dz} \delta_{iy} \right) + 2\Omega_0 \varepsilon_{izk} \overline{v_k w_j} + \overline{v_i v_z} \left(-\frac{d^2 V}{dz^2} \delta_{jx} + \frac{d^2 U}{dz^2} \delta_{jy} \right)$$
$$-2\Omega_0 \overline{v_i \frac{\partial v_j}{\partial z}} - \overline{v_i w_z} \left(\frac{dU}{dz} \delta_{jx} + \frac{dV}{dz} \delta_{jy} \right) - \beta g \left(\delta_{iz} \overline{\theta w_j} + \varepsilon_{zlj} \overline{\frac{\partial v_i}{\partial x_l} \theta} \right) = 0.$$

Здесь $\tau \sim E / \varepsilon$ - время релаксации.

В частности, для турбулентной спиральности $H = \overline{\mathbf{v} \cdot \mathbf{w}} = \overline{v_k w_k}$ получим

$$\frac{H}{\tau} + \left(\overline{v_z w_x} - \overline{v_x w_z}\right)\frac{dU}{dz} + \left(\overline{v_z w_y} - \overline{v_y w_z}\right)\frac{dV}{dz} - \overline{v_x v_z}\frac{d^2V}{dz^2} + \overline{v_y v_z}\frac{d^2U}{dz^2},$$
$$-2\beta g\overline{\theta w_z} - 2\Omega_0\left(\overline{v_x w_y} - \overline{v_y w_x}\right) - \Omega_0\frac{d\overline{v_z^2}}{dz} = 0. \qquad (15)$$

Учитывая, что

$$\overline{v_x w_y} - \overline{v_y w_x} = \frac{1}{2}\frac{d}{dz}\left(\overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}\right) - \overline{v_x\frac{\partial v_z}{\partial x}} - \overline{v_y\frac{\partial v_z}{\partial y}} - \overline{v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}}$$
$$= \frac{1}{2}\frac{d}{dz}\left(\overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} - \overline{v_z^2}\right),$$

получим

$$\frac{H}{\tau} = -\frac{d\overline{v_x v_z}}{dz}\frac{dV}{dz} + \frac{d\overline{v_y v_z}}{dz}\frac{dU}{dz} + \overline{v_x v_z}\frac{d^2V}{dz^2} - \overline{v_y v_z}\frac{d^2U}{dz^2}$$
$$+2\beta g\overline{\theta w_z} + \Omega_0\frac{d\left(2\overline{v_z^2} - \overline{v_x^2} - \overline{v_y^2}\right)}{dz}.$$

В свою очередь, для определения корреляции $\overline{\theta w_z}$ имеем систему уравнений

$$\begin{aligned}\overline{\theta w_z} &= \left(-\frac{d\overline{\theta}}{dz}\overline{v_z w_z} + 2\Omega_0\overline{\theta\frac{\partial v_z}{\partial z}}\right)\tau_\theta, \\ \frac{\overline{v_z\theta}}{\tau_\theta} &= -\frac{d\overline{\theta}}{dz}\overline{v_z^2} + \beta g\overline{\theta^2}.\end{aligned} \qquad (16)$$

Здесь τ_θ - время релаксации для температурных флуктуаций.

Для корреляции $\overline{\theta\frac{\partial v_z}{\partial z}}$ получаем:

$$\overline{\theta\frac{\partial v_z}{\partial z}} \approx -\frac{1}{2}\frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\frac{d\overline{\theta}}{dz}\tau_\theta + \frac{1}{2}\beta g\frac{d\overline{\theta^2}}{dz}\tau_\theta.$$

С другой стороны для $\overline{\theta^2}$ и $\overline{v_z\theta}$ можно выписать

$$\overline{\theta^2} \approx -\frac{d\overline{\theta}}{dz}\overline{v_z\theta}\tau_\theta, \frac{\overline{v_z\theta}}{\tau_\theta} = -\frac{d\overline{\theta}}{dz}\overline{v_z^2} + \beta g\overline{\theta^2}.$$

Откуда получаем, что

$$\overline{v_z\theta} = -\frac{\frac{d\bar{\theta}}{dz}\overline{v_z^2}\tau_\theta}{1+\beta g\frac{d\bar{\theta}}{dz}\tau_\theta^2}, \frac{d\overline{\theta^2}}{dz} \approx \frac{\left(\frac{d\bar{\theta}}{dz}\right)^2\frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\tau_\theta^2}{1+\beta g\frac{d\bar{\theta}}{dz}\tau_\theta^2}.$$

Далее $\overline{\theta\frac{\partial v_z}{\partial z}}$ перепишется как

$$\overline{\theta\frac{\partial v_z}{\partial z}} \approx -\frac{1}{2}\frac{\frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\frac{d\bar{\theta}}{dz}\tau_\theta}{1+\beta g\frac{d\bar{\theta}}{dz}\tau_\theta^2}$$

и система для определения $\overline{\theta w_z}, \overline{v_z w_z}$ будет

$$\begin{aligned}\overline{\theta w_z} &= -\left(\frac{d\bar{\theta}}{dz}\overline{v_z w_z} + \Omega_0\frac{\frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\frac{d\bar{\theta}}{dz}\tau_\theta}{1+\beta g\frac{d\bar{\theta}}{dz}\tau_\theta^2}\right)\tau_\theta, \\ \overline{v_z w_z} &= 2\beta g\overline{\theta w_z}\tau + \Omega_0\tau\frac{d\overline{v_z^2}}{dz}.\end{aligned} \qquad (17)$$

Полагая для упрощения $\tau_\theta \approx c_\theta\tau$, $\tau \sim l / E_{tur}^{1/2}$, где l характерный масштаб турбулентных движений, получим

$$\begin{aligned}\overline{\theta w_z} &= -c_\theta\tau^2\Omega_0\frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\frac{d\bar{\theta}}{dz}\frac{1+c_\theta+c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}}{\left(1+c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}\right)\left(1+2c_{\mathrm{Ri}}/c_\theta\mathrm{Ri}\right)}, \\ \overline{v_z w_z} &= \Omega_0\tau\frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\frac{1-c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}}{\left(1+c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}\right)\left(1+2c_{\mathrm{Ri}}/c_\theta\mathrm{Ri}\right)}.\end{aligned} \qquad (18)$$

где Ri - число Ричардсона

$$\mathrm{Ri} = \frac{\beta g\frac{d\bar{\theta}}{dz}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2}, c_{\mathrm{Ri}} = c_\theta^2 l^2\left(\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right)/E.$$

Отметим, что генерация вертикальной компоненты спиральности в условиях горизонтальной однородности связана исключительно с потоком тепла.

Таким образом, получаем для спиральности:

$$H = \left(-\frac{d\overline{v_x v_z}}{dz}\frac{dV}{dz} + \frac{d\overline{v_y v_z}}{dz}\frac{dU}{dz} + \overline{v_x v_z}\frac{d^2V}{dz^2} - \overline{v_y v_z}\frac{d^2U}{dz^2} \right.$$

$$\left. -2\Omega_0 \frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\left(1 - \frac{c_{\mathrm{Ri}} / c_\theta \mathrm{Ri}\left(1 + c_\theta + c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}\right)}{\left(1 + c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}\right)\left(1 + 2c_{\mathrm{Ri}} / c_\theta \mathrm{Ri}\right)} \right) \right) \tau$$

Используя представление для напряжений Рейнольдса в виде [Чхетиани О.Г., 2001], где K - турбулентная вязкость, а K_h - вклад в напряжения Рейнольдса от спиральности

$$\overline{v_x v_z} = -K\frac{\partial U}{\partial z} + K_h\frac{\partial V}{\partial z}, \overline{v_y v_z} = -K\frac{\partial V}{\partial z} - K_h\frac{\partial U}{\partial z}, \qquad (19)$$

получим

$$H = 2K\tau\left(\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\frac{\partial U}{\partial z} \right) - 2\Omega_0 \frac{d\overline{v_z^2}}{dz}\left(1 - \frac{c_{\mathrm{Ri}} / c_\theta \mathrm{Ri}\left(1 + c_\theta + c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}\right)}{\left(1 + c_{\mathrm{Ri}}\mathrm{Ri}\right)\left(1 + 2c_{\mathrm{Ri}} / c_\theta \mathrm{Ri}\right)} \right). \qquad (20)$$

Обратим внимание, что комбинация $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\frac{\partial U}{\partial z}$ представляет собой суперспиральность крупномасштабного (экмановского) течения, $S_H = \overline{\mathbf{W}} \cdot \nabla \times \overline{\mathbf{W}}$, введённую впервые Хайдом [Hide R., 1989], и играющую важную роль в процессах эволюции спиральности. Важно отметить, что спиральная вязкость K_h вклада в баланс спиральности не даёт.

Как мы видим существует три источника турбулентной спиральности в стратифицированном пограничном слое атмосферы:

• связанный со спиральностью крупномасштабного экмановского течения и определяемый суммой $\overline{v_x w_x} + \overline{v_y w_y}$;

• с накачкой спиральности на нижней границе вращающегося пограничного слоя;

• комбинированный источник связанный с переносом завихренности и спиральности во вращающейся среде, обусловленный температурной или плотностной стратификацией.

Рассматриваются предположения, недавно постулируемые в [Deusebio E. and Lindborg E., 2014], о том что спиральность, появляющаяся в экмановском слое при

каскадном процессе сохраняет знак, отражающий вращение всей системы (Земли) на всех масштабах от крупных до колмогоровского микромасштаба. В то же время недавние прямые полевые измерения турбулентной спиральности в степной зоне юга России вблизи Цимлянского водохранилища показало знак спиральности противоположный к ожидаемому. Возможным объяснением этого феномена может быть совместное действие различных компонент течений пограничного слоя, включая бризовую циркуляцию в месте измерений. В связи с этим рассматривается суперпозиция классической спирали Экмана и струйного течения Прандтля. Последняя может рассматриваться как гидростатическая бризовая циркуляция над неравномерно нагретой поверхностью Земли. Существует сектор в плоскости годографа, в пределах которого взаимная относительная ориентация профилей скоростей течений Экмана и Прандтля способствует левому вращению с высотой результирующего вектора скорости ветра нижней части пограничного слоя. Это может объяснять отрицательную (левую) спиральность на мелких масштабах, наблюдаемую в Цимлянске в 2012 г.

Согласно уравнению (20), суперспиральность по экмановскому слою связана с турбулентной спиральностью. Значение суперспиральности, вычисленное по данным акустического зондирования вблизи Цимлянского водохранилища во время экспедиции ИФА им. А.М. Обухова РАН, на нижних уровнях имеет отрицательный знак. На рисунке 3.1 представлены профили суперспиральности для 13 ч с 20-минутным осреднением прямоугольным фильтром, 13 ч с часовым осреднением прямоугольным фильтром, и осредненный профиль по времени 12:38–16:00.

Содары обеспечивали измерения вертикальных профилей трех компонент скорости ветра. Измерения проводились в период со 2 по 26 августа 2012 г. на Цимлянской научной станции ИФА, подробное описание места и условий проведения работ представлено в статье [Копров Б. М. и др., 2015]. Использовался один минисодар ЛАТАН-3м с улучшенным до 10 м по сравнению с содаром ЛАТАН-3М вертикальным разрешением.

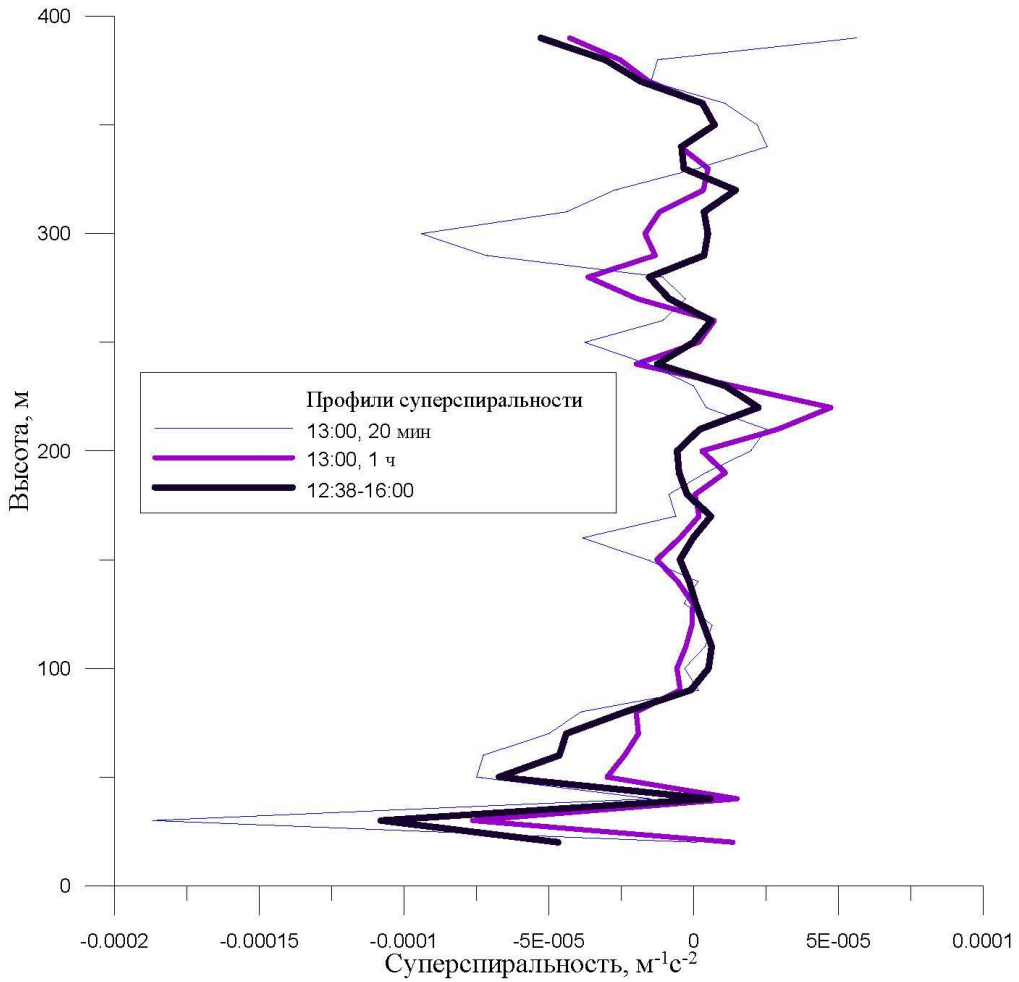


Рис. 3.1. Профили суперспиральности при различном параметре осреднения, Цимлянск, 8 августа 2012 г.

При вычислении спиральности используется осредненное значение компонент скорости ветра. Для этой цели применялся прямоугольный фильтр с 20 минутным интервалом осреднения, позволяющим достаточно хорошо воспроизводить пространственно-временную структура поля скорости.

Поскольку полученные с помощью доплеровских содаров профили компонент скорости ветра даже после осреднения остаются достаточно изрезанными, то вычисление вертикальных производных скорости ветра осуществлялось после сглаживания профилей скорости с помощью их аппроксимации кубическими сплайнами. Оценка вертикальных производных как центральных разностей (по разности двух соседних (сверху и снизу) значений) оказывается довольно грубой и преувеличивает вертикальные сдвиги (градиенты), также как и значения спиральности. Похожая ситуация наблюдается и при

вычислении суперспиральности, где возникала необходимость определения вторых производных по вертикальной координате. При непосредственном дифференцировании первой производной получалась кусочно-гладкая функция второй производной, что приводило к уменьшению точности определения суперспиральности. В связи с чем применялось повторное сглаживание профилей предварительно найденных первых производных скорости кубическими сплайнами с последующим вычислением вторых производных от полученного профиля.

Спиральность для крупномасштабных движений, посчитанная по результатам акустического зондирования, также отрицательна на высотах расположения датчиков прямых полевых измерений турбулентной спиральности [Копров Б.М. и др., 2015]. Профили спиральности для аналогичных суперспиральности отрезков времени и осреднения показаны на рисунке 3.2.

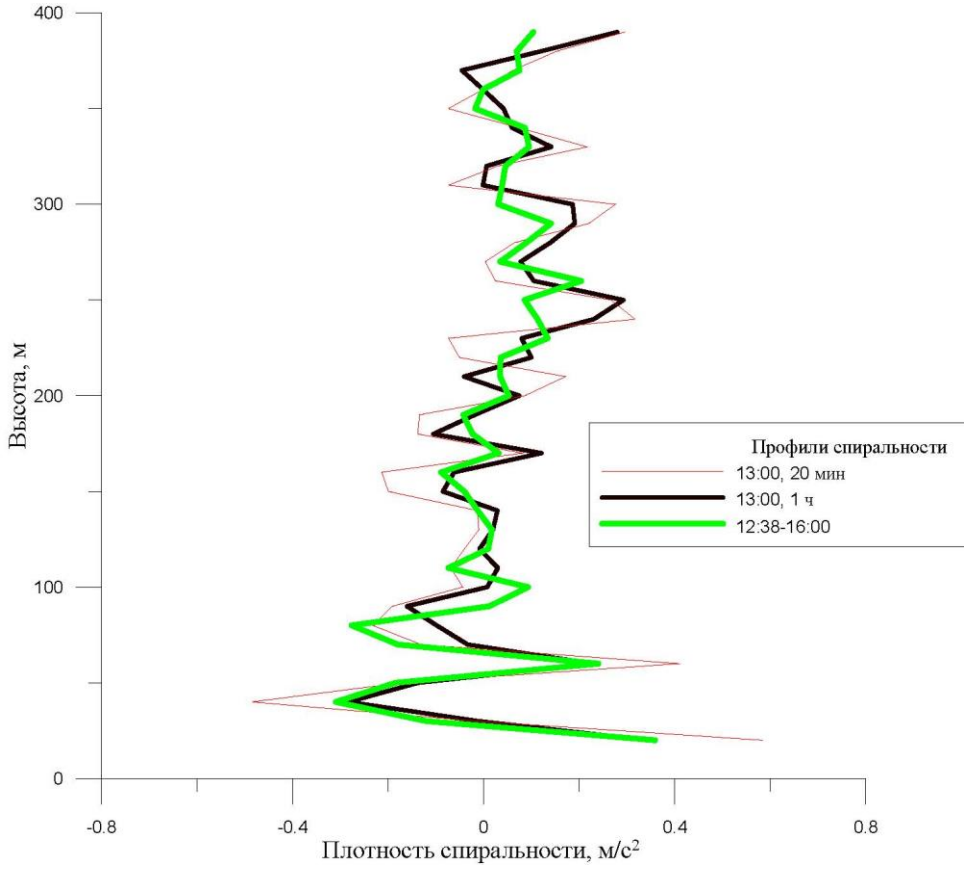


Рис. 3.2. Профили спиральности при различно параметре осреднения, Цимлянск, 8 августа 2012 г.

Таким образом, турбулентная спиральность возникает вследствие вертикальной неоднородности каскадным образом и обусловлена наличием спиральности в крупномасштабных движениях.

Согласно оценкам [Etling D., 1985] спиральность экмановского течения составляет 10^{-1} м/с$^{-2}$, в то время, как для валиковой циркуляции её значения достигают величин $10^{-2} \div 10^{-3}$ м/с$^{-2}$.

3.2. Распределение спиральности в атмосферном пограничном слое по данным акустического зондирования

3.2.1. Спиральное течение в экмановском пограничном слое

Проведен анализ результатов акустического зондирования атмосферного пограничного слоя, выполненных в экспедициях ИФА им. А.М. Обухова РАН в аридно-степных зонах юга России в Черноземельском районе республики Калмыкия (2007 г.) [Гранберг И.Г. и др., 2009], на базе Цимлянской научной станции (2012 г.) [Копров Б. М. и др., 2015] и на Шпицбергене (2009 г.) [Репина И.А. и др., 2009]. На основе используемых данных получены профили компонент поля скорости на высотах до 400-600 м (на Шпицбергене – до 100 м) с шагом 10-30 м и временным разрешением 5-10 секунд. Рассчитано пространственное распределение спиральности и ее временной ход, проведено сравнение с теоретическими оценками и расчетами по мезомасштабной атмосферной модели WRF-ARW.

Компоненты поля скорости для экмановского течения с условиями прилипания на нижней границе имеют вид:

$$U(z) = U_G\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{h}\right)\cos\frac{z}{h}\right) - V_G \exp\left(-\frac{z}{h}\right)\sin\frac{z}{h}; \quad (21)$$

$$V(z) = V_G\left(1 - \exp\left(-\frac{z}{h}\right)\cos\frac{z}{h}\right) + U_G \exp\left(-\frac{z}{h}\right)\sin\frac{z}{h}. \quad (22)$$

Здесь $h = \sqrt{K/\Omega}$ – экмановский масштаб; Ω – частота внешнего вращения (вращения Земли); V_G, U_G – компоненты скорости геострофического ветра в

свободной атмосфере; z – вертикальная координата; K – коэффициент турбулентной вязкости, вводимый по аналогии с кинематической вязкостью. Такой подход широко применяется при решении уравнений Экмана и исследовании задач устойчивости [Курганский М.В., 1993, Браун Р.А., 1978], анализе мезомасштабных движений в АПС [Бызова Н.Л. и др., 1989].

Спиральность в данном случае определяется только горизонтальными компонентами завихренности и имеет вид [Курганский М.В., 1989, Hide R., 1989]:

$$H(z) = -U(z)\frac{\partial V}{\partial z} + V(z)\frac{\partial U}{\partial z}. \quad (23)$$

Подставив (21) и (22) в (23) получаем для вертикального распределения спиральности [Etling D., 1985]:

$$H(z) = u_g^2 h^{-1}\left\{\exp\left(-\frac{z}{h}\right)\left(\sin\frac{z}{h} - \cos\frac{z}{h}\right) + \exp\left(-\frac{2z}{h}\right)\right\},$$

здесь $u_g^2 = {U_G}^2 + {V_G}^2$.

Откуда после интегрирования по вертикальной координате получим, что интегральная спиральность H_{int} в точности равна одной второй квадрата скорости геострофического ветра [Курганский М.В., 1989]:

$$H_{int} = \int_0^\infty H(z)dz = \frac{1}{2}\left({U_G}^2 + {V_G}^2\right). \quad (24)$$

С учетом реальной структуры турбулентного АПС при различных типах стратификации значения интегральной спиральности будут отличными от (24), однако могут использоваться в качестве ее оценки и, как показано ниже, хорошо отражают ее временную динамику.

В дополнение приведем значения интегральной спиральности для простых модификаций экмановского профиля, уже обеспечивающих уменьшение угла поворота по сравнению с экмановским значением 45 градусов.

При учете вклада турбулентной спиральности в напряжения Рейнольдса [Чхетиани О.Г., 2001]

$$H_{int} = \frac{1}{2}\left({U_G}^2 + {V_G}^2\right)\left((1+g^2)^{1/2} - g\right),$$

где g~0.1-0.3 характеризует турбулентную спиральность. Для решения Тэйлора [Taylor G.I., 1914], в котором на нижней границе рассматриваются условия проскальзывания ($\frac{\partial U(V)}{\partial z} = \lambda U(V)$), для интегральной спиральности имеем

$H_{int} = \frac{(\mathrm{Ug}^2+\mathrm{Vg}^2)}{2(1+\frac{2\epsilon^2}{2\epsilon+1})}$.

Здесь $\lambda = \frac{1}{\epsilon H}$.

3.2.2. Аппаратура и условия проведения измерений

Во всех экспедициях, перечисленных во Введении, измерения вертикальных профилей компонент скорости ветра проводились методом акустического зондирования атмосферы. Акустические локаторы – содары – появились в 1970-х годах на базе идей А.М. Обухова о применении явления рассеяния звука на мелкомасштабных турбулентных неоднородностях для атмосферных исследований [Каллистратова М.А. и др., 2013]. Надёжность и точность содарных измерений исследовалась в течение многих лет [Crescenti G.H., 1997]. В настоящее время акустическое зондирование является хорошо апробированным методом исследования нижней части АПС [Coulter R. L. and Kallistratova M. A., 1999, Emeis S., 2011], и широко применяется во всём мире [Anderson P.S. et al., 2005, Kallistratova M.A. et al., 2013].

В наших измерениях использовались разработанные и изготовленные в ИФА РАН доплеровские трехкомпонентные моностатические содары ЛАТАН-3М и минисодары ЛАТАН-3м с частотно-кодированным зондирующим импульсом (измерение вертикальных профилей 3х компонент скорости ветра).

1. В период с 21 июля по 1 августа 2007 г. содарные измерения проводились в прикаспийской низменности в республике Калмыкия вблизи поселка Комсомольский, южнее национального парка «Черные земли». Три пространственно разнесенных содаров были объединены в единую сеть при помощи радиотелефонов и синхронизировались по сигналам со спутников системы

GPS. Для оценки вертикальной протяженности восходящих конвективных потоков воздуха использовался длинноволновый содар ЛАТАН-3М с разрешающей способностью по высоте 30 м, интервалом излучения пакетов импульсов 10 сек, высотным диапазоном 800 м и базовой несущей частотой 2 кГц. Три минисодара с вертикальным разрешением 20 м, периодом следования импульсов 5 сек, высотным диапазоном 400 м, базовой несущей частотой 3,5 кГц располагались в вершинах треугольника, с длинами сторон 3,5 км, 1,4 км и 3,2 км. Такая конфигурация позволяла оценить горизонтальные масштабы конвективных движений и детали пространственной структуры вихревых когерентных образований.

2. В период со 2 по 26 августа 2012 г. содарные измерения проводились на Цимлянской научной станции ИФА параллельно с измерениями, представленными в статье [Копров Б. М., 2015], в которой содержится подробное описание места и условий проведения работ. Использовался один минисодар ЛАТАН-3м с улучшенным до 10 м вертикальным разрешением.

3. В период с 3 по 13 мая 2009 г. измерения проходили на о. Шпицберген. Содары располагались на леднике Конгсвеген. Описание места и условий проведения измерений в [Репина И.А., 2009]. Использовались 2 минисодара ЛАТАН-3м.

Измерения проводились круглосуточно. Временной ход распределения вертикальной скорости в Калмыкии и на Цимлянской научной станции (см., напр., рис. 3.7) хорошо иллюстрирует смену режимов стратификации: устойчивого на неустойчивый, и наоборот. Для устойчивой стратификации вертикальная скорость на высоте пограничного слоя изменяет знак на противоположный. На Шпицбергене в период измерений наблюдался устойчивый режим стратификации.

3.2.3. Методы обработки данных и моделирования

Имеющиеся данные позволяют нам рассчитывать только горизонтальные компоненты спиральности. Следует отметить, что в обычных условиях основной вклад в спиральность дает ее горизонтальная составляющая, являющаяся, в

частности, определяющей для валиковой мезомасштабной циркуляции в АПС [Etling D., 1985, Чижелски Р., 1999]. Значения вертикально составляющей, в данном случае, оказываются в 5-10 раз меньше горизонтальной, поскольку определяются произведением вертикальной скорости на значения горизонтального сдвига, значительно меньшего, чем вертикальный (см., напр., таблицу в [Чижелски Р., 1999]). На это указывают и наблюдаемые значения вертикальной компоненты турбулентной спиральности в АПС [Копров Б. М., 2015], очевидным образом связанной с ее значениями для движений крупных масштабов. Далее мы будем говорить спиральность, полагая ее горизонтальную компоненту, вычисляемую согласно (23).

Отметим, что вертикальная составляющая спиральности оказывается значительной и превосходящей горизонтальную для интенсивных атмосферных вихрей типа торнадо и пыльных дьяволов.

При вычислении спиральности используется осредненное значение компонент скорости ветра. Для этой цели применялся прямоугольный фильтр. Выбор временного интервала осреднения проводился эмпирическим путем и составлял в данном случае 10 минут. При таких значениях хорошо воспроизводилась пространственно-временная структура поля скорости. На рис.3.3 на примере данных от 25 июля 2007 года, Калмыкии, показано, как выбор интервала осреднения влияет на временной ход вертикальной компоненты скорости и средней по слою спиральности.

Поскольку полученные с помощью доплеровских содаров профили компонент скорости ветра даже после осреднения остаются достаточно изрезанными, то для оценки вертикальных производных скорости ветра использовалось сглаживание профилей скорости. Проводилась их аппроксимация кубическими сплайнами с последующим вычислением производных уже от гладкого профиля.

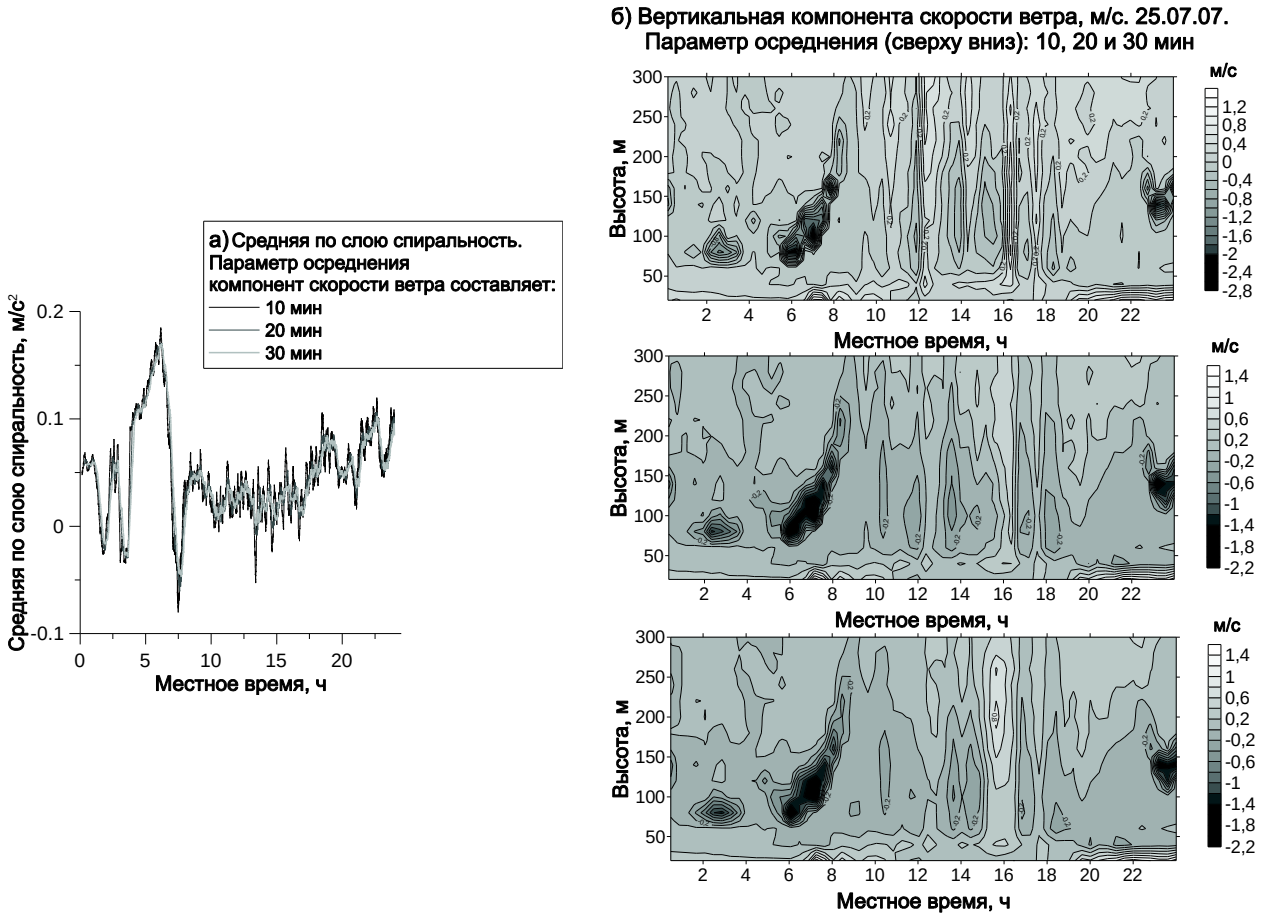


Рис. 3.3. Временной ход средней по слою спиральности (а) и вертикальной компоненты скорости (б) в зависимости от параметра осреднения компонент скорости ветра, 25.07.07, Калмыкия

Следует отметить, что вертикальные компоненты скорости ветра позволяют лучше, чем горизонтальные, визуализировать наблюдаемые в атмосферном пограничном слое структуры. В дальнейшем будем также использовать данные для вертикальной компоненты скорости ветра. Так, на рис. 3.4, для 28 июля показаны проекции скорости ветра на оси X, Y, Z, а также изменение скорости по высоте и во времени. Видно, что начиная примерно с 12 ч дня образуются мезомасштабные структуры. Это может быть проиллюстрировано и спутниковым снимком района измерений [Гранберг И.Г., 2009], представлен в Главе 2, где наблюдается формирование «облачных улиц»: в 12:00 по Местному времени – начало формирования, в 14:00 по Местному времени – уже сформировавшиеся структуры.

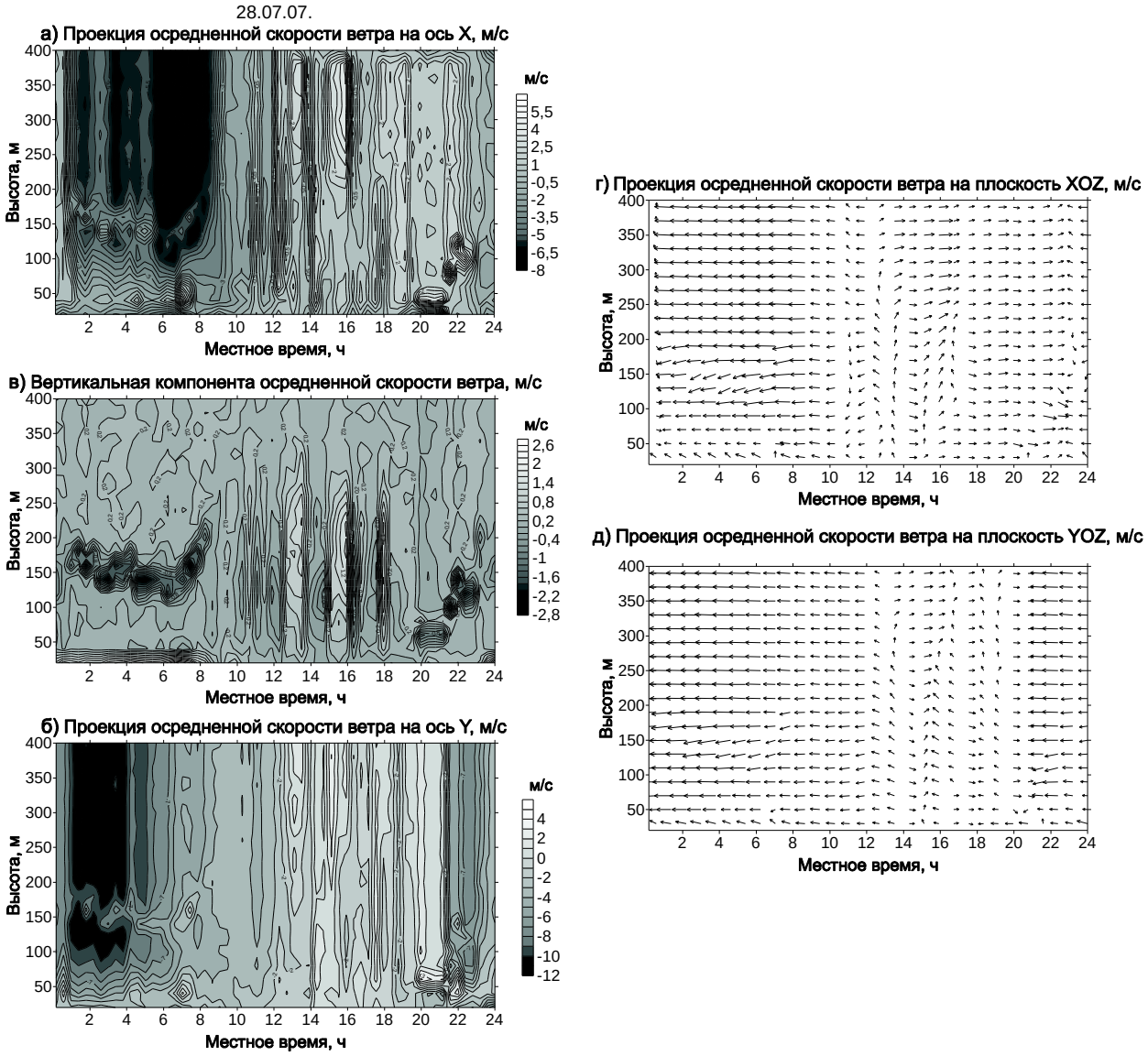


Рис. 3.4. Проекции осредненной скорости ветра на оси X (а), Y (б), и Z (в); на плоскость XOZ (г) и на плоскость YOZ (д), 28.07.07, Калмыкия

3.2.4. Моделирование наблюдаемой синоптической ситуации при помощи модели WRF-ARW

Для численного моделирования наблюдаемой во время эксперимента в Калмыкии синоптической ситуации была выбрана открытая исследовательская негидростатическая мезомасштабная атмосферная модель WRF (версия 3.6.1).

Прогностические переменные модели следующие: компоненты горизонтальной скорости *u* и *v* в декартовых координатах, вертикальная скорость

w, возмущения потенциальной температуры и геопотенциала. По этим переменным определялся геострофический ветер для последующего расчета спиральности.

При расчетах использовались вложенные сетки. Вся расчетная область 300 на 225 км рассчитывается на крупной сетке 200×150 узлов по горизонтали с шагом 1500 м. Вложенная область детализованного расчета 75 на 50 км, в котором проводится усвоение данных содаров, считается на сетке 151×106 узлов с шагом 500 м (см. рис. 3.5). По вертикали обе области имеют 35 уровней до высоты 5000 м со сгущением в пограничном слое. Одному шагу расчета по времени для крупной области соответствует 3 шага расчета по времени для вложенной области. Временной интервал между начальными полями метеопараметров глобального операционного анализа GFS на сетке 0,5×0,5 градусов равен 6 часам. Координаты центра расчетной области соответствуют 45° с.ш. и 45° в.д. Отметим, что мезомасштабная циркуляция начинает воспроизводиться на сетках с горизонтальным масштабом 500 метров. Когерентные вихревые структуры могут достигать 5 км в ширину, и десяти точек достаточно для качественного воспроизведения признаков мезомасштабной циркуляции. В данном случае спиральность непосредственно в модели не вычислялась, проводился лишь расчет компонент скорости ветра и геопотенциала в узлах сетки для последующего вычисления компонент геострофической скорости ветра.

Для увеличения точности прогноза характеристик атмосферы проводилось усвоение данных приземных измерений метеопараметров. В качестве усваиваемых данных использовались данные, полученные с длинноволнового содара, расположенного в Калмыкии, на северной окраине п. Комсомольский в точке с координатами 45,33527° в.д. и 46,02687° с.ш. Усвоение данных наблюдений производилось трехмерным вариационным методом на базе 3DVar [Barker D.M., 2004].

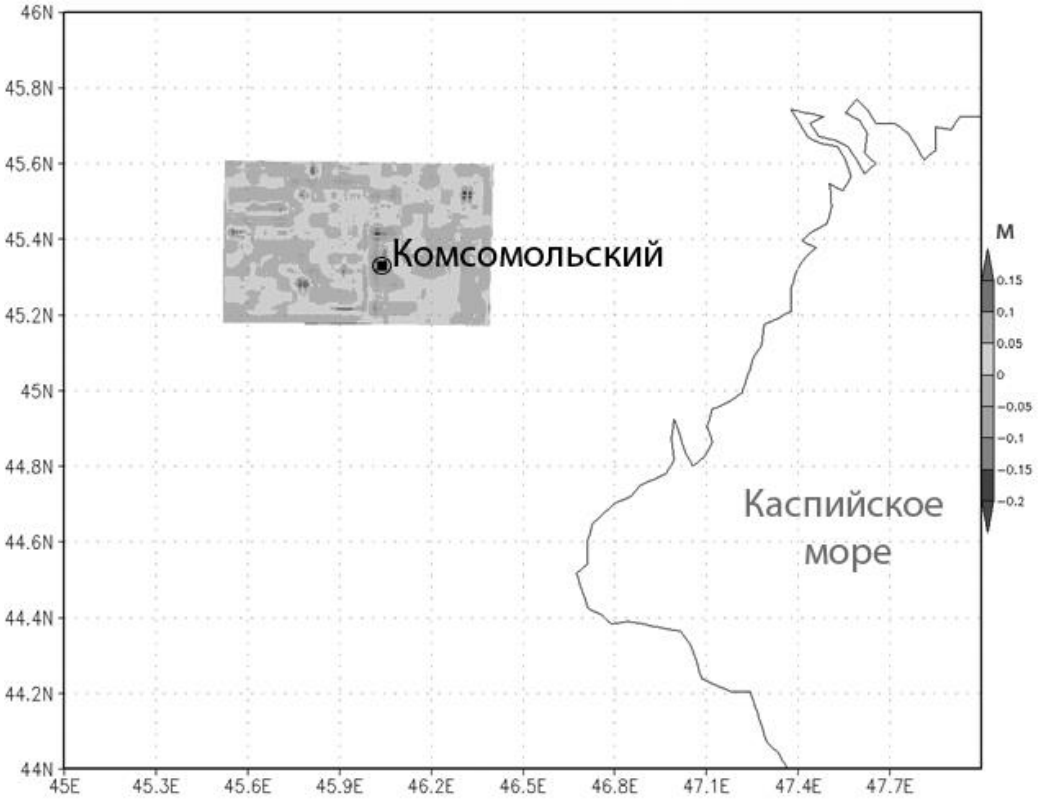


Рис. 3.5. Расчетная область крупной сетки 300 на 225 км 200x150 узлов по горизонтали с шагом 1500 м. Отдельно выделен рельеф вложенной области. Калмыкия, 29 июля 2007 г.

Для получения интегральной спиральности была проведена постпроцессинговая обработка. Значения компонент геострофической скорости ветра в точке, расположенной на расстоянии 3,5 км от точки введения усваиваемых данных, определялись через рассчитываемые моделью значения геопотенциала. Использовались формулы:

$$U_G = -\frac{g}{2\Omega\sin(\varphi)}\frac{dh_g}{dy}; U_a = U - U_G;$$

$$V_G = \frac{g}{2\Omega\sin(\varphi)}\frac{dh_g}{dx}; V_a = V - V_G.$$

Здесь U, V – горизонтальные компоненты скорости ветра; U_a, V_a – компоненты агеострофической скорости ветра; $g = 9{,}81\,\frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ – ускорение свободного падения; φ – географическая широта; h_g –геопотенциал; $dx = rd\theta cos(\varphi)$; $dy = rd\varphi$; $r = 6{,}37 \cdot 10^6$ м – радиус Земли; θ – географическая долгота.

Для нахождения скорости геострофического ветра по выписанным выше формулам необходимо определиться с высотой, на которой ветер можно полагать геострофическим. Данная высота определялась как высота минимума агеострофической компоненты [Holton J.R., 2004].

Компоненты геострофической скорости ветра позволяют оценить интегральные значения спиральности и сравнить с ее значениями, вычисленными по данным акустического зондирования.

3.2.5. Результаты расчетов

Расчеты спиральности по данным акустического зондирования устанавливают ее связь с ветром и структурами АПС.

В обычных условиях определяющий вклад в спиральность АПС дают ее горизонтальные компоненты. Это подтверждается и для турбулентных данных [Копров Б. М. и др., 2015]. Несмотря на это, в целом ряде случаев наблюдается устойчивая корреляция между вертикальной компонентой скорости ветра и средней по слою спиральностью, что находит подтверждение в идеализированной теории экмановского пограничного слоя [Пономарев В.М. и Чхетиани О.Г., 2005].

На рис. 3.6. показан временной ход распределения осредненной вертикальной компоненты скорости ветра и средней по слою спиральности: а) для 28 июля 2007 года, Калмыкия; б) для 9 августа 2012 года, Цимлянская научная станция; в) для 7 мая 2009 года, Шпицберген. На графике видны экстремумы вертикальной компоненты скорости ветра, связанные с развитием крупномасштабных когерентных структур. Временной ход спиральности с 12-часовым усреднением показан на рис. 3.7.

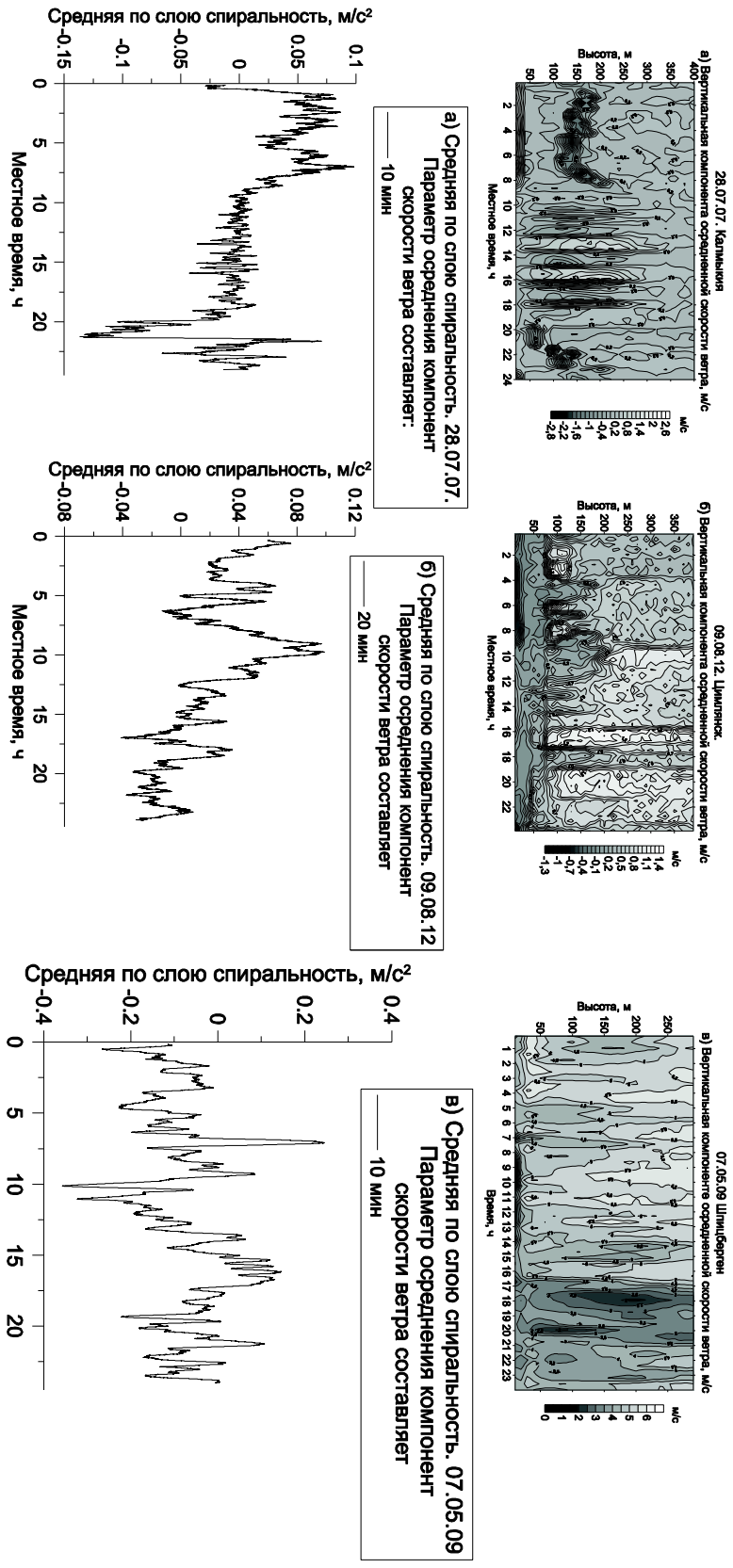


Рис. 3.6. Временной ход распределения осредненной вертикальной компоненты скорости ветра по высоте и средней по слою спиральности: (а) – Калмыкия, 28.07.07; (б) – Цимлянск, 09.08.12; (в) – Шпицберген, 07.05.09

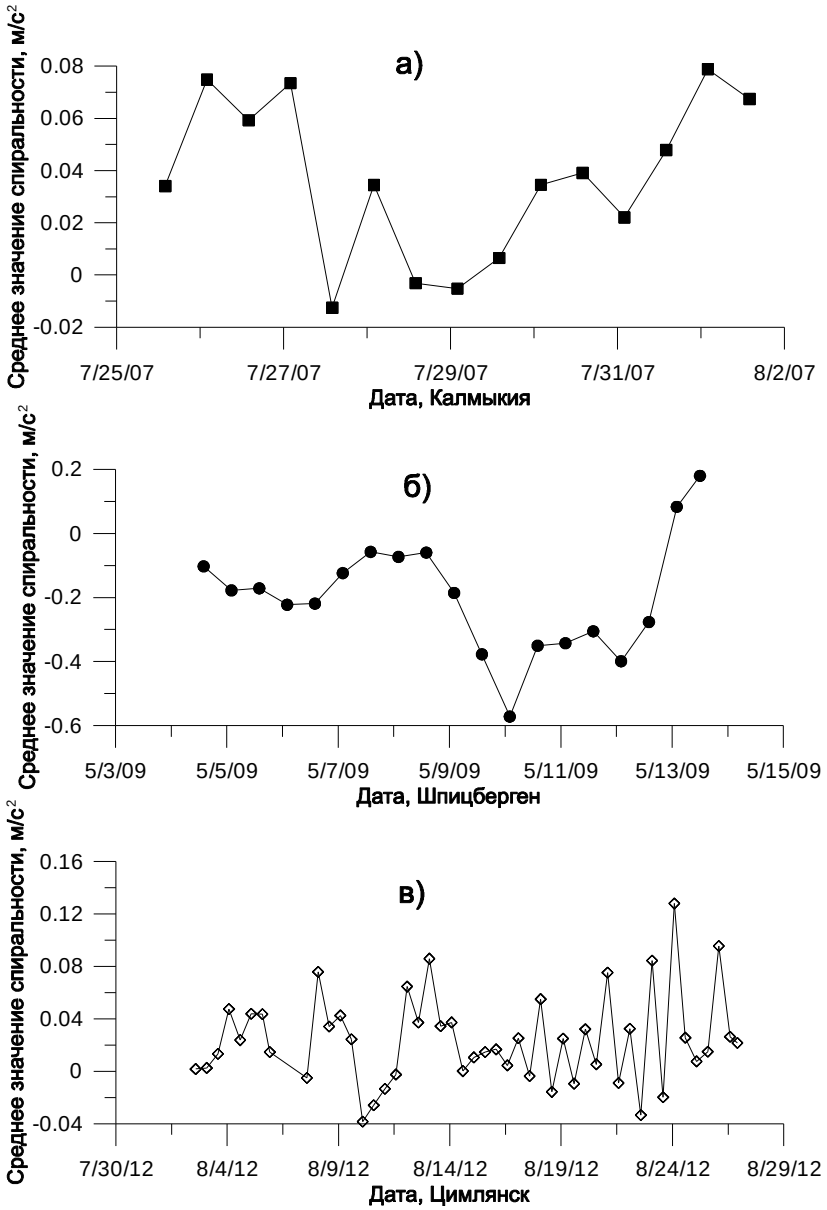
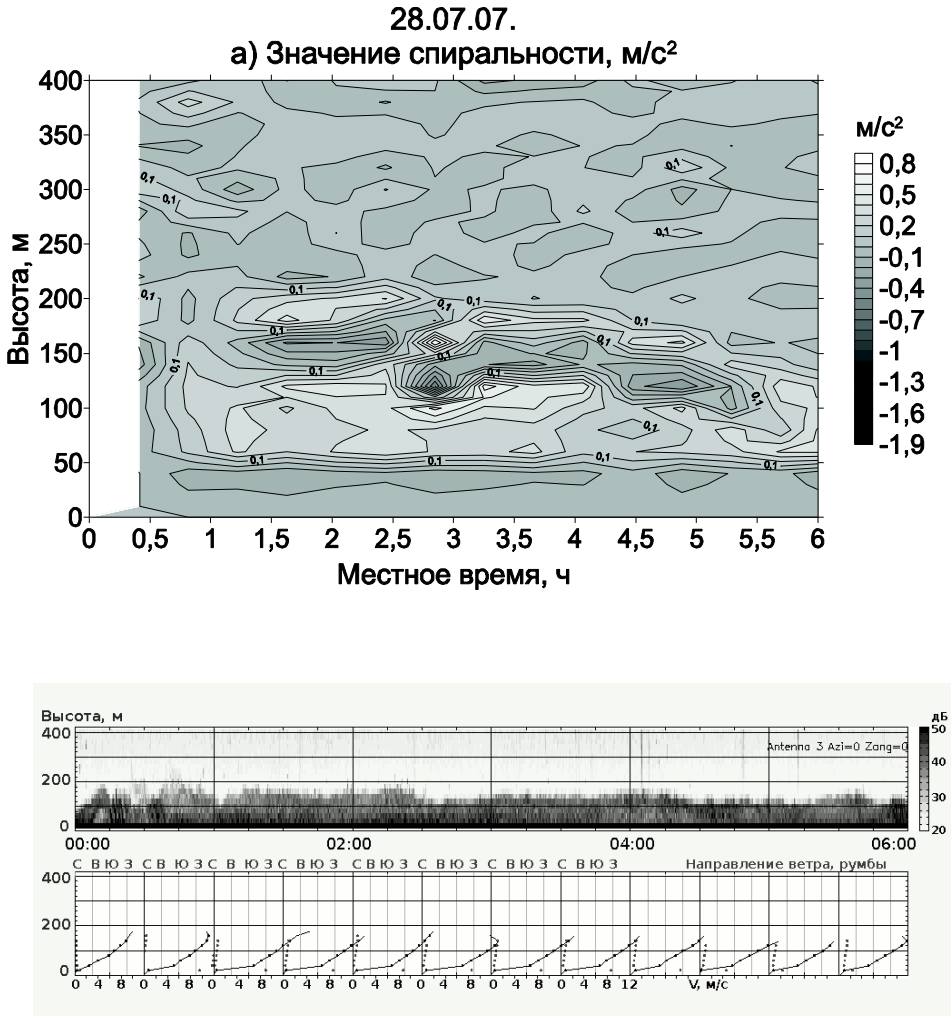


Рис. 3.7. Временной ход спиральности с 12-часовым усреднением для Калмыкии (а), Шпицбергена (б), Цимлянска (в)

Отметим, что образование крупномасштабных структур в поле ветра прослеживается как по эхограмме вертикальной скорости, так и по временному ходу распределения спиральности по высоте. 26, 28, 30 июля и 1 августа 2007 г. в ночное время в Калмыкии наблюдалось низкоуровневое струйное течение, которое хорошо отражается и на эхограмме, и на распределении спиральности (см. рис. 3.8 для 28 июля).

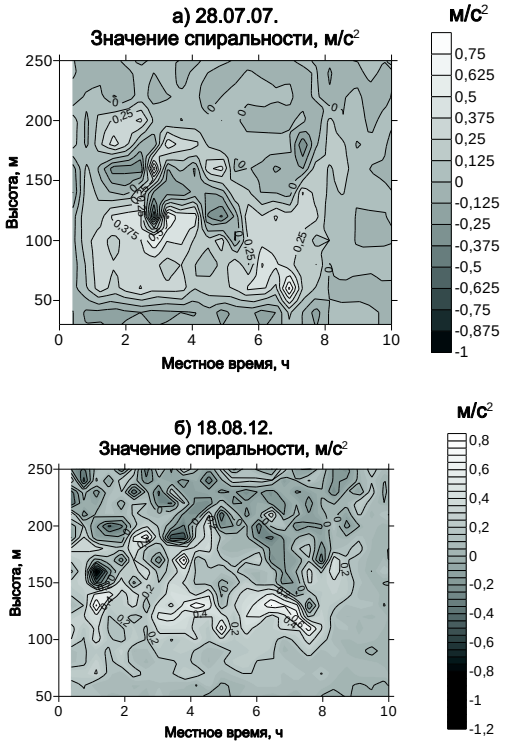


б) Эхограмма содара

Рис. 3.8. Временной ход распределения спиральности по высоте и эхограмма вертикальной компоненты скорости ветра. Калмыкия. 28.07.07, 00:00-06:00: (а) – значение спиральности; (б) – эхограмма содара. Интенсивность эхо-сигналов на эхограмме содара представлена в дБ. Черные линии с точками – соответствующие вертикальные профили скорости ветра. Точками на линиях отмечены значения, имеющие достаточную статистическую обеспеченность. Серые точки –направление ветра в румбах

Вертикальные профили скорости ветра на эхограмме, характеризующие ночное струйное течение, соответствуют максимальному увеличению спиральности на зависимости от времени распределения спиральности по высоте. Есть примеры ночных струйных течений и для эксперимента в Цимлянске 11 и 18 августа 2012 г. При этом следует отметить заметное повышение спиральности по сравнению с ее обычными дневными значениями, что отмечалось ранее [Maddox

R. A., 1993]. Спиральность достигает значений 0,8 м/с^2 (см. рис. 3.9а, 3.9б для Калмыкии, 28 июля, и для Цимлянска, 18 августа).



в) Временной ход спиральности, Шпицберген

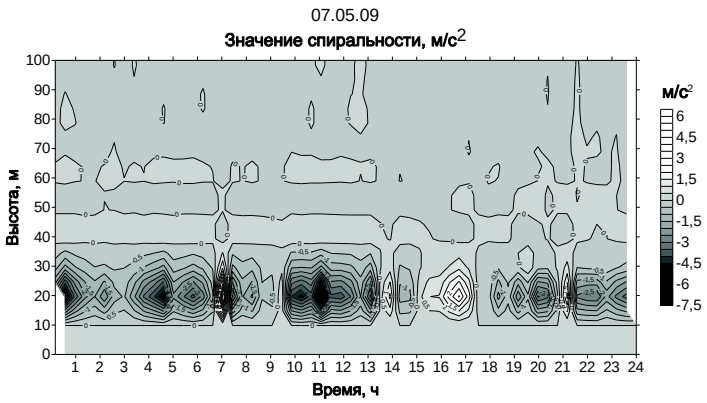


Рис. 3.9. Спиральность: (а), (б) – в ночных струйных течениях: (а) – для Калмыкии, 28 июля 2007 г.; (б) – для Цимлянска, 18 августа 2012 г.; (в) – временной ход спиральности, 7 мая 2009, Шпицберген

Для Шпицбергена образование структур в поле скорости АПС происходит на высоте до 50 м, что характерно для полярных широт (см. рис. 3.9в). Надежность полученных данных в большинстве случаев ограничена значением высоты примерно в 100 м из-за больших шумов при измерении.

Средние значения спиральности для крупномасштабных движений – 0,3-0,6 $м/с^2$ – на порядок превосходят ее независимо измеренные турбулентные значения [13,14,39].

Прослеживается хорошая связь средней по слою спиральности и энергии – суммы квадратов скоростей всех трёх компонент скорости ветра (см. рис. 3.10).



Рис. 3.10. Связь средней по слою спиральности и удельной кинетической энергии, Калмыкия, 25.07.07. Значения средней по слою спиральности умножены на 200 для более удобного сравнения

Отметим, что полученные в экспериментах значения средней по слою спиральности в АПС близки к теоретическим оценкам турбулентной спиральности и составляют примерно 0,02-0,12 $м/с^2$.

Проведено исследование возможности применимости формулы (24), для идеализированной экмановской модели, для оценки интегральной спиральности. Результаты, представленные на рис. 3.11, иллюстрируют хорошую корреляцию

рассчитанной интегрированием (23) интегральной спиральности ($H_{int}(23)$) и полусуммы квадратов компонент геострофической скорости ветра (H_{int}); для экмановского пограничного слоя зависимость между двумя этими величинами впервые показана в [Курганский М.В., 1989]. Коэффициенты корреляции для Калмыкии и Цимлянска рассчитаны для каждого случая и близки к единице. На рис. 3.11 показаны результаты для 29, 30 и 31 июля 2007 года, Калмыкия: $r_{29\ 10:00-20:00} = 0{,}87$; $r_{30\ 10:00-15:00} = 0{,}74$; $r_{31\ 09:00-15:00} = 0{,}85$; 4, 9, 15 августа 2012 года, Цимлянск: $r_{4\ 08:00-16:00} = 0{,}79; r_{9\ 00:00-02:00} = 0{,}91; r_{9\ 09:00-16:00} = 0{,}93; r_{15\ 12:00-21:00} = 0{,}72$.

Интегральная спиральность, рассчитанная по формуле (24) сравнивается с результатами расчетов модели WRF. Результаты выборочно показаны в Таблице 5 и на рис. 3.12 для 29 июля 2007 г. Здесь $U'_G,\ V'_G,\ H'_{int}(WRF)$ – компоненты скорости геострофического ветра и интегральная спиральность, результаты WRF расчета с усвоением данных содара; $V_G, U_G, H_{int}(WRF)$ – компоненты скорости геострофического ветра и интегральная спиральность, результаты WRF расчета без усвоения данных содара; H_{int} – полученное ранее значение интегральной спиральности.

Таблица 5. Результаты расчета на WRF. Сравнение значений интегральной спиральности

UTC+4:00	U_G'	V_G'	U_G	V_G	H_{int}'(WRF)	H_{int}	H_{int}(WRF)
9:00:00	5,430	1,647	3,911	-4,371	16,099	11,344	17,199
10:00:00	6,191	-0,531	3,625	-3,703	19,308	11,548	13,427
11:00:00	4,942	3,448	7,325	0,050	18,155	18,161	26,828
12:00:00	1,080	-3,467	-5,764	-0,527	6,592	10,179	16,750
18:00:00	-2,743	1,890	3,753	-1,446	5,548	3,704	8,089

В целом, результаты расчетов с усвоением данных содара показывают более близкие к найденным ранее оценочным значениям спиральности, чем результаты расчетов без усвоения данных содара.

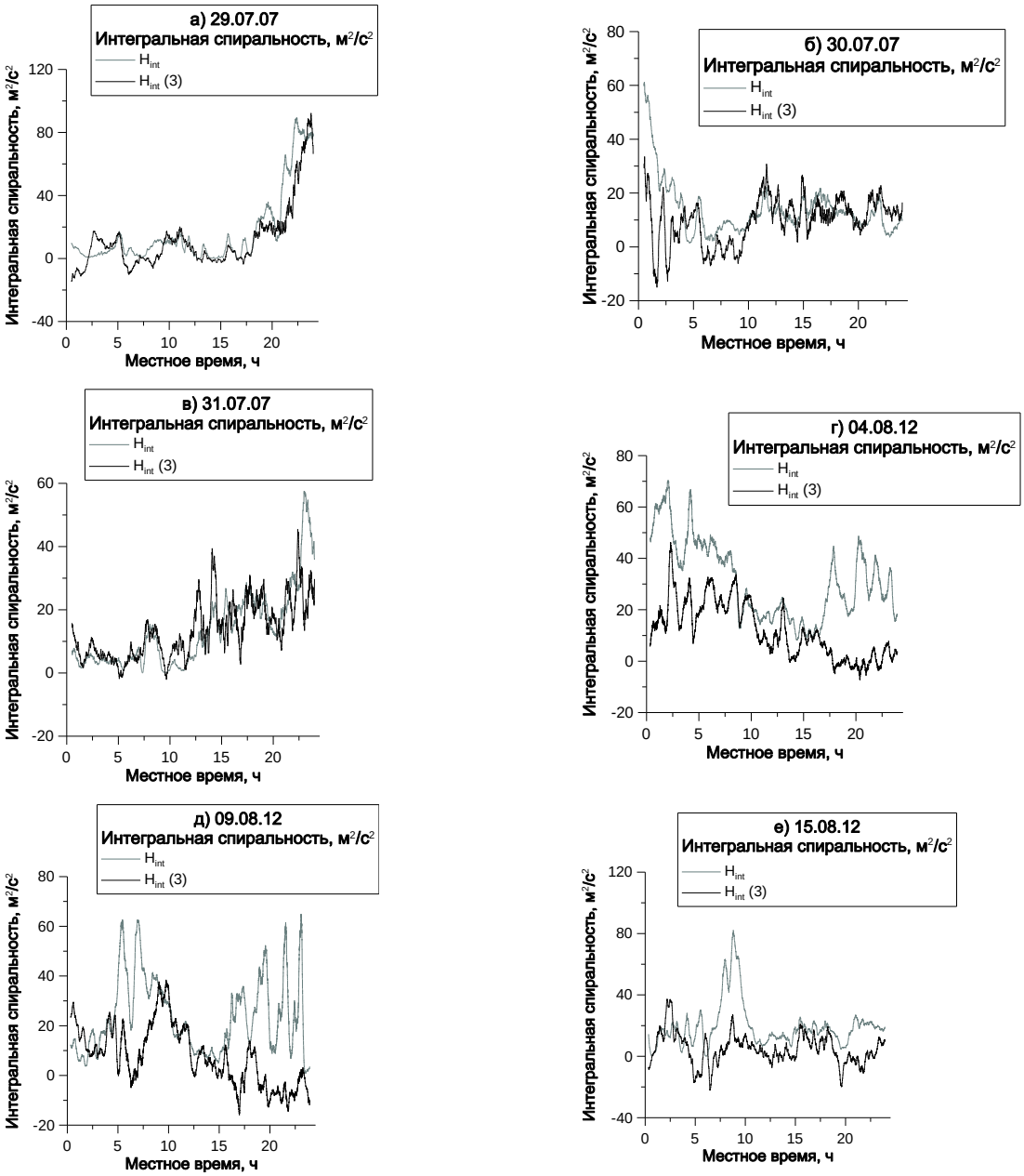


Рис. 3.11. Связь интегральной спиральности $H_{int}(23)$ и суммы квадратов компонент геострофической скорости ветра H_{int} для 29 (а), 30 (б) и 31 (в) июля 2007 г., Калмыкия; 4 (г), 9(д), 15(е) августа 2012 г., Цимлянск

Детальное исследование субмезомасштабных когерентных структур (стриков), а также представление их скоростей и спиральности, по результатам обработки данных акустического зондирования приведено в Главе 4.

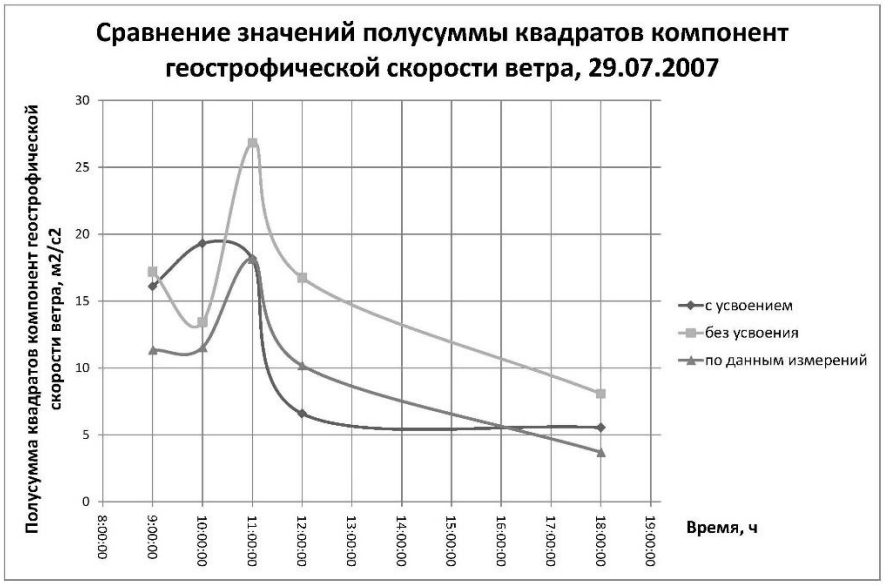


Рис. 3.12. Результаты расчета на WRF. Сравнение значений полусуммы квадратов компонент геострофической скорости ветра, Калмыкия, 29.07.2007

3.3. Практическое применение спиральности. Диагностический и прогностический смысл спиральности как полезной дополнительной физической/гидродинамической характеристики атмосферной циркуляции на примере случаев полярных мезоциклонов 2013 г.

3.3.1. Краткая характеристика объекта исследования

Данные о полярных мезоциклонах (ПМЦ) появились во второй половине XX века [Harley D.G. 1960]. Более обширная информация об интенсивных мезоциклонах в полярных широтах стала доступной при использовании спутниковых изображений облачного покрова [Заболотских Е.В. и др., 2015]. Начиная с 2000 гг. заметно возрастает количество публикаций по исследованию ПМЦ, в частности, статьи 2008, 2014 гг., иллюстрирующие аналогию между ПМЦ и тропическими ураганами [Голицын Г.С., 2008].

ПМЦ являются одними из наиболее опасных явлений в полярных широтах, в силу специфики циркуляции океана и атмосферы в северной Атлантике и прилегающим к ней морям Ледовитого океана. Интенсивные ПМЦ вызывают экстремальные погодные условия, штормовые волнение и ветер, обледенение

судов и сооружений, снежные заряды. Учет экстремальных ситуаций, связанных с ПМЦ, важен при проектировании и строительстве промышленных объектов в высоких широтах и для обеспечения морских транспортных операций [Rasmussen E.A. and Turner J., 2003, Луценко Э.И. и Лагун В.Е., 2011].

Интегральные характеристики ПМЦ исследуются на примере интенсивного ПМЦ над поверхностью Норвежского и Баренцева моря в период с 29 по 31 марта 2013 года.

Причинами возникновения выбранного мезоциклона можно назвать бароклинный форсинг, ответственный за генерацию большинства вихрей; конвекцию, играющую важную роль в Северном полушарии, в котором разница турбулентных потоков явного и скрытого тепла в различных регионах и перепад температуры между приповерхностным воздухом и морской поверхностью довольно велики, как, например, в Баренцевом море. Орография влияет на мезоциклоны данной области незначительно. Типичная скорость перемещения циклонических мезовихрей достигает 50 км/час, при приближении к суше они быстро теряют интенсивность; изредка встречаются малоподвижные ПМЦ. Характерное время жизни ПМЦ составляет порядка суток [Луценко Э.И. и Лагун В.Е., 2011].

Предположительно, указанный вихрь синоптического масштаба между норвежским побережьем и Шпицбергеном образовался как система «мгновенной окклюзии». Схема предполагает образование мезоциклона при взаимодействии отрицательной аномалии давления и вторичной бароклинной зоны, стационарного фронта или фронта окклюзии. Эти циклоны по модели образования и морфологическим признакам системы облачности можно отнести к типу «облачная запятая» (западнее) и «облачная спираль» (восточнее) [Вереземская П.С., 2016].

3.3.2. Описание исследуемых характеристик и численной модели

Проводится вычисление интегральных характеристик ПМЦ, в частности геопотенциала, энергии и спиральности, с использованием данных ре-анализа

(ECMWF), результатов численного моделирования в мезомасштабной атмосферной модели WRF (версия 3.6.1), их сравнение с экспериментальными данными. Данные по выбору сетки и схем параметризации представлены в Таблице 6.

Таблица 6. Параметры сетки и выбранные схемы параметризации в модели WRF-ARW.

Run time	01.03.2013 00 UTC-31.03.2013 18 UTC
Number of domains	2
Simulation Domains (parent/nest)	50°N – 90°N, 30°W – 70°E / 60°N – 90°N, 0°E – 60° E
Map projection	Polar
Grid distance	10 000 м (10 км)/3333 m (3,333 km)
Full south-north dimension	327/109
Full east-west dimension	270/90
Full vertical dimension	50
Time step	60 sec
Longwave Radiation	CAM/CAM (Community atmosphere model, W. D. Collins et al., 2004)
Surface Layer	Monin-Obukhov (Zilitinkevitch)
Land Surface Model	Noah, (Chen et al., 2001)
Planetary Boundary Layer	Схема Меллора-Ямады и Янича (Janjic, 1994, MWR)

3.3.3. Результаты

Изначально хорошая корреляция между интегральной спиральностью и полусуммой квадратов компонент геострофической скорости ветра была замечена для данных, полученных при содарных измерениях в Калмыкии и Цимлянске, на верхних уровнях зондирования. Это позволило использовать данные по этим скоростям для построения глобальных или региональных полей спиральности, существенно упрощая процесс построения. Вычисление существующих показателей интенсивности циклонов, таких как относительная спиральность (Storm-relative environmental helicity, storm-relative helicity), индекс спиральности, требует значительных временных затрат.

Используя вышесказанные выводы об аналогии спиральности и ее оценки через компоненты квадратов скоростей геострофического ветра, выберем критерий оценки спиральности как интегральной, площадной характеристики, относящейся

к целостным вихревым образованиям, как осредненный по некоторой предварительно выбранной площади параметр: $H_{den}(x_i, y_i) = \frac{1}{2HGT}\left({U_G}^2 + {V_G}^2\right)$.

Площадь охватывает всю последующую область действия ПМЦ. Анализируются данные ECMWF над поверхностью Норвежского и Баренцева моря, 01.03.13 – 31.03.13. Результаты для уровня 975 гПа представлены на рис. 3.13. Видно, что в период жизни (действия) циклонических (или иных вихревых) образований, локальные минимумы геопотенциала соответствуют локальным максимумам оценки спиральности. Падение значения оценки спиральности связывается с отсутствием циклонов. Перед формированием ПМЦ начинается рост оценки спиральности, где-то с 25.03.2013. Затем ПМЦ начинает окклюдировать, границы его расширяются, вращение замедляется, и значение оценки спиральности падает. Ближе к концу анализируемого периода ПМЦ концентрируется в рассматриваемой области, и оценка спиральности снова возрастает. Локальные изменения спиральности граничат с фронтом циклона.

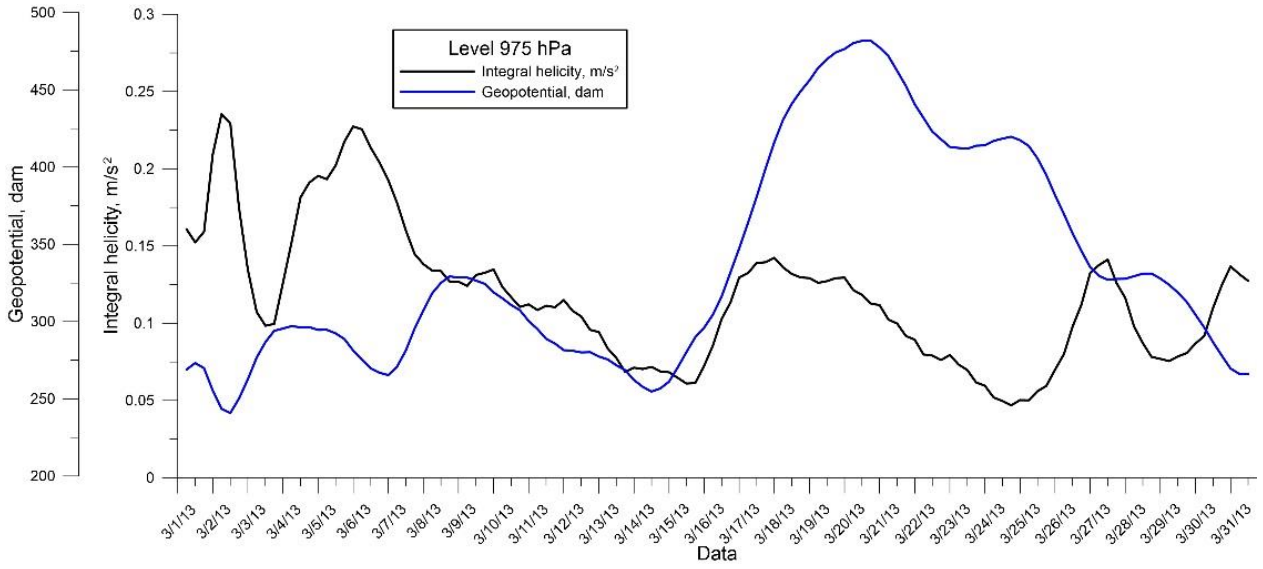


Рис. 3.13. Спиральность и геопотенциал по данным ECMWF на уровне 975 гПа, 2013 г.

Результаты моделирования при помощи WRF-ARW модели показаны на рис. 3.14. Относительное изменение геопотенциала и оценки спиральности по выбранному выше критерию имеют подобный вид по сравнению с графиком, полученным при использовании данных реанализа ECMWF. На рис. 3.15 заметна

хорошая корреляция хода оценки спиральности для данных ECMWF и хода результатов моделирования на WRF.

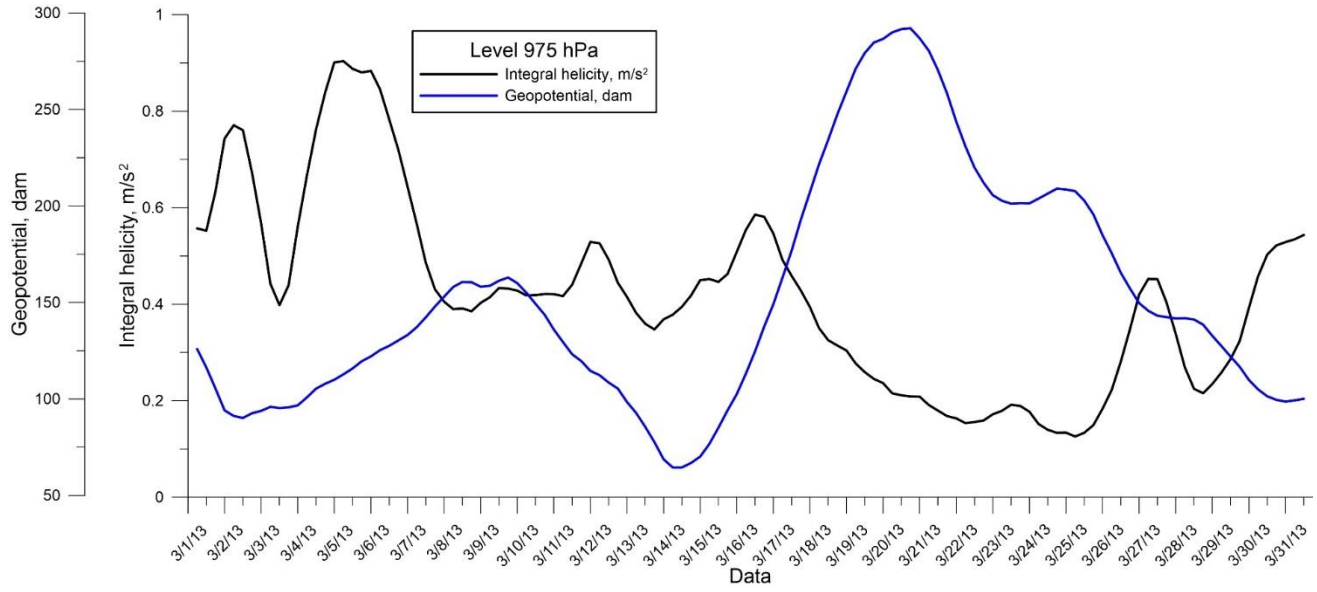


Рис. 3.14. Спиральность и геопотенциал по данным WRF-ARW на уровне 975 гПа, 2013 г.

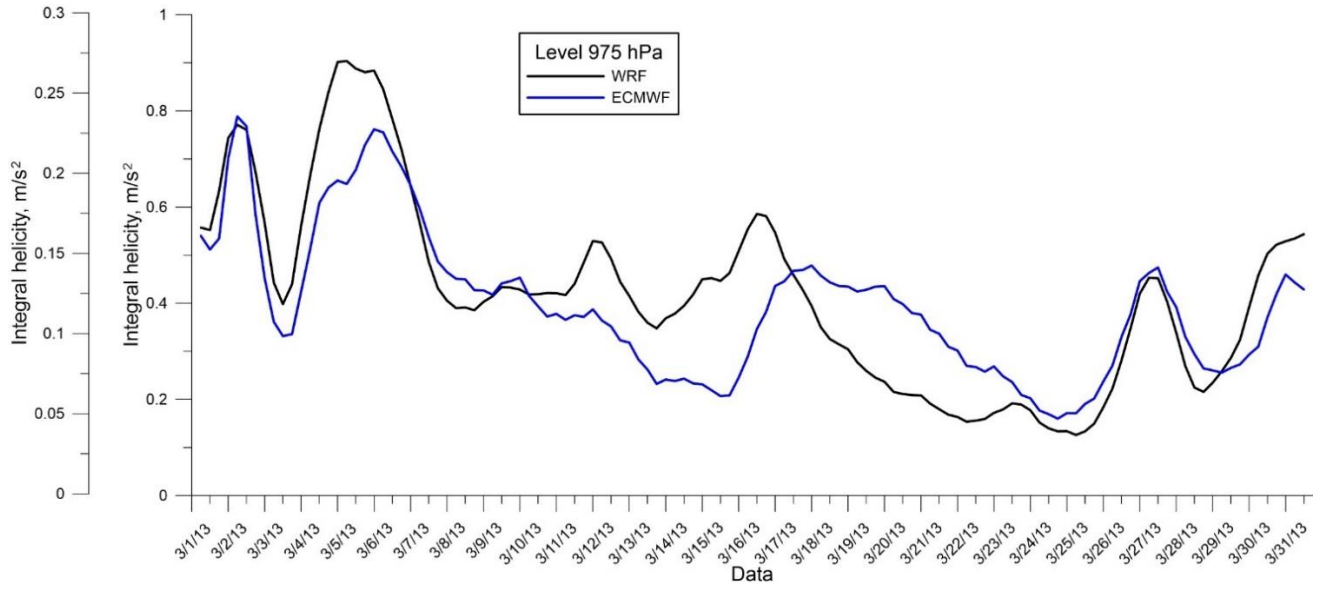


Рис. 3.15. Сравнение хода спиральности по данным ECMWF и по результатам WRF на уровне 975 гПа, 01.03.2013-31.03.2013 г.

Выбранный критерий оценки спиральности может иметь прогностический/ диагностический смысл как полезная дополнительная физическая/гидродинамическая характеристика атмосферных движений.

Аналогичные результаты были получены и для случая установления блокирующего антициклона 2010 г. над районом Московской области.

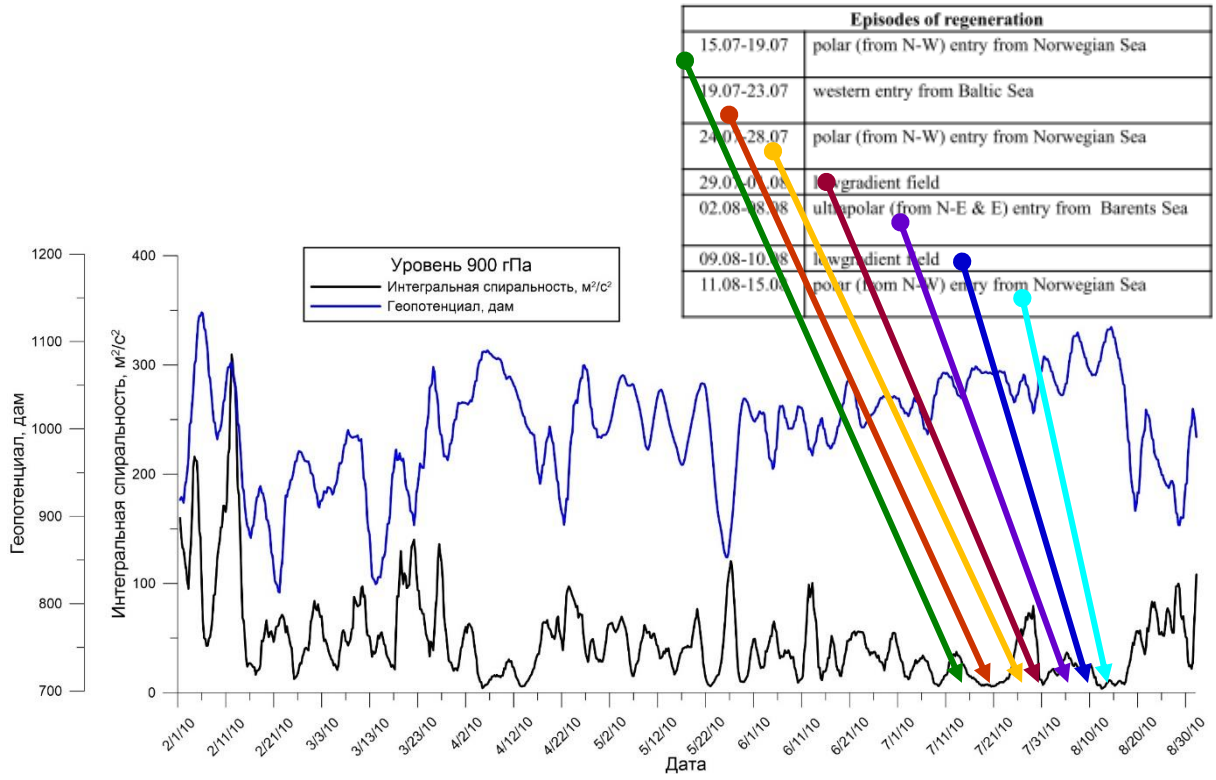


Рис. 3.16. Спиральность и геопотенциал по данным ECMWF на уровне 900 гПа, 01.02.2010-01.09.2010. Блокирующий антициклон над Московской областью, 2010 г.

3.4. Основные выводы к Главе 3

Сделано заключение, что турбулентная спиральность возникает вследствие вертикальной неоднородности каскадным образом и обусловлена наличием спиральности в крупномасштабных движениях. Найдено значение суперспиральности для эпизода наблюдений в Цимлянске, 8 августа 2012 г., и объяснено отрицательное значение спиральности в данный период наблюдений.

По результатам трех натурных экспериментов по акустическому зондированию атмосферного пограничного слоя, выполненных в ИФА им. А.М.Обухова РАН, получены значения спиральности крупномасштабных движений, лежащих в диапазоне абсолютных значений 0,3-0,6 м/с^2, и средней по слою спиральности в атмосферном пограничном слое – 0,02-0,12 м/с^2. На основе полученных данных, по градиентам скорости и известным значениям

турбулентных напряжений Рейнольдса возможно провести оценку коэффициентов полуэмпирической модели турбулентности, с параметризацией турбулентной спиральности [Пономарев В.М. и Чхетиани О.Г., 2005, Пономарев В.М. и др., 2007].

Показана связь средней по слою спиральности и кинетической энергии.

В условиях отсутствия сильной конвекции обнаружена хорошая корреляция хода интегральной спиральности с ходом квадрата скорости ветра на верхних уровнях зондирования (400-600 м), правомерно при данных условиях заменяющего в нашем исследовании ход квадрата скорости геострофического ветра. Это позволяет упростить процедуру построения глобального и регионального поля спиральности, в частности, при решении прогностических задач. Эмпирические значения интегральной спиральности верифицировались при помощи открытой исследовательской негидростатической мезомасштабной атмосферной модели WRF с использованием усвоения данных акустического зондирования.

Спиральность может иметь прогностический/ диагностический смысл как полезная дополнительная физическая/гидродинамическая характеристика атмосферных движений.

ГЛАВА 4. СУБМЕЗОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

4.1. Рост оптимальных возмущений в экмановском слое

Ниже мы рассмотрим развитие оптимальных возмущений вблизи поверхности в экмановском слое. Оптимальные возмущения, испытывающие интенсивный алгебраический рост за конечные промежутки времени, связаны с несамосопряженностью оператора линеаризованной задачи на возмущения. Такие условия, как выяснилось, относятся к значительной части встречаемых в природе и технике течений [Бойко А. В. и др., 1999]. Они играют заметную роль в развитии турбулентности и структур в сдвиговых течениях и течениях пограничного слоя [Бойко А. В. и др., 1999, Schmid P. J. and Henningson D. S., 2001, Bordag L.A. et al. 2005]. Оптимальные возмущения играют важную роль и в динамике атмосферной циркуляции [Farrell B. F. 1982,1989; Калашник М.В., 2009]. С ними связаны также неопределенности в атмосферных прогнозах [Buizza R. and Palmer T.N., 1995]. В атмосферном пограничном слое впервые их анализ был выполнен Р.Фостером [Foster R.C., 1997]. Также можно отметить исследование оптимальных возмущений в стратифицированном экмановском слое [Hibono K. et al., 2012]. В пограничном слое их называют стриками, как и в сдвиговых течениях. С ними связаны наблюдаемые в низкочастотной части спектры флуктуаций скорости с показателем -1 [Кадер Б.А., 1988, Kader B.A. et al. 1989, Kader B.A. and Yaglom F/M, 1991, Drobinski P. et al., 2004, Копров Б.М. и др., 2005]. Физика такой формы спектра относительно проста и приводится в [Таунсенд А.А., 1955]. Действительно, при сильном сдвиге характерное обратное время τ^{-1} для флуктуаций поля скорости определяется градиентом поля скорости $S = \frac{dU}{dz}$, и оно оказывается много больше времени оборота вихря с волновым числом k - $\tau(k) \sim (kv(k))^{-1}$. Тогда спектр энергии

оказывается обратно пропорционален волновому числу $E(k)\sim \frac{dv^2(k)}{dk}\approx \varepsilon(Sk)^{-1}$ (ε диссипация энергии).

Рассмотрим безразмерные уравнения для возмущений поля скорости и температуры в экмановском пограничном слое

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\partial u}{\partial t}+V\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial U}{\partial z}\right)=\Delta u-2\frac{\partial \psi}{\partial z}, \tag{25}$$

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\partial \Delta\psi}{\partial t}+V\frac{\partial \Delta\psi}{\partial y}-\frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}-Ri\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)=\Delta^2\psi+2\frac{\partial u}{\partial z}. \tag{26}$$

$$\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Re}\cdot\left(\frac{\partial \theta}{\partial t}+V\frac{\partial \theta}{\partial y}+\frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial T}{\partial z}\right)=\Delta\theta \tag{27}$$

Здесь $\Delta=\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ двумерный оператор Лапласа. ψ - функция тока, так что поперечная и вертикальная скорости имеют вид.

$$v=-\frac{\partial \psi}{\partial z}, w=\frac{\partial \psi}{\partial y}.$$

В качестве масштаба обезразмеривания толщина экмановского слоя $h=\left(\frac{\nu_t}{\Omega_0}\right)^{1/2}$, где ν_t - турбулентная вязкость, Ω_0 = параметр Кориолиса.

Число Рейнольдса - $\mathrm{Re}=\frac{\mathcal{U}_G h}{\nu_t}=\frac{\mathcal{U}_G}{(\nu_t\Omega_0)^{1/2}}$, определено по турбулентной вязкости. Здесь: $\mathcal{U}_G$ - скорость геострофического ветра.

Pr – турбулентное число Прандтля (1∼1.2).

$\mathrm{Ri}=\frac{g}{T_s}\frac{\partial T}{\partial z}\frac{h^2}{\mathcal{U}_G}=\frac{g}{T_s}\frac{\partial T}{\partial z}\frac{\nu_t}{\Omega_0\mathcal{U}_G}$ - число Ричардсона (0.001∼0.04).

δT- разность температур, T_s - температура поверхности. Число Рэлея определяется следующим образом: $\mathrm{Ra}=\mathrm{Re}^2\cdot\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Ri}$.

Время обезразмерено на $T=\frac{h}{\mathcal{U}_G}=\frac{1}{\mathrm{Re}\Omega_0}$. Соответственно при разных числах Рейнольдса мы будем иметь следующие масштабы временной шкалы:

Re	1	10	20	50	100	1000
T(сек)	10^4	10^3	5×10^2	2×10^2	10^2	10

U,V – компоненты экмановского профиля, φ – угол, на который осуществлен поворот системы координат, для рассмотрения возмущений ориентированных

повернутых по отношению к скорости геострофического ветра [Lilly D.K., 1966; Пономарев В.М. и др., 2003]

$$U = \cos(\varphi) - \exp(-z)\cos(z+\varphi), \quad (28)$$

$$V = -\sin(\varphi) + \exp(-z)\sin(z+\varphi). \quad (29)$$

Стрики возникают в нижней части пограничного слоя. Тогда из разложения профиля скорости вблизи $z = 0$ получаем:

$$V \approx z(\cos(\varphi) - \sin(\varphi)),$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} \approx (\cos(\varphi) + \sin(\varphi)) - 2z\sin(\varphi) \approx (\cos(\varphi) + \sin(\varphi)),$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \approx -2\cos(\varphi) + 2z(\cos(\varphi) + \sin(\varphi)) \approx -2\cos(\varphi).$$

То есть можно полагать

$$V = V_1 z, \frac{\partial U}{\partial z} \approx U_1, \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \approx -V_2.$$

Уравнения для возмущений принимают вид:

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\partial u}{\partial t} + V_1 z\frac{\partial u}{\partial y} + U_1\frac{\partial \psi}{\partial y}\right) = \Delta u - 2\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (29)$$

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\partial \Delta\psi}{\partial t} + V_1 z\frac{\partial \Delta\psi}{\partial y} + V_2\frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \mathrm{Ri}\frac{\partial \theta}{\partial y}\right) = \Delta^2\psi + 2\frac{\partial u}{\partial z}, \quad (30)$$

$$\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Re}\cdot\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + V_1 z\frac{\partial \theta}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial T}{\partial z}\right) = \Delta\theta. \quad (31)$$

Рассмотрим также окрестность точки перегиба ($z_i = \frac{\pi}{2} - \varphi$), определяющую одну из развивающихся в экмановском слое неустойчивостей [Lilly D.K., 1966]. Вблизи точки перегиба разложения компонент поля скорости имеют вид (здесь z представляет собой отклонение от z_i):

$$V \approx e^{-\frac{\pi}{2}+\varphi} - 2e^{-\frac{\pi}{2}+\varphi}z,$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} \approx -e^{-\frac{\pi}{2}+\varphi},$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \approx 2e^{-\frac{\pi}{2}+\varphi}z.$$

Как мы видим, здесь мы можем использовать представление скоростей и их градиентов в виде

$$V = V_0 - V_1 z, \frac{\partial U}{\partial z} = -V_0, \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = V_1 z,$$

$$V_0 = e^{-\frac{\pi}{2}+\varphi}, V_1 = 2V_0.$$

Соответственно, уравнения для возмущений имеют вид:

$$Re\left(\frac{\partial u}{\partial t} + (V_0 - V_1 z)\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y}V_0\right) = \Delta u - 2\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (33)$$

$$Re\left(\frac{\partial \Delta\psi}{\partial t} + (V_0 - V_1 z)\frac{\partial \Delta\psi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y}V_1 z - \mathrm{Ri}\frac{\partial \theta}{\partial y}\right) = \Delta^2\psi + 2\frac{\partial u}{\partial z}, \quad (34)$$

$$\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Re}\cdot\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + (V_0 - V_1 z)\frac{\partial \theta}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial y}\cdot\frac{\partial T}{\partial z}\right) = \Delta\theta. \quad (35)$$

Рассматривая далее в нижней части пограничного слоя (при малых z) возмущения в виде:

$$u = u(t)\exp\big(i(\alpha y + \beta(t)z)\big), \quad (36)$$

$$\psi = \psi(t)\exp\big(i(\alpha y + \beta(t)z)\big), \quad (37)$$

выпишем уравнения

$$\mathrm{Re}\left(\frac{\partial u(t)}{\partial t} + iz\left(\frac{\partial \beta(t)}{\partial t} + \alpha V_1\right)u(t) + i\alpha U_1\psi(t)\right) =$$

$$= -\big(\alpha^2 + \beta^2(t)\big)u(t) - 2i\beta(t)\psi(t), \quad (38)$$

$$\mathrm{Re}\left(-\frac{\partial\big(\alpha^2+\beta^2(t)\big)\psi(t)}{\partial t} - i\big(\alpha^2 + \beta^2(t)\big)z\left(\frac{\partial \beta(t)}{\partial t} + \alpha V_1\right)\psi(t) + i\alpha\psi V_2 - i\alpha\mathrm{Ri}\theta\right)$$

$$= \big(\alpha^2 + \beta^2(t)\big)^2\psi + 2i\beta(t)u, \quad (39)$$

$$\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Re}\cdot\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + iz\left(\frac{\partial \beta(t)}{\partial t} + \alpha V_1\right)\theta + i\alpha\Psi\cdot\frac{\partial T}{\partial z}\right) = -\big(\alpha^2 + \beta^2(t)\big)\theta. \quad (40)$$

Волновой вектор $\beta(t)$ определяется уравнением

$$\frac{\partial \beta(t)}{\partial t} = -\alpha V_1 \quad (41)$$

и линейно зависит от времения как $\beta(t) = \beta(0) - V_1\alpha t$.

Такое представление позволяет исключить неоднородность по вертикальной координате из уравнений. Мы не интересуемся границами, а рассматриваем возможность роста возмущений в нижней части АПС, обусловленного наличием сдвига и влияния силы Кориолиса. Строгое решение задачи включает исследование псевдоспектров [Foster R.C., 1996; Hibono K. et al., 2012], тогда как подобный "локальный" анализ позволяет увидеть основные динамические процессы и

оценить тенденции и зависимости роста таких возмущений от основных параметров течения. Можно вспомнить также приближенный анализ устойчивости экмановского слоя, выполненный в [Lilly D.K., 1966], давший неплохие оценки для масштаба возмущений и сильно завышенные для критиеского числа Рейнольдса.

Соответственно, уравнения для возмущений будут иметь вид

$$\frac{\partial u(t)}{\partial t} = \mathrm{Re}^{-1}\left(\alpha^2 + \beta^2(t)\right)u(t) - i(2\mathrm{Re}^{-1}\beta(t) + \alpha U_1)\psi(t), \qquad (42)$$

$$\mathrm{Re}\left(-\frac{\partial\left(\alpha^2+\beta^2(t)\right)\psi(t)}{\partial t} + i\alpha\psi V_2 - i\alpha\mathrm{Ri}\theta\right)$$

$$= \left(\alpha^2 + \beta^2(t)\right)^2\psi + 2i\beta(t)u, \qquad (43)$$

$$\frac{\partial\psi(t)}{\partial t} = \left(-\mathrm{Re}^{-1}\left(\alpha^2 + \beta^2(t)\right) + \frac{\alpha}{\left(\alpha^2+\beta^2(t)\right)}(2V_1\beta(t)\psi(t) + iV_2)\right)\psi(t) -$$

$$-\frac{i\alpha\mathrm{Ri}}{\left(\alpha^2+\beta^2(t)\right)}\theta - \frac{2i\mathrm{Re}^{-1}\beta(t)}{\left(\alpha^2+\beta^2(t)\right)}u(t), \qquad (44)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + i\alpha\Psi\cdot\frac{\partial T}{\partial z} = -(\mathrm{Pr}\cdot\mathrm{Re})^{-1}\left(\alpha^2 + \beta^2(t)\right)\theta. \qquad (45)$$

Аналитическое решение вышеприведенной системы достаточно громоздко, оно представляется через комбинацию полиномов Лежандра и мы его здесь не приводим.

Рассматривая возмущения при больших числах Рейнольдса получаем более простую систему:

$$\frac{\partial u(t)}{\partial t} = -i\alpha U_1\psi(t), \qquad (46)$$

$$\frac{\partial\psi(t)}{\partial t} = \frac{\alpha}{\left(\alpha^2+\beta^2(t)\right)}(2V_1\beta(t)\psi(t) + iV_2)\psi(t) - \frac{i\alpha\mathrm{Ri}}{\left(\alpha^2+\beta^2(t)\right)}\theta, \qquad (47)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = -i\alpha\Psi\cdot\frac{\partial T}{\partial z}.$$

Отметим, что хотя и кориолисовы члены здесь опущены вследствие нашего приближения, их влияние тем не менее учтено через градиенты компонента агеострофической скорости.

Рассмотрим случай нейтральной стратификации (Ri=0). В этом случае решение имеет достаточно простой вид:

$$u(t) = u(0) + \left(\alpha^2 + \beta^2(0)\right)\frac{U_1}{V_2}\left(1 - \exp\left(i\frac{V_2}{\alpha V_1}\left(\arctan\left(\frac{\alpha}{\beta(t)}\right) - \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - \arctan\left(\frac{\alpha}{\beta(0)}\right)\right)\right)\right)\psi(0), \qquad (48)$$

$$\psi(t) = \frac{\left(\alpha^2+\beta^2(0)\right)}{\left(\alpha^2+\beta^2(t)\right)}\exp\left(i\frac{V_2}{\alpha V_1}\left(\arctan\left(\frac{\alpha}{\beta(t)}\right) - \arctan\left(\frac{\alpha}{\beta(0)}\right)\right)\right)\psi(0). \qquad (49)$$

Для энергии возмущения $E(t) = u^2(t) + \left(\alpha^2 + \beta^2(t)\right)^2\psi^2(t)$ получаем

$$E(t) = \left(u(0) + \frac{U_1}{V_2}\left(\alpha^2 + \beta^2(0)\right)\psi(0)\right)^2$$

$$+\frac{\left(\alpha^2 + \beta^2(0)\right)^2}{\alpha^2 + \beta^2(t)}\psi(0)^2 + \frac{U_1^2}{V_2^2}\left(\alpha^2 + \beta^2(0)\right)^2\psi(0)^2$$

$$-2\frac{U_1}{V_2}\left(\alpha^2 + \beta^2(0)\right)\psi(0)\left(u(0) + \frac{U_1}{V_2}\left(\alpha^2 + \beta^2(0)\right)\psi(0)\right)\times$$

$$\times\cos\left(\frac{V_2}{\alpha V_1}\left(\arctan\left(\frac{\beta(t)}{\alpha}\right) - \arctan\left(\frac{\beta(0)}{\alpha}\right)\right)\right). \qquad (50)$$

На Рис. 4.1 показана динамика энергии с ростом числа Рейнольдса. Как видно, энергия возмущения нарастает за конечное время до заметных величин. Амплитуда растет с числом Рейнольдса. Также отметим увеличение амплитуды при неустойчивой стратификации.

При дальнейшем увеличении ее максимальное значение меняется уже слабо – амплитуда энергии при Re=1000 приближается к 19, по сравнению с 14 при Re=100 и практически не изменяется при Re=10000. Есть также зависимость максимальной амплитуды от угла ориентации возмущений по отношению к направлению геострофического ветра. К ней мы вернемся чуть ниже.

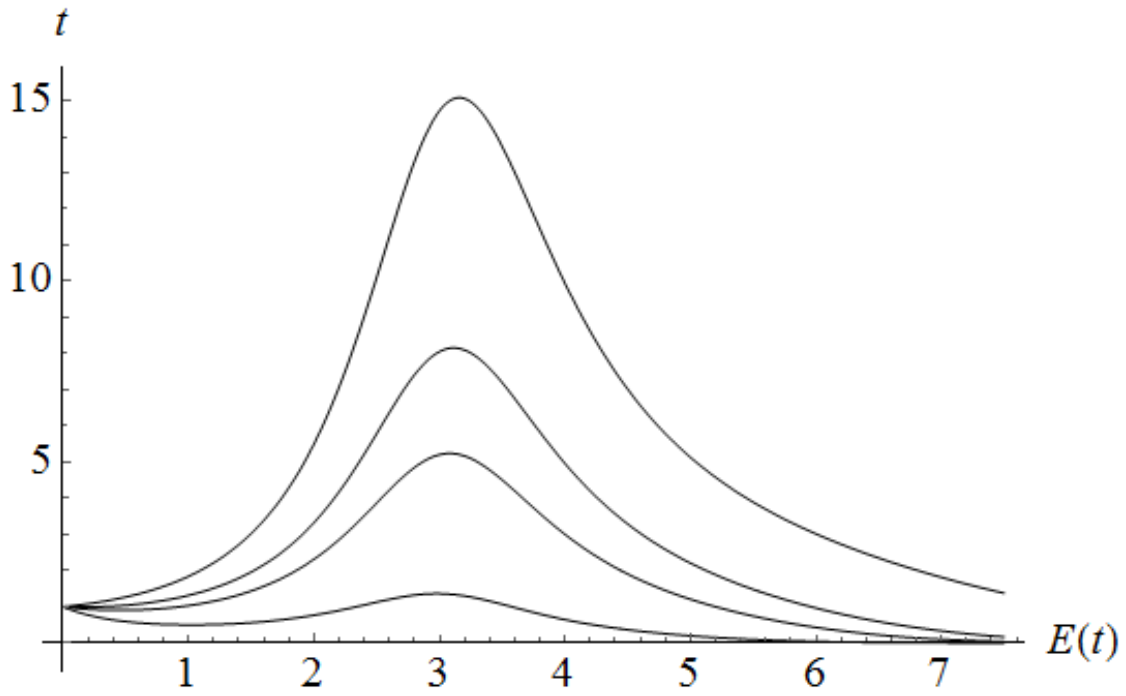


Рис. 4.1. Энергия возмущения. Числа Рейнольдса: 10, 20, 30, 100. $\alpha = 1, \beta(0) = 3, \varphi = 0, u\left(0\right) = \psi(0) = 1$.

Особый интерес представляет другая характеристика оптимальных возмущений, представляющая собой более общую, чем энергия и часто используемую при анализе оптимальных возмущений [Бойко А. В. и др. 1999, Schmid P.J. and Henningson D.S., 2001]. Она формулируется так – для фиксированного момента времени t найти начальное возмущение, для которого функционал $F = E(t)/E(0)$ принимает максимальное значение (Рис. 4.2). Это позволит нам определить характерные масштабы таких возмущений.

Здесь мы используем аналитическое выражение для энергии, полученное выше.

Начальное значение энергии имеет вид $E(0) = u^2(0) + \left(\alpha^2 + \beta^2(0)\right)^2 \psi^2(0)$

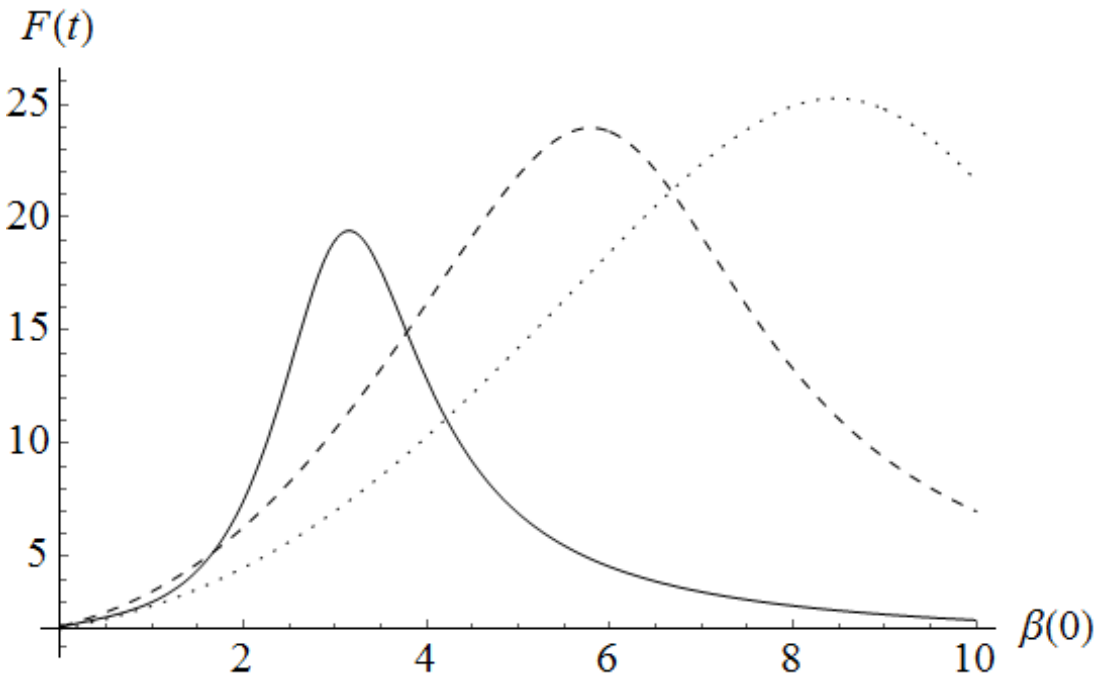


Рис. 4.2. Функция F. $\alpha = 1,2,3; \varphi = 0, u\left(0\right) = \psi(0) = 1, T = 3$.

Как мы видим из рис. 4.2 максимум F сдвигается по волновым числам с ростом α. Однако, для определения примерного масштаба стрика в нашей модели необхолимо рассмотреть еще зависимость от угла.

Для определения оптимальных масштабов стриков имеет смысл рассматривать решения системы (42)-(45) при конечных числах Рейнольдса. Построим далее линии уровня функции F на плоскости (β_0,φ) при различных волновых числах α, числах Рейнольдса и временах t.

Как видно из Рис.4.3-Рис.4.4 рост возмущения наблюдается уже при малых подпороговых числах Рейнольдса (10,20). Растут возмущения повернутые на отрицательный угол относительно направления геострофического ветра.

При увеличении числа Рейнольдса наблюдается уже рост оптимальных возмущений повернутых на положительный угол относительно направления ветра. Ниже приведены линии уровня при числах Рейнольдса Re=75,100 (рис. 4.5-4.6).

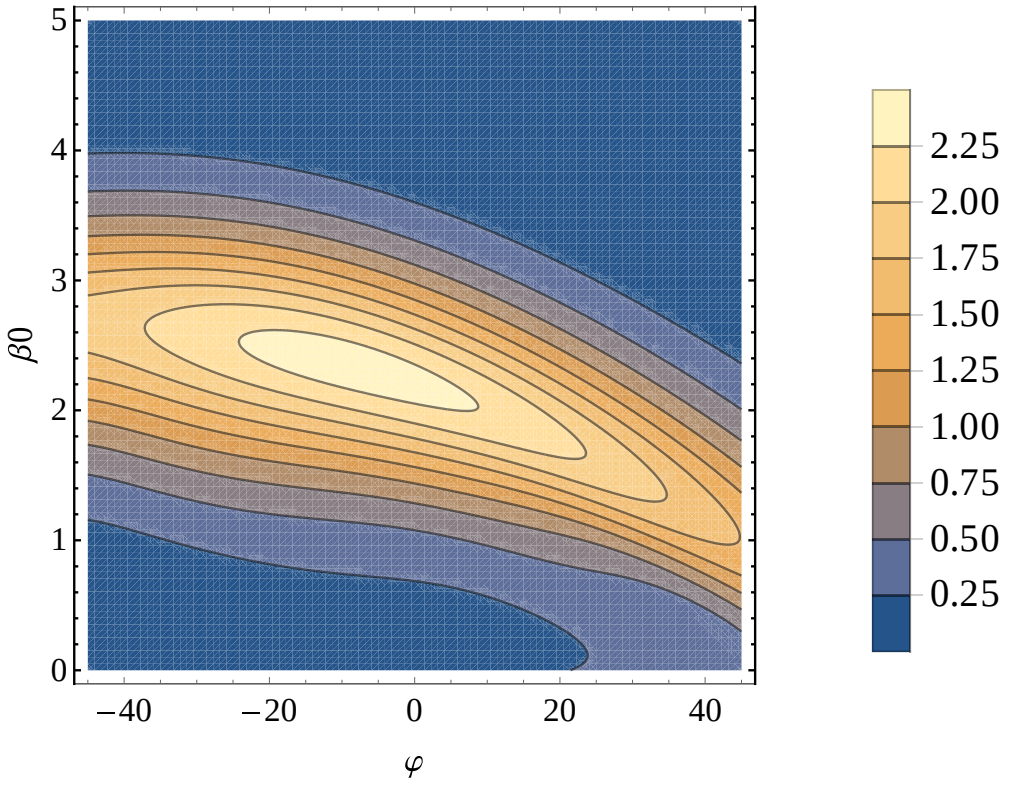


Рис 4.3. Функция F. $\mathrm{Re}=10;\alpha=1,u(0)=\psi(0)=1,T=2$.

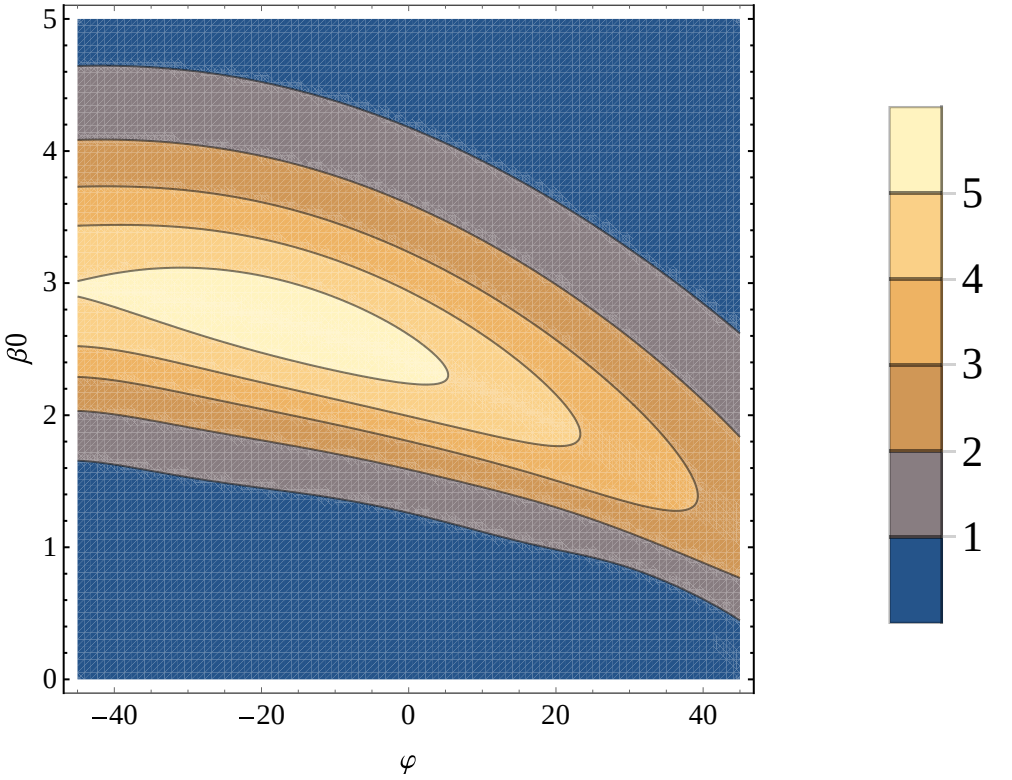


Рис 4.4. Функция F. $\mathrm{Re}=30;\alpha=1,u(0)=\psi(0)=1,T=2$.

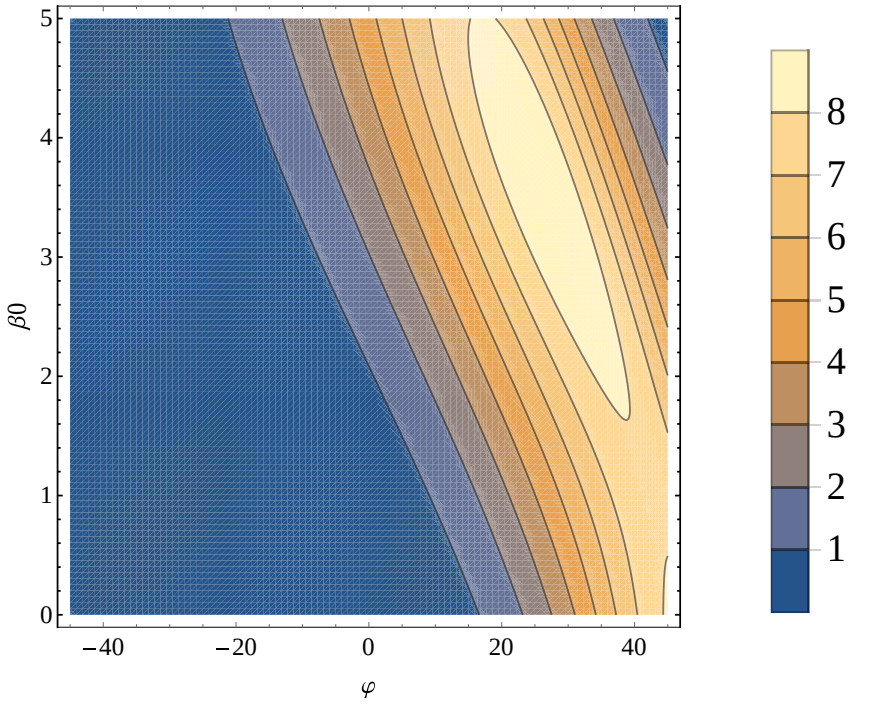


Рис 4.5. Функция F. $\mathrm{Re} = 75; \alpha = 3, u(0) = \psi(0) = 1, T = 3$.

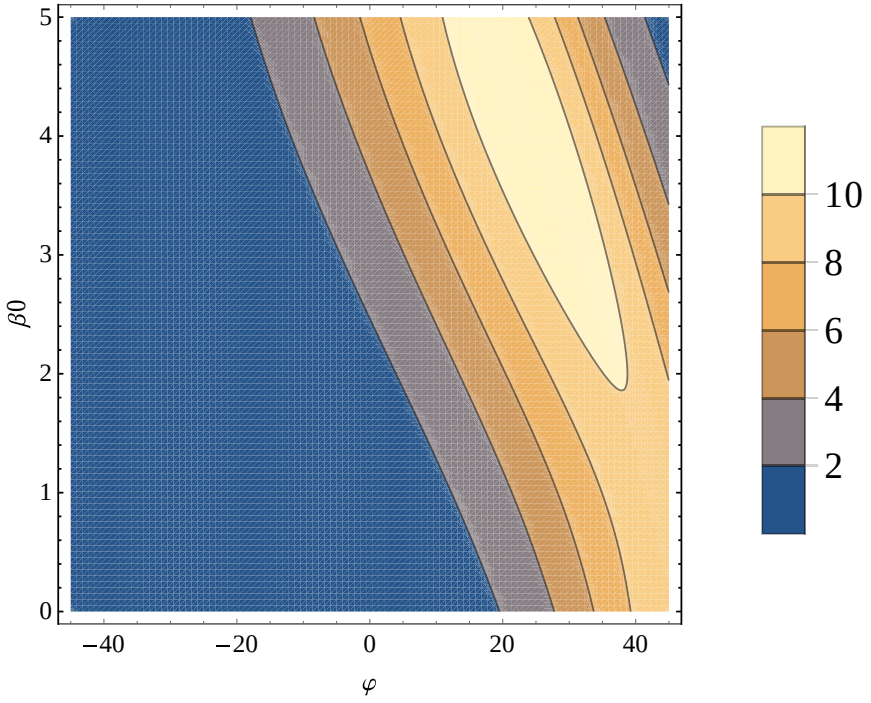


Рис 4.6. Функция F. $\mathrm{Re} = 100; \alpha = 3, u(0) = \psi(0) = 1, T = 3$.

На рис. 4.7 – 4.9 приведены линии уровня функции F на плоскости (β_0,ε) при различных волновых числах α и временах t уже при бесконечных числах Рейнольдса: α=1, t =3; α=2, t =1; α=3, t =3.

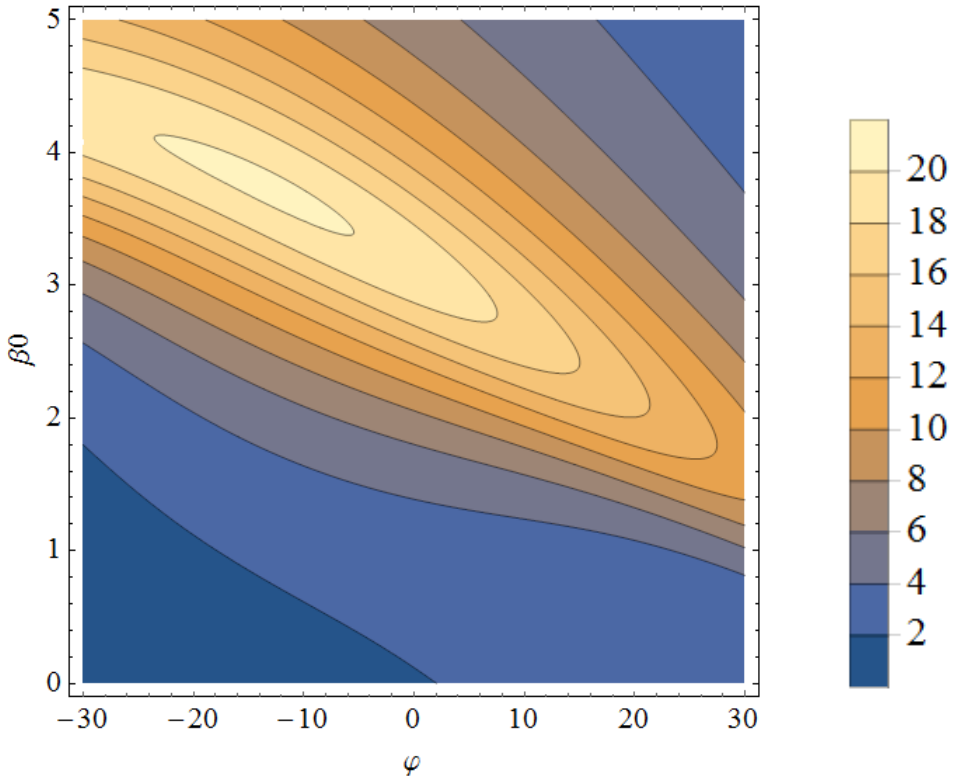


Рис 4.7. Функция F. $\alpha = 1, u(0) = \psi(0) = 1, T = 3$.

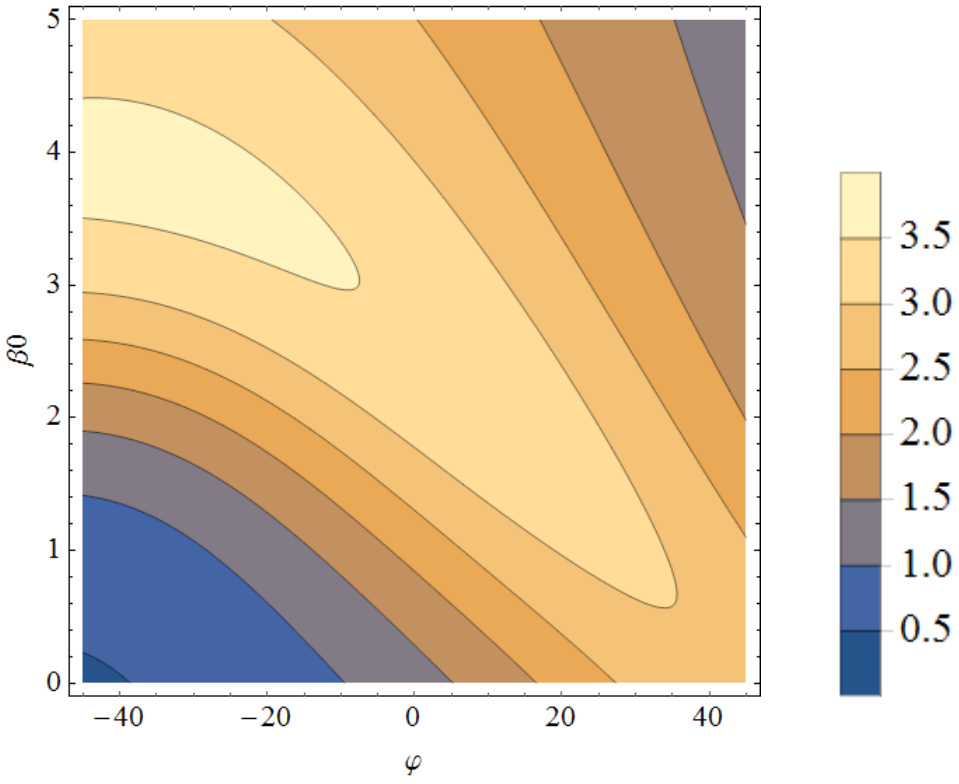


Рис 4.8. Функция F. $\alpha = 2, u(0) = \psi(0) = 1, T = 1$.

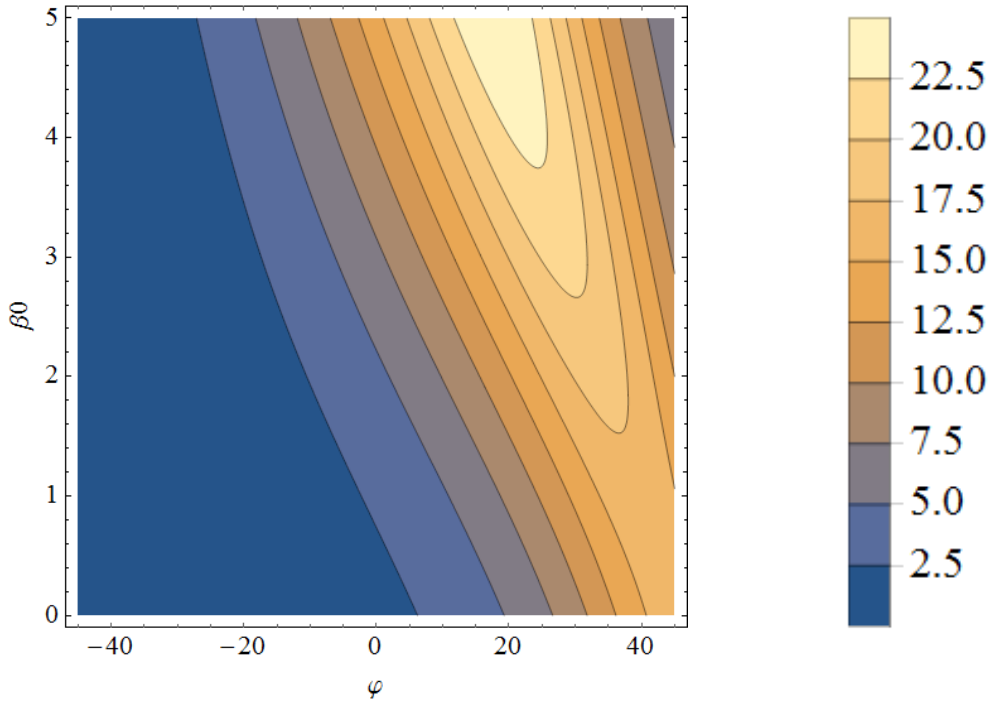


Рис 4.9. Функция F. $\alpha = 3, u(0) = \psi(0) = 1, T = 3$.

Как мы видим из рис. 4.7 – 4.9 при $\alpha = 1,2$ максимум роста соответствует возмущениям повернутым под углом -20 ÷ -30 по отношению к ветру с вертикальным волновым числом, близким к 4. При дальнейшем увеличении поперечного волнового числа $\alpha = 3$ максимум ориентирован уже под положительным углом по направлению к ветру и с вертикальным волновым числом 5. При значениях турбулентной вязкости 5 м/с^2 имеем оценки масштабов оптимальных возмущений в нижней части АПС 100-200 по вертикали и 300-600 по горизонтали. Это может рассматриваться как верхняя оценка масштабов стриков.

Выполним более детальное исследование масштабов оптимальных возмущений. Для этого решаем следующую задачу найти при каких значениях волновых чисел α, β_0 и угла φ оптимальная функция F принимает максимальное значение заданных значениях числа Рейнольдса Re и времени T . Время T выбиралось при значениях 1-5. Актуальность имеют значения 1-3, поскольку стрики формируются в АПС за времена порядка характерного экмановского времени, определяющего время перестройки АПС при изменениях внешних параметров. Числа Рейнольдса менялись от 10, при котором начинается рост

оптимальных возмущений до 10000. Получена таблица (таблица 7) со значениями всех параметров, наглядное представление которой приводится на рис.4.10 – 4.12.

Таблица 7. Значение параметров T, F_{opt}, α, β_0, φ при различных числах Рейнольдса Re

Re	T	F_{opt}	α	β_0	φ
10	1	2.06	0.91	1.50	-13.81
25	1	2.68	1.47	1.79	5.11
50	1	2.81	1.61	1.82	14.49
75	1	3.16	2.01	1.89	17.68
100	1	3.42	2.33	1.95	19.36
125	1	3.59	2.57	2.01	20.43
150	1	3.71	2.76	2.06	21.18
175	1	3.81	2.91	2.10	21.74
200	1	3.89	3.05	2.14	22.17
500	1	3.95	3.17	2.18	24.28
1000	1	4.32	4.1	2.53	25.20
10000	1	4.52	4.94	2.88	26.51
10	2	4.18	0.46	1.421	-47.844
25	2	5.89	0.58	1.804	-43.352
50	2	6.90	0.71	2.211	-37.502
75	2	8.00	2.07	3.295	12.199
100	2	8.98	2.33	3.473	13.795
125	2	9.73	2.53	3.630	14.536
150	2	10.33	2.68	3.769	14.968
175	2	10.83	2.82	3.894	15.252
200	2	11.25	2.94	4.008	15.453
500	2	13.81	3.82	4.932	16.226
1000	2	15.33	4.60	5.809	16.477
10000	2	18.24	8.31	10.187	16.760
10	3	6.97	0.31	1.32	-55.29
25	3	10.77	0.38	1.70	-49.15
50	3	13.04	0.46	2.04	-46.89
75	3	14.12	0.51	2.26	-46.14
100	3	14.80	0.55	2.44	-45.77
125	3	14.16	2.38	4.75	16.14
150	3	15.81	2.57	4.96	16.44
175	3	15.92	0.63	2.82	-45.04
200	3	18.50	2.84	5.33	16.52
500	3	27.00	3.70	6.73	16.07
1000	3	32.70	4.44	8.02	15.72
10000	3	44.87	7.94	14.32	15.06

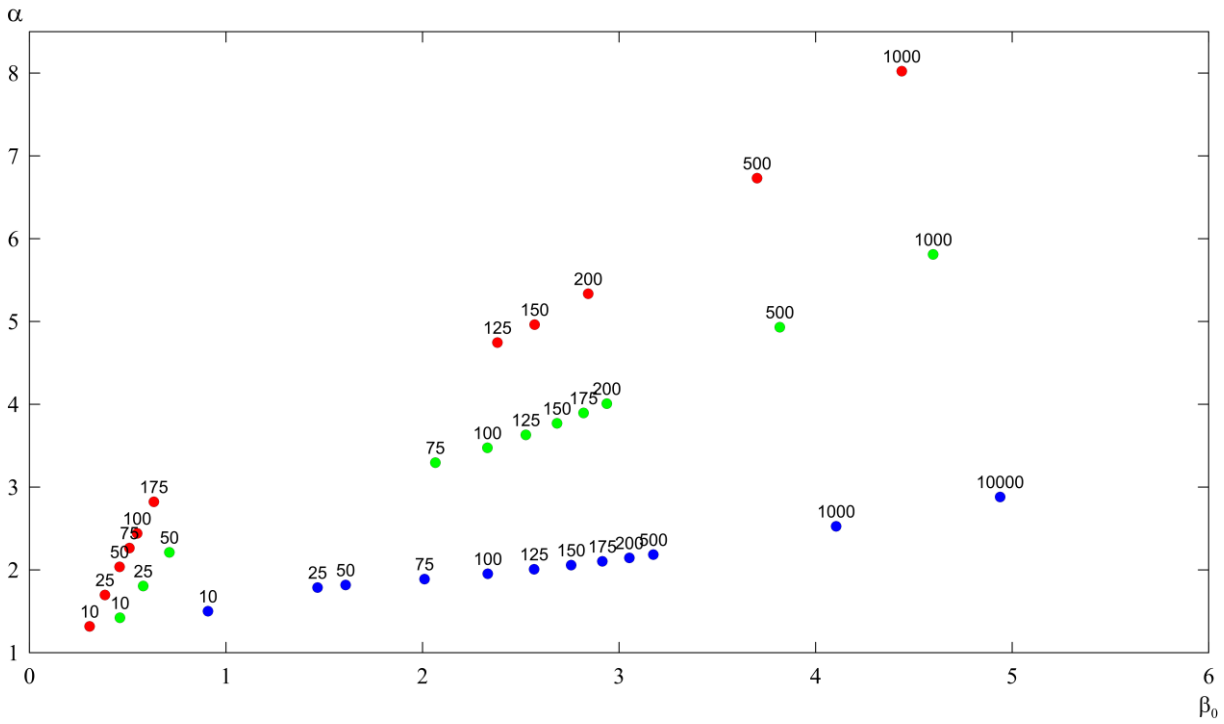


Рис 4.10. Волновые числа оптимальных возмущений α, β_0, при которых достигается максимальное значение F при изменении числа Рейнольдса. T=1 – синий цвет; T=2 – зеленый цвет; T=3 – красный цвет. Цифрами над символами приведены значения числа Рейнольдса

Мы не показываем точки, где значения волновых чисел $\alpha<1$, попадающие уже в область крупных масштабов и вряд ли реализуемых в условиях АПС. Этим возмущениям соответствует медленный рост и максимальные значения достигаются при больших значениях T. Подобные точки, отброшены и на нижних рисунках. На них представлены координаты оптимальных возмущений в плоскостях α, φ и β_0,φ.

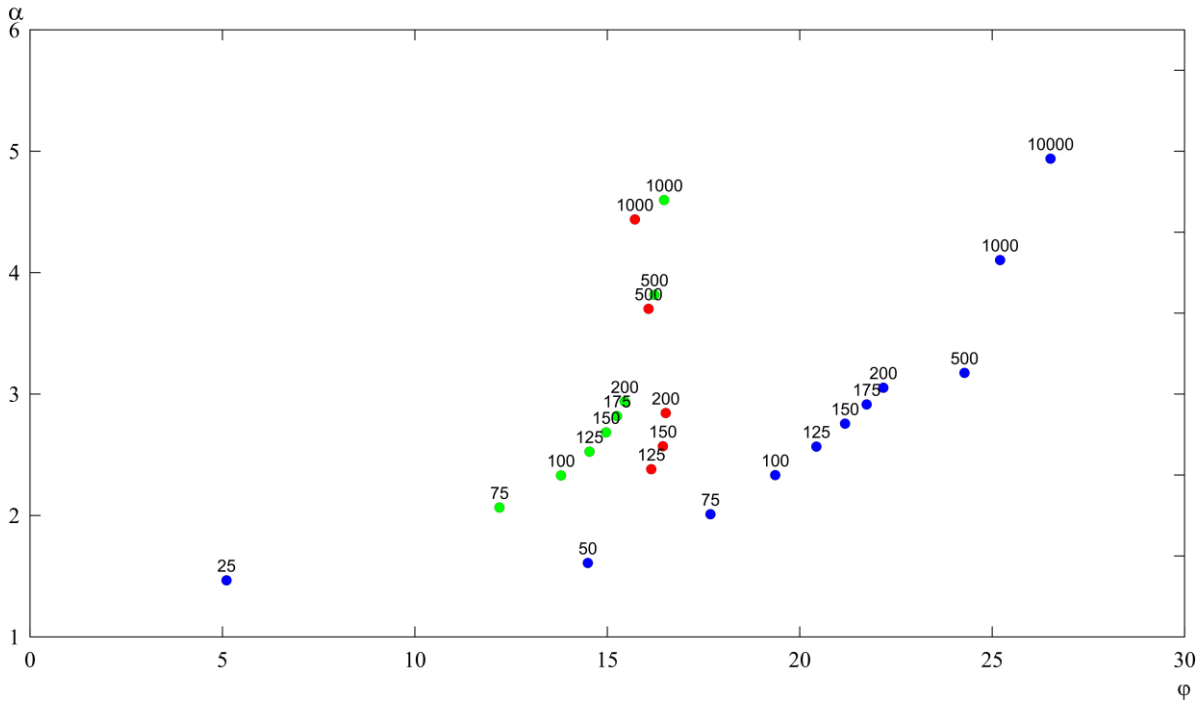


Рис 4.11. Горизонтальное волновое число оптимальных возмущений α и угол φ, при которых достигается максимальное значение *F* при изменении числа Рейнольдса. *T*=1 – синий цвет; *T*=2 – зеленый цвет; *T*=3 – красный цвет. Цифрами над символами приведены значения числа Рейнольдса

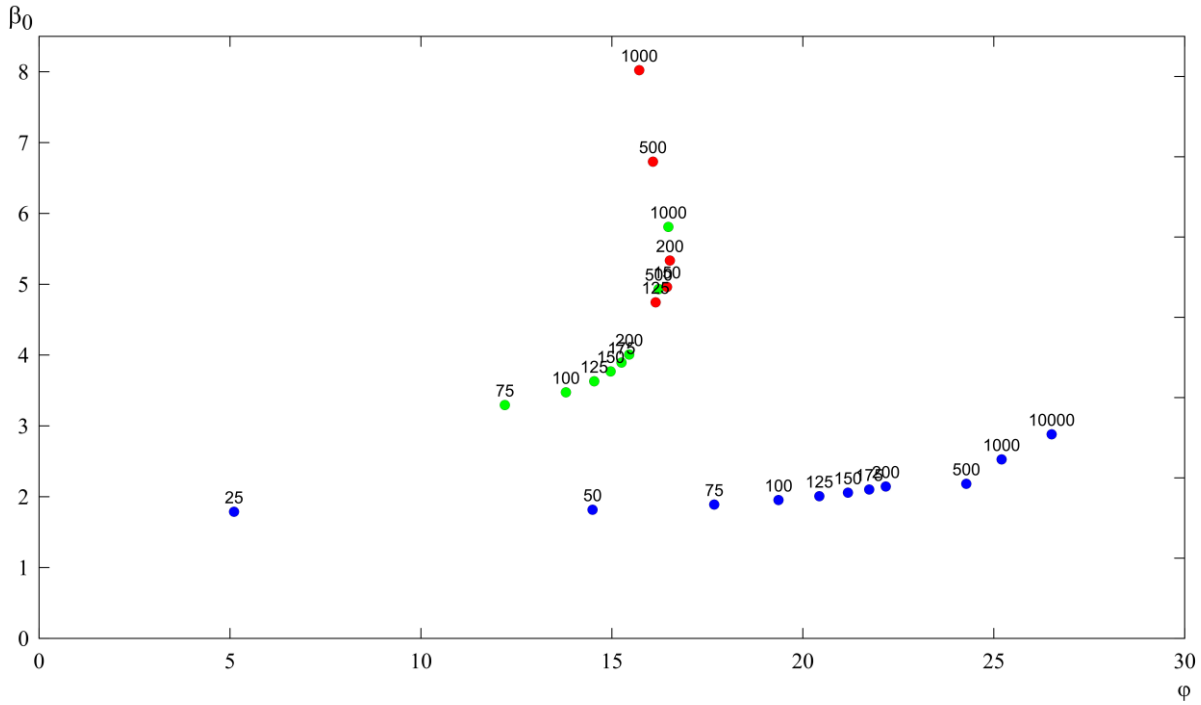


Рис 4.12. Вертикальное волновое число оптимальных возмущений β_0 и угол φ, при которых достигается максимальное значение *F* при изменении числа Рейнольдса. *T*=1 – синий цвет; *T*=2 – зеленый цвет; *T*=3 – красный цвет. Цифрами над символами приведены значения числа Рейнольдса

На основании результатов, представленных в Таблице 7 и на рис. 4.10 – 4.12 можно получить оценку масштабов оптимальных возмущений.

В самом деле, из определения числа Рейнольдса Re$=\frac{U_G h}{\nu_t}=\frac{U_G}{(\nu_t\Omega_0)^{1/2}}$ имеем для экмановского масштаба, используемый для обезразмеривания $h=\frac{\mathrm{Re}\,\nu_t}{U_G}$. В свою очередь ν_t можно оценить из ее представления $\nu_t = l^2\left(\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right)^{1/2}$ [Blackadar A.K., 1962]. *l* –длина перемешивания. Ее явное представление и зависимость от *z* не принципиально для наших оценок. Ниже мы будем использовать ее значение порядка ~30 м [Blackadar A.K., 1962]. Для экмановского профиля для среднего значения турбулентной вязкости, получим:

$$\nu_t \approx 2^{1/2} l^2 \frac{U_G}{h}.$$

Из этой оценки турбулентной вязкости также нетрудно дать оценку и для связи эффективного числа Рейнольдса в экмановском слое со значением геострофической скорости:

$$\mathrm{Re}\sim 2^{-1/6}\left(\frac{U_G}{\Omega l}\right)^{2/3}.$$

При *l*≈30 м, Ω~7×10^{-4} с$^{-1}$, получим (для скорости в м/с) Re$\sim 11.7\,{U_G}^{2/3}$. Такая оценка справедлива в условиях, близких к нейтральным и может рассматриваться как нижняя. При неустойчивой стратификации необходимо учитывать возрастание эффективной длины перемешивания и связь ее с отклонением градиента температуры в АПС от адиабатического.

Для экмановского масштаба получаем оценку:

$$h\sim 2^{1/4} l \mathrm{Re}^{1/2}.$$

Используя эту зависимость пересчитываем масштабы в Таблице 6 как $\lambda_y\sim h\pi/\alpha$, $\lambda_z\sim h\pi/\beta_0$ и представляем их ниже на рис. 4.13. Как видно, горизонтальные масштабы в лежат в диапазоне 400-800 м, с основным распределением в области 500-600 метров, вертикальные масштабы сосредоточены в области 45-65 м. Интересно отметить, что эти значения оказываются близкими к недавним данным полученным при лидарном зондировании атмосферы [Yagi A. et al. 2017] и данным микросодара, полученным в летнее время в Цимлянске 2017, 2018 гг. (вертикальное

разрешение 1м (от 2 до 50 м), временное 1 сек.).

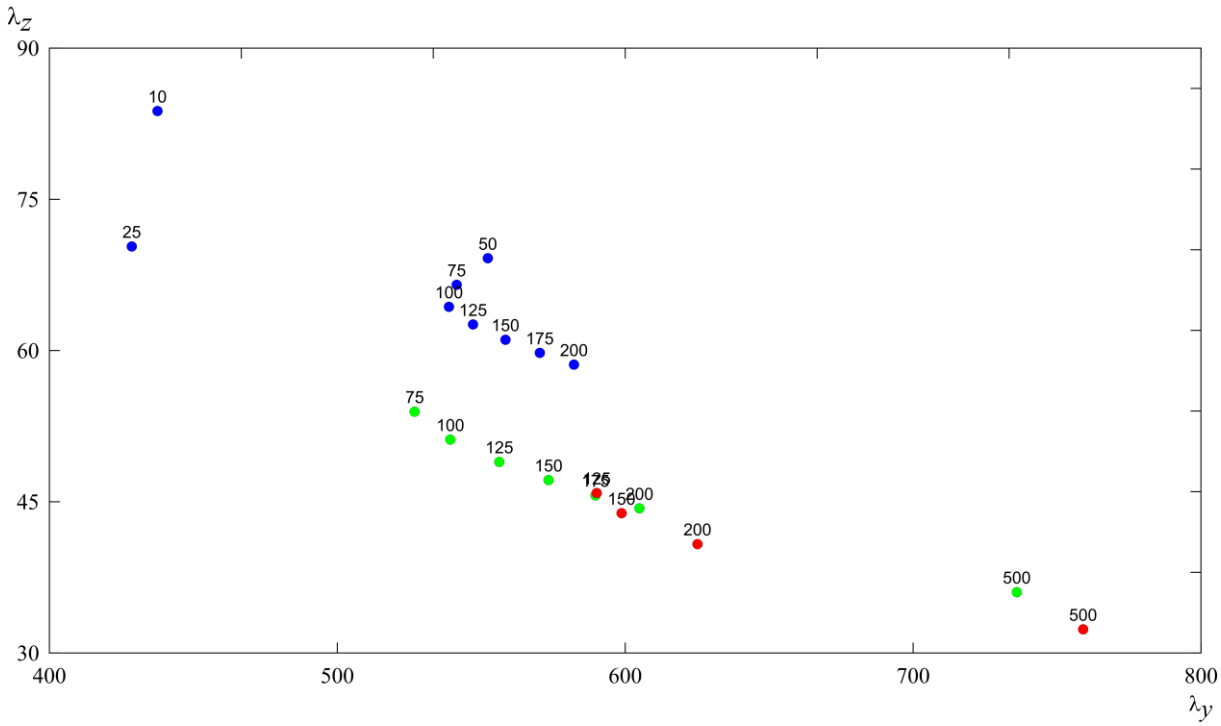


Рис 4.13. Горизонтальные и вертикальные масштабы оптимальных возмущений $\lambda_y \sim h\pi/\alpha$, $\lambda_z \sim h\pi/\beta_0$ (в метрах), при которых достигается максимальное значение F. T=1 – синий цвет; T=2 – зеленый цвет; T=3 – красный цвет. Цифрами над символами приведены значения числа Рейнольдса

Для детектирования структур при обработке полей скорости, полученных методом акустического зондирования, необходимо использовать последовательную фильтрацию. В случае субмезомасштабных структур, наблюдаемых в нижней части АПС, исходя из их пространственно-временных характеристик выбираются соответственно 3-5 минутное и 9-12 минутные осреднения. На рис. 4.14 – поле скорости для часовой записи от 23 июля 2017 года со слабым ветром (11.00-12.00) на ЦНС с 5 минутным осреднением. Хорошо фиксируется основной крупный временной масштаб 6-8 минут.

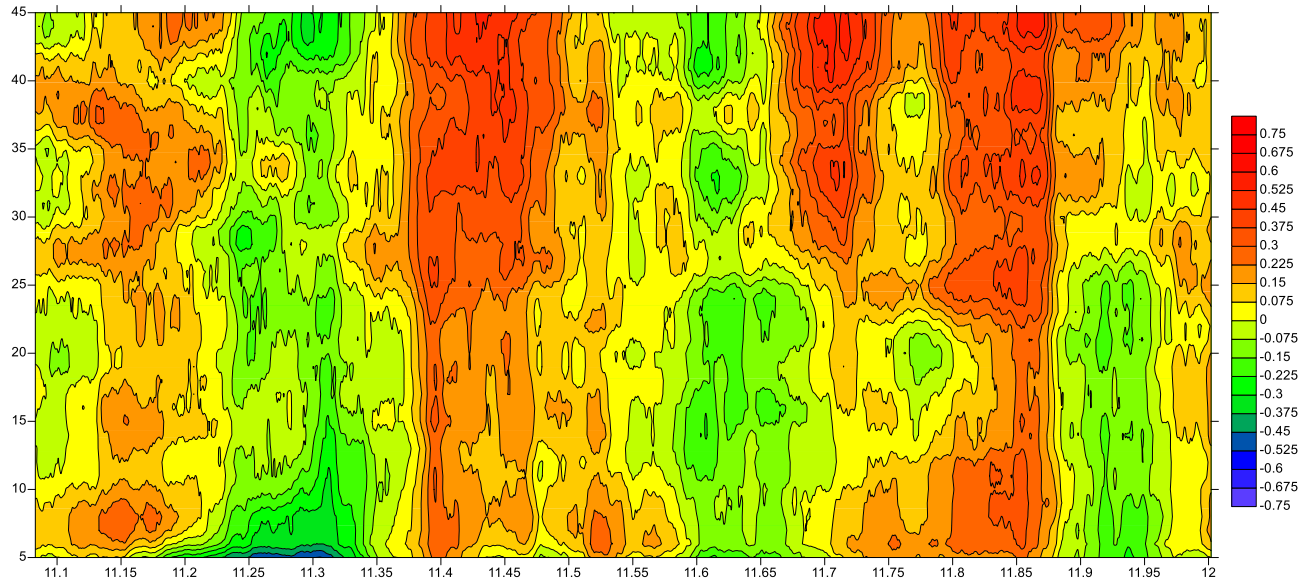


Рис. 4.14. Вертикальное поле скорости для часовой записи, выполненной минисодаром приземного слоя от 23 июля 2018 года (Цимлянская научная станция (ЦНС), 11.00-12.00) с 5 минутным осреднением

На рис. 4.15 хорошо фиксируется основной крупный временной масштаб 5-7 минут наблюдаемый во всех 3 компонентах поля скорости, соответствующий масштабу 300-500 м. Измерения проводились с разрешающей способностью по высоте 1 м, начиная с высоты 3 м, интервалом излучения пакетов импульсов 1 сек, высотным диапазоном примерно 45 м.

Методика вычисления спиральности по данным акустического зондирования детально изложена в Главе 3. Выбор временного интервала осреднения проводится эмпирическим путем и составлял в данном случае 5 минут. Приводим далее данные для дневной 1.5-часовой (12.00-13.30) записи при умеренной ветровой обстановке от 26 июля 2017. Спиральность в данном случае определяется горизонтальными компонентами завихренности и имеет вид: $H(z) = -U(z)\frac{\partial V}{\partial z} + V(z)\frac{\partial U}{\partial z}$,

где U и V – горизонтальные компоненты скорости. Вкладом в спиральность от ее вертикальной составляющей, зависящей от вертикальной компоненты завихренности в данных условиях можно пренебречь [Chkhetiani O.G. et al., 2018]. Значение плотности спиральности показано на рис. 4.16. Здесь также можно отметить присутствие субмезомасштабных когерентных структур.

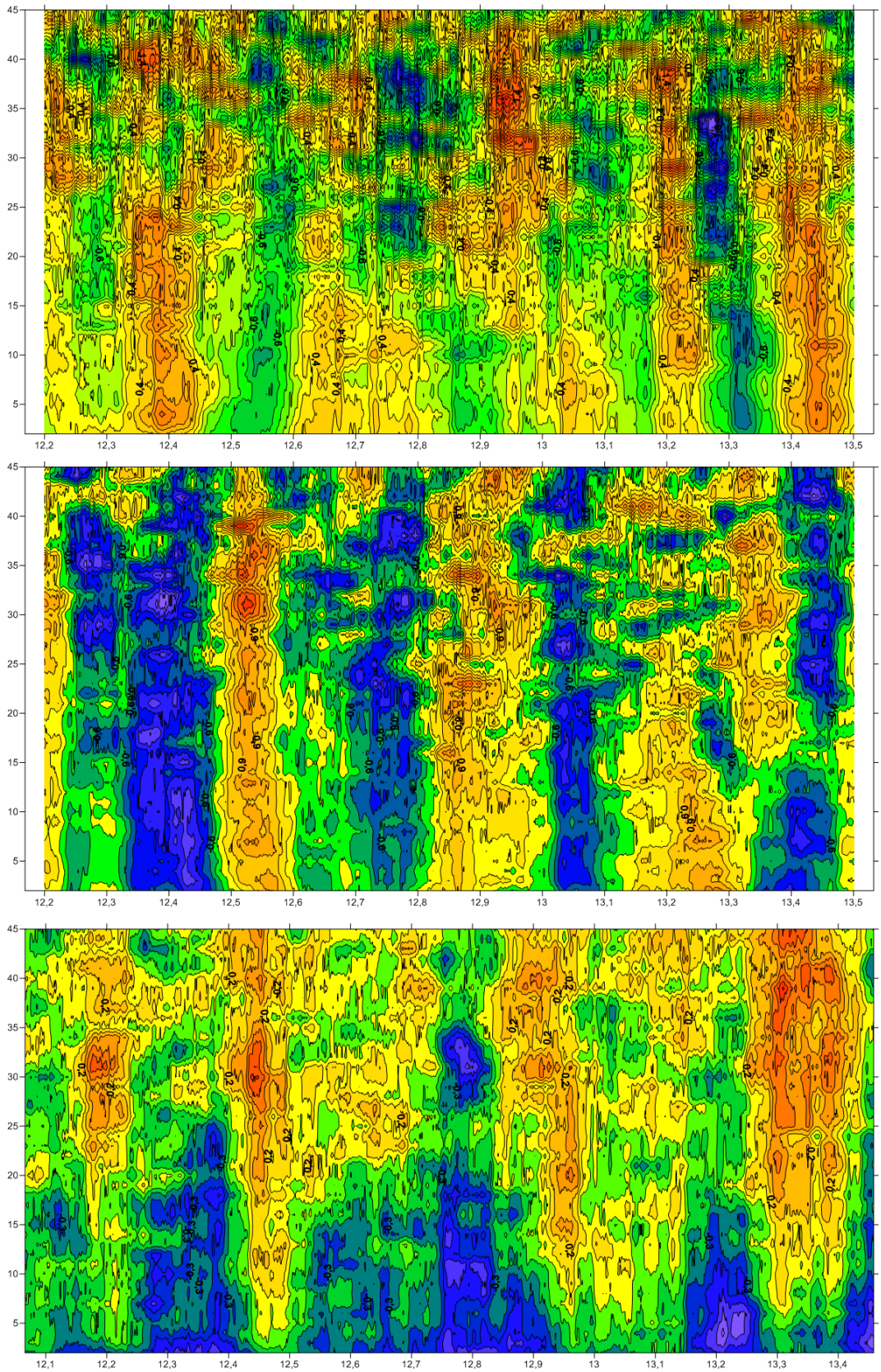


Рис. 4.15. Компоненты скорости (U,V,W) от 26.07.2017 (ЦНС, 12.00-13.30) по данным минисодара. Горизонтальные компоненты с 4 минутным осреднением за вычетом 12-минутного среднего. Вертикальная компонента (нижний график) – 4 минутное осреднение. Измерения до высоты 45 м

Для средней по слою спиральности получаем значения, несколько большие полученных в Главе 3 (0,02–0,12 м/с^2), поскольку настоящие измерения проходят в "серой" зоне обычного содара и, вместе с тем, именно на этих высотах происходит максимальная генерация спиральности в АПС [Chkhetiani O.G. et al., 2018]. Отметим, что в целом спиральность имеет здесь положительное значение, как и должно быть в северном полушарии при отсутствии преобладающего действия местных ветров [Chkhetiani O.G. et al., 2018].

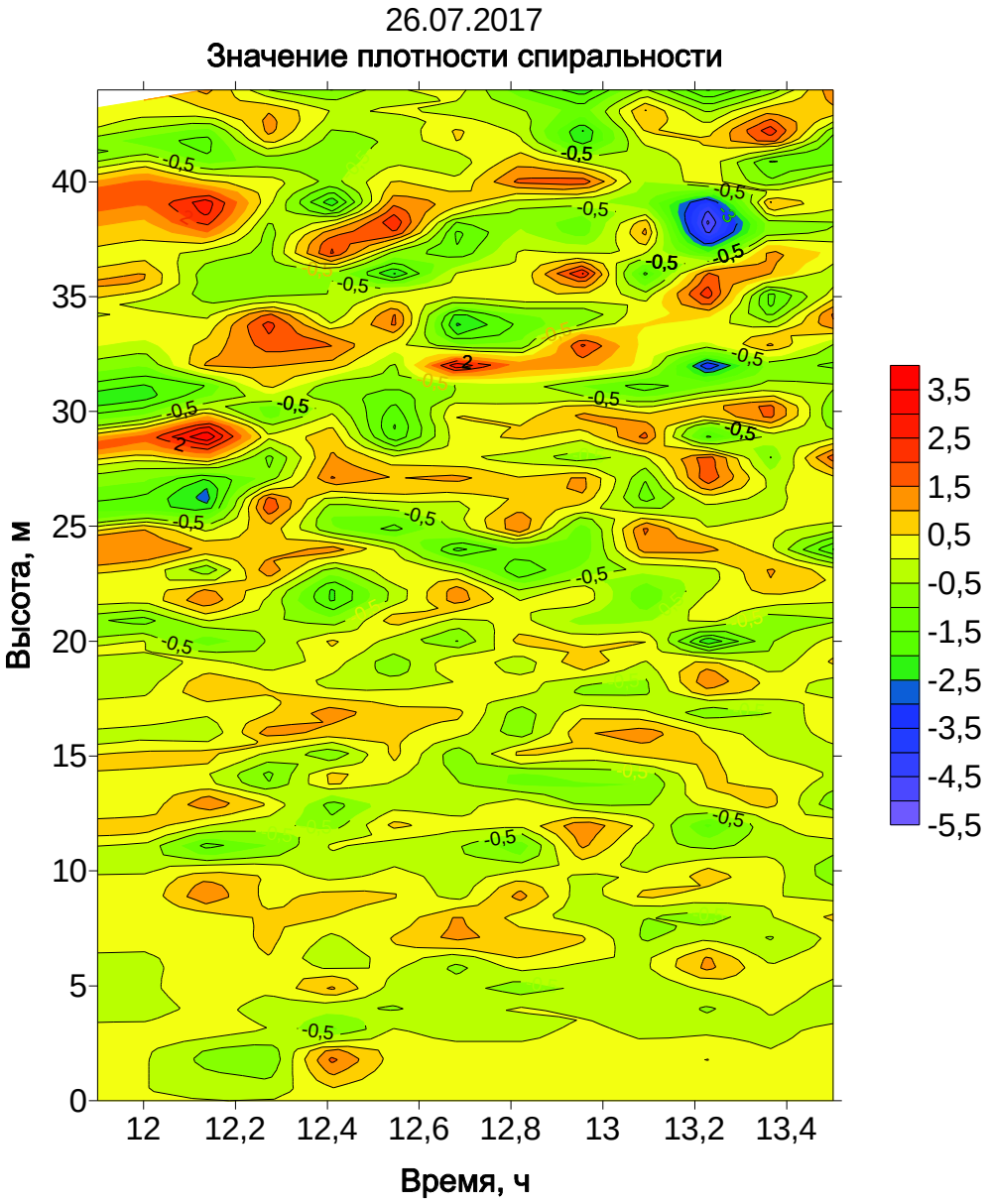


Рис. 4.16. Пространственное распределение плотности спиральности. 26.07.2017 г., Цимлянск.

4.2. Статистика конвективных образований на основе данных акустического зондирования в различных ветровых и температурных условиях

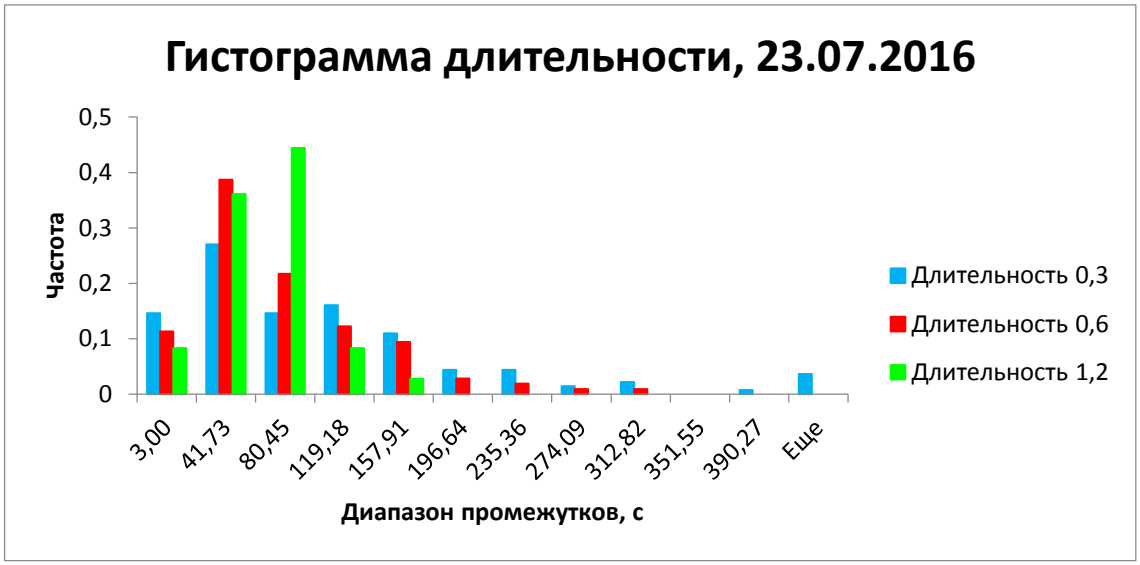
Разработан и апробирован алгоритм выделения конвективной структуры из данных акустического зондирования. Исследование статистики конвективных образований в различных ветровых и температурных условиях, проводилось для экспедиционные данные акустического зондирования, полученных в Калмыкии в 2007 г., в дневное время, в период с 25 по 31 июля. В июле стабильная жаркая погода в этом регионе, ветер преимущественно слабый. В мае-июне, августе – время сильных пыльных бурь, адекватные измерения используемой аппаратурой невозможны. Для оценки вертикальной протяженности восходящих конвективных потоков воздуха использовался длинноволновый содар с разрешающей способностью по высоте 20 м, интервалом излучения пакетов импульсов 5 сек, высотным диапазоном 400 м и базовой несущей частотой 2 кГц.

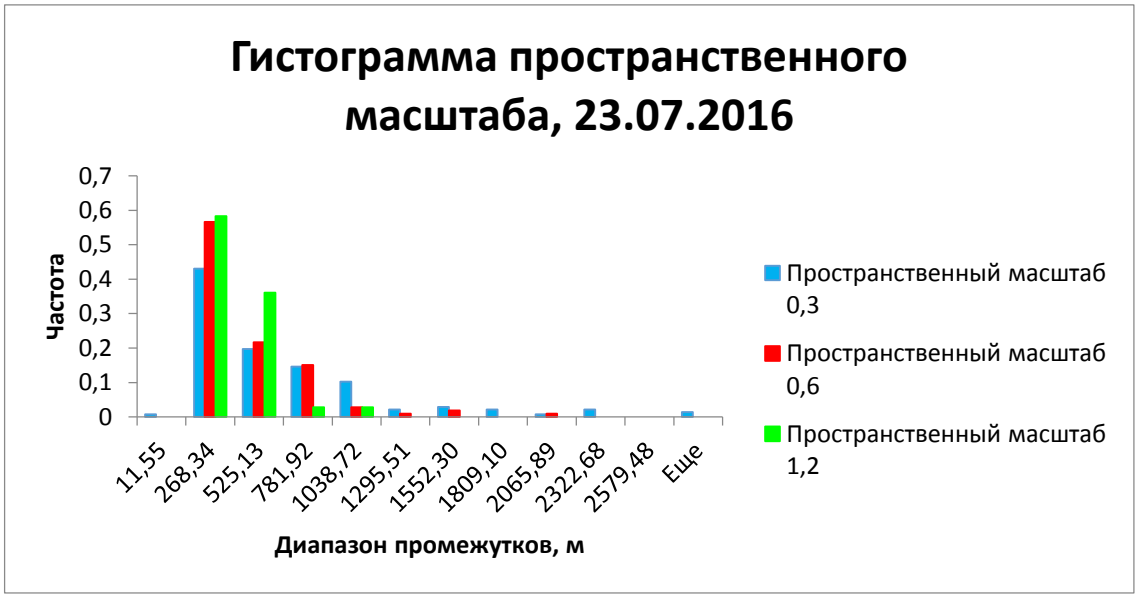
Начальные данные горизонтальных и вертикальной компонент скорости ветра осреднялись прямоугольным фильтром. В дальнейших вычислениях использовались осредненные значения. Результаты расчета будем приводить на примере уровня 100 м с параметром осреднения 1 мин.

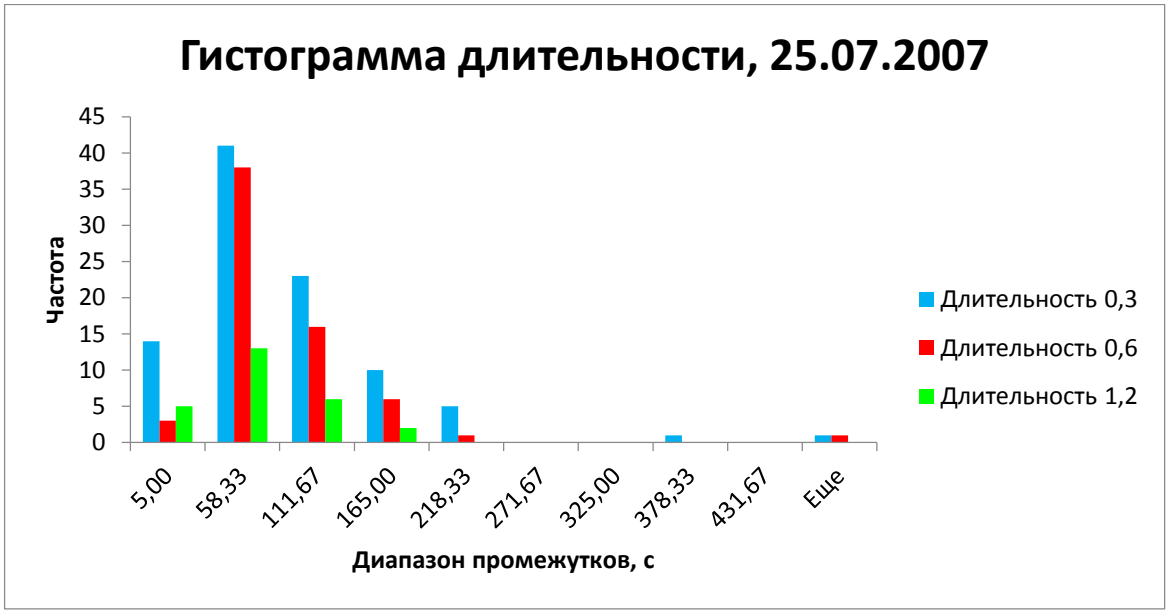
Программа фиксирует случаи превышения вертикальной скоростью некоторого порогового значения вертикальной скорости, при которой, предположительно, возникают конвективные структуры. В качестве величины порогового значения, характеризующего конвективные образования, в данном исследовании рассматривались несколько вариантов, результаты представлены для скоростей 0,3 м/с, 0,6 м/с и 1,2 м/с. В этих случаях проводилось вычисление длительности превышения скоростью предельного (порогового) значения, регистрировалась максимальная вертикальная скорость внутри этого промежутка времени для каждого случая, находились пространственные масштабы по координатам X и Y и общий горизонтальный пространственный масштаб. При нахождении пространственных масштабов считалось, что конвективная структура

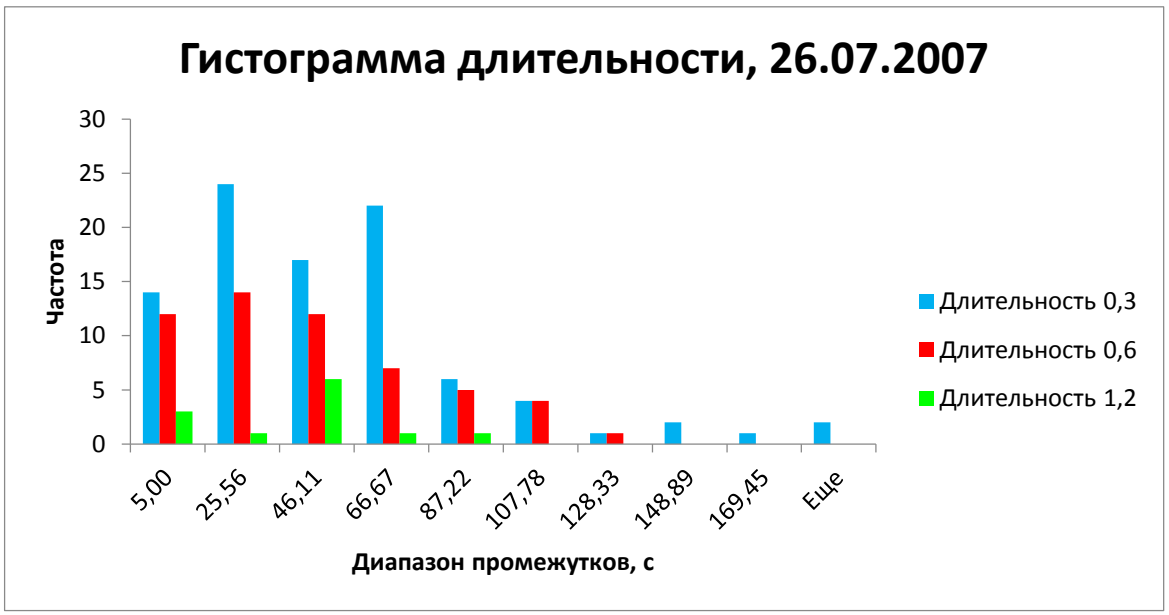
движется поступательно на протяжении некоторого относительно малого промежутка времени с некоторой осредненной за этот промежуток скоростью. Промежуток времени выбирался эмпирическим путем и составлял в данном случае 10 минут. При таком значении хорошо воспроизводилась пространственно-временная структура поля скорости.

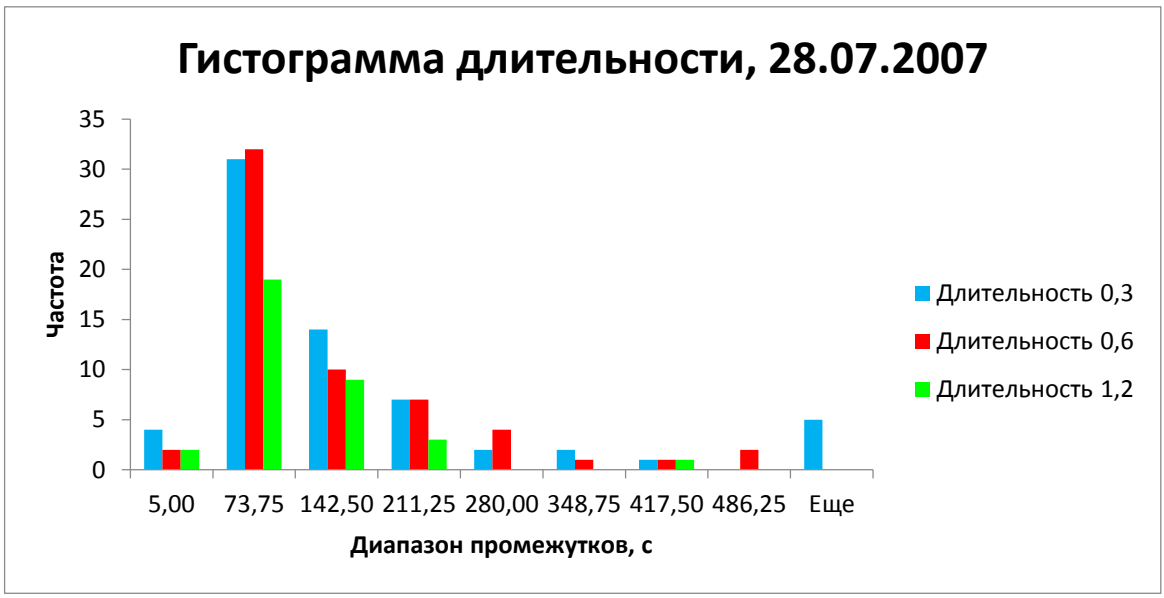
Ниже построены гистограммы длительности превышения вертикальной скоростью предельного значения (синим – 0,3 м/с; красным – 0,6 м/с; зеленым – 1,2 м/с), максимального значения скорости в пределах этого промежутка времени, общего горизонтального пространственного масштаба для 25,26 и 28 июля 2007 г., 23 и 24 июля 2016 г.

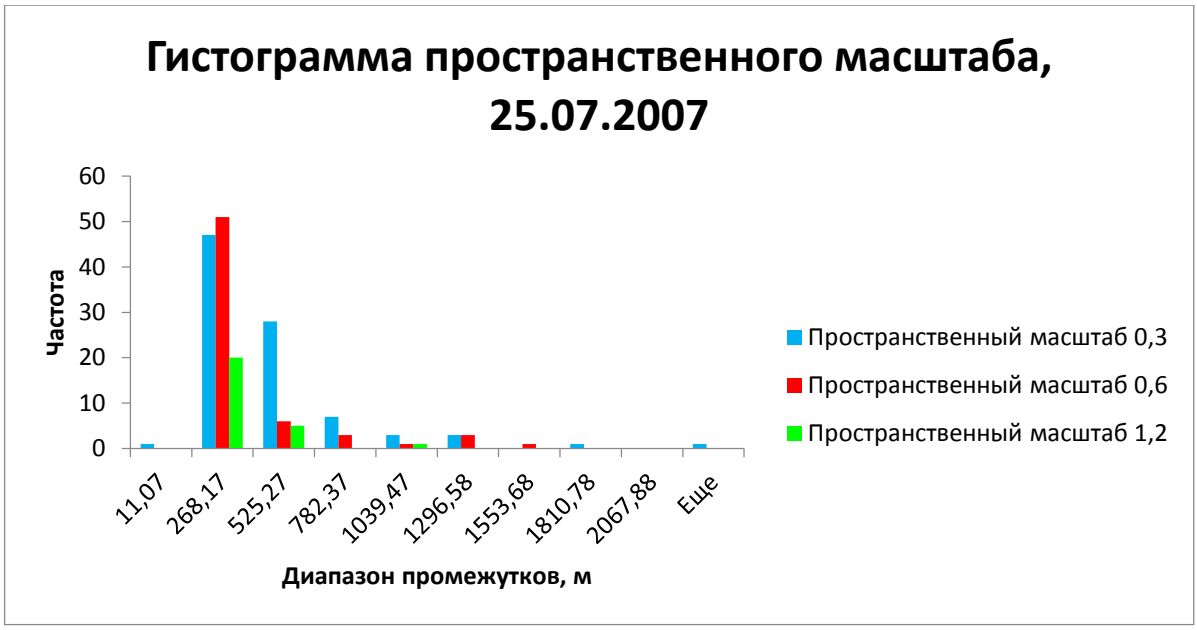





Гистограмма длительности, 25.07.2007
Частота
45
40
35
30
25
20
15
10
5
0
5,00
58,33
111,67
165,00
218,33
271,67
325,00
378,33
431,67
Еще
Диапазон промежутков, с
Длительность 0,3
Длительность 0,6
Длительность 1,2


Гистограмма длительности, 26.07.2007
Частота
30
25
20
15
10
5
0
5,00
25,56
46,11
66,67
87,22
107,78
128,33
148,89
169,45
Еще
Диапазон промежутков, с
Длительность 0,3
Длительность 0,6
Длительность 1,2

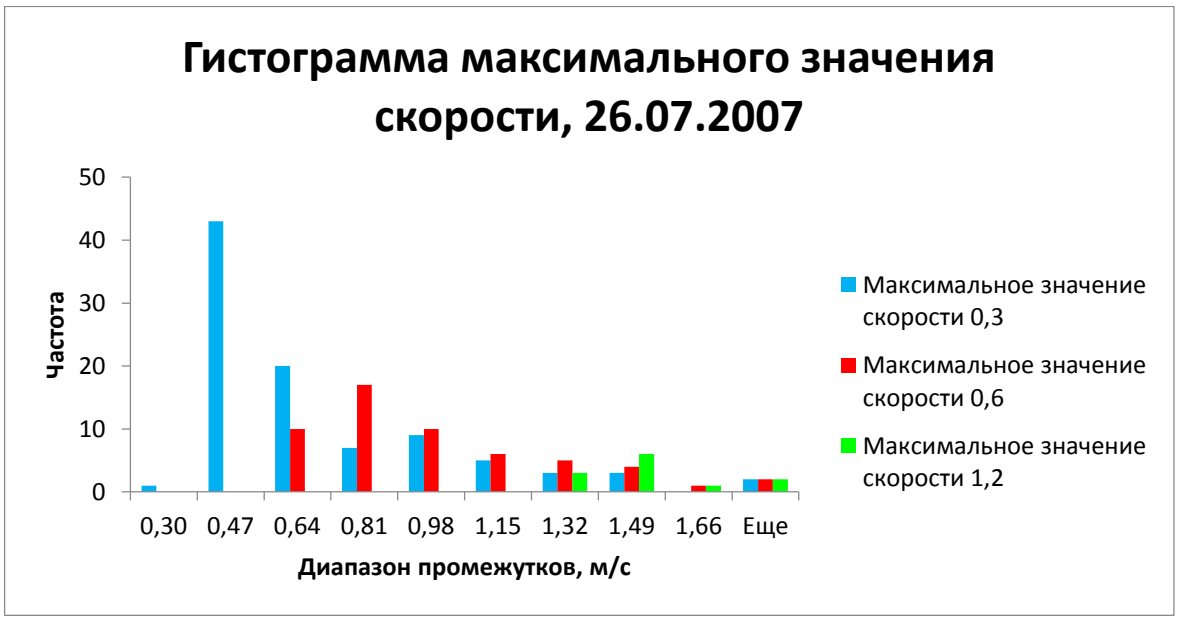

Гистограмма длительности, 28.07.2007
Частота
35
30
25
20
15
10
5
0
5,00
73,75
142,50
211,25
280,00
348,75
417,50
486,25
Еще
Диапазон промежутков, с
Длительность 0,3
Длительность 0,6
Длительность 1,2

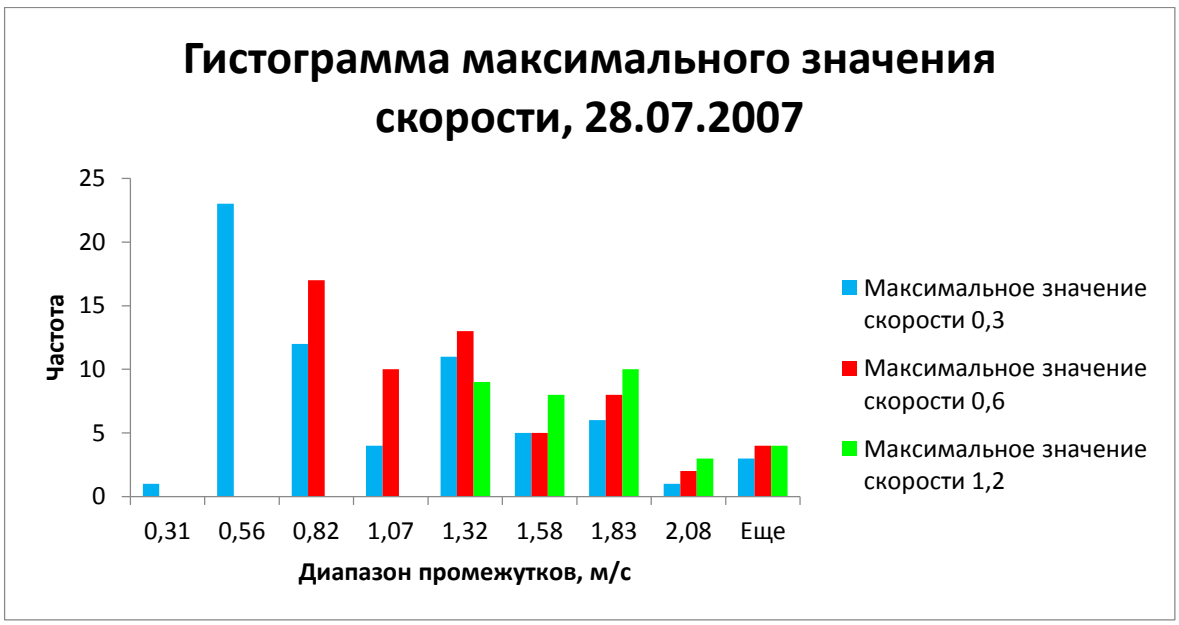

Гистограмма пространственного масштаба, 25.07.2007
Частота
60
50
40
30
20
10
0
11,07
268,17
525,27
782,37
1039,47
1296,58
1553,68
1810,78
2067,88
Еще
Диапазон промежутков, м
Пространственный масштаб 0,3
Пространственный масштаб 0,6
Пространственный масштаб 1,2


Гистограмма пространственного масштаба, 26.07.2007
Частота
40
35
30
25
20
15
10
5
0
42,59
238,83
435,08
631,33
827,57
1023,82
1220,06
1416,31
1612,56
Еще
Диапазон промежутков, м
Пространственный масштаб 0,3
Пространственный масштаб 0,6
Пространственный масштаб 1,2


Гистограмма пространственного масштаба, 28.07.2007
Частота
40
35
30
25
20
15
10
5
0
12,30
167,09
321,87
476,65
631,43
786,21
940,99
1095,77
Еще
Диапазон промежетков, м
Пространственный масштаб 0,3
Пространственный масштаб 0,6
Пространственный масштаб 1,2


Гистограмма максимального значения скорости, 25.07.2007
Частота
40
35
30
25
20
15
10
5
0
0,30
0,51
0,72
0,93
1,14
1,34
1,55
1,76
1,97
Еще
Диапазон промежутков, м/с
Максимальное значение скорости 0,3
Максимальное значение скорости 0,6
Максимальное значение скорости 1,2


Гистограмма максимального значения скорости, 26.07.2007
Частота
50
40
30
20
10
0
0,30
0,47
0,64
0,81
0,98
1,15
1,32
1,49
1,66
Еще
Диапазон промежутков, м/с
Максимальное значение скорости 0,3
Максимальное значение скорости 0,6
Максимальное значение скорости 1,2


Гистограмма максимального значения скорости, 28.07.2007
Частота
25
20
15
10
5
0
0,31
0,56
0,82
1,07
1,32
1,58
1,83
2,08
Еще
Диапазон промежутков, м/с
Максимальное значение скорости 0,3
Максимальное значение скорости 0,6
Максимальное значение скорости 1,2

Распределения, полученные по описанному в нашем исследовании алгоритму по данным акустического зондирования в дневное время в пустынной или полупустынной местности, схожи с распределением Рэлея [Курганский М.В., 2000], в том числе применимого для статистики интенсивных влажно-конвективных вихрей и высоты волн в океане: $\rho(U) = \frac{2U}{{U_0}^2} exp\left(\frac{{U_m}^2 - U^2}{{U_0}^2}\right)$, где ${U_0}^2 = \left[\langle U^2 \rangle - {U_m}^2\right]$, $\langle U^2 \rangle$ – средняя квадратичная вертикальная скорость термиков, U_m – предельное значение вертикальной скорости термика. При этом отметим, что для ансамбля термиков модель [Вульфсон А.Н. и Бородин О.О., 2016] дает одномерное распределение Максвелла. На рис. 4.17, 4.18 показаны распределения максимального значения скорости (вертикальная скорость термиков) для 23 и 24 июля 2016 г. (3 с, 10 м) с лучшим пространственно-временным разрешением по сравнению с 2007 г. (5 с, 20 м).

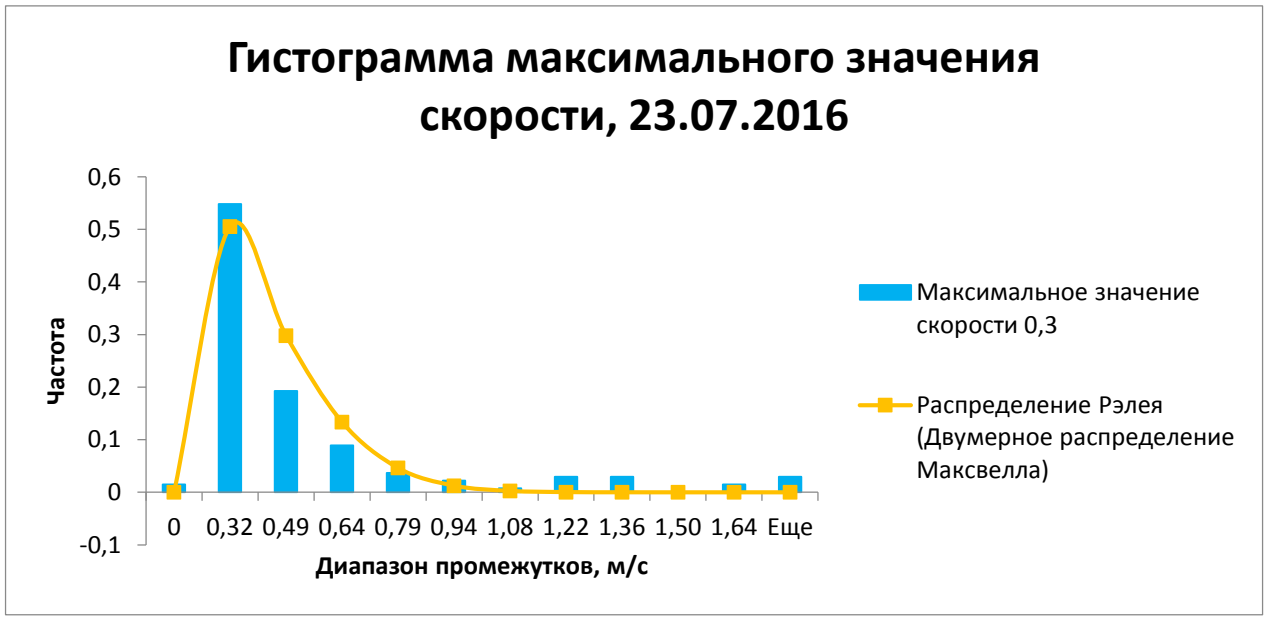


Рис. 4.17. Гистограмма распределения максимального значения скорости, распределение Рэлея (двумерное распределение Максвелла), Калмыкия, 23 июля 2016 г.

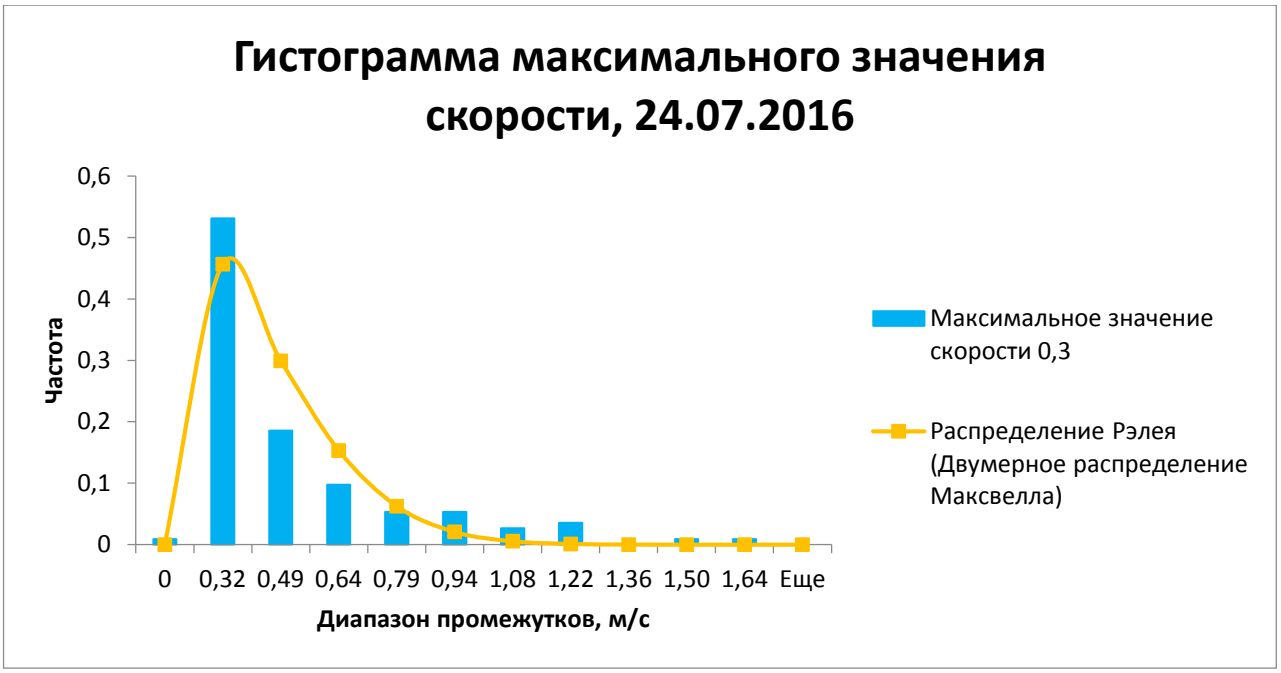


Рис. 4.18. Гистограмма распределения максимального значения скорости, распределение Рэлея (двумерное распределение Максвелла), Калмыкия, 24 июля 2016 г.

4.3. Основные выводы к главе 4

Несмотря на давнюю регистрацию стриков в численных моделях [Deardorff J.W., 1972], уверенная и детальная их экспериментальная регистрация появилась относительно недавно [Drobinski P. et al., 2004]. Физические механизмы усиления и поддержания таких структур связывают со сдвиговыми неустойчивостями [Drobinski P., Foster R.C., 2003] или конвективной аналогией [Никитин Н.В. и Чернышенко С.М., 1997], где роль температурного поля играют турбулентные напряжения Рейнольдса. Спиральный пограничный слой может быть одним из источников интенсификации завихренности в таких структурах [Чхетиани О.Г., 2005].

Проведено исследование развития оптимальных возмущений вблизи поверхности в экмановском слое, что может являться причиной возникновения стриков.

Максимум $F = E(t)/E(0)$ (E(t) – энергия возмущения) сдвигается по волновым числам с ростом α. Однако, для определения примерного масштаба

стрика в нашей модели необхолимо рассмотреть еще зависимость от угла. При $\alpha = 1,2$ максимум роста соответствует возмущениям повернутым под углом -20 ÷ -30 по отношению к ветру с вертикальным волновым числом, близким к 4. При дальнейшем увеличении поперечного волнового числа $\alpha = 3$ максимум ориентирован уже под положительным углом по направлению к ветру и с вертикальным волновым числом 5. При значениях турбулентной вязкости 5 м\с^2 имеем оценки масштабов оптимальных возмущений в нижней части АПС 100-200 по вертикали и 300-600 по горизонтали. Это может рассматриваться как верхняя оценка масштабов стриков. Подобные масштабы можно отметить в обработанных данных микросодара, полученных в летнее время в Цимлянске в 2017 г.

Разработан и апробирован алгоритм выделения конвективной структуры из данных акустического зондирования. На основе данных акустического зондирования определены статистические характеристики термоконвективных структур: распределения длительности превышения вертикальной скоростью предельного значения, максимального значения скорости в пределах этого промежутка времени, общего горизонтального пространственного масштаба. Распределения, полученные по описанному в нашем исследовании алгоритму по данным акустического зондирования в дневное время в пустынной или полупустынной местности, схожи с распределением Рэлея [Курганский М.В., 2000].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. В рамках квазидвумерной модели проведено исследование нелинейных режимов развития упорядоченных структур в экмановском слое. В зависимости от числа Рейнольдса реализуются различные типы гидродинамической неустойчивости, что проявляется во взаимной ориентации возникающей валиковой циркуляции и геострофического ветра, а также в масштабах и пространственных периодах структур. Отмечается рост асимметрии валиков с увеличением эффективного числа Рейнольдса, сопровождающийся заметным увеличением экстремальных значений амплитуды продольной компоненты скорости в направлении, противоположном направлению геострофического ветра, по сравнению с амплитудами по направлению ветра. Одновременно наблюдается увеличение экстремальных значений положительной компоненты спиральности по сравнению с отрицательной.
2. Исследуется влияние упорядоченных циркуляционных структур на вынос субмикронного аэрозоля в аридных условиях в рамках модели WRF-Chem. Отмечена интенсификация процессов подъема и выноса субмикронного аэрозоля с подстилающих поверхностей аридных зон когерентными структурами. Направление дальнейшего переноса пыли в значительной степени определяется углом отклонения роллов от геострофического ветра и достигает нескольких км. Массовое содержание мелких частиц падает с разрушением структур. В период действия валиковой циркуляции захваченные частицы долгое время находятся во взвешенном состоянии, образуя полосчатую структуру – аэрозольные слои. Некоторое пространственное отклонение области

подъема облака пыли может быть вызвано нелинейными эффектами в АПС, неточностью исходных данных по эрозии почвы.

3. Показано увеличение массового содержания субмикронных частиц в АПС при учете несальтационного механизма эмиссии пыли с подстилающей поверхности аридных зон Калмыкии при условии слабых ветров.
4. Предложена и апробирована методика определения спиральности в АПС по данным акустического зондирования. В условиях отсутствия сильной конвекции обнаружена корреляция хода интегральной спиральности с ходом половины квадрата скорости ветра на верхних уровнях зондирования. Для плотности спиральности крупномасштабных движений получены средние значения 0,3-0,6 м/с^2, средняя же по слою спиральность в атмосферном пограничном слое оказалась близка к теоретическим и эмпирическим значениям турбулентной спиральности и составляет 0,02-0,12 м/с^2. Значения спиральности валиковой циркуляции, посчитанные по результатам моделирования в модели WRF-ARW, оказываются близкими к данным оценкам.
5. Показана возможность использования спиральности в АПС в качестве прогностического фактора для экстремальных явлений: блокирующего антициклона и полярных мезоциклонов.
6. Предложена простая модель развития субмезомасштабных структур (стриков), позволяющая оценить их характерные масштабы в АПС. Близкие к ним значения получены по данным акустического зондирования содаром высокого разрешения.
7. Показана схожесть статистистики характеристик термоконвективных структур (по данным акустического зондирования) с распределением Рэлея (двумерным распределением Максвелла).

В заключении автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Чхетиани Отто Гурамовичу за интересную тему, полученные знания, постоянное внимание и поддержку, всестороннее научное руководство; признателен Голицыну Георгию Сергеевичу за конструктивные замечания, полезные обсуждения, необходимое содействие и рекомендации, Курганскому Михаилу Васильевичу за постоянную помощь, нужные объяснения и полезные советы, Максименкову Леониду Олеговичу за наставление в вопросах численного моделирования и компьютерного программирования, Каллистратовой Маргарите Александровне за интерес и ценные замечания к статьям и выступлениям, Шестаковой Лидии Валентиновне за разъяснения по численной реализации квазидвумерной модели, Мохову Игорю Ивановичу, Крамару Валерию Феодосьевичу, Кузнецову Ростиславу Дмитриевичу, Люлюкину Василию Сергеевичу, Кузнецову Дмитрию Дмитриевичу, Сафронову Александру Николаевичу, Моисеенко Константину Борисовичу, Краснокутской Людмиле Дмитриевне, Беловой Ие Николаевне, Фалалеевой Виктории Александровне, Чернокульскому Александру Владимировичу, Акперову Мирсеиду Габиль оглы, Артамонову Арсению Юрьевичу, Федоровой Евгении Ивановне, Артамоновой Марии Стеленовне, Обвинцеву Юрию Ивановичу, Хапаеву Алексею Андреевичу за рабочую теплую атмосферу и нужные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алоян А.Е. Моделирование динамики и кинетики газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. – Наука, 2008 - 415 с.
2. 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.
3. Белян А.В., Моисеев С.С., Чхетиани О.Г. О турбулентной вязкости в спиральной турбулентности // ДАН. – 1994. – Т .334. №1. – С. 41-43.
4. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ие, 1999. 290 с.
5. Браун Р.А. Аналитические методы моделирования планетарного пограничного слоя – Л.: Гидрометеоиздат, 1978. – 152 с.
6. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы – Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.
7. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Мацкевич М.К. Измерение компонент завихренности в нижнем 300-метровом слое атмосферы // Изв. РАН Физика атмосферы и океана. – 1996. – Т. 32. №3. – С. 323-328
8. 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.
9. Вереземская П.С. Численное моделирование структуры и эволюции полярного мезоциклона в Карском море. Часть 1. Проверка модели и оценки механизмов неустойчивости. // Метеорология и гидрология. – 2016. – № 6. – С. 69–81.

10. Вульфсон А. Н., Бородин О. О. Система конвективных термиков как обобщённый ансамбль броуновских частиц // Успехи физических наук. – 2016. – Т. 186. – №. 2. – С. 113-124.
11. Гаврилов К. А., Morvan D., Accary G., Любимов Д. В., Meradji S., Бессонов О. А. Численное моделирование когерентных структур при распространении примеси в атмосферном пограничном слое над лесным пологом // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2010. – Т. 3. №. 2. – С. 34-45.
12. Гледзер Е.Б., Гранберг И.Г., Чхетиани О.Г. Динамика воздуха вблизи поверхности почвы и конвективный вынос аэрозоля // Нелинейная динамика. – 2010. – Т. 7. – №. 1. – С. 75-100.
13. Гледзер А. Е. О лагранжевом переносе вблизи осциллирующего вихря в набегающем потоке. // Изв. РАН, Физика атмосферы и океана. – 2011. – Т. 46. – №. 1. – С. 35-47.
14. Голицын Г.С. Ураганы, полярные и тропические, их энергия и размеры, количественный критерий возникновения. // Изв. РАН, Физика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 44, № 5. – С. 579–590.
15. 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 // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 45 №5. – С.579-587.
16. Долгинов А.З., Силантьев Н.А. Диффузия скалярного поля в стохастической среде // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – С. 159-171.
17. Жуковский Н.Е. О снежных заносах и заилении рек.- Собр.соч. в 7 томах. М.-Л. ГТТИ, 1949, т.3, с. 451-477.
18. Заболотских Е.В., Гурвич И.А., Шапрон Б. Новые районы распространения полярных циклонов в Арктике как результат сокращения площади ледового покрова. // Исследование Земли из космоса. – 2015. – № 2. – С. 64-77.
19. Зарипов Р.Б., Мартынова Ю.В., Крупчатников В.Н., Петров А.П. Система анализа состояния атмосферы в Сибирском регионе с использованием модели

WRF-ARW и трехмерного вариационного усвоения данных WRF 3D-Var // Метеорология и гидрология. – 2016. – №. 12. – С. 33-43.

20. Иванов В.Н., Бызова Н.Л. Когерентные структуры в пограничном слое атмосферы. // Метеорология и гидрология. – 2001. – №1. – С. 5-25.
21. Кадер Б.А. Трехслойная структура неустойчиво стратифицированного приземного слоя атмосферы. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1988. – V.24, № 12. – С.1235-1250.
22. 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.
23. Калашник М.В. Линейная динамика волн Иди в присутствии горизонтального сдвига // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 45. № 6. – С. 764-773.
24. Калашник М. В., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. О циклон-антициклонной асимметрии в устойчивости вращающихся сдвиговых течений // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 2016. – № 2. – С. 44–55.
25. Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Петенко И.В.2014: Реализация идей А.М. Обухова о наземном дистанционном зондировании нижней тропосферы акустическими и электромагнитными волнами // Г.С. Голицын, И.И.Мохов, С.Н. Куличков, М.В. Курганский, О.Г. Чхетиани (Ред.) "Турбулентность, динамика атмосферы и климата". Труды международной конференции, посвященной памяти А.М. Обухова, Москва, 13-16 мая 2013 г. М: ГЕОС, 2014. – С. 593-620.
26. Кондратьев К.Я., Ивлев Л.С. Климатология аэрозолей и облачность. – СПб.: ВВМ, 2008. – 556 с.
27. Копров Б.М., Копров В.М., Кадыгров Е.Н., Макарова Т.И. Экспериментальное исследование конвекции в пограничном слое атмосферы: когерентные структуры при ясном небе и при кучевой облачности // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2004. – Т. 49, № 4. – С. 470-484.

28. Копров Б.М., Копров В.М., Макарова Т.И. Конвективные структуры приземного слоя воздуха. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. – 2000. – Т.36. – С.44-54.
29. Копров Б.М., Копров В.М., Пономарев В.М., Чхетиани О.Г. Измерение турбулентной спиральности и ее спектра в пограничном слое атмосферы // ДАН. – 2005. – Т.403, № 5. – С. 627-630.
30. Копров Б. М., Копров В. М., Курганский М. В., Чхетиани О. Г. Спиральность и потенциальный вихрь в приземной турбулентности. // Изв. РАН, Физика атмосферы и океана. – 2015. – Т.51, №6. – С.637-647.
31. Кошель К. В., Пранц С. В. Хаотическая адвекция в океане. – Москва-Ижевск: НИЦ. – 2008. – 364 с.
32. Кузнецов Р.Д. Акустический локатор ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // Оптика атмосферы и океана. 2007. – Т. 20. – № 8. – С. 749-753.
33. Курганский М.В. О связи между спиральностью и потенциальным вихрем в сжимаемой вращающейся жидкости. // Изв. АН, Физика атмосферы и океана. – 1989. – Т. 25, № 12. – С. 1326-1329.
34. Курганский М.В. Введение в крупномасштабную динамику атмосферы. (Адиабатические инварианты и их применение). – С.-П.: Гидрометеоиздат, 1993. – 168 с., С. 150-154.
35. Курганский М.В. Статистическое распределение интенсивных влажно-конвективных спиральных вихрей в атмосфере. // ДАН – 2000. – Т. 371, № 2. – С. 240—242.
36. Курганский М. В. Спиральность в атмосферных динамических процессах // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2017. – Т. 53. – №. 2. – С. 147-163.
37. Луценко С.В., Лебедев В.И., Лыкосов В.Н. Моделирование процессов переноса почвенного аэрозоля в конвективном пограничном слое атмосферы. Междунар. конф.«Физика атмосферного аэрозоля» к 85-летию со дня рождения Г.В. Розенберга. Москва, 12-17 апреля, 1999: Труды конф - 1999 - с. 216.

38. Луценко Э.И., Лагун В.Е. Полярные мезомасштабные циклоны в атмосфере над Баренцевым и Карским морями. // Проблемы Арктики и Антарктики. – 2010. – Т. 96, № 2. – С. 76-89.
39. Маликова Н.П., Пермяков М.С. Влияние экмановского пограничного слоя на эволюцию вихревых образований // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 2010. – № 6. – С. 82-85.
40. Михайлова Л.А., Орданович А.Е. Моделирование двухмерных упорядоченных вихрей в пограничном слое атмосферы // Метеорология и гидрология. – 1988. – № 11. – С. 29-42.
41. Михайлова Л.А., Орданович А.Е. Когерентные структуры в пограничном слое атмосферы. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1991. – Т. 27. – С.593-613.
42. Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 85. – С. 1979-1987.
43. Набокова Е.В. Опыт применения модели WRF с учетом двух методов параметризации городского подслоя для прогноза температуры воздуха и скорости ветра // «Труды Гидрометцентра России, выпуск 344 "Физика атмосферы и прогноз погоды"». – М.: 2010. – С. 180-195.
44. Никитин Н.В., Чернышенко С.М. О природе организованных структур в пристенных турбулентных течениях // Механика жидкости и газа. – 1997. – №1. – С. 24-30.
45. Орданович А.Е., Пашковская Ю.В. Влияние термической стратификации на устойчивость экмановского течения // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 1998. – № 3. – С. 71-75.
46. Островский Л.А. Динамика концентрации легких и тяжелых частиц в течениях жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 1992, Т. 26. № 12. С. 1307-1314.

47. Пономарев В.М., Хапаев А.А, Чхетиани О.Г. Роль спиральности в формировании вторичных структур в экмановском пограничном слое // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. – 2003. – Т.39. – С.435-444.
48. Пономарев В.М., Чхетиани О.Г. Полуэмпирическая модель пограничного слоя атмосферы с параметризацией влияния турбулентной спиральности. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2005. – Т. 41, № 4. – С. 464-479.
49. Пономарев В.М., Чхетиани О.Г., Шестакова Л.В. Нелинейная динамика крупномасштабных вихревых структур в турбулентном Экмановском слое // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 2007. – № 2. – С. 81-91.
50. Пономарев В.М., Чхетиани О.Г., Шестакова Л.В. Численное моделирование развитой горизонтальной циркуляции в атмосферном пограничном слое // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2009. – Т. 2. № 1. – С. 68-80.
51. Репина И.А., Иванов Б.В., Кузнецов Р.Д. Режим ветра над ледниковыми склонами (по данным измерений на архипелаге Шпицберген) // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2009. – В.2. – С.180-188.
52. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 618 с.
53. 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 России, выпуск 344 "Физика атмосферы и прогноз погоды"». – М.: 2010. – С. 196-213.
54. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. – М.: Наука, 1989. – 432 с.
55. Таунсенд, А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. – М.: Изд-во Иностр. лит-ры, 1959. – 400 с.
56. Том А., Эйплт К., Темпла Д. Числовые расчеты полей в технике и физике. – М.: Энергия, 1964. – 208 с.
57. Чхетиани О.Г. О спиральной структуре экмановского пограничного слоя. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2001 – Т.37, № 5. – С.614-620.

58. Чхетиани О.Г. Интенсификация завихренности в турбулентных течениях со спиральностью // Изв. РАН, Физика атмосферы и океана. – 2005. – Т.41. №2. – С.161-171.
59. Шварц К. Г., Шварц Ю. А., Шкляев В. А. Двумерная модель мезомасштабных процессов в нижнем слое атмосферы с учетом неоднородности температуры и влажности воздуха // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2015. – Т. 8. №. 1. – С. 5-15.
60. Шишов Е. А., Копров Б. М., Копров В. М. Статистические характеристики пространственно-временно́й изменчивости направления ветра в приземном слое // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. – 2017. – Т. 53. № 1. – С. 23-28.
61. 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. – P. 323–351.
62. Anderson P.S., Ladkin R.S., Renfrew I.A. Anautonomous Doppler sodar wind profiling system // J. Atmos.Oceanic Technol. – 2005. – V.22. – P. 1309-1325.
63. Bagnold, R. A.: The Physics of Blown Sand and Desert Dunes, Methuen, New York, 265 pp., 1941.
64. Barker D.M., Huang W., Guo Y.R., Xiao Q.N. – 2004: AThree-Dimensional (3DVAR) Data Assimilation System For Use With MM5: Implementation and Initial Results. Mon. Wea. Rev., – 132. – P. 897-914.
65. Benjamin S. G., Schwartz B. E., Szoke E. J. and Koch S. E. The value of wind profiler data in U.S. weather forecasting. // Bulletin of the American Meteorological Society. – 2004. – V.85. – P. 1871-86.
66. Blackadar A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere // J. Geophys. Res. – 1962. – V. 67. №. 8. – P. 3095-3102.
67. Bordag L.A., Chkhetiani O.G., Frohner M., Myrnyy V. Interaction of a rotational motion and an axial flow in small geometries for a Taylor-Couette problem // Journal of Fluids and Structures. – 2005 – V.20, №5. – P. 621-641.
68. Brown R.A. Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer // Rev. Geophys. Space Phus. – 1980. – V. 18. № 3. – P. 683-697.

69. Brümmer B. Roll and cell convection in wintertime arctic cold-air outbreaks // J. Atmos. Sci. – 1999. – V. 56. №. 15. – P. 2613-2636.
70. Buizza R. Palmer T.N., 1995. The singular-vector structure of the atmospheric global circulation. // J. Atmos. Sci. – V.52 №9. – P.1434-1456.
71. Cakmur R. V., Miller R. L., and Torres O.: Incorporating the effect of small-scale circulations upon dust emission in an atmospheric general circulation model // J. Geophys. Res. – 2004. – V. 109.
72. Ching J. et al. Convectively induced secondary circulations in fine-grid mesoscale numerical weather prediction models // Monthly Weather Review. – 2014. – V. 142. № 9. – P. 3284-3302.
73. Chkhetiani O.G., Hnatich M., Jur išinová E. et al. Influence of helicity on anomalous scaling of a passive scalar advected by the turbulent velocity field with finite correlation time: Two-loop approximation // Phys. Rev. E. – 2006. – V. 74. №3. – P. 036310.
74. Chkhetiani O. G., Gledzer E.B., Artamonova M.S., Iordanskii M.A. Dust resuspension under weak wind conditions: direct observations and model // Atmos. Chem. Phys. – 2012. – T. 12. – №. 11. – C. 5147-5162.
75. Chkhetiani O. G., Kurgansky M. V., Vazaeva N. V. Turbulent Helicity in the Atmospheric Boundary Layer // Boundary-Layer Meteorology. – 2018. – V. 168 – P. 361–385.
76. Chou S.H., Atlas D. Satellite estimates of ocean-air heat fluxes during cold air outbreaks // Monthly Weather Review. – 1982. – V. 110. №. 10. – P. 1434-1450.
77. Chou S.H., Ferguson M.P. Heat fluxes and roll circulations over the western Gulf Stream during an intense cold-air outbreak. // Boundary-Layer Meteorology. – 1991. – V. 55, Issue 3. – P. 255-281.
78. Coleman G.N., Ferziger J.H., Spalart P.R. A numerical study of the turbulent Ekman layer // J. Fluid Mech. – 1990. – V. 213. – P. 313-348.
79. Coleman G.N., Ferziger J.H., Spalart P.R. A numerical study of the convective boundary layer // Boundary-Layer Meteor. – 1994. – V. 70. № 3. – P. 247-272.

80. Corke T.C., Knasiak K.F. Stationary travelling cross–flow mode interactions on a rotating disk // J. Fluid Mech. – 1998. – V. 355. – P. 285–315.
81. Cosovic B. Subgrid-scale modelling for the large-eddy simulation of high-Reynolds-number boundary layers. // J. Fluid Mech. – 1997. – V.336. – P. 151-182.
82. Cotton W.R., Pielke Sr. R.A., , Walko R.L., Liston G.E., Tremback C.J., Jiang H., McAnelly R.L., Harrington J.Y., Nicholls M.E., Carrio G.G., McFadden J.P. RAMS 2001: Current status and future directions. Meteor. Atmos. Physics. – 2003. – V. 82. – P. 5-29.
83. 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.
84. Crescenti G.H. A look back on two decades of Doppler sodar comparison studies // Bull. Amer. Meteorol. Soc. – 1997 – V.78. – P. 651-673.
85. Deardorff J. W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers // J. Atmos. Sci. – 1972. – V. 29. №. 1. – P. 91-115.
86. Deusebio E., Lindborg E. Helicity in the Ekman boundary layer. J. Fluid Mech. – 2014. – V. 755. – P. 654-671.
87. 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. – P. 247–256.
88. Drobinski P., Carlotti P., Newsom R.K., Banta R.M., Foster R.C. and Redelsperger J.L.. The Structure of the Near-Neutral Atmospheric Surface Layer. // J. Atm. Si. – 2004. – V.61. – P. 699-714.
89. Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.-L., Banta R., Masson V., Newsom R. Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer. // J. Atmos. Sci. – 2007. – V. 64. – P. 137-156.
90. Dubos T., Barthlott C., Drobinski P. Emergence and secondary instability of Ekman layer rolls // J. Atmos. Sci. – 2008. – V. 65. №. 7. – P. 2326-2342.
91. Emeis S. Surface-Based Remote Sensing of the Atmospheric Boundary Layer (Chapter 3) // Atmos. Oceanogr. Sci. Library. – Springer, 2011. – V. 40.

92. Etling D. The Stability of the Ekman Boundary Layer Flow as Influenced by the Thermal Stratification // Beitrage zur Physik der Atmosphare. – 1971. – Band 44. – P. 168-186.
93. Etling D. Some aspect of helicity in atmospheric flows. // Beitr. Phys. Atmosph. – 1985. – V.58, №1. – P.88-100.
94. Etling D., Brown R.A. Roll vortices in the planetary boundary layer. A review. // Boundary-Layer Meteorology 65, Kluwer Academic Publishers. – 1993. – P. 215-248.
95. Farrell, B. F., 1982: The initial growth of disturbances in a baroclinic flow // J. Atmos. Sci. – V.39 – P.1663-1686
96. Farrell B. F. Optimal excitation of baroclinic waves // J Atm. Sci. – 1989. – V. 46. – P. 1193-1206
97. Foster R.C. An analytic model for planetary boundary roll vortices: / Ph. D. thesis, University of Washington. – Seattle, 1996. – 195 p.
98. Foster R. C. Structure and energetics of optimal Ekman layer perturbations // Journal of Fluid Mechanics. – 1997. – V. 333. – P. 97-123.
99. 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. – P.1466-1472.
100. Foster R.C. Why rolls are prevalent in the hurricane boundary layer // J. Atmos. Sci. – 2005. – V. 62. № 8. – P. 2647–2661.
101. Foster R. Signature of large aspect ratio roll vortices in synthetic aperture radar images of tropical cyclones // Oceanography. – 2013. – V. 26. №. 2. – P. 58-67.
102. Gao K., Ginis I. On the equilibrium-state roll vortices and their effects in the hurricane boundary layer // J. Atmos. Sci. – 2016. – V. 73. №. 3. – P. 1205-1222.
103. Gillette D. A., Fryrear, D. W., Gill, T. E., Ley, T., Cahill, T. A., Gearhart, E. A. Relation of vertical flux of particles smaller than 10 μm to total aeolian horizontal mass flux at Owens Lake // J. Geophys. Res.: Atmospheres. – 1997. – T. 102. – №. D22. – P. 26009-26015.

104. Ginis I., Khain A. P., Morozovsky E. Effects of large eddies on the structure of the marine boundary layer under strong wind conditions // J. Atmos. Sci. – 2004. – V. 72. №. 9. – P. 3049–3063.

105. Golitsyn G. S. et al. Investigation of boundary layer fine structure in arid regions: Injection of fine dust into the atmosphere // Water, Air and Soil Pollution: Focus. – 2003. – V. 3, №. 2. – P. 245-257.

106. Gorchakov G. I., Koprov B. M., and Shukurov K. A.: Arid aerosol transport by vortices // Izvestia, Atmos. Ocean. Phys. – 2003. – V. 39. – P. 596-608.

107. Grell, G. A., Peckham, S. E., Schmitz, R., McKeen, S. A., Frost, G., Skamarock, W. C., & Eder, B. Fully coupled "online" chemistry within the WRF model // Atmospheric Environment. – 2005. – V. 39, № 37. – P. 6957-6975.

108. Harley D.G. Frontal contour analysis of a "polar" low // Meteorol. Mag. – 1960. – V. 89. – P. 146-147.

109. Hein P.F., Brown R.A. Observations of longitudinal roll vortices during arctic cold air outbreaks over open water // Boundary-Layer Meteorology. – 1988. – V. 45. №. 1-2. – P. 177-199.

110. Hernandez-Deckers D., Sherwood S.C. A numerical investigation of cumulus thermals // J. Atm. Sci. – 2016. – Т. 73. – №. 10. – С. 4117-4136.

111. Hibino K., Ishikawa H., Ishioka K. Effect of a capping inversion on the stability of an Ekman boundary layer // J. of the Meteorological Society of Japan. Ser. II. – 2012. – V. 90, № 2. – P. 311-319.

112. Hide R. Superhelicity, helicity and potential vorticity. // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. – 1989. – V.48, №1-3. – P.69-79.

113. Hoffmann N., Busse F. H., Chen W. L. Transitions to complex flows in the Ekman–Couette layer // J. Fluid Mech. – 1998. – V. 366. – P. 311-331.

114. Hoffmann N. P., Busse F. H. Isolated solitary vortex solutions for the Ekman Couette layer // European Journal of Mechanics-B/Fluids. – 2000. – V. 19. №. 3. – P. 391-402.

115. Holton J.R. An introduction to dynamic meteorology. Fourth Edition.. – Elsevier Inc, 2004. 540 pp.

116. IPCC IV: Climate Change 2007: The Physical Science Basis, Cambridge Univ. Press, New York, 940 pp., 2007.
117. Ishihara M., Kato Y., Abo T., Kobayashi K. and 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. 1085-96.
118. Ito J., Oizumi T., Niino H. Near-surface coherent structures explored by large eddy simulation of entire tropical cyclones // Scientific reports. – 2017. – V. 7, № 1. – P. 3798.
119. Ito J., Niino H., Nakanishi M. Large eddy simulation on dust suspension in a convective mixed layer // SOLA. – 2010. – V. 6. – P. 133-136.
120. Ju, T., Li, X., Zhang, H., Cai, X., Song, Y., Comparison of two different dust emission mechanisms over the Horqin Sandy Land area: Aerosols contribution and size distributions, Atmospheric Environment (2018).
121. Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D., Kramar V.F., Kuznetsov D.D.2013: Profiles of vertical wind speed variances withinnocturnal low-level jets observed with a sodar // J. Atmos. Oceanic Technol. – 2013. – V.30. – P. 1970-1977
122. Kader B.A., Yaglom A.M. and Zubkovskii S.L. Spatial correlation functions of surface-layer atmospheric turbulence in neutral stratification. In *Boundary Layer Studies and Applications* – Springer, Dordrecht. – 1989 – P. 233-249.
123. Kader, B.A. and Yaglom, A.M. Spectra and correlation functions of surface layer atmospheric turbulence in unstable thermal stratification. In *Turbulence and Coherent Structures* – Springer, Dordrecht. – 1991. – P. 387-412.
124. Kaylor R.E. and Faller A. Instability of the stratified Ekman boundary layer and the generation of internal waves // J. Atmos. Sci. – 1972. – V. 29, № 3. – P. 497-509.
125. Klose M. and Shao Y.: Stochastic parameterization of dust emision and application to convective atmospheric conditions // Atmos. Chem. Phys. Discuss. – 2012. – V. 12. – P. 3263–3293.
126. Klose M., Shao, Y., Li, X., Zhang, H., Ishizuka, M., Mikami, M., Leys, J. F. Further development of a parameterization for convective turbulent dust emission and

evaluation based on field observations // J. Geophys. Res.: Atmospheres. – 2014. – Т. 119. – №. 17. – С. 10441-10457.

127. Knippertz P., Stuut J.-B. W. Mineral Dust: A Key Player in the Earth System. – Springer, 2014. – p. 510.
128. Koprov B.V. et all. Coherent structures in the atmospheric surface layer under stable and unstable conditions. // Boundary Layer Met. – 2004. – V.111. – P.19-32.
129. Kraichnan R.H. Helical turbulence and absolute equilibrium // J. Fluid Mech. – 1973. – V. 59. Pt. 4. – P. 745-752.
130. Lilly D.K. On the stability of Ekman boundary flow // J. Atmos. Sci. – 1966. – № 23. – P. 481-494.
131. Lin C.-L., McWilliams J., Moeng C.-H., Sullivan P. Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow. // Phys. Fluids – 1996. – V. 8. – P. 2626–2639.
132. Maddox R. A. Diurnal Low-Level Wind Oscillation and Storm-Relative Helicity // The Tornado: Its Structure, Dynamics, Prediction, and Hazards. – 1993. – P. 591-598.
133. Marsham J. H., Parker D. J., Grams C. M., Johnson B. T., Grey W. M. F., and Ross A. N.: Observations of mesoscale and boundary-layer scale circulations affecting dust transport and uplift over the Sahara, Atmos. Chem. Phys. – 2008. – V.8 – P. 6979–6993.
134. Mason P., Thomson D. Large-eddy simulations of the neutral-static-stability planetary boundary layer. // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. – 1987. – V.113 – P. 413–443.
135. Maxey M. R. On the advection of spherical and non-spherical particles in a non-uniform flow // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. – 1990. – V. 333, № 1631. – P. 289-307.
136. Mezić I., Leonard A., Wiggins S. Regular and chaotic particle motion near a helical vortex filament // Physica D: Nonlinear Phenomena. – 1998. – V. 111, № 1-4. – P. 179-201.

137. Moeng C. H. A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence // J. Atm. Sci. – 1984. – T. 41. – №. 13. – C. 2052-2062.
138. Moeng C. H. et al. Examining two-way grid nesting for large eddy simulation of the PBL using the WRF model // Monthly weather review. – 2007. – V. 135, № 6. – P. 2295-2311.
139. Moffatt H.K. The degree of knottedness of tangled vortex lines // J. Fluid Mech. – 1969. – V. 35. №01. – P. 117-129.
140. Morrison H., Curry J. A., Khvorostyanov V. I. A New Double-Moment Microphysics Parameterization for Application in Cloud and Climate Models. Part I: Description. // J. Atmos. Sci. – 2005. – V. 62, Issue 6 – P. 1665-1677.
141. Mourad P. D., Brown R. A. Multiscale large eddy states in weakly stratified planetary boundary layers // J. Atmos. Sci. – 1990. – V. 47. №. 4. – P. 414-438.
142. Narayanan C. et al. Mechanisms of particle deposition in a fully developed turbulent open channel flow // Physics of Fluids. – 2003. – V. 15, № 3. – P. 763-775.
143. 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.
144. Petenko I. V., Bezverkhnii V. A.: Temporal Scales of Convective Coherent Structures Derived from Sodar Data, Meteorol. // Atmos. Phys. – 1999. – V. 71. – P. 105-116.
145. Pichler H, Schaffhauser A. The synoptic meaning of helicity. // Meteorol. Atmos. Phys. – 1998. – V.66. – P.23-34.
146. Ponomarev V. M.: Micro-scale modelling of pollution dispersion in atmospheric boundary layer, Syst. Anal. Model. Sim. – 1998. – V.30 – P. 39–44.
147. Raju N., Meiburg E. Dynamics of small, spherical particles in vortical and stagnation point flow fields // Physics of Fluids. – 1997. – V. 9, № 2. – P. 299-314.
148. Rasmussen E.A., Turner J. Polar lows. Cambridge, Cambridge University press, 2003, 612 pp.

149. Salesky S. T., Chamecki M., Bou-Zeid E. On the nature of the transition between roll and cellular organization in the convective boundary layer // Boundary-layer meteorology. – 2017. – V. 163, № 1. – P. 41-68.

150. Schmid P. J., Henningson D. S. Stability and transition in shear flows. Berlin: Springer–Verlag, 2001. – 556 p.

151. Schmidt H., Schumann U. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations // Journal of Fluid Mechanics. – 1989. – T. 200. – C. 511-562.

152. Scorer R.S. Environmental Aerodynamics (Mathematics and its Applications). – Chichester, UK: Ellis Horwood, 1978. – PP. 488.

153. Shao, Y.: Physics and modelling of wind erosion, Kluwer Academic, Boston, 452 pp., 2000.

154. Shao Y. A model for mineral dust emission // J. Geophys. Res.: Atmospheres. – 2001. – V. 106, №. D17. – P. 20239-20254.

155. Shao Y. Simplification of a dust emission scheme and comparison with data // J. Geophys. Res.: Atmospheres. – 2004. – V. 109, №. D10.

156. Shao Y. et al. Parameterization of size-resolved dust emission and validation with measurements // J. Geophys. Res.: Atmospheres. – 2011. – V. 116, №. D8.

157. Skamarock W.C. et al. A description of the Advanced Research WRF Version 3. // NCAR Techn. Note–475 + STR. – June 2008. – 125 pp.

158. Smagorinsky J. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. Part 1: The Basic Experiment. // Mon. Wea. Rev. – 1963. – V.91. – P. 99-164.

159. Stensrud D.J., Shirer H.N. Development of boundary layer rolls from dynamic instabilities // J. Atmos. Sci. – 1988 – V.45. №6. – P. 1007-1019.

160. Takemi T., Yasui M., Zhou J., and Lichao Liu L.: Role of boundary layer and cumulus convection on dust emission and transport over a midlatitude desert area // J. Geophys. Res. – 2006. – V. 111. – D11203.

161. Talbot C., Bou-Zeid E., Smith J. Nested mesoscale large-eddy simulations with WRF: performance in real test cases // J. of Hydrometeorology. – 2012. – V. 13, № 5. – P. 1421-1441.

162. Taylor G.I. Eddy motion in the atmosphere // Phil. Trans. Roy. Soc. – London. 1914. – Ser. A215. – P. 1-26.

163. Yagi A., Inagaki A., Kanda M., Fujiwara C. and Fujiyoshi Y. Nature of streaky structures observed with a doppler lidar. // Boundary-layer meteorology. – 2017. – V.163, №1. – P.19-40.

164. Young G. S., Kristovich D. A. R., Hjelmfelt M. R., Foster R.C.Supplement to rolls, streets, waves, and more // Bulletin of the American Meteorological Society. – 2002. – Т. 83. – №. 7. – С. 1001-1001.

165. Vazaeva N.V., Chkhetiani O.G., Gledzer E.B., Artamonova M.S., Iordanskii M.A., Kurgansky M.V., Lebedev V.A., Maximenkov L.O. and Obvintsev Y.I.. Aerosol emission in the arid zones of Southern Russia // Report Series In Aerosol Science № 201 (2017): Proceedings of the 3rd Pan-Eurasian Experiment (PEEX) Conference and the 7th PEEX Meeting, Helsinki 2017, P. 518-520.

166. Weckwerth T.M., Wilson J.W., Wakimoto R.M., Crook N.A. Horizontal convective rolls: Determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics // Mon. Weather Rev. – 1997. – Vol. 125, no. 4. – P. 505-526.

167. Wei L., Chen Q. Calculation of drag force on an object settling in gas-solid fluidized beds // Particulate science and technology. – 2001. – V. 19, №. 3 – P. 229-238.

168. Wurman J., Winslow J. Intense Sub-Kilometer-Scale Boundary Layer Rolls Observed in Hurricane Fran. // Science. – 1998. – V. 280, № 5363. – P. 555-557.

169. Zack J., Natenberg E., Young S., Van Knowe G., Waight K., Manobianco J. and Kamath C. Application of Ensemble Sensitivity Analysis to Observation Targeting for Short-term Wind Speed Forecasting in the Tehachapi Region. // Winter Season LLNL-TR-460956. – 2010.

170. Zack J., Natenberg E., Young S., Van Knowe G., Waight K., Manobianco J. and Kamath C. Application of ensemble sensitivity analysis to observation targeting for short term wind speed forecasting in the Washington-Oregon Region. // Technical Report LLNL-TR-458086. – 2010. – V.65

171. Zack J., Natenberg E. J., Knowe G. V., Waight K., Manobianco J., Hanley D. and Kamath C. Observing System Simulation Experiments (OSSEs) for the Mid-Columbia Basin. // LLNL-TR-499162. – 2011.

172. Zhang Y., Hu R., Zheng X. Large-scale coherent structures of suspended dust concentration in the neutral atmospheric surface layer: A large-eddy simulation study // Physics of Fluids. – 2018. – V. 30, № 4. – P. 046601.