

**Московский Государственный Университет
имени М. В. Ломоносова**

Научно-исследовательский вычислительный центр

*На правах рукописи
УДК 551.5*

Степаненко Виктор Михайлович

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРЫ С ВОДОЕМАМИ СУШИ**

Специальность 25.00.30 – метеорология, климатология и агрометеорология

**Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель:
член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук
В. Н. Лыкосов

Москва – 2007 г.

*Посвящается светлой памяти
Михаила Арамаисовича Петросянца*

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Обзор современного состояния проблемы.....	11
Глава 2. Термодинамическая модель водоема и ее верификация.....	23
2.1. Физическая постановка задачи и описание модели.....	23
2.2. Численная реализация модели.....	37
2.3. Верификация модели.....	41
Глава 3. Параметризация водоемов в мезомасштабной атмосферной модели и ее верификация.....	68
3.1. Описание мезомасштабной модели.....	70
3.2. Верификация мезомасштабной модели и параметризации водоемов.....	86
Глава 4. Агрегирование турбулентных потоков над гидрологически неоднородной сушей.....	120
4.1. Метод эффективных параметров.....	122
4.2. Мозаичный метод.....	122
4.3. Другие методы агрегирования турбулентных потоков.....	125
4.4. Методика верификации мозаичного метода агрегирования.....	127
4.5. Ошибки мозаичного метода в дневное время суток.....	131
4.6. Об одном эффекте нелинейности формул аэродинамического метода.....	137
4.7. Ошибки мозаичного метода в ночное время суток.....	140

4.8. Выводы.....	142
Заключение.....	144
Список литературы.....	146

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие с подстилающей поверхностью является основным фактором циркуляции атмосферы на всех пространственно – временных масштабах. Это вызвано тем, что основным источником и стоком тепла, влаги и импульса для атмосферы является подстилающая поверхность. Приток явного тепла определяет нагревание атмосферы, служащее причиной возникновения горизонтальных барических градиентов, которые сообщают воздуху горизонтальные ускорения. На глобальном масштабе таким градиентом служит градиент «экватор – полюс», вызывающий западный перенос в умеренных широтах. На том же масштабе выделяются муссонные циркуляции, инициированные градиентом, появляющимся вследствие дифференцированного нагрева суши и моря. На мезомасштабе наблюдаются бризовые и горно-долинные ветры, также обусловленные неоднородностью теплообмена с подстилающей поверхностью.

Таким образом, одни важнейшие циркуляции (муссоны и бризы) вызываются соседством суши и моря, другие – значительно модифицируются этим распределением. Из этого следует, что качество прогноза погоды, воспроизведение современного и будущего климатов во многом зависит от того, насколько адекватно описывается обмен атмосферы теплом, влагой и импульсом с сушей и океаном. В последние десятилетия появились совместные глобальные модели циркуляции атмосферы и океана, в которых внутренняя динамика системы «океан-атмосфера» воспроизводится достаточно подробно. В то же время, взаимодействие атмосферы с внутренними водоемами суши до последнего времени во многих случаях описывалось на основании простых, но физически неадекватных схем. Следствием этого может быть существенное искажение реальных атмосферных процессов численными моделями над соответствующими районами. Например, в некоторых атмосферных моделях над оз. Эйр (Австралия) при определенных условиях развивается интенсивная циклоническая циркуляция, не наблюдаемая в природе (А. В. Кислов, личное

сообщение). Очевидно, что приведенный случай и подобные ему случаи неадекватного «поведения» атмосферных моделей вызваны завышенными потоками тепла и влаги с поверхности водоемов, что, в свою очередь, обусловлено отсутствием в них физически содержательных моделей внутренних водоемов.

Водные объекты в ряде регионов занимают значительную часть площади (рис. 1) и оказывают большое влияние на региональный климат.

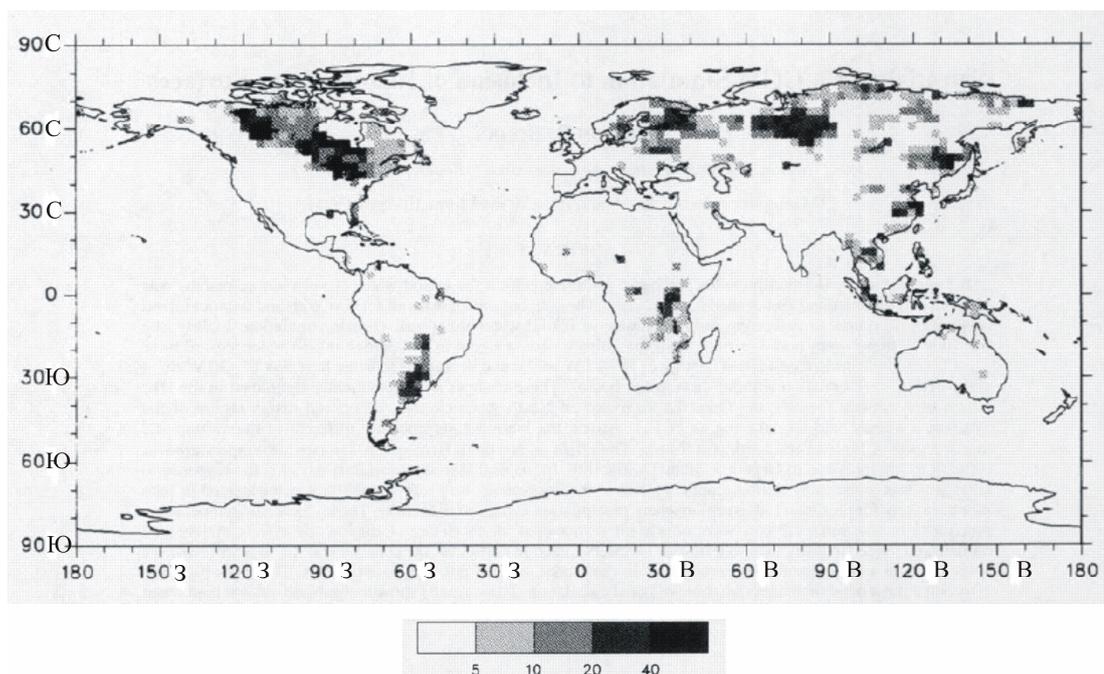


Рис 1. Доля площади суши, занятая водными объектами, болотами и переувлажненными территориями (Cogley, 1991)

Очевидно, что для этих регионов исключительно актуальна проблема реакции озер, водохранилищ и их экосистем на современные и будущие изменения климата (Эдельштейн, 2005). Она приобретает особенное значение, поскольку как раз в регионах с повышенной плотностью гидрологической сети в высоких широтах в XX в. наблюдалось хорошо выраженное потепление климата. Сказанное относится к северу территории США, Канаде, Скандинавским странам, Карелии, Западной Сибири (рис. 1). Например, в Карелии (Климат Карелии: изменчивость и влияние на водные объекты и водосборы, 2004) среднегодовая приземная температура за 100 лет наблюдений (1890 – 1990 гг.) выросла на 0.6 °С, что привело к заметным последствиям в гидрологическом режиме:

возросла продолжительность безледоставного периода на крупных озерах, весеннее вскрытие рек сдвинулось на более ранние сроки и др. Кроме того, повысилось годовое количество осадков (правда, уровни многих озер Карелии понизились из-за отвода воды на мелиорацию). Таким образом, озера существенно реагируют на изменения климата, так что их состояние (в т. ч. уровень) служит достаточно надежным индикатором климатических условий (Адаменко, 1985).

Для прогнозирования изменений в гидрологической системе (уровней озер, стока рек, продолжительности ледостава, и т. д.) при будущих климатических изменениях, различными исследователями проведено значительное количество расчетов, в которых модели климата и гидрологической системы использованы в автономном режиме (обсуждение результатов расчетов с ссылками на конкретные работы см. в главе 2). А именно, производилось интегрирование климатической модели без учета гидрологических процессов на суше (за исключением влагообмена атмосферы с почвой), а затем данные этих расчетов использовались в качестве входных данных в той или иной гидрологической модели. Очевидно, что при данном подходе не учитывается обратное влияние гидрологических объектов на атмосферу, что, вообще говоря, может значительно сказаться на результатах подобных экспериментов. Для полного учета двухстороннего взаимодействия атмосферы и вод суши необходимо включить в климатическую модель блок расчета гидрологических процессов. Причем за описание процессов в водоемах и водотоках должны отвечать разные параметризации, поскольку динамика и термодинамика этих объектов принципиально различается.

Корректное воспроизведение термодинамики озер приобретает особое значение в региональных и мезомасштабных моделях атмосферы. Дело в том, что в этих моделях пространственное разрешение достигает нескольких километров и, таким образом, становится достаточным, чтобы явно воспроизводить мезометеорологические процессы, возникающие над крупными озерами (Великими американскими озерами, Каспийским

морем, Байкалом, Ладожским, Онежским озерами и др.). В частности, становится возможным воспроизводить зимние мезоциклоны, развивающиеся над незамерзающими озерами при адвекции холодных воздушных масс на поверхность озера с положительной температурой. Для удачного моделирования подобных явлений ключевое значение приобретает реалистичное воспроизведение потоков тепла, влаги и импульса с водоемов.

В то время, как значительная часть крупных озер суши разрешается на горизонтальной сетке современных региональных и мезомасштабных моделей, большая часть мелких водоемов остается подсеточными объектами. Для глобальных же моделей подсеточными оказываются почти все водоемы суши. Таким образом, эти водные объекты становятся элементами подсеточной неоднородности суши. В современных атмосферных моделях информация о неоднородности суши, не разрешаемой на сетке, используется для вычисления средних по модельной ячейке турбулентных потоков. Методы расчета этих средних потоков получили название методов агрегирования. Независимо от того, какой метод агрегирования используется, турбулентные потоки с подсеточных водоемов должны рассчитываться отдельно от потоков над сушей, для чего также необходимо использовать некоторую модель водоема. Таким образом, при любом пространственном разрешении атмосферной модели и любых размерах водных объектов (т.е. независимо от того, являются ли эти объекты подсеточными или нет), для корректного расчета турбулентных потоков над гидрологически неоднородной территорией¹ необходимо привлекать параметризацию водоемов.

Итак, задачи прогноза погоды и климата в условиях повышающегося пространственного разрешения атмосферных моделей требуют создания моделей термодинамики внутренних вод суши. Кроме того, важно оценить роль водоемов в формировании мезомасштабной изменчивости крупномасштабного потока воздуха, и в

¹ Под *гидрологически неоднородной территорией* в данной работе понимается территория суши, покрытая густой сетью водных объектов. Это определение отличается от принятого в классической гидрологии: согласно последнему, под гидрологической неоднородностью понимается неоднородное распределение по территории характеристик гидрологического режима, в первую очередь – величин стока.

подсеточной для моделей общей циркуляции атмосферы изменчивости турбулентных потоков в приземном слое.

В настоящей работе поставлена следующая **цель**: создание, верификация и апробация вычислительной технологии для моделирования взаимодействия атмосферы с водоемами суши.

Для достижения этой цели решались следующие **задачи**:

- определение наиболее актуальных направлений исследований в области взаимодействия внутренних вод суши с атмосферой из анализа литературных источников;
- построение и верификация с использованием данных наблюдений одномерной модели термодинамики водоема;
- включение одномерной модели в мезомасштабную атмосферную модель в качестве параметризации водоемов и верификация совместной модели с привлечением доступных данных наблюдений;
- оценка применимости методов агрегирования турбулентных потоков для гидрологически неоднородной подстилающей поверхности на основании численного моделирования.

Содержание работы изложено в четырех главах. В первой главе приводится обзор современного состояния рассматриваемой проблемы на основании литературных источников, демонстрируется актуальность задачи моделирования взаимодействия водных объектов с атмосферой. Во второй главе дается описание предлагаемой одномерной модели водоема (основных уравнений, параметризации турбулентности и численной схемы). В ней также изложены результаты сравнения данных моделирования с измерениями на озерах, расположенных в различных климатических условиях. В третьей главе анализируются результаты использования модели водоема в качестве параметризации в мезомасштабной атмосферной модели. Приводятся система уравнений

мезомасштабной модели и параметризации наиболее важных подсеточных процессов. Оценивается качество воспроизведения бризовых циркуляций совместной моделью «атмосфера – суша – водоем». Четвертая глава посвящена проблеме агрегирования турбулентных потоков на гидрологически неоднородной территории. На основании численных экспериментов с совместной моделью оценена погрешность одного из общепринятых методов агрегирования применительно к территориям такого рода. В заключении сведены основные выводы, полученные в предыдущих главах, и сформулированы результаты исследования.

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Василию Николаевичу Лыкосову за постановку задачи, постоянное внимание к работе и плодотворное обсуждение широкого спектра проблем математического моделирования климата и окружающей среды. Решающую роль в выборе научного руководителя автора сыграл Михаил Арамаисович Петросянц, которого автор также считает своим учителем. Настоящая работа посвящена светлой памяти этого выдающегося ученого и незаурядного человека.

При построении численной схемы модели водоема большую помощь автору оказали консультации с Н. Г. Яковлевым и Е. Е. Мачульской. Комментарии П. М. Миранды по мезомасштабной модели Nh3d облегчили использование модели и модификацию исходного программного кода. Обмен мнениями с Д. В. Мироновым позволил автору уточнить область применимости результатов работы и обратить внимание на некоторые ранее не рассмотренные аспекты взаимодействия озер с атмосферой. Э. Дутра провел детальную верификацию модели водоема с привлечением данных наблюдений, полученных на озерах Португалии. Плодотворное обсуждение с Г. Н. Паниным привело к постановке дополнительных численных экспериментов по расчету термодинамического режима мелких озер. К. К. Эдельштейн и М. Г. Гречушникова прочитали работу и сделали

ценные замечания относительно применимости ее результатов к водохранилищам. Всем им автор выражает свою искреннюю признательность.

Автор благодарит коллектив кафедры метеорологии и климатологии географического факультета МГУ и, в особенности, А. В. Кислова, Н. Ф. Вельтищева, И. В. Тросникова и Б. А. Семенченко за конструктивные замечания по существу работы.

В заключение автор выражает признательность своим родителям Е. О. Бароновой и М. М. Степаненко, которые своим примером способствовали выбору научной деятельности в качестве профессии.

Представленные в данной работе исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (гранты 04-05-64898 и 07-05-00200), ИНТАС (гранты 00-189 и 01-2132) и Совета ученых географического факультета МГУ (грант молодых ученых 2006 г.).

ГЛАВА 1.

ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПРОБЛЕМЫ

Во введении обоснована необходимость использования моделей внутренних водоемов суши в задачах прогноза погоды и климата. Ниже мы рассмотрим основные результаты, полученные научным сообществом к настоящему времени в области численного моделирования водоемов и использования моделей водоемов в задачах взаимодействия атмосферы с сушей. Следует отметить, что литература по этим направлениям накопилась довольно обширная, поэтому настоящий обзор не претендует на полноту, и ссылки на конкретные работы часто приводятся в качестве примера, в то время как существует множество работ других авторов близкой тематики и методологии исследования. Актуальность рассматриваемой в настоящей работе проблемы можно иллюстрировать следующим фактом: только в журналах Американского метеорологического общества начиная с 1990 г. вышло около 110 статей, в названии которых присутствует слово «озеро», причем подавляющее их количество посвящено различным аспектам взаимодействия озер с атмосферой.

Наиболее полно термогидродинамика водоемов может быть воспроизведена в рамках трехмерных численных моделей. С помощью этих моделей могут быть получены не только важные научные результаты, но и практически ценные прогнозы термического состояния водоемов, волнения их поверхности, течений и состояния экосистемы. Например, для Великих Американских озер разработана система оперативного прогноза волнения, температуры и других параметров состояния водоема, причем в качестве граничных условий используются данные расчетов по мезомасштабной модели MM4 (Kelley et al., 1998). Отметим, что если ставится задача воспроизведения термогидродинамики достаточно крупного (с размерами несколько километров и более) и

достаточно глубокого (глубиной нескольких десятков метров и более) озера, то для этой цели может подойти модель трехмерной циркуляции океана (Pan et al., 2002).

Трехмерные вихререзающие модели водоемов находят применение также при совместном моделировании пограничного слоя атмосферы и перемешанного слоя водоема (океана) (Пушистов и Шлычков, 2001). Расчеты по совместной модели оказываются вычислительно весьма затратными и могут быть эффективно осуществлены только при параллельной реализации программного кода (Glazunov and Lykosov, 2003). Совместное вихререзающее моделирование является полезным инструментом изучения сложных обменных процессов, происходящих в обеих средах; в частности, его результаты могут быть использованы для построения параметризаций нелокального турбулентного обмена.

При очевидных достоинствах трехмерных моделей, область их применения ограничивается двумя важными с практической точки зрения обстоятельствами: во-первых, они являются затратными в вычислительном отношении и, во-вторых, они требуют подробной информации о моделируемом объекте. В частности, трехмерные модели требуют данных о распределении глубин в озере, а в задаче краткосрочного прогноза состояния озера необходимо иметь также данные измерений начального состояния. Таким образом, трехмерные модели целесообразно применять к водным объектам, обеспеченным достаточным количеством наблюдений. В то же время, для подавляющего количества озер на земной поверхности неизвестна даже их средняя глубина. Ввиду указанных причин в рамках большинства задач взаимодействия атмосферы с водными объектами используются одномерные модели, отражающие основные закономерности теплообмена в водоеме в вертикальном направлении.

Одномерное приближение основано на эмпирическом факте, что интенсивность горизонтального теплообмена в водоемах, как правило, на несколько порядков меньше интенсивности вертикального теплообмена. Как показано в многочисленных работах, одномерные модели демонстрируют достаточно хорошее совпадение с натурными

наблюдениями (Mironov et al., 2006; Goudsmit, 2002; Гранкина, 2006). Тем не менее, не для всех водоемов одномерное приближение можно считать оправданным: как показано в некоторых работах (Гречушникова, 2001), в водохранилищах тепловой эффект горизонтальной адвекции может быть сопоставим с эффектом вертикального теплообмена. Из этого следует, в модели существенно проточного водоема необходимо вводить по крайней мере одно горизонтальное измерение, параллельное ведущему течению.

Создано достаточно большое количество одномерных моделей водоемов, используемых в задачах взаимодействия водоемов с атмосферой. Большинство из них основано на решении уравнения теплопроводности конечно-разностными методами. Пожалуй, первые работы, в которых в блоках взаимодействия с подстилающей поверхностью атмосферных моделей стали использоваться одномерные модели водоемов, появились в США в начале 90-х годов XX в. (Bates et al., 1993; Hostetler et al., 1993)². Они были посвящены одной из наиболее практически значимых проблем взаимодействия озер с атмосферой – моделированию зимних штормов над крупными незамерзающими озерами.

Одной из ключевых проблем построения одномерных моделей водоема является параметризация коэффициента турбулентности. Как известно, турбулентность в озерах развивается под влиянием динамических факторов (трение ветра, ветровое волнение, сейши и т.д.) и эффектов стратификации (в общем случае, температурной и соленостной) (Алексеевский, 2006; Wuest and Lorke, 2003), которые желательно адекватно учесть при вычислении этого коэффициента. К настоящему времени широкое применение получили диагностические формулы для коэффициента турбулентности (Rodi, 1993; Engelund, 1978; Simoes, 1998), которые учитывают влияние стратификации и сдвига скорости течений через число Ричардсона. В частности, они используются в схемах тепло- и влагообмена на

² Возможно, первый опыт параметризации озер в атмосферных моделях описан в работе (Pitman, 1991), в которой наличие водоемов в ячейке атмосферной модели учитывалось через повышенную влажность почвы.

поверхности суши, предназначенных для использования в моделях общей циркуляции атмосферы (Technical description of community land model, 2004), поскольку позволяют значительно экономить время вычислений. В то же время, в моделях, работающих в исследовательском режиме, все чаще используется «к-ε» параметризация турбулентности (Монин и Яглом, 1965; Mellor and Yamada, 1974), которая является более содержательной с физической точки зрения, чем диагностические схемы, но значительно уступает последним по вычислительной эффективности. Эта параметризация основана на решении двух прогностических уравнений относительно кинетической энергии турбулентности E (ТКЕ) и скорости и диссипации ε , а коэффициент турбулентности рассчитывается по значениям этих двух величин по известной формуле Колмогорова. Параметризация «к-ε» критикуется рядом исследователей, в частности, за то, что при выводе уравнения для ε использованы недостаточно обоснованные гипотезы. Кроме того, как показывают численные эксперименты (см. главу 2), эта параметризация весьма чувствительна к выбору входящих в нее полуэмпирических безразмерных коэффициентов. Тем не менее, на настоящем этапе «к-ε» параметризация, по всей видимости, еще далеко не исчерпала потенциала развития: в частности, предложены ее модификации, учитывающие производство ТКЕ за счет сейш (Goudsmit et al., 2002).

В качестве альтернативы «к-ε» параметризации турбулентности ряд исследователей предлагает так называемую «к-ω» параметризацию (Umlauf et al., 2003), в которой уравнение для скорости диссипации ТКЕ заменяется уравнением для ω – частоты турбулентности. Так или иначе, вопрос о степени физической адекватности той или иной параметризации турбулентности, по всей видимости, в настоящее время далек от удовлетворительного разрешения. Значительного продвижения в этом вопросе можно ожидать от сравнительных численных экспериментов по моделированию различных типов турбулентных течений, с привлечением всех предлагаемых параметризаций. В

частности, эта идея реализуется авторами известной одномерной модели пограничного слоя океана (водоема) GOTM (Umlauf et al., 2006).

Если водоем покрывается ледяным покровом, то скорость движения границы жидкой и твердой фаз (нижней кромки льда) рассчитывается, как правило, явно, исходя из разности потоков тепла по обе стороны от этой границы. Задача о движении границы фаз представляет собой известную задачу Стефана. В классической постановке этой задачи на границе фаз задается фиксированная температура фазового перехода, для воды равная 0 °С. В то же время, в реальных водоемах вода всегда в той или иной степени минерализована, и при высоких значениях минерализации (которые имеют место, например, в соленых озерах) необходимо принимать во внимание зависимость температуры фазового перехода от этой величины. В таком случае целесообразно рассматривать обобщенную задачу Стефана с неизвестной температурой замерзания (Воеводин и Гранкина, 2006).

В задачах оперативного прогноза погоды особенное значение приобретает вычислительная эффективность всех блоков прогностической модели. Поэтому в рамках моделей краткосрочного прогноза весьма перспективным представляется использование полуэмпирических моделей водоемов. Одна из таких моделей создана в немецкой службе погоды DWD (Mironov et al., 2006). Уравнения этой модели получены аналитическим интегрированием уравнения теплопроводности с привлечением эмпирического вида вертикального профиля температуры, и представляют собой обыкновенные дифференциальные уравнения относительно нескольких термодинамических переменных – температуры слоя перемешивания, температуры дна водоема и др. Оказалось, что построенная таким образом модель достаточно адекватно воспроизводит термический режим реальных озер, и в этом отношении почти не уступает более сложным дифференциальным моделям (Dutra et al., 2006); при этом время вычислений в этой модели более чем на порядок меньше, чем для дифференциальных моделей.

Кроме трехмерных и одномерных моделей, существуют также двухмерные модели водоемов. Однако применяются они реже, и, как правило, в специальных задачах. Например, двухмерные модели использовались для воспроизведения подледной конвекции в весеннее время года (Pushistov and Ievlev, 2000).

Следует упомянуть также модели промежуточной размерности, обладающие вычислительной эффективностью и одновременно учитывающие в первом приближении эффекты горизонтального теплообмена в водоемах. Примером такой модели может служить квазидвухмерная модель Можайского водохранилища (Пуклаков, 1999), созданная на кафедре гидрологии Московского университета. В ней осуществлен боксовый подход, при котором водоем разбивается на отдельные взаимодействующие секции (боксы), в каждой из которых рассчитывается только вертикальный теплообмен (горизонтальные градиенты параметров состояния внутри секций полагаются равными нулю).

Кроме детерминированных моделей термического режима водоемов, предложены также стохастические модели (Пальшин и Ефремова, 2005). В частности, в приведенной работе построены зависимости для осредненного за многолетний период годового хода температуры на озерах Европы. По всей видимости, предложенная модель может служить достаточно реалистичным первым приближением описания термодинамики озер для оперативных моделей прогноза погоды. В то же время, применимость подобных моделей в расчетах будущих изменений климата не столь очевидна, поскольку в будущем статистическая зависимость между атмосферными величинами и термодинамическими параметрами водоемов может измениться. Созданы также динамико-стохастические модели уровня режима водоемов суши (Фролов, 2006), которые могут оказаться полезными при моделировании реакции водоемов на климатические изменения.

Воздействие озера на вышележащие слои воздуха осуществляется через пограничный слой атмосферы. В теоретических (Mahrt, 2000) и экспериментальных

(Струнин, 2006) работах установлено, что над водоемами и водотоками летом в дневное время суток образуется внутренний пограничный слой с устойчивой стратификацией. Вследствие этого, над водными объектами потоки явного тепла становятся меньше по сравнению с сушей (и часто имеют обратный знак). Кроме того, данные измерений (Persson, 2004) свидетельствуют о том, что испарение в дневное время над водоемами может быть также меньше, чем над сушей, что опровергает распространенное представление об обратном. Косвенным подтверждением этого факта можно считать просветы в слоистых облаках, которые нередко наблюдаются над водными объектами (Струнин, 2006). Ночью же внутренний пограничный слой над водоемами характеризуется меньшей устойчивостью, или даже неустойчивостью, если с суши натекает холодный воздух. В последнем случае с водной поверхности интенсифицируется испарение и конденсация водяного пара в приповерхностном слое, с образованием тумана (Квон и Ривин, 2001).

Вследствие разницы потока явного тепла между сушей и водной поверхностью в береговой зоне развиваются бризы (Бурман, 1965), имеющие, как правило, выраженный суточный ход направления ветра: днем ветер дует с водоема на сушу в направлении, близком к нормали к береговой линии, ночью – в обратную сторону. Бризы в значительной степени определяют климат прибрежных районов, в частности, уменьшая дневные максимумы температуры над сушей (Вельтищев, 1989). Скорости ветра в бризах тропических широт могут достигать 10 м/с и более. Кроме того, давно отмечено, что бризовая циркуляция существенно влияет на перенос атмосферных аэрозолей и газовых примесей (Бурман, 1965). Этот факт имеет большое значение для мегаполисов, расположенных на берегах крупных озер, например, для Чикаго (оз. Мичиган), Детройта и Кливленда (оз. Эри). Результаты мезомасштабного численного моделирования (Eastman et al., 1995) показали, что наблюдаемые превышения ПДК некоторых загрязняющих веществ

в воздухе этих городов могут быть в значительной мере обусловлены переносом примеси к источнику возвратным течением бризовой ячейки.

Зимой в высоких широтах подавляющее количество озер замерзает и покрывается снегом, как и окружающая суша. Вследствие этого, свойства подстилающей поверхности (альbedo, теплоемкость, теплопроводность) водоема мало отличаются от тех же свойств суши, и свойственный ему в летнее время внутренний пограничный слой, по всей видимости, зимой практически не выражен. Поэтому зимой бризы практически не наблюдаются. Важное исключение составляют крупные незамерзающие озера, над которыми нередко возникает сильно неустойчивая стратификация при вторжении арктических воздушных масс. При этом развивается интенсивная конвекция, сопровождаемая выпадением большого количества снега. Более того, если имеются благоприятные синоптические условия, то над такими озерами может образоваться мезоциклон, в котором гряды конвективной облачности вытягиваются к центру низкого давления, приобретая спиралевидную форму, легко распознаваемую на спутниковых снимках (Forbes and Merrit, 1984). Перечисленные выше явления подробно изучены для густонаселенного района Великих Американских озер, где они производят значимый экономический эффект. За последнее десятилетие в мировой литературе вышло, по меньшей мере, несколько десятков статей, посвященных разным аспектам зимних конвективных явлений над этими озерами. Первые работы, в которых расчет этих конвективных явлений производился посредством мезомасштабной атмосферной модели, а термодинамика озер – на основе одномерной модели, появились в начале 90-х гг. XX в. (Bates et al., 1993). В них было показано, что наличие Великих Американских озер в центре континента увеличивает количество зимних осадков и повышает приземные зимние температуры в этом регионе. Аналогичные оценки влияния водоемов на региональный климат проводились впоследствии и для других регионов, например, для района озер штата Невада (Hostetler et al., 1993) и для центральной Канады (Maskau, 2006).

Оценке влияния водоемов суши на глобальный климат посвящена работа (Вопан, 1995). В ней при воспроизведении современного климата моделью общей циркуляции атмосферы в качестве параметризации водоемов использована одномерная термодинамическая модель. Наиболее значимый отклик современного климата на присутствие озер оказался приурочен к крупнейшим озерным системам мира: Великим Американским и Канадским озерам, озерам Африки, карело-финской системе и озерам Западной Сибири. Средняя приземная температура летом в этих районах оказалась на 1-3 °С ниже, поток скрытого тепла на 10-45 Вт/м² больше, а поток явного тепла на 10-30 Вт/м² меньше, чем в контрольном эксперименте (без озер). Зимний отклик метеорологического режима для большинства озерных регионов оказался незначимым, за исключением Великих Американских озер, где после включения озерной параметризации выросло количество осадков на 0.4 мм/сут, и Карелии, где средняя зимняя приземная температура выросла на 10 °С. Очевидно, что вывод о столь высокой чувствительности зимних температур в Карелии к наличию озер требует дополнительной проверки в аналогичных экспериментах с региональными климатическими моделями.

Особый интерес представляет оценка отклика региональных гидрологических систем на изменения климата в будущем; этот вопрос неоднократно обсуждался в литературе. Чтобы произвести эту оценку, привлекаются, как правило, данные расчетов моделей общей циркуляции атмосферы, осуществленных по одному или нескольким сценариям МГЭИК (Межправительственная группа экспертов по изменению климата), которые выступают в роли входных данных для некоторой гидрологической модели, или интерпретируются непосредственно. Например, в работе (Кондратьев и Бовыкин, 2003) данные сценарных расчетов глобального климата XXI в. задавались на вход в модели системы «водоем-водосбор», а в работе (Арпе и др., 2000) годовой сток с водосбора р. Нева рассчитывался как разность модельных осадков и испарения. Методологически похожая методика оценки региональных гидрологических последствий глобального

потепления с использованием простой диагностической модели испарения с суши представлена в работе (Климат Карелии: изменчивость и влияние на водные объекты и водосборы, 2004). Во всех перечисленных работах отмечается, что в XXI в. на северо-западе Европейской территории России следует ожидать роста годового количества осадков; при этом отклик речного стока и уровней озер будут определяться как годовыми осадками, так и их внутригодовой изменчивостью, в частности, количеством твердых осадков, а также ростом испарения с водосборов и реакцией биоты. В частности, ожидается снижение уровня некоторых озер Карелии в теплое время года. Гидрологическая интерпретация данных моделирования общей циркуляции атмосферы применяется также в задачах палеореконструкции уровней крупных внутренних водоемов (Кислов и Торопов, 2006).

Итак, гидрологическая интерпретация климатических расчетов, базирующаяся на диагностических гидрологических моделях различного уровня сложности, позволила получить богатый багаж количественных оценок и качественных выводов относительно будущих изменений гидрологической системы суши, а также вариации ее параметров в прошлом. Однако методология этой интерпретации имеет недостаток, который может оказаться в некоторых случаях существенным: в климатических расчетах, как правило, не учитывается в достаточно полной мере обратное влияние изменений в гидрологической системе на климат. Таким образом, гидрологическая система оказывается в этих расчетах изолированной от климатической системы. В то же время, как показано в работе (Wolap, 1995) (см. выше), водоемы оказывают существенное влияние на региональный климат, и «приближение изоляции» может привести к значительным ошибкам в оценке термического и влажностного режима атмосферы. Эта «изоляция» может быть преодолена развитием гидрологических блоков в моделях общей циркуляции атмосферы. Можно надеяться, что это позволит существенно уточнить современные представления о будущих изменениях в озерно-речных системах планеты.

Отметим, что гидрологическая интерпретация расчетов по атмосферным моделям используется не только в численных экспериментах на климатическом масштабе времени, также в расчетах на меньших масштабах, в частности, в оперативных прогнозах паводков (Rivin and Heise, 2006).

Важным обстоятельством при включении параметризации озер в атмосферную модель становится то, что подавляющее большинство озер суши при современном пространственном разрешении этих моделей оказываются подсеточными объектами. Для учета подсеточной неоднородности суши в общем случае предложены различные методы (Koster and Suarez, 1992), получившие название методов агрегирования. Наиболее физически обоснованным методом можно считать так называемый мозаичный метод (Avisar and Pielke, 1989). Имеется большое количество работ, в которых оценивается точность методов агрегирования, но в них преимущественно рассматривается неоднородность растительности и влажности почвы. В то же время, насколько нам известно, для случая плотной гидрологической сети аналогичные оценки практически не проводились. Оценка применимости мозаичного метода для случая гидрологически неоднородной поверхности суши обсуждается в главе 4, там же приводится более детальный обзор литературы по этой тематике.

Анализ литературных источников и Интернет-ресурсов показал, что в настоящее время в мире существует несколько одномерных моделей водоема, предназначенных для использования в атмосферных моделях. Это блок термодинамики водоема в модели Community Land Model, версия 3.0 (Technical description of community land model, 2004), параметризации водоемов в климатической модели Института метеорологии общества Макса Планка (последняя версия 5.0) (Tsuang et al., 2001), региональной модели Hirlam (Ljungemyr et al., 1996), Канадской региональной модели (McFarlane and Flato, 2000) и модель Flake (Mironov, 2006). К настоящему времени накоплено уже достаточное количество расчетов, осуществленных с этими моделями как в автономном режиме (когда

атмосферное воздействие считается известным), так и в режиме совмещения с атмосферной моделью; так что, по-видимому, уже назрела необходимость широкого сравнения этих моделей между собой, аналогично тому, как это делалось в рамках проектов PILPS (для моделей почвы) и SNOWMIP (для моделей снежного покрова).

В заключение отметим, что перспективным приложением одномерных моделей водоемов является их включение в системы усвоения данных на суше. Системы усвоения данных уже достаточно давно и успешно применяются в системах оперативного прогноза погоды (Фролов и др., 2000). Несколько позднее концепция усвоения данных вошла в практику моделирования циркуляции океана (Саркисян, 2000). В последние годы стали развиваться первые системы усвоения данных наблюдений на суше, например, LDAS (Land data assimilation system, NASA/NOAA/NCEP) (Rodell et al., 2004) и ELDAS (European land data assimilation system), также появились работы, посвященные различным аспектам создания подобных систем (Ettema and Viterbo, 2004). Очевидно, что реалистичное восстановление пространственного распределения термодинамических характеристик суши, являющееся основной задачей подобных систем, невозможно без применения физически адекватной параметризации водных объектов.

ГЛАВА 2.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОДОЕМА

И ЕЕ ВЕРИФИКАЦИЯ

2.1. Физическая постановка задачи и описание модели

Как показано в главе 1, построение моделей водных объектов суши востребовано в задачах взаимодействия этих объектов с атмосферой. При этом следует отметить, что в Сибири и Северной части Европейской территории России, и во многих других регионах с плотной гидрологической сетью водоемы занимают значительно большую часть суши, чем водотоки, поэтому в первом приближении наличием водотоков можно пренебречь.

Существенной особенностью мелких водоёмов (Malm et al., 1997; Pavlov, 1995) является то, что горизонтальная неоднородность распределения термодинамических параметров в них в большинстве случаев очень мала. Это позволяет в первом приближении пренебречь горизонтальным теплообменом и рассматривать перенос тепла только в вертикальном направлении. Кроме того, как показывают многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, одномерное приближение также применимо к расположенному под водоёмом грунту, и к формирующимся в зимний период снежному и ледяному покровам.

2.1.1. Теплоперенос в теле водоёма. В основу описания термодинамического режима водоёма в настоящей модели положено одномерное уравнение теплопроводности. Предполагается, что начало направленной вниз вертикальной координаты z совмещено с уровнем свободной поверхности водоёма, так что область, в которой ищется решение, представляет собой отрезок $[0, h]$, где $h=h(t)$ – характерная (средняя) глубина водоёма, а t – время. Уравнение теплопроводности с учетом поглощения солнечной радиации в теле водоема имеет вид:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} - c\rho B_w \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z}. \quad (2.1)$$

Здесь c – теплоемкость воды, ρ – её плотность, λ – коэффициент турбулентной теплопроводности, ограниченный снизу значением молекулярного коэффициента теплопроводности, T – температура, S – поток солнечной радиации в толще водоёма, $B_w = r - E$ – скорость приращения слоя воды на верхней границе (водный баланс на поверхности водоема), r – интенсивность осадков, E – скорость испарения с поверхности водоема. Второе слагаемое в правой части (2.1) отражает эффект сдвига начала координаты z за счет осадков и испарения на свободной поверхности водоема. В z -системе координат область решения меняется во времени, что приводит к необходимости соответствующим образом адаптировать конечно-разностную сетку в процессе численного интегрирования. В этой связи удобно перейти от исходной вертикальной координаты z к новой вертикальной координате $\xi = \frac{z}{h}$, которая меняется в пределах $[0, 1]$ и позволяет ввести фиксированную сетку. В переменных (ξ, t) уравнение (2.1) принимает вид:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) + c\rho \frac{dh}{dt} \frac{\xi}{h} \frac{\partial T}{\partial \xi} - c\rho \frac{1}{h} B_w \frac{\partial T}{\partial \xi} - \frac{1}{h} \frac{\partial S}{\partial \xi} \quad (2.1a)$$

Для расчета потока солнечной радиации в толще водоёма применяется широко используемая в различных исследованиях экспоненциальная зависимость

$$S(\xi) = (1 - \alpha)(1 - \beta_e)S(0)\exp(-\alpha_e h \xi), \quad (2.2)$$

где $S(0)$ – суммарная солнечная радиация на поверхности водоема, α – альbedo водной поверхности, α_e – коэффициент экстинкции, принимающий значения от 0.5 до 1 м⁻¹, а β_e – доля солнечной радиации, поглощенной тонкой пленкой на поверхности водоема (Deas et al., 2000) (в настоящей версии принята равной 0.4).

Турбулентный теплообмен является основным механизмом вертикального обмена тепла и массой в водоёме. Его параметризация в предлагаемой модели осуществлена в нескольких вариантах, приведенных ниже.

2.1.2. «Эмпирическая» параметризация турбулентности. Входящие в эту параметризацию параметры определялись в ходе численных экспериментов и подобраны таким образом, чтобы имело место наилучшее согласие модельных и экспериментальных данных. При этом процесс вертикального перемешивания в случае неустойчивой плотностной стратификации параметризуется, а при вычислении коэффициента теплопроводности λ учитывается ветровое воздействие на турбулентный режим водоёма.

Процедура вертикального плотностного перемешивания в водоёме заключается в том, что через фиксированный интервал времени производится мгновенное перераспределение по вертикали температуры конечно-разностных ячеек водоёма так, чтобы плотность воды монотонно возрастала с глубиной. При этом плотность считается функцией только температуры (в общем виде еще и солёности, но для пресных водоемов эффектом солёности можно пренебречь) и рассчитывается по упрощенной версии известной эмпирической формулы, рекомендованной UNESCO:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0(1 + 8.0 * 10^{-5} + 5.88 * 10^{-5}T - 8.11 * 10^{-6}T^2 + 4.77 * 10^{-8}T^3), \\ \rho_0 &= 1000 \quad \text{кг / м}^3 \end{aligned} \quad (2.3)$$

причём температура T в данной формуле выражена в градусах Цельсия.

Усиление турбулентной диффузии за счет ветрового воздействия на водоем учитывается следующей зависимостью:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= \min\left(\lambda_0 + \frac{V}{V_0}(\lambda_{\max} - \lambda_0), \lambda_{\max}\right), \\ \lambda &= \lambda_s + b\xi. \end{aligned} \quad (2.4)$$

где λ_s - коэффициент теплопроводности на поверхности водоема, b - некоторый коэффициент, определяемый в ходе численных экспериментов, $\lambda_0 = 10\lambda_m$, λ_m -

коэффициент молекулярной теплопроводности, V – скорость ветра, V_0 – скорость ветра, при которой коэффициент теплопроводности достигает максимального значения λ_{\max} .

Очевидно, что описанная параметризация не лишена недостатков: отсутствует, в частности, теоретическое обоснование задания временного интервала, через который производится мгновенное перемешивание, а также выбора параметров формулы для расчёта λ . Другими словами, эти параметры могут сильно различаться в разных географических регионах, а также между отдельными водоемами. Главное же достоинство рассмотренной параметризации – простота её алгоритмической реализации. В литературе (см., например, (Simoes, 1998)) предлагаются более сложные полуэмпирические параметризации турбулентной теплопроводности, некоторые из них также используются в предлагаемой модели и описаны в п. 2.1.5.

2.1.3. Параметризация турбулентности на основе уравнения для кинетической энергии турбулентности с использованием пути смешения. В рамках данного подхода используется формула:

$$\lambda = c\rho C_{et} l \sqrt{E}, \quad (2.5)$$

где l - путь смешения (масштаб турбулентности), $E = \frac{1}{2} \left[\overline{(u')^2 + (v')^2 + (w')^2} \right]$ - кинетическая энергия турбулентности (черта сверху – знак осреднения по Рейнольдсу, величины со штрихами – отклонения от среднего значения), $C_{et} = 0.072$ - безразмерная константа. Кинетическая энергия турбулентности рассчитывается с помощью следующего уравнения (Монин и Яглом, 1965):

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\alpha_E}{h^2} \frac{\partial}{\partial \xi} k \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\xi}{h} \frac{dh}{dt} \frac{\partial E}{\partial \xi} + P - \varepsilon, \quad (2.6)$$

где $k = l \sqrt{E}$ - коэффициент турбулентности, $\alpha_E = C_e / \sigma_E$ ($\sigma_E = 1$ - безразмерная константа), $C_e = 0.09$, слагаемое P представляет собой суммарное производство

кинетической энергии турбулентности за счет сдвига скорости и за счет эффекта плотностной стратификации:

$$P = C_e \frac{k}{h^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} \right)^2 \right] - C_{et} \frac{g}{\rho} \frac{k}{h} \frac{\partial \rho}{\partial \xi}, \quad (2.7)$$

а ε - скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, u и v – широтная и меридиональная составляющие скорости течения, которые вычисляются согласно формулам, описанным в п. 2.1.6.

Скорость диссипации энергии турбулентности ε рассчитывается по формуле Колмогорова:

$$\varepsilon = C_e \frac{E^{3/2}}{l}. \quad (2.8)$$

Данная параметризация, получившая название « $E-l$ » параметризации, обладает, безусловно, более богатым физическим содержанием, чем «эмпирическая». В то же время, использование в ней пути смещения l , относительно которого нет надёжных экспериментальных данных, вносит некоторую неопределенность в описание турбулентности.

2.1.4. Параметризация турбулентности на основе уравнений для кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации. В рамках данной, получившей широкое признание и распространение (Лыкосов, 1992), параметризации (для краткого ее обозначения используются два названия - « $k-\varepsilon$ » или « $E-\varepsilon$ » параметризация) коэффициент турбулентной теплопроводности λ определяется следующим образом:

$$\lambda = c \rho C_{et} k, \quad (2.9)$$

а коэффициент турбулентности k вычисляется по формуле:

$$k = \frac{E^2}{\varepsilon}, \quad (2.10)$$

Величина E рассчитывается с помощью уравнения (2.6), а скорость ее диссипации находится из уравнения:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\alpha_\varepsilon}{h^2} \frac{\partial}{\partial \xi} k \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} + \frac{\xi}{h} \frac{dh}{dt} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} + C_1 \frac{\varepsilon}{E} (P - \varepsilon), \quad (2.11)$$

где $\alpha_\varepsilon = C_e / \sigma_\varepsilon$ ($\sigma_\varepsilon = 1.3$ - безразмерная константа), а C_1 - функция числа Рейнольдса Re :

$$C_1 = \frac{C_0}{1 + 0.69(2 - C_0) / \sqrt{Re}},$$

$$Re = \frac{(2E/3)^2}{\nu \varepsilon}, \quad (2.12)$$

где $\nu = 1.007 * 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ – молекулярная вязкость воды, безразмерная константа C_0 принята равной 1.9.

Заметим, что во многих моделях океанических и атмосферных пограничных слоев последнее слагаемое в уравнении (2.11) записывается в виде

$$C_1 \frac{\varepsilon}{E} P - C_2 \frac{\varepsilon^2}{E}, \quad (2.13)$$

где C_1 и C_2 - различные константы. Это приводит к нарушению естественного условия баланса производства и диссипации ТКЕ $P = \varepsilon$, которое должно иметь место при стационарной и однородной по пространству турбулентности. В самом деле, применяя условия однородности и стационарности к уравнению (2.11) со слагаемым (2.13), получаем:

$$C_1 \frac{\varepsilon}{E} P - C_2 \frac{\varepsilon^2}{E} = 0 \Rightarrow P \neq \varepsilon.$$

Очевидно, что используемое в настоящей модели уравнение (2.11) свободно от этого недостатка.

Определению безразмерных коэффициентов C_e , C_{eb} , C_0 , α_E , α_ε и др., которые входят в «E-ε» параметризацию, посвящено большое количество работ. Их значения определялись как в аналитических исследованиях решений (2.6, 2.11), так и при сравнении результатов

моделирования с данными наблюдений. В наших численных экспериментах показано, что численное решение (2.6, 2.11) чувствительно к значениям безразмерных коэффициентов, что можно считать недостатком данной параметризации. В частности, использование «атмосферных» значений этих коэффициентов согласно работе (K. G. Rao et al., 1996), которые незначительно отличаются от «водных», приводит к тому, что модель занижает реальную интенсивность конвективного перемешивания в случае неустойчивой плотностной стратификации. Вследствие этого, осенняя конвекция в водоемах умеренных и высоких широт не воспроизводится, и в течение этого периода в водоеме сохраняется неустойчивая стратификация.

Граничное условие для энергии турбулентности при $\xi = 0$ (на верхней границе) имеет следующий вид:

$$-\alpha_E \frac{k}{h} \frac{\partial E}{\partial \xi} = k_{we} \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{3/2}, \quad (2.14)$$

где k_{we} - безразмерный коэффициент, учитывающий генерацию турбулентности за счет обрушения поверхностных волн (в ряде работ, и в настоящей модели принимается равным 100), τ - модуль напряжения трения (формулы расчета напряжения трения приведены в пп. 2.1.6 и 2.1.12). На нижней границе используется условие (2.14), но в левой части со знаком «+» и при $k_{we} = 1$. Граничные условия для скорости диссипации на верхней и нижней границах также задаются в форме потоков:

$$-\alpha_\varepsilon \frac{k}{h} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} = \frac{kE^{3/2}}{\kappa z_0^2}, \quad (2.15)$$

где $\kappa = 0.38$ - постоянная Кармана (на нижней границе в левой части (2.15) используется знак «+»).

Во всех численных экспериментах с моделью водоема, приведенных в настоящей работе ниже, для расчета турбулентного перемешивания использована « $E - \varepsilon$ » параметризация.

2.1.5. Полуэмпирические параметризации турбулентности. В описываемой модели реализованы также полуэмпирические параметризации для коэффициента турбулентности, учитывающие генерацию турбулентности за счет трения и термической стратификации, но при этом более эффективные в вычислительном отношении, чем «Е-ε» параметризация. Это достаточно простые диагностические соотношения, не требующие решения нелинейных дифференциальных уравнений:

1) Параметризация Никурадзе (Rodi, 1993)

$$k = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| e^{-CRi},$$

$$l_m = h \left[0.14 - 0.08 \left(1 - \frac{z^\uparrow}{h} \right)^2 - 0.06 \left(1 - \frac{z^\uparrow}{h} \right)^4 \right] \quad (2.16)$$

2) Параболическая параметризация (Engelund, 1978)

$$k = \kappa u_* z \left(1 - \frac{z^\uparrow}{h} \right) e^{-CRi} \quad (2.17)$$

3) Параметризация ре-нормализационной группы (Simoes, 1998)

$$k = \nu \left[1 + \Psi \left(3\kappa \left(\frac{z^\uparrow u_*}{\nu} \right)^3 \left(1 - \frac{z^\uparrow}{h} \right)^3 - C_1 \right) \right]^{1/3} e^{-CRi} \quad (2.18)$$

В этих формулах использованы следующие обозначения: l_m - путь смешения, $z^\uparrow = h - z$ - вертикальная координата, направленная вверх, $\kappa = 0.38$ - постоянная Кармана, $C = 1.5$ и $C_1 = 100$ - безразмерные постоянные, u_* - скорость трения в поверхностном слое водоема, $\Psi(x) = \max(0, x)$, Ri - число Ричардсона, определяемое по формуле:

$$Ri = \frac{g \partial \rho / \partial z}{\rho (\partial u / \partial z)^2}. \quad (2.19)$$

В силу вычислительной простоты эти параметризации удобно применять в задачах, учитывающих взаимодействие атмосферы с гидрологическими объектами. Это могут быть задачи прогноза погоды и климата, или исследовательские задачи о мезомасштабном

взаимодействии воздушного потока с гидрологически неоднородной подстилающей поверхностью. В этих задачах модели водоемов входят в качестве одного из блоков модели подстилающей поверхности, и к ним предъявляются требования вычислительной эффективности. В случае же экспериментов с моделью водоема в автономном режиме, в которых атмосферное воздействие считается заданным, целесообразнее использовать «Е-ε» параметризацию, поскольку она является применимой для более широкого спектра течений, чем любая из приведенных в настоящем пункте.

2.1.6. Расчет динамики водоема. Для вычисления зональной u и меридиональной v компонент скорости течения в описываемой модели используются уравнения типа теплопроводности (в которых турбулентный перенос импульса представлен диффузионными слагаемыми):

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{C_e}{h^2} \frac{\partial}{\partial \xi} k \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\xi}{h} \frac{dh}{dt} \frac{\partial u}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= \frac{C_e}{h^2} \frac{\partial}{\partial \xi} k \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\xi}{h} \frac{dh}{dt} \frac{\partial v}{\partial \xi}.\end{aligned}\tag{2.20}$$

При этом формулируются следующие граничные условия: на свободной поверхности $\xi = 0$ (граница водоем-атмосфера) поток импульса считается непрерывным:

$$\begin{aligned}-\rho k h^{-1} \left. \frac{\partial u}{\partial \xi} \right|_0 &= \tau_x, \\ -\rho k h^{-1} \left. \frac{\partial v}{\partial \xi} \right|_0 &= \tau_y,\end{aligned}\tag{2.21}$$

где в правых частях записаны, соответственно, зональная и меридиональная составляющие напряжения трения, рассчитываемые согласно одной из схем параметризации турбулентных потоков в приземном слое (см. п. 2.1.12). Аналогичные граничные условия используются и на границах раздела Γ водной среды с твердой поверхностью (вода-лёд, вода-грунт), только потоки импульса задаются в этом случае по формулам Шези (Чеботарев, 1975):

$$\begin{aligned}\tau_x|_r &= \pm \rho g C_z^{-2} u \sqrt{u^2 + v^2}, \\ \tau_y|_r &= \pm \rho g C_z^{-2} v \sqrt{u^2 + v^2},\end{aligned}\tag{2.22}$$

где C_z - коэффициент Шези, определяемый шероховатостью поверхности. В этих формулах знак “+” используется в случае поверхности вода-грунт, а “-“ в случае поверхности вода-лед.

2.1.7. Водный баланс водоема. Для определения глубины водоема h записывается уравнение водного баланса водоёма:

$$\frac{dh}{dt} = r - E_s - R_s - R_b,\tag{2.23}$$

где r - интенсивность осадков, E_s - скорость испарения с поверхности, R_s - поверхностный сток, R_b - водообмен тела водоёма с нижележащим грунтом. Горизонтальный грунтовый сток в модели не рассматривается. При отсутствии данных наблюдений о поверхностном стоке, эта величина задается таким образом, чтобы за период интегрирования модели уровень водоема менялся незначительно. В таком случае, климатическая изменчивость уровня водоема учитывается только через изменчивость осадков, выпадающих непосредственно на зеркало водоема.

Отметим, что формула (2.23) строго говоря, справедлива только в том случае, если площадь зеркала водоема слабо зависит от его уровня.

2.1.8. Теплообмен в слое льда. Если в процессе вычислений оказывается, что температура поверхности водоёма опускается ниже 0 °С, то образуется первичный слой льда, толщина которого в модели принята равной 1 см. В этом слое также решается уравнение (2.1a), но при этом полагается, что суммарная солнечная радиация (за вычетом отраженной) полностью поглощается на поверхности льда и вниз не проникает. Это означает, что в уравнении (2.1a) не учитывается четвертый («радиационный») член в правой части. Кроме того, в качестве коэффициента теплопроводности используется значение молекулярного коэффициента для льда. На границе раздела лёд-вода в качестве

граничного условия задаётся температура фазового перехода 0 °С. Таяние льда на границе с атмосферой происходит при температуре фазового перехода и его скорость определяется тепловым балансом на этой границе. При этом считается, что стаявшая вода мгновенно добавляется к водному слою.

Отсутствие в модели объемного поглощения солнечной радиации в ледовом покрове с проникновением части радиации под него исключает, в частности, возможность развития подледной конвекции в весенний период. Как показывают данные наблюдений (Jonas et al., 2003) и моделирования (Mironov et al., 2002; Pushistov and Ievlev, 2000) подледная конвекция является важным механизмом вертикального теплообмена и выравнивания профилей гидрофизических характеристик в водоеме. Поскольку моделирование подледной конвекции не входит в задачи настоящей работы, соответствующая модификация уравнения теплопроводности в слое льда не используется. В то же время, обобщение уравнений модели на случай подледной конвекции остается одним из перспективных направлений дальнейшего развития модели.

2.1.9. Тепловлажперенос в снежном покрове. В зимнее время на замерзший водоём могут выпадать твердые осадки, образуя снежный покров, который в модели характеризуется распределением по вертикали двух основных параметров – температуры и удельного содержания жидкой влаги. Их эволюция рассматривается в координатах (z, t) и описывается следующей системой уравнений (Володина и др., 2000):

$$\begin{aligned} c_{sn}\rho_{sn} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \lambda_{sn} \frac{\partial T}{\partial z} + \rho_{sn} L F_{fr}, \\ \frac{\partial W}{\partial t} &= -\frac{\partial \gamma}{\partial z} - F_{fr}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Здесь L – удельная теплота плавления, F_{fr} – скорость замерзания, W – удельное содержание жидкой влаги, γ – инфильтрационный поток жидкой влаги в снежном покрове. Поток γ в разностном выражении выглядит так:

$$\gamma = h_g \left(\frac{W / \Delta z - W_{hc}}{\Pi - W_{hc}} \right), \quad (2.25)$$

где h_g – гидравлическая проводимость, (в модели $h_g = 0.01$ м/с), P – пористость снега, W_{hc} – константа, характеризующая водоудерживающую способность снега (в модели $W_{hc}=0.04$), Δz – шаг сетки модели по вертикальной координате. Кроме процессов, описываемых системой (2.24), в модели также используется параметризация процесса гравитационного оседания (уплотнения) снежного покрова во времени. На нижней границе снежного покрова (поверхность раздела «снег-лёд») температура и поток тепла предполагаются непрерывными. Для определения температуры поверхности снежного покрова используется уравнение теплового баланса, описанное в пункте 2.1.11.

2.1.10. Тепловлагодперенос в слое грунта под водоемом. В основу описания процессов тепловлагодпереноса в грунте под водоёмом положена модель, представленная в работе (Володин и Лыкосов, 1998), в которой состояние почвы характеризуется температурой, содержанием жидкой, твердой и газообразной влаги. Поскольку под телом водоёма грунт должен быть насыщенным жидкой (при промерзании – твердой) влагой, то содержанием водяного пара в нем можно пренебречь. Если, кроме того, пренебречь влагодпроводностью грунта за счет градиента температуры³, то соответствующая система уравнений принимает вид:

$$\begin{aligned} \rho_s c_s \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \rho_s L F_{fr}, \\ \frac{\partial W}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \lambda_w \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial z} - F_{fr}, \\ \frac{\partial I}{\partial t} &= F_{fr}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Здесь λ_w – коэффициент влагодпроводности, а I - удельное содержание льда. Как видно из этой системы, в почве рассматриваются процессы диффузии тепла и влаги, инфильтрация жидкой влаги, а также процессы промерзания/таяния воды. Коэффициенты, определяющие интенсивность этих процессов, зависят от переменных состояния грунта – T, W, I .

³ Это часто принимаемое допущение, основанное на малости коэффициента термовлагодпроводности.

Гравитационный поток влаги в почве определяется по формуле, приведённой в работе (Clapp and Hornberger, 1978):

$$\gamma = \gamma_{soil,max} \left(\frac{W}{W_{max}} \right)^{2b_{soil}+3}, \quad (2.27)$$

где $\gamma_{soil,max}$ - максимальное значение гравитационного потока, W_{max} - максимально возможное содержание жидкой влаги (оно достигается при заполнении ею всего объема пор, свободных ото льда), b_{soil} - безразмерный показатель (нижним индексом max обозначено максимальное значение соответствующей величины, а индексом soil - величина, зависящая от типа почвы). Суммарная теплоёмкость почвы складывается из теплоёмкостей сухой почвы, воды и льда:

$$c = c_g + c_w W + c_i I, \quad (2.28)$$

а коэффициенты диффузии влаги и тепла вычисляются в соответствии с формулами:

$$\begin{aligned} \lambda_w &= \lambda_{max} \left(\frac{W}{W_{max}} \right)^{b_{soil}+2}, \\ \lambda_T &= \max(\exp(-P_f - 2.7), 0.172), \end{aligned} \quad (2.29)$$

где величина P_f определяется через потенциал влажности ψ (измеряется в м):

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_{soil,max} \left(\frac{W_{max}}{W} \right)^{b_{soil}}, \\ P_f &= \log_{10}(-\psi). \end{aligned} \quad (2.30)$$

На границе с водоёмом задается непрерывность температуры и теплового потока, а также поток жидкой влаги, определяемый степенью насыщенности водой верхних горизонтов грунта. На нижней границе слоя грунта (в описываемых ниже экспериментах ее глубина задавалась от 20 до 100 м под дном водоёма) потоки тепла и влаги задаются равными нулю.

2.1.11. Тепловой баланс на подстилающей поверхности. Уравнение теплового баланса в модели используется для расчета температуры верхней границы воды, льда или снежного покрова и имеет вид:

$$S(1-\alpha) + E_a - E_s - H_s - LE_s = -\frac{\lambda}{h} \frac{\partial T}{\partial \xi}, \quad (2.31)$$

где S – суммарный поток солнечной радиации, E_a – поток встречного длинноволнового излучения атмосферы, E_s – собственное излучение поверхности, H_s и LE_s – потоки явного и скрытого тепла, соответственно, α – альbedo поверхности. В переходные сезоны, когда на незамерзший водоем могут выпадать осадки в твердом виде, или случается дождь в период ледостава, в уравнение (2.31) добавляются слагаемые, учитывающие энергетический вклад этих процессов. Альbedo водной поверхности зависит от высоты Солнца и вычисляется по формуле:

$$\alpha = \frac{0.05}{\sinh_0 + 0.15}, \quad (2.32)$$

где h_0 - высота Солнца.

2.1.12. Параметризация турбулентных потоков в приземном слое воздуха. Для расчета потоков явного и скрытого тепла в приземном слое в настоящей модели имеется возможность использовать одну из двух параметризаций.

1. Аэродинамический метод с коэффициентами, рассчитываемыми согласно теории подобия Мони́на-Обухова (Монин и Обухов, 1954). Соответствующие формулы имеют вид:

$$\begin{aligned} H_s &= -c_p \rho_a C_H |V| (\theta - \theta_s), \\ LE_s &= -\rho_a LC_E |V| (q - q_s), \\ \tau_s &= \rho_a C_M |V|^2 \end{aligned} \quad (2.33)$$

где τ_s - напряжение трения, c_p – теплоёмкость воздуха при постоянном давлении, ρ_a – плотность воздуха, C_H , C_E и C_M – коэффициенты обмена для температуры, влажности воздуха и импульса, соответственно, θ и q – потенциальная температура и удельная влажность на некотором уровне в приземном слое, θ_s и q_s – те же величины на поверхности земли, V – скорость ветра на некотором уровне в приземном слое. Коэффициенты обмена C_H , C_E и C_M задаются по полуэмпирическим зависимостям,

предложенным в работах (Paulson, 1970; Businger, 1971; Beljaars et al., 1991). Коэффициенты обмена зависят от потоков тепла и импульса H_s и τ_s , поэтому формулы (2.33) становятся неявными. Для решения уравнений (2.33) и нахождения величин турбулентных потоков применяется итерационный процесс. Подпрограммы, реализующие описанную параметризацию, были заимствованы из климатической модели ИВМ РАН (Алексеев и др., 1998).

2. Вторая параметризация (Louis, 1979) также построена на основе теории подобия Мони́на-Обухова. Однако в отличие от предыдущей, коэффициенты обмена определяются через число Ричардсона таким образом, что формулы (2.33) приобретают явный вид. Вследствие этого параметризация становится более экономичной в вычислительном отношении. Подпрограммы данной параметризации заимствованы из почвенной модели ISBA (Mahfouf et al., 1995). В главе 2 данная параметризация будет описана более подробно.

2.2. Численная реализация модели

Для решения уравнений модели используется разностная схема, основанная на методе расщепления по физическим процессам с неявным представлением диффузионных членов и с явным представлением слагаемых, ответственных за другие процессы.

Аппроксимация пространственных производных выполнена на сдвинутой сетке, изображенной на рис. 2.1.

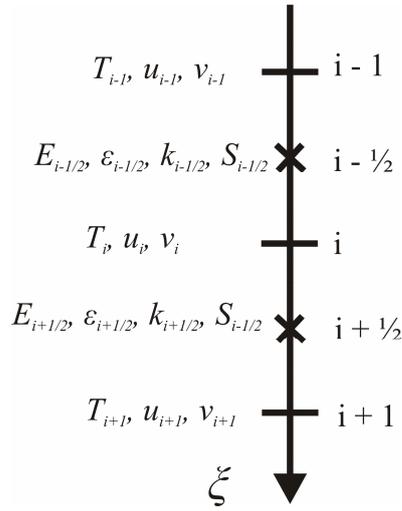


Рис. 2.1. Конечно-разностная сетка модели водоема по координате ξ

Значения турбулентной кинетической энергии и скорости диссипации турбулентной кинетической энергии (и, соответственно, коэффициента турбулентности) рассчитываются в дробных узлах сетки, что позволяет аппроксимировать диффузионные слагаемые в уравнениях переноса тепла и импульса со вторым порядком точности. Кроме того, благодаря использованию сдвинутой сетки, слагаемые производства ТКЕ за счет сдвига скорости и эффекта стратификации в (2.7) также аппроксимируются конечно-разностными аналогами второго порядка. Температура и компоненты скоростей течений рассчитываются в целых узлах сетки.

Шаг интегрирования по времени в разных экспериментах составлял от 5 до 15 минут, а количество точек по координате ξ от 10 до 20 в зависимости от глубины водоема.

2.2.1. Аппроксимация уравнения теплопроводности. Конечно-разностный аналог уравнения (2.1а) в отсутствие ледостава имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \text{ср} \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} = & \frac{1}{(h^j)^2} \frac{\lambda_{i+1/2} T_{i+1}^{j+1} - (\lambda_{i+1/2} + \lambda_{i-1/2}) T_i^{j+1} + \lambda_{i-1/2} T_{i-1}^{j+1}}{\Delta \xi^2} \\
 + \text{ср} \frac{\Delta h}{\Delta t} \frac{\xi}{h^j} \frac{T_{i+1}^{j+1} - T_{i-1}^{j+1}}{2\Delta \xi} - \text{ср} B_w^j \frac{1}{h^j} \frac{T_{i+1}^{j+1} - T_{i-1}^{j+1}}{2\Delta \xi} - \frac{1}{h^j} \frac{S_{i+1/2}^j - S_{i-1/2}^j}{\Delta \xi}
 \end{aligned} \quad (2.34)$$

Здесь использована традиционная индексация узлов разностной сетки: верхний индекс обозначает номер шага по времени, нижний – номер узла по вертикальной координате.

Система линейных уравнений (2.34) имеет трехдиагональную матрицу и решается методом прогонки.

2.2.2. Аппроксимация и метод решения уравнения теплового баланса. Для вычисления температуры водоема на границе с атмосферой используется уравнение теплового баланса (2.30), которое в разностной форме принимает вид:

$$E_a^* + S^*(1-A) - \delta\sigma(T_s^{j+1})^4 - H_s(T_s^{j+1}, T_a^*) - LE_s(q_s^{j+1}(T_s^{j+1}), q_a^*) = -\lambda \frac{T_{s+1}^{j+1} - T_s^{j+1}}{h^j \Delta\xi} \quad (2.35)$$

Здесь также приняты традиционные обозначения: индекс s означает величину на поверхности, $(s+1)$ - величину, относящуюся к соседнему к поверхности узлу сетки, a - на уровне в атмосфере, на котором задаются метеорологические величины, звездочками $*$ указаны величины, которые известны из данных натуральных наблюдений или вычисляются в атмосферной модели.

В уравнении (2.35) неизвестной величиной является только T_s^{j+1} , поскольку при заданном T_s^{j+1} правая часть (2.35) находится после решения уравнения теплопроводности (2.34) с температурой на границе T_s^{j+1} . Трактуя (2.35) как уравнение относительно T_s^{j+1} , его можно решить известными приближенными методами: методом касательных, методом хорд, и др. (Бахвалов, 2006). В рассматриваемой модели уравнение (2.35) решается в два этапа. На первом этапе происходит сканирование возможного диапазона температур, которое заканчивается нахождением отрезка температур, на концах которого невязка уравнения (2.35) имеет разный знак. На втором этапе внутри этого отрезка ищется корень T_s^{j+1} методом хорд. Как показали численные эксперименты, описанный итерационный процесс всегда сходится с высокой точностью (невязка уравнения (2.35) не превышает 0.1 Вт/м^2) и достаточно быстро (не более 10-15 итераций).

2.2.3. Аппроксимация уравнений для турбулентной кинетической энергии и скорости её диссипации. Для аппроксимации уравнений турбулентной кинетической энергии и скорости диссипации используется схема Кранка – Николсон (Марчук, 1978),

обеспечивающая второй порядок аппроксимации по времени. Согласно этой схеме уравнения (2.6, 2.11) заменяются следующими конечно-разностными аналогами:

$$\begin{aligned}
\delta_{\bar{t}} E_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\alpha_E}{h^j} \delta_{\xi} \left(k_{i+1/2}^{j+1} \delta_{\bar{\xi}} E_{i+1/2}^{j+1/2} \right) + \frac{\xi_{i+1/2}}{h^j} \delta_{\bar{t}} h^{j+1} \delta_{\xi} E_{i+1/2}^{j+1/2} + P_{i+1/2}^{j+1/2} - \varepsilon_{i+1/2}^{j+1}, \\
\delta_{\bar{t}} \varepsilon_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\alpha_{\varepsilon}}{h^j} \delta_{\xi} \left(k_{i+1/2}^{j+1} \delta_{\bar{\xi}} \varepsilon_{i+1/2}^{j+1/2} \right) + \frac{\xi_{i+1/2}}{h^j} \delta_{\bar{t}} h^{j+1} \delta_{\xi} \varepsilon_{i+1/2}^{j+1/2} + C_{1i+1/2}^{j+1} \frac{\varepsilon_{i+1/2}^{j+1}}{E_{i+1/2}^{j+1}} \left(P_{i+1/2}^{j+1/2} - \varepsilon_{i+1/2}^{j+1} \right), \\
P_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{C_e k_{i+1/2}^{j+1}}{h^j} \left[\left(\delta_{\bar{\xi}} u_{i+1/2}^{j+1/2} \right)^2 + \left(\delta_{\bar{\xi}} v_{i+1/2}^{j+1/2} \right)^2 \right] - \frac{C_{et} k_{i+1/2}^{j+1}}{h^j} \frac{g}{\rho} \delta_{\bar{\xi}} \rho_{i+1/2}^j, \\
k_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\left(E_{i+1/2}^{j+1} \right)^2}{\varepsilon_{i+1/2}^{j+1}}.
\end{aligned} \tag{2.36}$$

Здесь использованы следующие обозначения разностных операторов:

$$\begin{aligned}
\delta_{\bar{t}} \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1} - \left(\cdot \right)_{i+1/2}^j}{\Delta t}, & \delta_{\xi} \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\left(\cdot \right)_{i+3/2}^{j+1} - \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1}}{\Delta \xi}, \\
\delta_{\bar{\xi}} \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1} - \left(\cdot \right)_{i-1/2}^{j+1}}{\Delta \xi}, & \delta_{\xi} \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\left(\cdot \right)_{i+3/2}^{j+1} - \left(\cdot \right)_{i-1/2}^{j+1}}{2\Delta \xi}, \\
\delta_{\bar{\xi}} \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1} &= \frac{\left(\cdot \right)_{i+1}^{j+1} - \left(\cdot \right)_i^{j+1}}{\Delta \xi}, & \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1/2} &= \frac{\left(\cdot \right)_{i+1/2}^j + \left(\cdot \right)_{i+1/2}^{j+1}}{2}.
\end{aligned} \tag{2.36a}$$

Приведенная схема является полностью неявной относительно искомых величин E и ε . Это обеспечивает ее устойчивость. В то же время, в силу её нелинейности, решение приходится отыскивать с помощью итерационного процесса. На каждом шаге итерационного процесса решение первых двух разностных уравнений (2.36) определяется методом прогонки.

После вычисления $E_{i+1/2}^{j+1}$ и $\varepsilon_{i+1/2}^{j+1}$ по формулам (2.9) и (2.10) вычисляется коэффициент турбулентной теплопроводности $\lambda_{i+1/2}^{j+1}$.

2.2.4. Аппроксимация уравнений движения. При аппроксимации уравнений движения (2.20) также используется схема Кранка – Николсон:

$$\begin{aligned}
\delta_{\bar{t}} u_i^{j+1} &= \frac{\alpha_E}{h^j} \delta_{\xi} \left(k_i^j \delta_{\bar{\xi}} u_i^{j+1/2} \right) + \frac{\xi_i}{h^j} \delta_{\bar{t}} h^{j+1} \delta_{\xi} u_i^{j+1/2}, \\
\delta_{\bar{t}} v_i^{j+1} &= \frac{\alpha_E}{h^j} \delta_{\xi} \left(k_i^j \delta_{\bar{\xi}} v_i^{j+1/2} \right) + \frac{\xi_i}{h^j} \delta_{\bar{t}} h^{j+1} \delta_{\xi} v_i^{j+1/2}.
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Система является неявной относительно искомым компонент скорости, и в общем случае (если в (2.20) и (2.37) учитывать силу Кориолиса) представляет собой систему разностных матричных уравнений третьего порядка. Решение этой системы находится методом матричной прогонки. Коэффициент турбулентности используется с предыдущего шага по времени, что позволяет избежать нелинейности системы.

2.3. Верификация модели

С точки зрения взаимодействия с атмосферой, главный параметр, который должен адекватно воспроизводиться моделью термодинамики водоема – температура поверхности. При заданных атмосферных условиях (значениях скорости ветра, температуры, влажности воздуха, давления, количества осадков) температура поверхности водоема определяет стратификацию приземного слоя, и, следовательно, – интенсивность турбулентности и турбулентные потоки всех субстанций. Днем, при условиях антициклонической погоды, температура поверхности водоема оказывается, как правило, ниже температуры воздуха, и уровень турбулентности становится ниже, чем над окружающей суши. Ночью, напротив, над водоемами может устанавливаться неустойчивая стратификация вследствие переноса на водную поверхность более холодного воздуха с суши. Кроме того, температура поверхности определяет вертикальный градиент температуры в приземном слое и тем самым – интенсивность потока явного тепла. Температура поверхности также влияет на поток скрытого тепла, поскольку от нее зависит влажность насыщения в приповерхностном слое воздуха и вертикальный градиент удельной влажности. Учитывая вышесказанное, температура поверхности была выбрана в настоящей работе в качестве основного параметра для верификации предложенной модели водоема. В то же время, температура поверхности во многом зависит от теплообмена с нижележащими водными массами, и, следовательно, от

их температуры. Особенно это важно в осенний и весенний периоды, когда в водоемах наблюдается неустойчивая стратификация. Поэтому в тех случаях, когда были доступны данные измерений температуры воды на разных глубинах в озере, оценивалась также способность модели воспроизводить вертикальный профиль температуры.

В холодное время года в средних и высоких широтах деятельной поверхностью водоема становится поверхность снежного покрова. Поэтому отдельный численный эксперимент посвящен расчету температуры поверхности снежного покрова (Колпашево, см. п. 2.3.3).

Принимая во внимание возможность приложений описываемой модели в климатических моделях, моделях численного прогноза погоды или мезомасштабных атмосферных моделях, естественно требовать, чтобы она адекватно воспроизводила термодинамический режим водоемов на всем спектре временных масштабов: от суточного цикла до межгодовой изменчивости. Кроме того, модель должна быть универсальной в географическом смысле: она должна удовлетворительно описывать режим реальных водоемов в максимально широком диапазоне географических условий. С целью проверки, удовлетворяет ли построенная модель этим двум условиям, и необходимой калибровки некоторых ее параметров, проведены численные эксперименты по воспроизведению термодинамики озер в следующих географических пунктах:

- 1) Колпашево (Томская область, континентальный климат, длительность интегрирования 30 лет);
- 2) Озеро Сырдах (Якутия, 70 км от Якутска, резко-континентальный климат, длительность интегрирования 20 лет);
- 3) Озеро Монте-Ново (Португалия, субтропический климат, длительность интегрирования 13 лет);
- 4) Озеро вблизи Тикси (устье р. Лены, арктический климат, длительность интегрирования 30 дней);

5) Озеро Коссенблаттер (Германия, умеренный климат западных побережий, длительность интегрирования 14 дней);

6) Озеро Вендюрское (Карелия, умеренно-континентальный климат, длительность интегрирования 5 дней).

В экспериментах 1, 2, 3 воспроизводилась сезонная и межгодовая изменчивость водного и термодинамического режима озер, а в экспериментах 4, 5, 6 – суточная и синоптическая изменчивость.

2.3.1. Источники данных наблюдений в приземном слое атмосферы. Как следует из описания модели (п. 2.1), для ее интегрирования в качестве граничных условий необходимо задавать значения метеорологических величин в приземном слое атмосферы. В численных экспериментах, перечисленных выше, использовались следующие источники этих данных:

- данные стандартных метеорологических измерений на синоптических станциях; они извлечены из архива NDP048, размещенного в сети Интернет (<http://cdiac.esd.ornl.gov/ftp/ndp048>) и содержащего ряды многолетних наблюдений на 225 станциях бывшего СССР. В настоящей работе данные этого архива использовались при моделировании водоема вблизи Колпашево (Томская область, правобережье р. Обь) и оз. Сырдах;
- данные специальных полевых экспериментов; эти данные использованы в экспериментах с озерами вблизи Тикси, оз. Вендюрское и оз. Коссенблаттер;
- данные реанализа; привлечены при моделировании оз. Монте-Ново.

Более подробная информация о подготовке метеорологических данных приводится ниже.

2.3.2. Расчет солнечной радиации и излучения атмосферы. В программу наблюдений наземных метеостанций Росгидромета измерения составляющих радиационного баланса не входят; в то время как их необходимо задавать для расчета

теплового баланса на поверхности водоема. Поэтому в описываемых ниже численных экспериментах с оз. Сырдах и озером вблизи Колпашево эти величины рассчитывались согласно полуэмпирическим формулам.

Для расчёта потока суммарной солнечной радиации на горизонтальную площадку S использовалась формула Кондратьева (Матвеев, 2000):

$$S = \frac{S^*}{1 + \varepsilon_0 \tau / \sinh_0} (1 - c_{sh} n), \quad (2.38)$$

где ε_0 – эмпирическая функция высоты Солнца, τ – оптическая толщина атмосферы для интегрального потока, принимаемая равной 0.105, n – балл облачности в долях единицы, $c_{sh} = 0.5607$ – эмпирический коэффициент, h_0 – высота солнца. Приход солнечной радиации на горизонтальную площадку на верхней границе атмосферы определяется известной формулой:

$$S^* = S_0^* (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \theta \cos \theta), \quad (2.39)$$

где S_0^* - солнечная постоянная, φ – широта, δ – склонение Солнца, θ – часовой угол.

Встречное длинноволновое излучение атмосферы E_a рассчитывалось как функция температуры и влажности на высоте 2 м и балла облачности (Idso, 1981):

$$\begin{aligned} E_a &= \varepsilon_a \sigma T_2^4 (1 + c_{lg} n^2), \\ \varepsilon_a &= c_e e_2^{1/7} \exp\left(\frac{350}{T_2}\right), \\ c_{lg} &= 0.22, \\ c_e &= \begin{cases} 0.15, T_2 < 273.15 \\ 0.14, T_2 \geq 273.15. \end{cases} \end{aligned} \quad (2.40)$$

В этих выражениях T_2 - температура воздуха на уровне 2 м, e_2 - парциальное давление водяного пара на уровне 2 м, σ - постоянная Стефана - Больцмана. Собственное излучение поверхности задается известной формулой Стефана – Больцмана.

2.3.3. Воспроизведение температуры снега в Колпашево (Томская область). В

Томской области находится множество озер небольшой глубины. В нашем распоряжении

не имелось данных измерений на каком-нибудь конкретном озере, с которыми можно было бы сравнивать результаты моделирования. Поэтому объектом моделирования было выбрано некоторое абстрактное озеро с характерными для множества озер Томской области характеристиками. Глубина этого модельного озера составила 2 м. В качестве входных данных для модели использованы ряды измерений на метеорологической станции Колпашево за период с 1936 по 1966 гг. Начальные условия (вертикальное распределение температуры и других переменных состояния в начальный момент времени) в данном эксперименты не играли важной роли, поскольку достаточно быстро (по сравнению с полным периодом интегрирования) «забывались» моделью. Верификация модели произведена по параметру, измеряемому на метеорологической станции, – температуре поверхности снежного покрова. Сравнение результатов моделирования и данных наблюдений в Колпашево основывалось на предположении, что температура поверхности снега над замерзшим водоёмом, рассчитываемая моделью, близка к температуре поверхности снега на суше, которая измерялась в Колпашево (точность измерений – 0.5 °С). Это предположение представляется естественным, поскольку в условиях резко континентального климата ледовый покров озер достигает значительной толщины (1-1.5 м), и, следовательно, влияние водоема на тепловой режим вышележащего снежного покрова невелико. Результаты этого сравнения для двух первых месяцев 1961 г. приведены на рис. 2.2. Как видно, рассчитанные кривые и кривые наблюдений хорошо коррелируют. В то же время, имеет место систематическое занижение моделью среднемесячного значения температуры на ~2 °С. Это, связано, по всей видимости, с несовершенством параметризации потоков тепла на подстилающей поверхности при устойчивой стратификации, которая характерна в зимних условиях, особенно, в районах континентального климата.

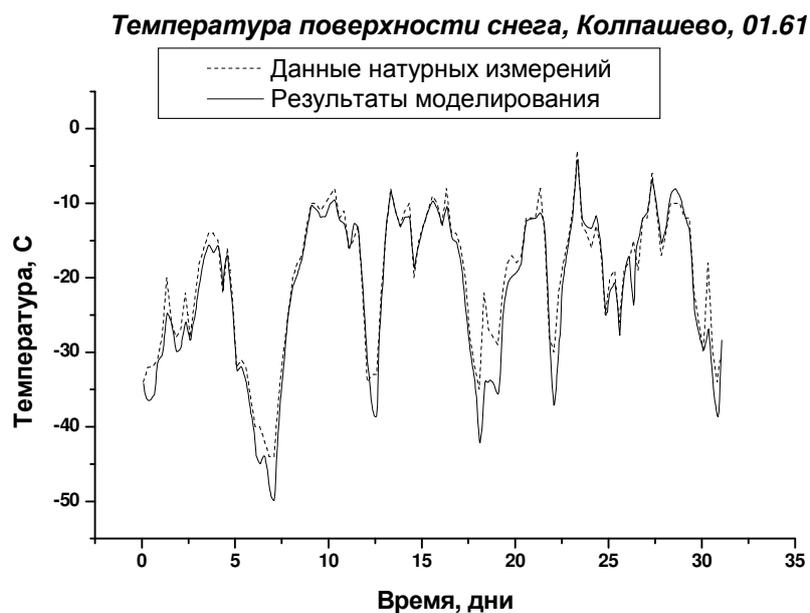


Рис.2.2. Температура поверхности снега в Колпашево по данным моделирования и измерений (январь – февраль 1961 г.)

2.3.4. Описание озера Сырдах (Якутия) и постановка численных экспериментов. Озеро Сырдах – сравнительно большое, находящееся в цепи таких же, по размерам и глубине, озёр, соединяющихся только в периоды редких для этих территорий многоводий ручьями типа «травяных речек». Оно вытянуто в направлении с СЗ на ЮВ и занимает большую часть площади озерной котловины. Размеры озера составляют: в длину

около 2 км, в ширину до 1 км, с площадью зеркала воды около 2 км². Средняя глубина воды в озере составляет величину 4.5 м, максимальная достигает 12 м. Ледостав начинается в первой половине октября, сход ледяного покрова приходится на конец мая. Озеро расположено над мерзлыми породами, мощность которых составляет 280 – 320 м, и под ним существует сквозной талик (Павлов и Тишин, 1981).

Моделирование водного и теплового режимов оз. Сырдах и нижележащих грунтов производилось за период 1965 – 1984 гг., причем в качестве входных данных использовались данные метеорологических наблюдений на ближайшей станции (г. Якутск). В качестве начальных вертикальных профилей всех переменных состояния задавались их типичные климатические распределения для месяца начала интегрирования (декабря). Результаты моделирования сопоставлялись с данными натурных измерений (Павлов и Тишин, 1981), которые проводились на самом озере в 1976 – 1977 гг. Следует отметить, что метеостанция «Якутск» находится на расстоянии около 70 км от оз. Сырдах, поэтому атмосферные условия в описываемом эксперименте заданы с некоторой, вообще говоря, неизвестной ошибкой. Очевидно, что указанное обстоятельство является одним из источников расхождения расчетных данных с наблюдениями (см. ниже).

2.3.5. Моделирование сезонного промерзания и испарения на озере Сырдах.

Эволюция водного, ледяного и снежного покровов в данном озере по данным моделирования представлена на рис. 2.3. По результатам сравнения модельных и натурных данных (Павлов и Тишин, 1981; Pavlov, 1995) можно сделать следующие выводы:

- максимальное промерзание модельного озера происходит в малоснежные зимы, а минимальное промерзание – в многоснежные зимы, что соответствует закономерности, наблюдаемой в природе;

- характерные глубины промерзания (толщина слоя льда) в модельном водоеме находятся в пределах 0.7 – 1.5 м, что совпадает с реальными значениями для озёр Центральной Якутии;

- ледостав по результатам моделирования начинается в начале октября, а заканчивается в конце мая, что также согласуется с данными наблюдений;

- модельное испарение с поверхности озера за теплый период составляет в среднем 400 мм, что близко к наблюдаемому значению (450 мм).

2.3.6. Моделирование талика под озером Сырдах. На рис. 2.4 в виде распределения термоизоплант представлены результаты моделирования теплового режима талика и мерзлого грунта под озером (нулевая термоизопланта нанесена жирным пунктиром). Как видно из рисунка, талик устойчиво существует под озером в течение 20 лет (1965 – 1984 гг.). Его нижняя граница колеблется от 1.2 до 2.0 м под дном озера. В то же время, согласно данным измерений (Тишин, 1979) глубина талика под оз. Сырдах достигает десятков метров, а в центральной части озера, по всей видимости, превышает 100 м. Такое несоответствие модельных и эмпирических данных объясняется тем, что образование глубокого талика - процесс, существенно превышающий по длительности период интегрирования модели (20 лет), так что нижняя граница модельного талика просто «не успевает» достигнуть глубины наблюдаемой границы.

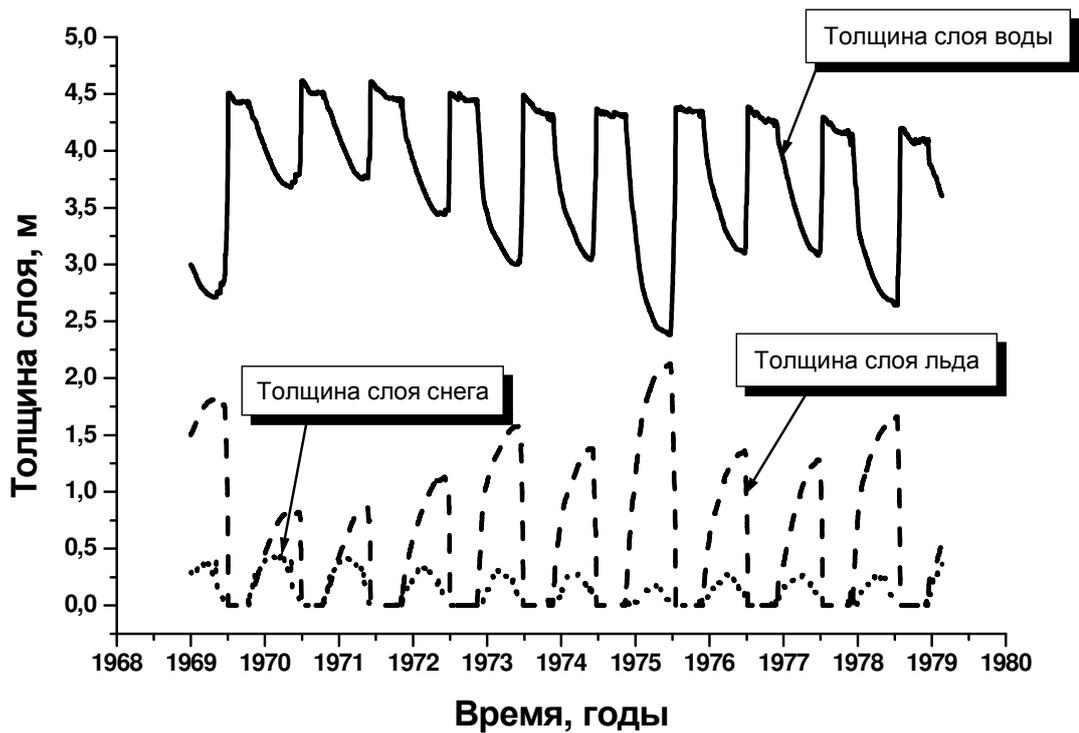


Рис. 2.3. Промерзание/таяние и снегонакопление в оз. Сырдах по данным моделирования

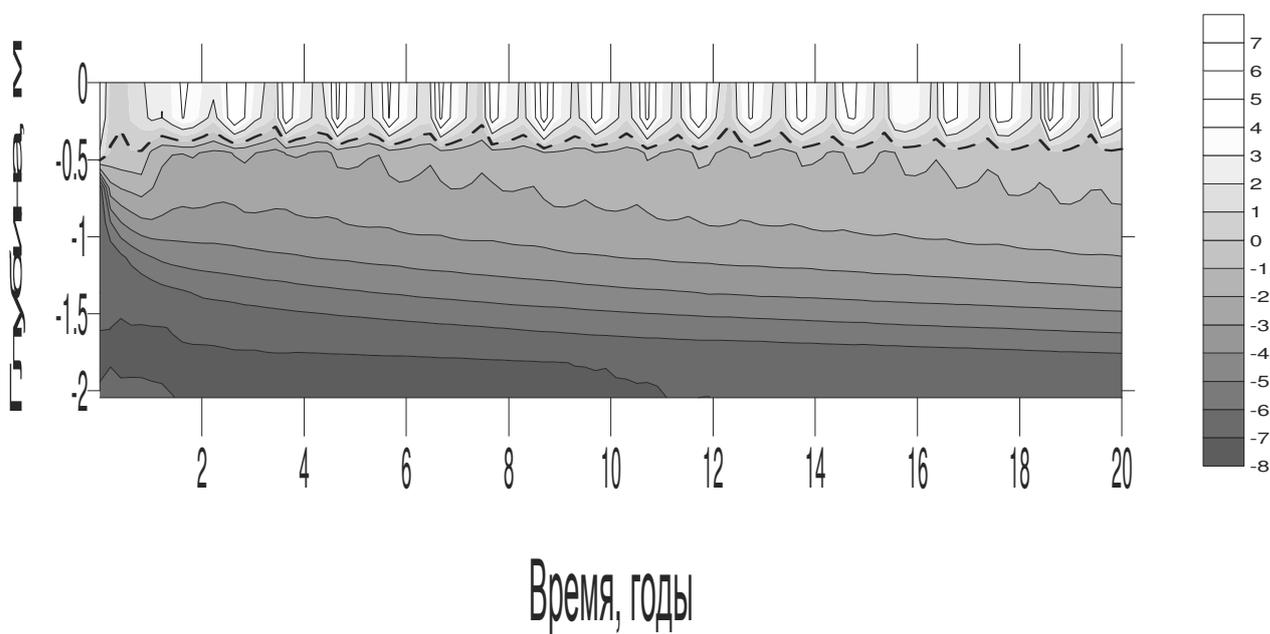


Рис. 2.4. Распределение температуры, °С, в грунте под оз. Сырдах по результатам моделирования. Глубина (вертикальная координата) выражена в значениях $-\log_{10}(z+1)$, где z – глубина, отсчитываемая от дна озера вниз

2.3.7. Моделирование теплового режима водных масс оз. Сырдах. По данным моделирования были получены среднемесячные вертикальные профили температуры в оз. Сырдах за период сентябрь 1976 – август 1977 гг. и затем сравнены с данными измерений за тот же период (Павлов и Тишин, 1981). Эти результаты представлены на рис. 2.5.

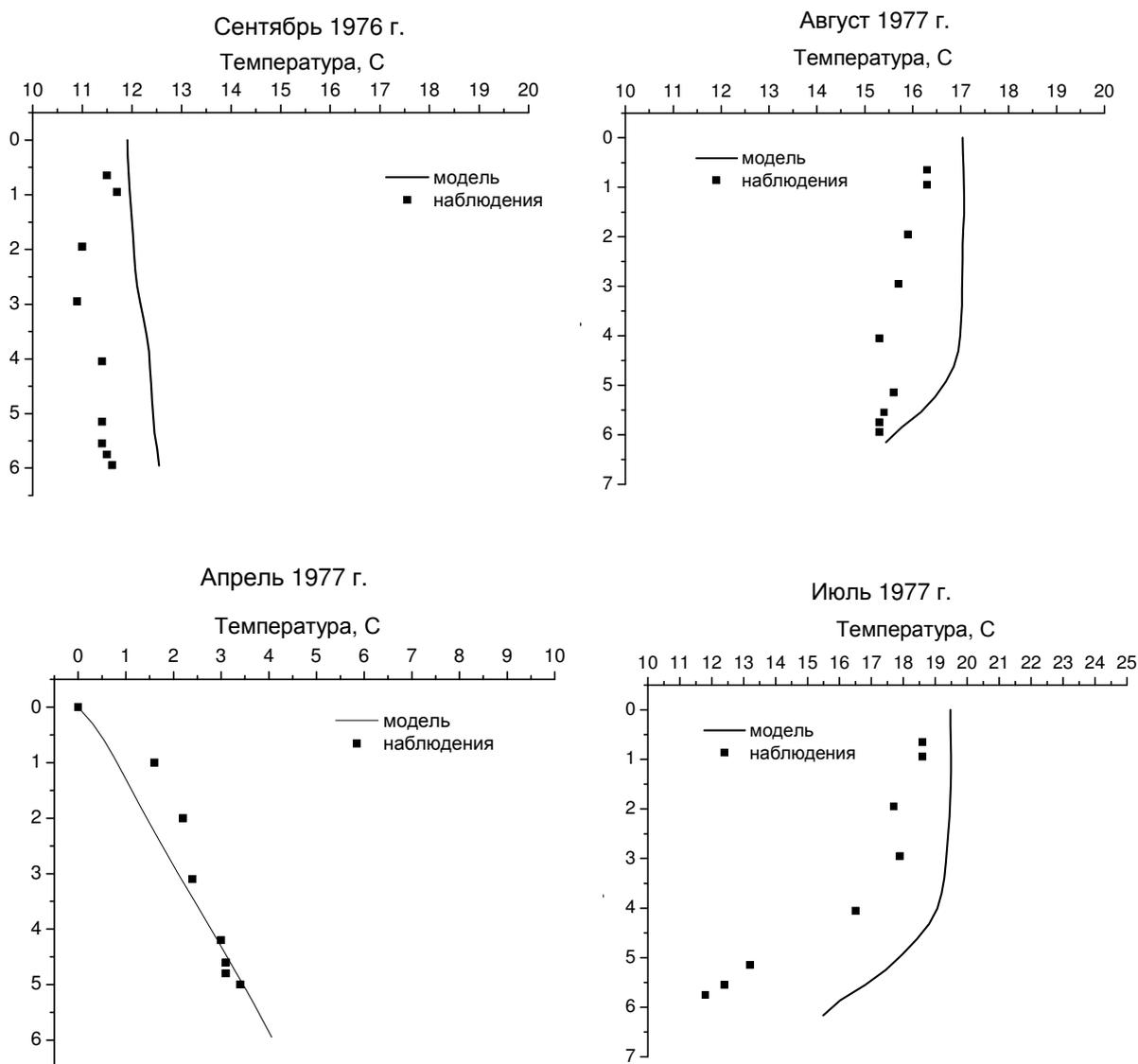


Рис. 2.5. Среднемесячные профили температуры в оз. Сырдах по результатам моделирования и данным наблюдений

Как видно, модель достаточно адекватно воспроизводит сезонные особенности перемешивания в водоеме. Особенно близко соответствие модельной и экспериментальной кривых наблюдается в период ледостава (апрель). В то же время, в июле модельный водоем оказывается заметно теплее реального, что может быть

объяснено неточным заданием метеорологических величин. Это касается, в первую очередь, потоков суммарной радиации и встречного излучения, которые оценивались по полуэмпирическим формулам (см. п. 2.3.2), исходя из значений основных метеорологических величин в Якутске, т.е. на достаточно большом удалении от озера. Тем не менее, температура поверхности воспроизводится моделью достаточно точно для всех месяцев, что наиболее существенно с точки зрения взаимодействия озера с атмосферой.

2.3.8. Характеристики турбулентности в озере Сырдах по данным моделирования. В ходе интегрирования модели в фиксированный срок (22 ч.) в разные дни июля 1977 г. записывались вертикальные распределения турбулентных характеристик E, ε, k . Пример такого распределения показан в табл. 2.1. В ней также приведены типичные значения этих характеристик для водоемов, согласно обзорной работе (Wuest and Lorke, 2003).

Таблица 2.1.

Распределение характеристик турбулентности по глубине в оз. Сырдах в 22:00 31 июля 1977 г. по данным моделирования.

Глубина, м	Энергия турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}^2$	Скорость диссипации турбулентной энергии, $\text{м}^2/\text{с}^3$	Коэффициент турбулентности, $\text{м}^2/\text{с}$
0	$7.82\text{E} \cdot 10^{-6}$	$2.10 \cdot 10^{-7}$	$2.62 \cdot 10^{-5}$
0.3	$2.84\text{E} \cdot 10^{-5}$	$2.05 \cdot 10^{-6}$	$3.55 \cdot 10^{-5}$
0.5	$2.42\text{E} \cdot 10^{-5}$	$1.32 \cdot 10^{-6}$	$3.99 \cdot 10^{-5}$
0.8	$2.47\text{E} \cdot 10^{-5}$	$1.29 \cdot 10^{-6}$	$4.25 \cdot 10^{-5}$
1.0	$2.52\text{E} \cdot 10^{-5}$	$1.35 \cdot 10^{-6}$	$4.25 \cdot 10^{-5}$
1.3	$2.51\text{E} \cdot 10^{-5}$	$1.39 \cdot 10^{-6}$	$4.11 \cdot 10^{-5}$
1.6	$2.39\text{E} \cdot 10^{-5}$	$1.34 \cdot 10^{-6}$	$3.84 \cdot 10^{-5}$

1.8	$2.15 \cdot 10^{-5}$	$1.21 \cdot 10^{-6}$	$3.46 \cdot 10^{-5}$
2.1	$1.81 \cdot 10^{-5}$	$9.96 \cdot 10^{-7}$	$2.98 \cdot 10^{-5}$
2.3	$1.42 \cdot 10^{-5}$	$7.53 \cdot 10^{-7}$	$2.42 \cdot 10^{-5}$
2.6	$1.05 \cdot 10^{-5}$	$5.30 \cdot 10^{-7}$	$1.85 \cdot 10^{-5}$
2.9	$7.49 \cdot 10^{-6}$	$3.70 \cdot 10^{-7}$	$1.36 \cdot 10^{-5}$
3.1	$5.74 \cdot 10^{-6}$	$2.89 \cdot 10^{-7}$	$1.02 \cdot 10^{-5}$
3.4	$4.95 \cdot 10^{-6}$	$2.69 \cdot 10^{-7}$	$8.16 \cdot 10^{-6}$
3.6	$4.71 \cdot 10^{-6}$	$2.96 \cdot 10^{-7}$	$6.72 \cdot 10^{-6}$
3.9	$4.59 \cdot 10^{-6}$	$3.50 \cdot 10^{-7}$	$5.42 \cdot 10^{-6}$
4.2	$4.91 \cdot 10^{-6}$	$4.33 \cdot 10^{-7}$	$5.02 \cdot 10^{-6}$
4.4	$6.38 \cdot 10^{-6}$	$6.38 \cdot 10^{-7}$	$5.73 \cdot 10^{-6}$
4.7	$6.34 \cdot 10^{-6}$	$8.43 \cdot 10^{-7}$	$4.29 \cdot 10^{-6}$
4.9	$3.65 \cdot 10^{-6}$	$6.84 \cdot 10^{-7}$	$1.75 \cdot 10^{-6}$
5.2	$1.03 \cdot 10^{-6}$	$9.98 \cdot 10^{-9}$	0.00
Интервал характерных значений	$\sim 10^{-6}$	$10^{-11} - 10^{-6}$	$10^{-6} - 10^{-2}$

Не останавливаясь на подробном анализе рассчитанного вертикального распределения, а также внутрисуточной изменчивости характеристик турбулентности, отметим, что воспроизводимые моделью значения этих величин, в целом, укладываются в наблюдаемые пределы их изменений.

2.3.9. Воспроизведение термодинамического режима озера Вендюрское (Карелия). Измерения на оз. Вендюрское (Карелия, $62^{\circ}10'$ с.ш., $33^{\circ}10'$ в.д.) производились в период 18-22 июля 2003 г в рамках проекта INTAS-01-2132, и в настоящее время они доступны на сайте <http://nwpi.krc.karelia.ru/intas-01-2132/>. Измерялись температура

поверхности и дна озера, глубина слоя перемешивания, а также метеорологические величины в приводном слое, включая поток солнечной радиации и радиационный баланс. При интегрировании модели начальное распределение температуры в водоеме задавалось по данным наблюдений: в слое перемешивания температура считалась постоянной и равной температуре поверхности, ниже этого слоя она линейно убывала до значения температуры дна. Сравнение результатов расчетов с данными измерений (рис. 2.6) позволяет оценить качество воспроизведения моделью суточной изменчивости температуры данного озера.



Рис. 2.6. Температура поверхности оз. Вендюрское по данным измерений и по результатам моделирования (18-22 июля 2003 г.)

На рис. 2.6 отражены два модельных результата: один получен с использованием процедуры инициализации начального профиля температуры типа «раскрутка» (перед началом основного периода интегрирования модель интегрируется с повторяющимися несколько раз граничными условиями первого дня), а другой — без нее. Как видно,

процедура «раскрутки» позволяет заметно улучшить качество воспроизведения моделью температуры озера в первый день измерений.

На основании проведенных экспериментов можно заключить, что модель в целом удачно воспроизводит суточную и межсуточную изменчивость температуры (коэффициент корреляции между модельным и экспериментальным временными рядами составляет ≈ 0.8), мгновенные ошибки не превосходят $1.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Одной из возможных причин ошибок модели может быть наличие эффектов трехмерной динамики водоема (сгонно-нагонных явлений, сейш, и др.), которые в одномерной модели не учитываются.

2.3.10. Моделирование термического режима озера Коссенблаттер (Германия).

Озеро Коссенблаттер находится в Германии, в 50 км к юго-востоку от Берлина. Средняя глубина озера составляет около 2 м. Используемые в описываемом эксперименте данные измерений на этом озере были получены в ходе эксперимента LITFASS-98 (Beyrich, 2000). Эти данные включают в себя временной ход основных метеорологических характеристик, суммарной радиации, встречного излучения атмосферы, турбулентных потоков явного тепла, скрытого тепла и импульса. Поскольку в начальных условиях данного численного эксперимента из наблюдений была известна только температура поверхности, перед началом интегрирования модели производилась процедура инициализации начальных профилей типа «раскрутки».

Задачей настоящего численного эксперимента, наряду с оценкой качества воспроизведения термического режима рассматриваемого озера, была оценка эффекта мелководья на турбулентные потоки явного и скрытого тепла. Эффект мелководья заключается в том, что при небольших глубинах водоема волны на поверхности водоема становятся круче и чаще разрушаются, приводя к турбулизации приповерхностного слоя воздуха. Последнее, в свою очередь, вызывает увеличение турбулентных потоков. Для учета этого эффекта Г.Н. Паниным была предложена соответствующая модификация формул теории подобия Монино-Обухова (Panin et al., 1996; Панин и др., 2006):

$$\begin{aligned}
 H_T^{SW} &= H_T \left(1 + k_T^{SW} \frac{h_w}{H} \right), \\
 E_T^{SW} &= E_T \left(1 + k_T^{SW} \frac{h_w}{H} \right)
 \end{aligned}
 \tag{2.41}$$

где H_T^{SW} и E_T^{SW} - поток явного тепла и испарение с поверхности на мелководье, H_T и E_T - поток явного тепла и испарение с поверхности глубокого водоема, рассчитываемые по классическому варианту теории подобия, h_w - средняя высота волн, H - глубина водоема. Поскольку измерения волнения на оз. Коссенблаттер не производились, высота волн рассчитывалась по эмпирической формуле

$$h_w = \frac{0.07 U_{10}^2 (gH/U_{10}^2)^{3/5}}{g},
 \tag{2.42}$$

следуя (Давидан и др., 1985).

В численных экспериментах по воспроизведению термического режима оз. Коссенблаттер, кроме описываемой дифференциальной модели (в подписях к рисункам она будет обозначаться далее как Lake), участвовала также интегральная полуэмпирическая модель термодинамики водоема Flake, разработанная в Немецкой службе погоды (Mironov, 2006). Уравнения этой модели получаются в результате интегрирования по вертикали уравнений переноса тепла и баланса турбулентной кинетической энергии, которое осуществляется с привлечением полуэмпирических зависимостей температуры от глубины. Интегральная модель является экономичной в вычислительном отношении, и при этом достаточно успешно воспроизводит основные особенности временного хода температуры поверхности мелких озер (Mironov, 2006). Поэтому она хорошо подходит для использования в гидрологических блоках климатических моделей и систем краткосрочного прогноза погоды. Преимуществом же дифференциальной модели является явное вычисление вертикального профиля

температуры в теле водоема и нижележащем слое грунта, что позволяет более детально воспроизводить термодинамику водоема.

На рис. 2.7 представлены результаты расчетов температуры поверхности оз. Коссенблаттер по дифференциальной и интегральной моделям. Первые трое суток модельного времени использованы под процедуру «раскрутки», т.е. в это период метеорологические условия первого дня повторяются три раза подряд. Как видно, наблюдается вполне удовлетворительное согласие результатов моделирования и данных наблюдений, что свидетельствует о том, что дифференциальная модель достаточно адекватно описывает термодинамические процессы мелкого озера на суточном и синоптическом масштабах времени в летний период. Интегральная модель также достаточно хорошо приближает реальный временной ход температуры, однако хуже воспроизводит суточную амплитуду. Частично это может быть связано с не совсем удачным выбором некоторых физических параметров в данной модели, таких как, например, коэффициент пропускания радиации. В связи с этим следует отметить, что результаты расчетов по обеим моделям для водоемов Иберийского полуострова (Dutra et al., 2006) не выявили преимущества дифференциальной модели по близости расчетов к данным измерений.

Применение поправки на мелководье к потокам явного и скрытого тепла согласно формулам (2.41, 2.42) приводит к увеличению рассчитываемых потоков, что проиллюстрировано на рис. 2.8 и рис. 2.9. На этих рисунках, в целях наглядности, приведены результаты расчета для 50-часового временного отрезка, выделенного из всего периода интегрирования. Как видно, поправка в целом является небольшой (среднее значение для потока явного тепла + 0.4 Вт/м², для потока скрытого тепла + 7.3 Вт/м²), причем при преобладании положительных значений поправки встречаются и отрицательные (диапазон значений поправки для потока явного тепла от -8.1 до + 21.2 Вт/м², для поток скрытого тепла - от - 4.7 до 63.8 Вт/м²). Относительная величина

поправки для обоих потоков тепла составляет величину порядка нескольких процентов. Максимальные значения поправки на мелководье соответствуют случаям с сильным ветром, и, соответственно, максимальным волнением на поверхности озера. Это можно видеть из сопоставления рис. 2.8 и рис. 2.9 с рис. 2.10, на котором изображен временной ход скорости ветра по данным наблюдений.

Несмотря на то, что поправка Г.Н. Панина вносит небольшое изменение в величину турбулентных потоков, ее использование при интегрировании модели на период более нескольких суток приводит к существенному изменению рассчитанной температуры поверхности озера. Как видно на рис. 2.11, к концу периода интегрирования модели температура, рассчитанная с учетом поправки (2.41, 2.42), оказалась ниже температуры в контрольном эксперименте на величину порядка 1 °С.

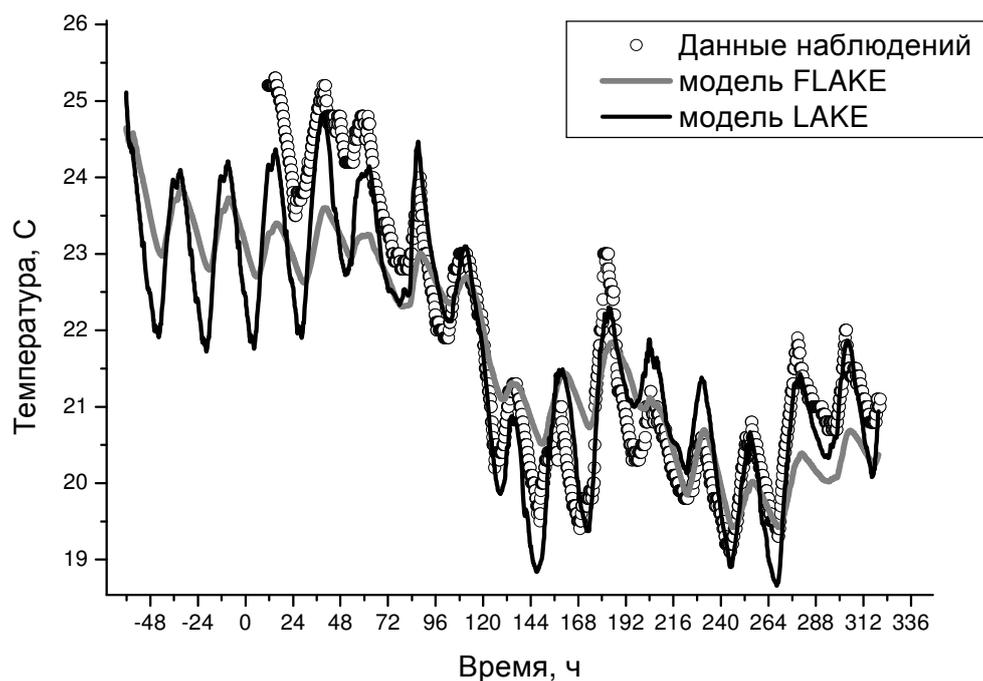


Рис. 2.7. Временной ход температуры поверхности оз. Коссенблаттер (8 – 21 июня, 1998) по данным наблюдений и моделирования

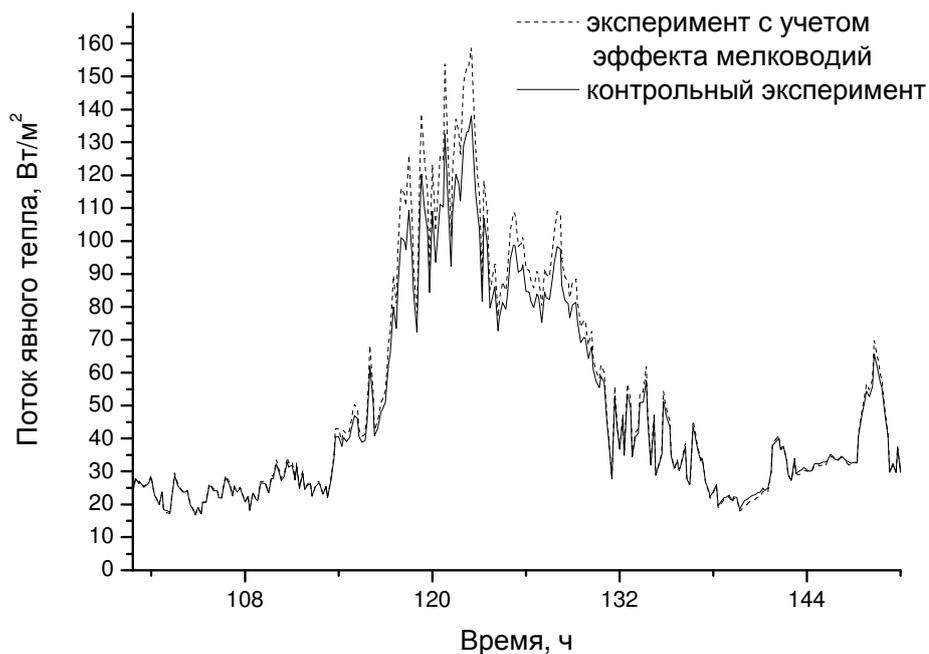


Рис. 2.8. Временной ход потока явного тепла над оз. Коссенблаттер, рассчитанный с учетом и без учета эффекта мелководий

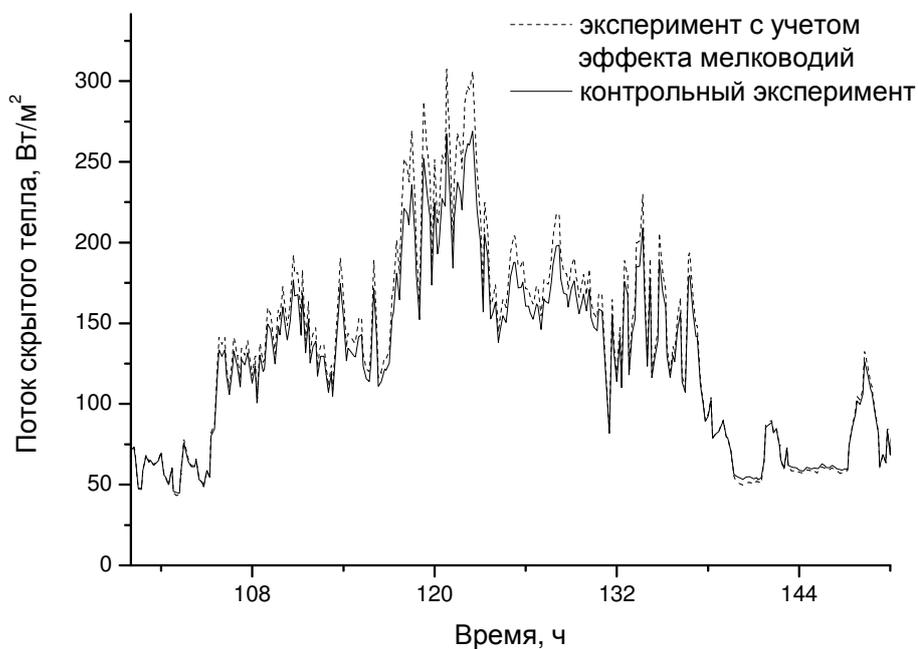


Рис. 2.9. Временной ход потока скрытого тепла над оз. Коссенблаттер, рассчитанный с учетом и без учета эффекта мелководий

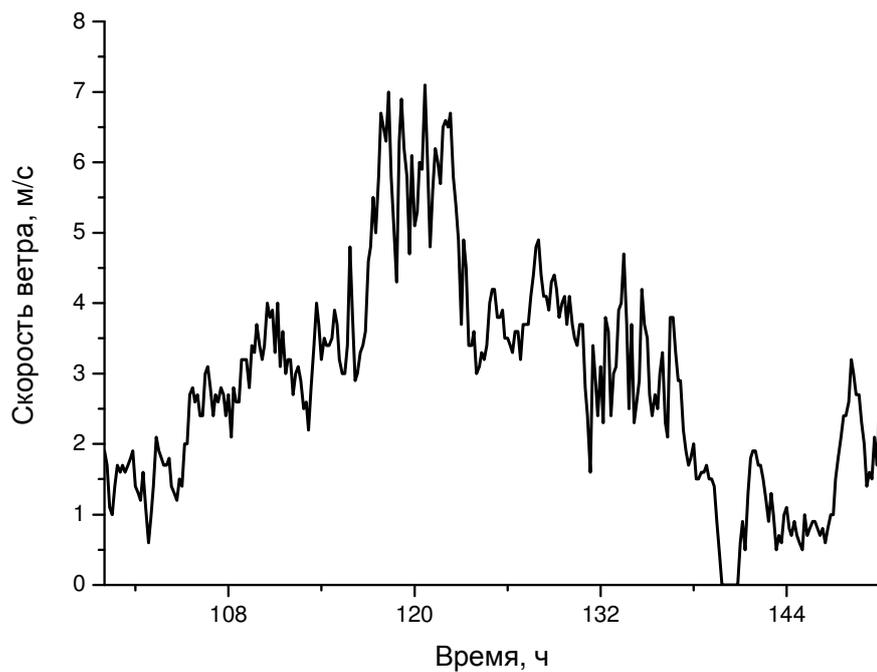


Рис. 2.10. Временной ход скорости ветра над оз. Коссенблаттер по данным измерений



Рис. 2.11 . Временной ход температуры поверхности оз. Коссенблаттер, рассчитанный с учетом и без учета эффекта мелководий (8-21 июня 1998 г.)

2.3.11. Моделирование внутригодовой и межгодовой изменчивости термического режима озера Монте-Ново (Португалия). В данном эксперименте (Dutra et al., 2006) оценивалась способность модели воспроизводить временной ход температуры поверхности озера, а также вертикального профиля температуры в различные сезоны года. Особенность данного эксперимента заключается в том, что в качестве объекта моделирования выбрано озеро, находящееся в субтропическом климате, в котором в зимнее время года снежный покров и ледостав не образуются. Это существенно облегчает моделирование годового термодинамического цикла водоема.

Озеро Монте-Ново находится в Португалии ($38^{\circ} 42'$ с.ш., $7^{\circ}30'$ з.д.). В качестве входных метеорологических данных в численных экспериментах были использованы данные реанализа ERA-40 (Uppala et al., 2005) на высоте 10 м. Перед тем, как использовать данные реанализа, была произведена их валидация путем сравнения с измерениями на метеорологической станции Портел, расположенной поблизости от рассматриваемого озера. Сравнивались среднемесячный суточный ход температуры и скорости ветра по данным реанализа и по данным измерений для различных сезонов года. Оказалось, что среднемесячный суточный ход температуры воспроизводится реанализом достаточно успешно – ошибки находятся в пределах $1-2^{\circ}\text{C}$. В то же время суточный ход скорости ветра, полученный по данным реанализа, существенно отличается от реального (рис. 2.12)

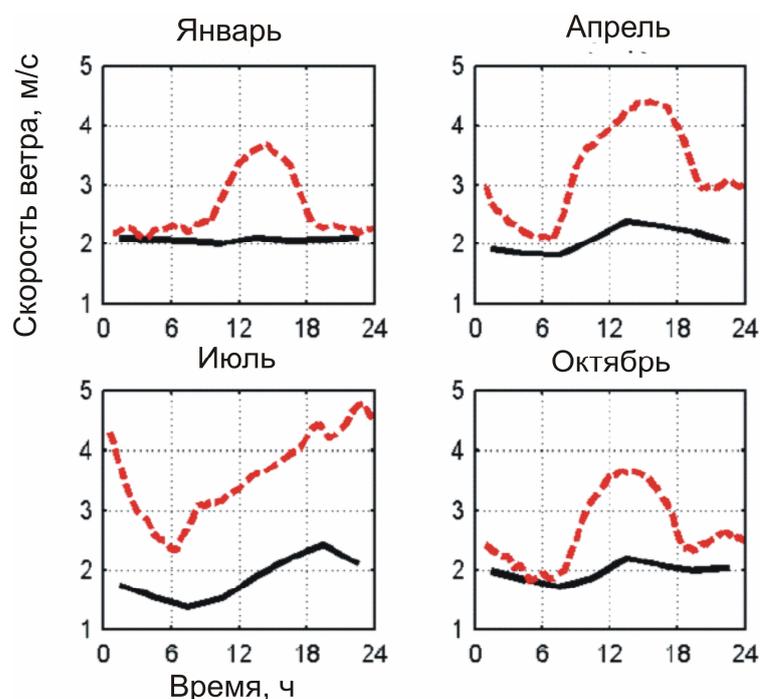


Рис. 2.12. Суточный ход скорости ветра, осредненный для различных месяцев года, по данным измерений (пунктирная линия) и реанализа ERA-40 (сплошная черная линия), осреднение произведено за период 1990-2002 гг

То, что в данных ERA-40 практически не находит отражение суточный ход скорости ветра, может быть объяснено отсутствием в модели, производящей реанализ, эффекта местных ветров. Местные ветры, развивающиеся за счет термической неоднородности подстилающей поверхности, обуславливают, как правило, максимум скорости ветра в дневные часы, что и наблюдается на рис. 2.12, за исключением июля. Однако в рамках реанализа данный эффект местных ветров не может быть учтен в силу недостаточного пространственного разрешения атмосферной модели. Другой причиной ошибок реанализа может быть неадекватное воспроизведение турбулентного обмена импульса в приземном слое. Как известно (Хромов и Петросянц, 2004), суточный ход турбулентного потока импульса является причиной суточного хода ветра, в частности, вызывая усиление последнего в послеполуденные часы. Неточность расчета суточного хода турбулентного потока импульса может быть связана, в частности, с погрешностью описания характеристик подстилающей поверхности.

Поскольку ветер является критическим фактором интенсивности турбулентных потоков над озером, скорость ветра по данным ERA-40 была скорректирована так, чтобы она точнее отражала реальный суточный ход.

Приводимые ниже результаты основаны на обработке данных численных экспериментов с рассматриваемой моделью, проведенных для периода с 1990 по 2002 г. В качестве начальных данных в этих экспериментах задавалось измеренное распределение температуры.

На рис. 2.13 изображен временной ход температуры поверхности оз. Монте-Ново за рассматриваемый период по результатам моделирования и данным наблюдений. Как видно, модель достаточно адекватно описывает годовой термический цикл озера в условиях субтропического климата.

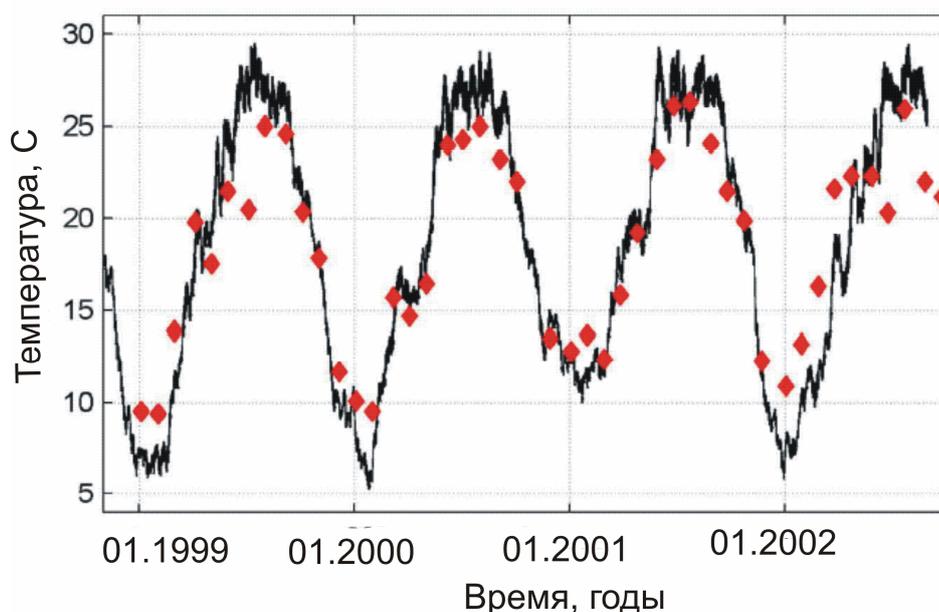


Рис. 2.13. Временной ход температуры поверхности озера Монте-Ново по данным измерений (ромбики) и моделирования (сплошная линия)

На рис. 2.14 изображены результаты серии экспериментов по воспроизведению вертикального профиля температуры в озере в различные сезоны года. В экспериментах варьировалась глубина озера: задавалось 17 различных глубин от 6 до 14 м. Как видим, наиболее устойчивая стратификация, связанная с интенсивным радиационным прогревом

верхних слоев, по результатам расчетов, имеет место в июле. Менее устойчивая стратификация имеет место в переходные сезоны года. Интересно отметить, что в октябре, в интервале глубин 6-8 м наблюдается повышенное перемешивание по вертикали, что, возможно связано с объединением поверхностного и придонного пограничных слоев. В январе наблюдается нейтральная стратификация, что согласуется с данными наблюдений.

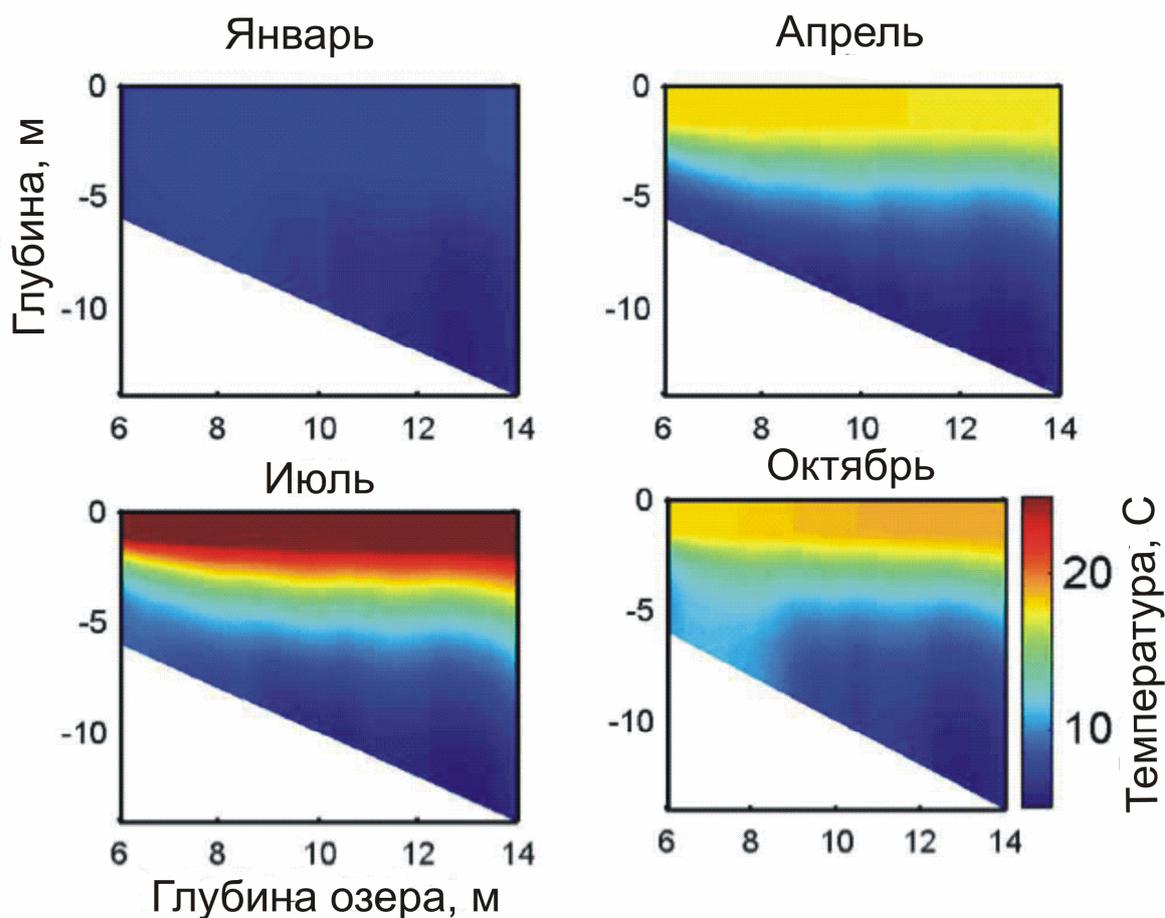


Рис. 2.14. Результаты моделирования вертикального профиля температуры в оз. Монте-Ново в различные сезоны года (осреднение за период 1990-2002 гг.)

2.3.12. Моделирование термического режима мелкого озера вблизи Тикси.

Данные измерений на этом озере были заимствованы из архива проекта GAME-Siberia (Ohata, 1997). Озеро является самым мелким из тех, с которыми производились численные эксперименты в настоящей работе: максимальное значение глубины за период наблюдений (июль 1998 – сентябрь 1999), составило 70 см. Площадь озера – около 1.5 га.

Данные включают временные ряды температуры поверхности озера, уровня воды, всех основных метеовеличин, а также потоков суммарной радиации и встречного излучения. Для получения начальных данных в численных экспериментах использовалась процедура инициализации типа «раскрутки».

На рис. 2.15 приведено сравнение рассчитанной температуры поверхности озера и измеренной в ходе упомянутого проекта. Как видно, модель успешно воспроизводит все основные особенности реального временного хода температуры озера, обусловленного как суточной, так и синоптической изменчивостью состояния атмосферы. Следует отметить, что такое хорошее совпадение модельных и натурных данных было достигнуто благодаря учету теплового воздействия вечной мерзлоты на термический режим озера и использованию поправки на мелководье (2.41, 2.42). Оба фактора имеют большое значение для термического режима данного озера из-за его небольшой глубины. При пренебрежении любым из двух факторов модель существенно завышает реальную температуру озера.

Аккуратный учет теплового воздействия вечной мерзлоты на термодинамику водоема был достигнут благодаря более реалистичному заданию начального профиля температуры в слое грунта под водоемом. На нижней границе слоя грунта задавалась температура $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$, на верхней границе, совпадающей с дном озера $10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Интерполяция между этими двумя значениями производилась посредством экспоненциальной функции на глубинах 0-8 м под дном водоема, ниже температура предполагалась постоянной и равной значению на нижней границе ($-5\text{ }^{\circ}\text{C}$).

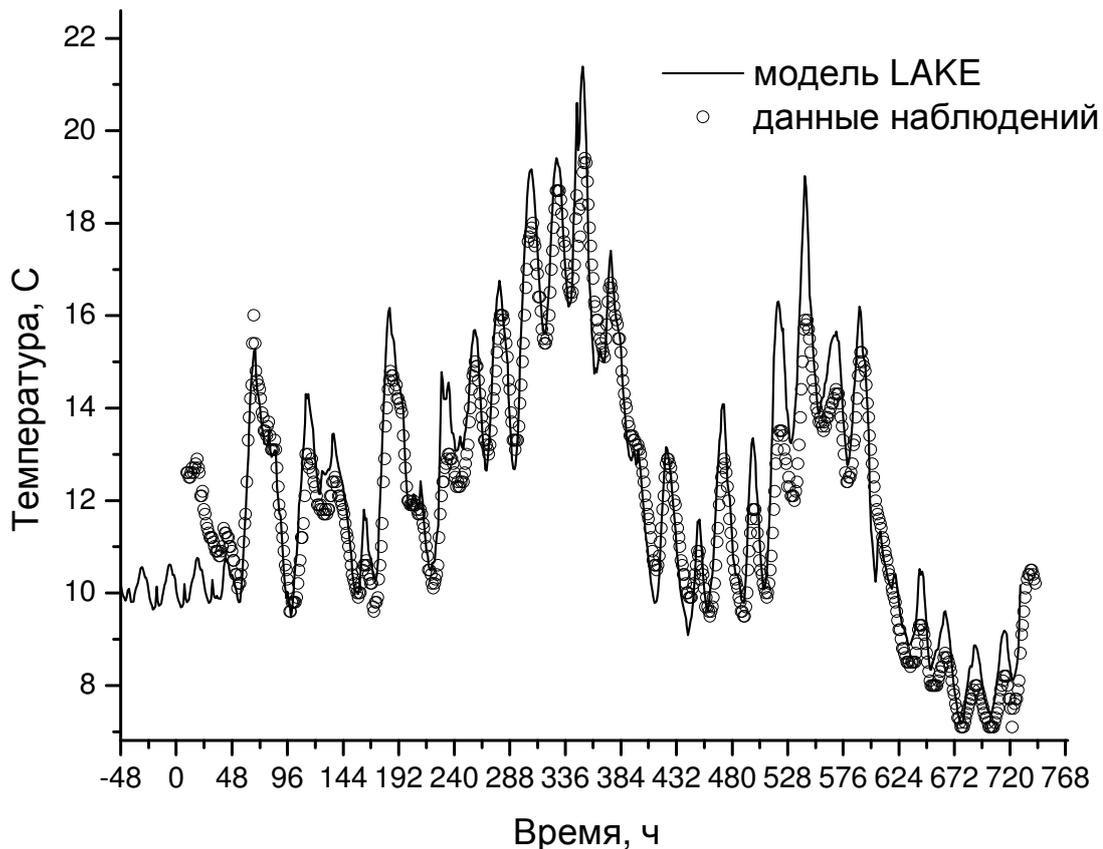


Рис. 2.15. Временной ход температуры поверхности мелкого озера в районе Тикси по результатам моделирования и данным измерений (июль 1998 г.).

2.3.13. Обсуждение результатов верификации модели. По результатам проведенных экспериментов можно сделать вывод, что предложенная одномерная модель в целом удачно воспроизводит как сезонную и межгодовую (оз. Сырдах, оз. Монте-Ново), так и суточную и синоптическую изменчивость (оз. Коссенблаттер, оз. Вендюрское, озеро вблизи Тикси) термического режима водоемов. Отдельные несоответствия модельных и натуральных данных (оз. Вендюрское) могут быть, по-видимому, отнесены на счет эффектов трехмерной динамики водоемов, однако этот вопрос требует уточнения. В любом случае, учет трехмерной динамики в рамках одномерной модели является сложной задачей, и в этом смысле возможности рассматриваемой модели ограничены. С другой стороны, такие физические механизмы, как подледная конвекция перед сходом ледостава, уже реализованы в ряде одномерных моделей водоема, но в рассматриваемой модели на

настоящий момент не представлены. Отсутствие этого механизма в модели может приводить к существенным ошибкам в воспроизведении вертикального профиля температуры в период весеннего вскрытия водоемов.

В ходе численных экспериментов продемонстрировано, что воздействие некоторых физических процессов на термический режим озер существенно зависит от глубины озера. В частности, оказалось, что для успешного моделирования мелких озер необходимо учитывать эффект обрушения волн на мелководье (здесь подтверждены результаты, полученные ранее Г. Н. Паниным (Панин и др., 2006)), а также достаточно точно задавать начальное распределение температуры в слое грунта под водоемом. Именно учет этих двух факторов позволил реалистично воспроизвести термический режим мелкого (глубиной 0.7 м) озера вблизи Тикси. В то же время, для более глубоких водоемов (например, для оз. Вендюрского, глубиной 8 м), чувствительность рассчитываемой температуры к учету эффекта мелководий оказалась пренебрежимо малой.

Хорошее согласие с наблюдениями, которое было достигнуто при моделировании температуры снежного покрова в Колпашево, во-первых, продемонстрировало физическую адекватность используемого в модели блока снежного покрова (Володина и др., 2000), а во-вторых, подтвердило предположение о том, что наличие водоема слабо влияет на температуру снежного покрова.

Подводя итоги результатам численных экспериментов, следует отметить одно важное обстоятельство. Модель включает физические параметры, существенно влияющие на термодинамику водоема, однако по большинству из них нет экспериментальных данных на конкретных озерах, с которыми проводились численные эксперименты. Например, такая важная величина, как коэффициент поглощения (экстинкции) коротковолновой радиации в толще водоема, измерялась только на оз. Вендюрское. В случае других озер этот коэффициент приходилось задавать произвольно в пределах, упоминаемых в литературе (Адаменко, 1985). По начальному профилю температуры в

слое грунта нет данных ни по одному из рассматриваемых пунктов, в то время как для озера вблизи Тикси, например, они имеют принципиальное значение для корректного моделирования термического режима. Для моделирования уровня озер необходимо задавать расход притоков и вытекающих водотоков, - такая информация также в большинстве случаев недоступна. В целом, отсутствие натуральных данных приводит к тому, что в модели появляются соответствующие дополнительные «степени свободы», позволяющие адаптировать ее для каждого озера индивидуально с целью наилучшего совпадения с натурными данными.

В связи с этим, при использовании модели термодинамики водоема в мезомасштабных или крупномасштабных атмосферных моделях возникает проблема создания базы данных по пространственному распределению характеристик озер – в первую очередь, глубины, размеров и оптических параметров. В настоящее время она далека от удовлетворительного решения.

ГЛАВА 3.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВОДОЕМОВ В МЕЗОМАСШТАБНОЙ АТМОСФЕРНОЙ МОДЕЛИ И ЕЕ ВЕРИФИКАЦИЯ

Влияние озер (особенно крупных) на локальный климат известно давно. Однако при моделировании глобального климата посредством моделей общей циркуляции атмосферы практически все озера суши оказываются подсеточными объектами, и их эффект на температурный и влажностный режим соответствующей ячейки в первом приближении может быть достаточно успешно выражен через повышенную влажность почвы (Pitman, 1991). Для региональных (мезомасштабных) атмосферных моделей такой подход уже представляется неудовлетворительным, поскольку в этом случае озера крупных и средних размеров разрешаются на конечно-разностной сетке явно. При этом возникает необходимость рассчитывать температуру поверхности, потоки явного, скрытого тепла и импульса в узлах сетки «водоем», что невозможно сделать в рамках модели «почва-растительность». В большом количестве работ авторы решали эту проблему наиболее простым образом: температура поверхности водоемов в зависимости от времени считалась известной, или фиксировалась. Этот подход можно считать отчасти оправданным, поскольку изменчивость температуры водных объектов существенно меньше изменчивости температуры поверхности суши. В то же время, изменение температуры вследствие смены синоптических условий для мелких водоемов может достигать 5-8 °С (см. данные наблюдений и моделирования для озер Коссенблаттер и Тикси в главе 2). В таких случаях условие фиксированной температуры может привести к заметным ошибкам в расчете взаимодействия водоемов с атмосферой. Чтобы проверить, насколько это критично с точки зрения воспроизведения турбулентных потоков с водоема и соответствующих бризовых циркуляций, необходимо провести два численных эксперимента: (1) с фиксированной температурой и (2) с температурой, рассчитываемой

по достаточно адекватной термодинамической модели. В роли последней может выступить термодинамическая модель, описанная в главе 2.

В последние годы начали появляться термодинамические модели водоемов, предназначенные для использования в атмосферных моделях (модель водоема в Community Land Model NCAR, версия 3 (Technical description of the Community land model, 2004), Flake (Mironov et al., 2006)) и другие. В связи с этим, возникает естественный вопрос: насколько чувствительна атмосферная циркуляция к выбору способа параметризации водоемов? Этот вопрос особенно актуален в силу того, что эти модели существенно отличаются по сложности и вычислительной эффективности. Наиболее сложной является модель, предложенная в настоящей работе, поскольку в ней подробно описываются процессы теплообмена в грунте, и использована довольно громоздкая «к-ε» параметризация турбулентности. Модель NCAR также является многоуровневой, но без детального описания процессов в грунте. Модель Flake основана на полуэмпирических закономерностях и потребляет наименьшее количество вычислительных ресурсов. С точки зрения последнего обстоятельства Flake в настоящее время является наиболее подходящим озерным блоком для атмосферных моделей, и, в особенности, для систем оперативного прогноза погоды. В то же время, для использования в некоторых задачах моделирования климата модель Flake может оказаться не вполне подходящей: например, если требуется адекватно описывать реакцию вечной мерзлоты на изменения климата, то предпочтительнее пользоваться моделью, представленной в главе 2. С другой стороны, в задачах мезомасштабного взаимодействия атмосферы с крупными озерами (Байкал, Ладожское озеро, Аральское море, и т.д.), где необходимо детальное пространственное распределение температуры и энергетических потоков с водоема, локальные модели водоема (“single-column models” в англоязычной литературе), могут оказаться недостаточными, поскольку в них не учитывается горизонтальный теплообмен между

соседними «водными» ячейками. В этом случае может оказаться, что модель завышает пространственную изменчивость термодинамических параметров водоема.

Настоящая глава диссертации посвящена тестированию параметризации водоемов суши, основанной на предлагаемой одномерной модели. Оценивается применимость приближения фиксированной температуры водоемов, а также чувствительность мезомасштабной циркуляции к параметризации водоемов. В качестве альтернативной параметризации выбрана модель Flake. Кроме того, с привлечением доступных данных наблюдений анализируется качество воспроизведения мезомасштабной моделью бризовых циркуляций. Соответствующие численные эксперименты проводились для различных синоптических условий, различных характеристик подстилающей поверхности, и при различных конфигурациях гидрологической сети. В пункте 3.1 дается описание используемой мезомасштабной модели и некоторых модификаций параметризаций подсеточных процессов, произведенных в ходе данной работы. В пункте 3.2 излагаются результаты численных экспериментов с мезомасштабной моделью.

3.1. Описание мезомасштабной модели

В данном разделе изложена мотивация выбора в целях настоящего исследования конкретной мезомасштабной модели (п. 3.1.1); приведена система уравнений этой модели с граничными условиями, а также основные сведения по используемым в ней параметризациям (п. 3.1.2); рассмотрены более подробно параметризации модели, имеющие наибольшее значение при моделировании термически возбужденных мезомасштабных циркуляций (п. 3.1.3 - 3.1.6). К этим параметризациям относятся параметризации процессов тепловлагопереноса в почве, тепловлагообмена подстилающей поверхности с атмосферой, а также турбулентного переноса тепла, влаги и количества

движения в свободной атмосфере. Наконец, в п. 3.1.7 излагаются некоторые технические детали включения модели водоема в атмосферную модель.

3.1.1. Выбор мезомасштабной модели. Выбор мезомасштабной модели для воспроизведения атмосферного потока над гидрологически неоднородной поверхностью должен определяться несколькими требованиями. Во-первых, учитывая, что бризовые циркуляции развиваются (Струнин, 2006) над водоемами с размерами 10 и более километров, желательно, чтобы модель воспроизводила циркуляции атмосферы этого масштаба. Таким образом, ее горизонтальное разрешение должно быть порядка 1 км. Именно с таким разрешением модель сможет воспроизводить весь спектр бризовых циркуляций, возникающих над водоемами и водотоками различных размеров. Кроме того, в силу пространственной неоднородности земной поверхности (обусловленной, в том числе, наличием гидрологических объектов), возникающая над ними совокупность мезомасштабных циркуляций существенно трехмерна, следовательно, и модель должна быть трехмерной. Необходимо еще учесть, что на рассматриваемых пространственных масштабах уравнение статики атмосферы становится неприменимым, поэтому желательно, чтобы модель была негидростатичной. Отметим также, что специфика решаемой задачи предполагает аккуратное описание взаимодействия атмосферы с различными типами подстилающей поверхности (в первую очередь, суши и водных объектов), поэтому соответствующий блок в атмосферной модели должен представлять наиболее важные физические процессы на суше, будучи апробирован в предыдущих численных экспериментах.

За последние десятилетия в мире создано большое количество мезомасштабных моделей, отвечающих требованиям тех или иных прикладных или научно-исследовательских задач. Часто исходные программные коды этих моделей находятся в свободном доступе в Интернете. Это способствует взаимовыгодному сотрудничеству широкого круга пользователей и разработчиков моделей: пользователи получают в свое

распоряжение отлаженный инструмент для изучения и прогнозирования атмосферных процессов, а разработчики через обратную связь с пользователями приобретают богатый материал апробирования своей модели в самых разных задачах. Среди всего множества мезомасштабных моделей выделяется класс моделей высокого уровня (в англоязычной литературе они получили название «state-of-the-art-models»). Пожалуй, наиболее известными и получившими наиболее широкое распространение в работе исследователей и практических прогнозистов, стали модели MM5 (Mesoscale model, версия 5), и WRF (Weather Research and Forecast). Эти модели разработаны и поддерживаются Национальным центром атмосферных исследований США совместно с Пенсильванским университетом. Они представляют собой высокоразвитую технологическую основу для совершенствования методов прогноза погоды. В принципе, они удовлетворяют всем перечисленным выше требованиям и обладают наиболее широкими возможностями для воспроизведения всего спектра мезомасштабных движений в атмосфере. Однако с точки зрения специалиста в области моделирования, эти модели обладают одним существенным недостатком. А именно, структура их программного кода очень сложна, и на практике использование этих моделей ограничивается интерфейсом пользователя, предусмотренным разработчиками. Включение в исходный код модели высокого уровня новой параметризации того или иного физического процесса – задача, часто возникающая в практике моделирования – представляется исключительно сложной в технологическом отношении. Даже адаптация этих моделей к конкретному географическому региону уже представляет нетривиальную задачу. Кроме того, в некоторых моделях высокого уровня вместо полного уравнения для вертикальной скорости используется уравнение гидростатики, поэтому по упомянутым выше причинам их применение для задач настоящего исследования представляется нецелесообразным.

В связи с этим разумно использовать экономичные (в вычислительном отношении) модели промежуточной сложности, сочетающие достаточную простоту структуры

программного кода и описание наиболее важных физических процессов. Одной из таких моделей, достаточно полно представляющей трехмерную мезомасштабную динамику атмосферы, является негидростатическая модель Nh3d, разработанная в Университете г. Рединга (Miranda, 1991; Miranda and James, 1992). В дальнейшем эта модель развивалась в Университетах г. Лиссабона (Португалия) и Тарту (Эстония). Модель находится в свободном доступе в Интернете (http://www.igidl.ul.pt/nh3d/nh3d_download.htm), причем последняя версия (август 2006 г.) снабжена оконным интерфейсом, что делает ее удобной для использования в образовательных целях. В настоящей работе эта модель выбрана в качестве инструмента для воспроизведения мезомасштабных циркуляций атмосферы над термически неоднородной поверхностью. Важным обстоятельством является тот факт, что, как показал опыт работы с моделью Nh3d, ее программный код достаточно «прозрачен», и поэтому она может стать основой для развития более сложной и физически адекватной модели.

В следующих пунктах будет дано краткое описание основных особенностей мезомасштабной модели Nh3d. Параметризации физических процессов, представляющие наибольший интерес с точки зрения воспроизведения бризов, будут рассмотрены подробнее.

3.1.2. Основные уравнения модели. Модель основана на трехмерной негидростатической системе уравнений термогидродинамики атмосферы, записанной в декартовой σ -системе координат (Miller and White, 1984):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u p_*}{\partial t} + \frac{\partial u^2 p_*}{\partial x} + \frac{\partial v u p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} u p_*}{\partial \sigma} &= -p_* \frac{\partial \phi'}{\partial x} + \sigma \frac{\partial p_*}{\partial x} \frac{\partial \phi'}{\partial \sigma} + f(v - V_g) p_* + p_* (D_u + R_u), \\
\frac{\partial v p_*}{\partial t} + \frac{\partial u v p_*}{\partial x} + \frac{\partial v^2 p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} v p_*}{\partial \sigma} &= -p_* \frac{\partial \phi'}{\partial y} + \sigma \frac{\partial p_*}{\partial y} \frac{\partial \phi'}{\partial \sigma} - f(u - U_g) p_* + p_* (D_v + R_v), \\
\frac{\partial \tilde{w} p_*}{\partial t} + \frac{\partial u \tilde{w} p_*}{\partial x} + \frac{\partial v \tilde{w} p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} \tilde{w} p_*}{\partial \sigma} &= S_v p_* \frac{\partial \phi'}{\partial \sigma} + p_* g \left(\frac{\theta'}{\theta_s} - q_r \right) + p_* (D_w + R_w), \\
\frac{\partial \theta' p_*}{\partial t} + \frac{\partial u \theta' p_*}{\partial x} + \frac{\partial v \theta' p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} \theta' p_*}{\partial \sigma} &= -S_v \tilde{w} p_* \frac{\partial \theta_s}{\partial \sigma} + p_* \frac{L_v}{c_p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\kappa} (C - E) + p_* (D_\theta + R_\theta), \\
\frac{\partial p_*}{\partial t} + \frac{\partial u p_*}{\partial x} + \frac{\partial v p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} p_*}{\partial \sigma} &= 0, \\
\frac{\partial q_v p_*}{\partial t} + \frac{\partial u q_v p_*}{\partial x} + \frac{\partial v q_v p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} q_v p_*}{\partial \sigma} &= p_* (E - C) + p_* (D_{q_v} + R_{q_v}), \\
\frac{\partial q_c p_*}{\partial t} + \frac{\partial u q_c p_*}{\partial x} + \frac{\partial v q_c p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} q_c p_*}{\partial \sigma} &= p_* (C - A) + p_* (D_{q_c} + R_{q_c}), \\
\frac{\partial q_r p_*}{\partial t} + \frac{\partial u q_r p_*}{\partial x} + \frac{\partial v q_r p_*}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma} q_r p_*}{\partial \sigma} &= p_* (A - E) - g \frac{\partial \rho V_r q_r}{\partial \sigma} + p_* (D_{q_r} + R_{q_r}).
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Здесь t - время, x - горизонтальная координата, направленная на восток, y - горизонтальная координата, направленная на север, $\sigma = (p - p_t)/(p_s - p_t)$ - вертикальная сигма - координата, c_p - удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, R_d - удельная газовая постоянная для сухого воздуха, $\kappa = R_d/c_p$, g - ускорение свободного падения, L_v - удельная теплота испарения/конденсации, T - температура, T_v - виртуальная температура, u - составляющая скорости вдоль оси Ox , v - составляющая скорости вдоль оси Oy , (U_g, V_g) - вектор геострофического ветра, \tilde{w} - аппроксимация составляющей скорости вдоль оси Oz , $\dot{\sigma}$ - аналог вертикальной скорости в σ -системе координат, p - давление, p_t - давление на верхней границе области интегрирования, p_s - давление на поверхности земли, $p_* = p_s - p_t$, θ - потенциальная температура, $S_v = gp/R_d T_{vs} p_*$, ϕ - геопотенциал, f - параметр Кориолиса, q_v - удельная влажность, q_c - концентрация облачных капель, q_r - концентрация дождевых капель, V_r - скорость падения дождевых капель, D_ϕ , $\phi = u, v, w, \dots$ - слагаемые, описывающие турбулентную диффузию соответствующих субстанций, R_ϕ , $\phi = u, v, w, \dots$ - дополнительные слагаемые,

включающие, в частности, пространственные и временные фильтры в конечно-разностной схеме модели, E - интенсивность испарения капель, C - интенсивность конденсации водяного пара, A - суммарная интенсивность захвата облачных капель осадками и автоконверсии. Термодинамические переменные в системе (3.1) представлены в терминах мезомасштабных отклонений (обозначены штрихами) от характеристик фонового состояния (обозначены чертой сверху). Величины, снабженные нижним индексом s , относятся к земной поверхности.

Кроме уравнений для трех компонент скорости, уравнений притока тепла и неразрывности, в систему также входят прогностические уравнения для концентрации атмосферной влаги в трех ее состояниях: водяного пара, облачных и дождевых капель (Teixeira and Miranda, 1997). При расчете концентраций влаги учитываются процессы испарения, конденсации, автоконверсии и захвата облачных капель осадками. Возможность образования кристаллов льда в облаках не рассматривается. В модели также не принимаются во внимание радиационные процессы в атмосфере, однако потоки суммарной солнечной радиации и встречного излучения атмосферы у земной поверхности предполагаются заданными. Отсутствие в уравнении притока тепла радиационного источника, конечно, вносит некоторую ошибку в рассчитываемое распределение температуры и, следовательно, поле давления и ветра. Однако в рассматриваемой задаче, по-видимому, она не имеет существенного значения, поскольку основной причиной развития мезомасштабных циркуляций над озерами является горизонтальная неоднородность турбулентного теплообмена с подстилающей поверхностью.

В модели используются следующие граничные условия. На горизонтальных границах ставится условие излучения:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial n} = 0, \quad (3.2)$$

где f - любая из горизонтальных компонент скорости, мезомасштабное отклонение потенциальной температуры или разность давлений на уровне подстилающей

поверхности и верхней границе области интегрирования; c - некоторая фазовая скорость; n - внешняя нормаль к границе. Использование этого условия позволяет частично исключить обратное отражение от границ гравитационных волн, возникающих внутри области счета. На верхней границе области задаются однородные граничные условия: производные по σ от всех прогностических величин равны нулю. Для дополнительной фильтрации мелкомасштабных возмущений, возникающих из-за нелинейной вычислительной неустойчивости в применяемой численной схеме, используется также слой поглощения, в котором на каждом шаге по времени к прогностическим переменным применяется рэлеевское трение. В модели учтена возможность введения слоев поглощения и вдоль горизонтальных границ.

3.1.3. Параметризация солнечной радиации и излучения атмосферы у земной поверхности. В исходной версии модели Nh3d суммарная солнечная радиация и встречное излучение атмосферы у земной поверхности задавались в виде известных временных рядов. Это обусловлено тем, что в задаче обтекания воздушным потоком препятствий, для которой создавалась данная модель, радиационный фактор играет второстепенную роль по сравнению с действием препятствия и эффектами стратификации воздушной массы, и поэтому нет необходимости описывать его достаточно точно. В задаче же моделирования термических мезомасштабных циркуляций (в частности, бризов), суммарная радиация и встречное излучение атмосферы должны рассчитываться по возможности аккуратно, поскольку они определяют потоки тепла с поверхности, инициирующие и поддерживающие эти циркуляции.

Известно, что радиационные потоки существенно зависят как от широты и времени года (в конечном счете – высоты солнца над горизонтом), так и от условий облачности и оптических характеристик воздушной массы, находящейся над данной территорией. Для того, чтобы в первом приближении учесть влияние этих факторов на суммарную радиацию и встречное излучение, разными авторами предложен ряд полуэмпирических

формул (Матвеев, 2000), задающих зависимость этих потоков от характеристик приземного воздуха и количества облаков. В рамках настоящей работы эти формулы использованы для расчета радиационных потоков в численных экспериментах с моделью Nh3d. Полуэмпирические формулы могут рассматриваться как первое приближение к созданию физически более адекватной параметризации, которая описывала бы не только изменчивость радиационных потоков у поверхности в зависимости от упомянутых факторов, но также процессы поглощения, рассеяния и отражения в атмосфере и соответствующие тепловые эффекты. Тем не менее, использование в качестве параметризации радиационных потоков даже таких простых формул обеспечивает адаптируемость радиационного режима в модели к конкретным погодным и климатическим условиям. Кроме того, в рассматриваемом в настоящей работе случае гидрологически неоднородной территории предложенная параметризация позволяет оценить эффект положительной обратной связи между встречным излучением и температурой поверхности. В самом деле, над сушей в дневное время средняя температура нижней тропосферы выше, чем над водными объектами, следовательно, больше и встречное излучение. Большие значения встречного излучения вызывают дополнительное повышение температуры суши по сравнению с температурой поверхности водных объектов.

Для вычисления суммарной солнечной радиации, приходящей на горизонтальную поверхность, использованы формулы Кондратьева (2.38-2.39). Параметр τ , характеризующий прозрачность атмосферы, выбран таким образом, чтобы эти формулы достаточно точно приближали климатически осредненный летний суточный ход суммарной радиации в средних широтах (Хромов и Петросянц, 2004).

Длинноволновое излучение атмосферы E_a в описываемых ниже численных экспериментах задавалось по формуле Идсо (2.40), в которой в качестве значений

температуры и влажности воздуха в приземном слое используются значения этих величин на нижней σ - поверхности атмосферной модели.

Кроме формулы Идсо (2.40), в мезомасштабную модель включена возможность рассчитывать величину E_a также по формулам Ангстрема (Матвеев, 2000)

$$E_a = \sigma T_{s-1}^4 (a_B + b_B \sqrt{e_{s-1}}) (1 + c_{lg} n^2), \quad (3.3)$$

Брента (Матвеев, 2000),

$$E_a = \sigma T_{s-1}^4 (a_A - b_A 10^{(-c_A e_{s-1})}) (1 + c_{lg} n^2) \quad (3.4)$$

Братсерта (Brutsaert, 1975),

$$E_a = 0.64 \sigma (e_{s-1}/T_{s-1})^{1/7} T_{s-1}^4 \quad (3.5)$$

и по второй формуле Идсо (Idso, 1981)

$$E_a = \sigma (0.7 + 5.95 * 10^{-7} e_{s-1}) \exp(1500/T_{s-1}) T_{s-1}^4, \quad (3.6)$$

где нижний индекс $s-1$ обозначает величину на первой σ - поверхности над поверхностью земли. Температура T_{s-1} измеряется в Кельвинах, парциальное давление e_{s-1} в Паскалях, а эмпирические коэффициенты имеют следующие значения: $a_A = 0.82$, $b_A = 0.25$, $c_A = 0.95 * 10^{-2}$, $a_B = 0.526$, $b_B = 0.65 * 10^{-2}$. С моделью Nh3d проведены численные эксперименты на чувствительность циркуляции атмосферы к используемой формуле для длинноволнового излучения (2.40, 3.3 – 3.6). Оказалось, что чувствительность циркуляции к параметризации длинноволнового излучения значительная, однако более подробное исследование этого вопроса выходит за рамки данной работы.

3.1.4. Параметризация подсеточного турбулентного обмена. Параметризация мелкомасштабной турбулентности играет принципиальную роль при изучении мезомасштабных циркуляций атмосферы над термически неоднородной поверхностью, поскольку турбулентные потоки обеспечивают передачу тепла из приземного слоя в вышележащие слои атмосферы. Корректный расчет турбулентного переноса тепла по

вертикали должен обеспечить реалистичное воспроизведение горизонтального барического градиента, поддерживающего бризовую циркуляцию.

Компоненты силы трения (турбулентной диссипации) в модели Nh3d определяются через компоненты тензора турбулентных напряжений по известному из гидродинамики соотношению:

$$D_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \text{ для } i, j = \overline{1,3}, \quad (3.7)$$

где τ_{ij} - тензор турбулентных напряжений Рейнольдса ($x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, $D_1 = D_u$, $D_2 = D_v$, $D_3 = D_w$). Здесь и далее по повторяющимся индексам предполагается суммирование. Турбулентная диффузия тепла определяется соотношением:

$$D_\theta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_j}{\partial x_j}, \quad (3.8)$$

H_j , $j = 1,2,3$ - компоненты вектора турбулентного потока тепла. Аналогичным образом вводится турбулентная диффузия и для других скалярных величин, в частности, для удельной влажности.

Параметризация турбулентной диссипации в данной модели основывается на известном в гидродинамике предположении о пропорциональности тензора турбулентных напряжений тензору скоростей деформации потока:

$$\tau_{ij} = -\rho K_M D_{ij}, \quad (3.9)$$

где K_M - коэффициент турбулентности для импульса, D_{ij} - тензор деформации, компоненты которого по определению равны

$$D_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \quad (3.10)$$

где $u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$, а δ_{ij} - символ Кронекера. Турбулентный поток тепла вычисляется по формуле:

$$H_j = -\rho K_H \frac{\partial \theta}{\partial x_j}. \quad (3.11)$$

В модели предполагается, что число Прандтля равно 1, т. е. $K_H = K_M$. Аналогичным образом рассчитывается турбулентный поток других скалярных величин, например, удельной влажности.

Коэффициент турбулентности K_M вычисляется в зависимости от деформации потока и термической стратификации (Smagorinsky, 1958; Lilly, 1962):

$$K_M \sim \Delta^2 D \max\left(1, 1 - \frac{K_H}{K_M} Ri\right), \quad (3.12)$$

где

$$D^2 = \frac{1}{2} D_{ii}^2 + D_{12}^2 + D_{13}^2 + D_{23}^2,$$

$$Ri = \frac{N^2}{D^2}, \quad (3.13)$$

$$\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z),$$

а N - частота Брента - Вэйсяля. Настоящая параметризация основана на диагностических соотношениях и потому в вычислительном отношении более экономична, чем, например, $k-\varepsilon$ параметризация, в которой приходится решать существенно нелинейные эволюционные уравнения относительно турбулентной кинетической энергии и скорости ее диссипации (см. главу 2).

Как видно из формул (3.9) и (3.11), в описанной выше параметризации турбулентного обмена используется изотропный коэффициент турбулентности, т.е. коэффициенты турбулентности по всем трем направлениям предполагаются равными. В то же время, в большинстве численных моделей атмосферы используются отдельные коэффициенты турбулентности вдоль вертикали и вдоль горизонтали (Дирдорф, 1988). Использование отдельных коэффициентов обосновывается следующим образом. При конечно-разностной аппроксимации слагаемых, отвечающих за турбулентную диффузию,

коэффициент турбулентности должен учитывать эффект перемешивания, обусловленный действием всего спектра подсеточных вихрей. Поэтому коэффициент турбулентности вдоль заданного направления должен монотонно увеличиваться с шагом сетки вдоль этого направления (по Смагоринскому, пропорционально квадрату шага сетки). Поскольку горизонтальный шаг сетки мезомасштабной модели отличается от вертикального шага на 1-2 порядка, горизонтальный коэффициент турбулентности должен превышать вертикальный, при прочих равных условиях, на 2-4 порядка. Очевидно, таким образом, что использование изотропного коэффициента турбулентности может существенно занижить интенсивность горизонтального перемешивания в модели, или завянуть интенсивность вертикального. При моделировании некоторых течений это обстоятельство может существенно сказаться на качестве получаемых результатов. Поэтому в настоящей работе использовано следующее обобщение формул (3.7 – 3.13) на случай анизотропной турбулентности.

Вводятся два коэффициента турбулентности: вертикальный K_v и горизонтальный K_h коэффициенты. Потoki трех компонент импульса вдоль двух горизонтальных направлений Ox и Oy связываются с соответствующими компонентами тензора деформации через горизонтальный коэффициент турбулентности:

$$\tau_{ij} = K_h \rho D_{ij} \text{ для } i = \overline{1,3} \text{ и } j = 1,2, \quad (3.14)$$

а поток по вертикали – через вертикальный коэффициент:

$$\tau_{i3} = K_v \rho D_{i3} \text{ для } i = \overline{1,3}. \quad (3.15)$$

Горизонтальный коэффициент турбулентности задается согласно классическому соотношению Смагоринского (Smagorinsky et al., 1965):

$$K_h = \frac{1}{2} k_0^2 \Delta_h^2 D, \quad \Delta_h^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2, \quad k_0 = 0.4, \quad (3.16)$$

а вертикальный рассчитывается согласно (3.12 – 3.13), т.е.

$$K_v = K_M . \quad (3.17)$$

Аналогичным образом разделяются коэффициенты турбулентной теплопроводности (и коэффициенты диффузии других скалярных субстанций, например, водяного пара):

$$H_j = -\rho K_{Hh} \frac{\partial \theta}{\partial x_j}, \text{ для } j=1,2, \quad (3.18)$$

где K_{Hh} - горизонтальный коэффициент турбулентной теплопроводности, и

$$H_3 = -\rho K_{Hv} \frac{\partial \theta}{\partial x_3}, \quad (3.19)$$

K_{Hv} - вертикальный коэффициент турбулентной теплопроводности. В текущей версии модели считается, что

$$K_{Hh} = K_h, \quad K_{Hv} = K_v . \quad (3.20)$$

3.1.5. Параметризация турбулентных потоков в приземном слое. Потоки тепла, влаги и количества движения в приземном слое рассчитываются с помощью уравнений аэродинамического метода (Монин и Яглом, 1965), в которых дополнительно учитывается транспирация влаги растительностью, а коэффициенты обмена задаются согласно работе (Louis, 1979). Соответствующие формулы для потоков импульса и тепла имеют вид:

$$\tau = \rho a^2 u^2 F_m \left(\frac{z_{s-1}}{z_0}, Ri_B \right), \quad (3.21)$$

$$H = -\rho c_p \frac{a^2}{R} u \Delta \theta F_h \left(\frac{z_{s-1}}{z_0}, Ri_B \right), \quad (3.22)$$

где $a^2 = \kappa^2 / \ln(z/z_0)$ - коэффициент обмена в случае безразличной стратификации, τ - поток импульса, H - поток явного тепла, u - модуль скорости ветра на нижнем модельном уровне, $\Delta \theta$ - разность потенциальной температуры на нижнем модельном уровне z_{s-1} и на уровне шероховатости z_0 , F_m и F_h - безразмерные функции, учитывающие эффект стратификации для импульса и тепла, соответственно, R -

отношение коэффициентов обмена для тепла и импульса в случае безразличной стратификации, Ri_B - интегральное число Ричардсона, определяемое по формуле:

$$Ri_B = \frac{z_{s-1} g \Delta \theta}{\theta_0 u^2}, \quad (3.23)$$

где θ_0 - некоторая средняя температура. При неустойчивой стратификации ($Ri_B < 0$) используется соотношение:

$$F_m = \frac{b Ri_B}{1 + |c Ri_B|^{1/2}}, \quad (3.24)$$

а в случае устойчивой ($Ri_B > 0$)

$$F_m = \frac{1}{(1 + b' Ri_B)^2}. \quad (3.25)$$

Формулы для F_h (и других скалярных величин, в частности, удельной влажности) имеют аналогичный вид, отличаясь только значениями коэффициентов b , b' и c .

Следует отметить, что в случае устойчивой стратификации описанный выше подход имеет важное преимущество перед известной параметризацией Бусинджера – Дайера (Businger et al., 1971). Дело в том, что в этой параметризации присутствует некоторое критическое число Ричардсона $Ri_B > 0$, при превышении которого турбулентный обмен прекращается (Louis, 1979; Carson and Richards, 1978), в результате чего поверхность становится энергетически изолированной от атмосферы, и, охлаждаясь от собственного излучения, принимает слишком низкие температуры, не согласующиеся с данными наблюдений. В то же время, формула (3.25) обеспечивает положительность коэффициента обмена даже при очень устойчивой стратификации.

3.1.6. Параметризация процессов в почвенном покрове. Процессы тепло- и влагообмена в почве в используемой мезомасштабной модели представлены двухслойной моделью ISBA (Interactions of Soil, Biosphere and Atmosphere) (Noilhan and Planton, 1989). Эта модель создана для использования в оперативных системах прогноза погоды и потому

представляет собой результат компромисса между необходимостью адекватного воспроизведения процессов теплообмена и требованием вычислительной экономичности. В модели рассчитывается эволюция 5-ти основных переменных, характеризующих состояние почвы: температуры T_s и объемного содержания влаги на поверхности почвы w_g , температуры T_2 и объемного содержания влаги w_2 , осредненных по глубине рассматриваемого слоя, и количества влаги в растительном покрове W_r . Эти переменные рассчитываются согласно уравнениям, предложенным Дирдорфом (Deardorff, 1978). Они имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial T_s}{\partial t} &= C_T G - \frac{2\pi}{\tau} (T_s - T_2), \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} &= \frac{1}{\tau} (T_s - T_2)\end{aligned}\quad (3.26)$$

для температуры и

$$\begin{aligned}\frac{\partial w_g}{\partial t} &= \frac{C_1}{\rho_w d_1} (P_g - E_g) - \frac{C_2}{\tau} (w_g - w_{geq}), \quad 0 \leq w_g \leq w_{sat}, \\ \frac{\partial w_2}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_w d_2} (P_g - E_g - E_{ir}), \quad 0 \leq w_2 \leq w_{sat}\end{aligned}\quad (3.27)$$

для влажности. Здесь G - поток тепла в почву, рассчитываемый из уравнения теплового баланса, C_T - некоторый коэффициент, зависящий от теплоемкости и теплопроводности почвы, τ - длительность суток, C_1 и C_2 - безразмерные коэффициенты, ρ_w - плотность воды, $d_1 = 0.1$ м, d_2 - глубина рассматриваемого слоя почвы (обычно принимается равной 1-2 м), P_g - интенсивность осадков на поверхности почвы, кг/(м²*с), E_g - интенсивность физического испарения, E_{ir} - интенсивность транспирации, w_{sat} - влажность насыщения, определяемая типом почвы, w_{geq} - влажность почвы, при которой капиллярные силы уравновешиваются силой тяжести. Количество воды, перехваченное поверхностью листьев W_r , рассчитывается по следующему уравнению:

$$\frac{\partial W_r}{\partial t} = \alpha_{veg} P - E_r - R_r, \quad (3.28)$$

где α_{veg} - доля площади суши, занятая растительностью, P - интенсивность атмосферных осадков, E_r - испарение влаги с поверхности растений, а R_r - сток с поверхности растений на почву. Последнее слагаемое в правой части (3.28) «включается», когда W_r достигает некоторого максимального значения $W_{r,max}$.

Уравнения (3.26-3.27) являются по существу двухслойной разностной аппроксимацией уравнений диффузии без источника. Таким образом, в данной версии модели ISBA не принимаются во внимание процессы фазовых переходов влаги, а также ее фильтрация под действием силы тяжести. Кроме того, не учитывается возможность образования и эволюции снежного покрова. Двухслойная модель, как указывают авторы (Noilhan and Planton, 1989) не годится также для климатических расчетов, поскольку в этом случае необходимо рассматривать слой почвы большей глубины, и использовать большее количество уровней по вертикали. Также представляется сомнительным возможность использования модели ISBA для условий тундры, где летом вечная мерзлота располагается на незначительной глубине (как правило, 1-2 м под поверхностью почвы) и значительно влияет на термический режим деятельного слоя. Это означает, что в этом случае в уравнениях (3.26) должен учитываться поток тепла на нижней границе деятельного слоя, однако в модели ISBA он отсутствует. Таким образом, применимость данной модели ограничена, и в общем случае целесообразней пользоваться многоуровневой почвенной моделью, в которой учтены процессы трансформации влаги. Одной из таких моделей, показавшей свою физическую адекватность при сравнении с данными наблюдений (Володин и Лыкосов, 1998), является почвенная модель Института вычислительной математики РАН. Эта модель была включена в модель Nh3d, и были проведены численные эксперименты по чувствительности атмосферной циркуляции к параметризации процессов в почве (модель ИВМ РАН или ISBA). Оказалось, что в

условиях умеренных широт в летний период и на масштабе времени 2-3 суток, характеристики атмосферной циркуляции, полученные при использовании двухуровневой модели почвы, незначительно отличаются от аналогичных характеристик, полученных в эксперименте с многоуровневой моделью. Таким образом, в задаче моделирования летних мезомасштабных циркуляций, которые имеют характерное время жизни порядка 1 суток, использование модели ISBA представляется вполне уместным. Кроме того, она более экономична в вычислительном отношении, чем модель ИВМ РАН. Поэтому во всех численных экспериментах, описываемых в данной главе, в качестве параметризации почвенных процессов использовалась модель ISBA.

3.1.7. Параметризация теплообмена в водоемах. Для адекватного воспроизведения взаимодействия атмосферы с водными объектами, составляющими гидрологическую неоднородность суши, в мезомасштабную модель был включен блок термодинамики мелкого водоема, подробно описанный в главе 2. При этом потребовалась соответствующая модификация исходного программного кода модели водоема: в частности, в код добавлены трехмерные массивы, отражающие распределение термодинамических переменных (температуры, компонент скорости течения, турбулентных характеристик и др.) в трех пространственных координатах - по глубине и двум горизонтальным координатам, задающим (с помощью «маски» идентификации водных объектов) положение водоема. Кроме того, была проведена адаптация блока расчета турбулентных потоков модели ISBA (п. 3.1.5) к специфике водной поверхности.

3.2. Верификация мезомасштабной модели и параметризации водоемов

Прежде чем использовать ту или иную геофизическую модель для исследования физических механизмов соответствующих природных процессов, необходимо убедиться, что она достаточно удовлетворительно согласуется с доступными данными наблюдений.

Модель Nh3d использовалась преимущественно в задачах обтекания воздушным потоком горных препятствий, поэтому верификация качества воспроизведения этой моделью термически обусловленных атмосферных циркуляций, насколько нам известно, ранее не проводилась. Эта верификация тем более актуальна, что поскольку параметризация радиационных процессов в Nh3d отсутствует, лучистый теплообмен не учитывается, то неизвестно, приведет ли это к значительным ошибкам в расчете бризовых течений. Что касается предлагаемой модели водоема и модели Flake, то эксперименты в автономном режиме (атмосферное воздействие задано) показали, что они вполне адекватно описывают температурный режим реальных озер. Однако из этого еще не следует, что они с таким же успехом будут согласовываться с данными наблюдений в рамках атмосферной модели.

Для проведения детальной верификации мезомасштабной модели целесообразно использовать данные интенсивных полевых натурных экспериментов (например, подобные эксперименты проводятся NCAR в рамках проекта ROTORS – по наблюдению роторов на подветренных склонах гор <http://www.eol.ucar.edu/rtf/projects/srp2004> и др.), в ходе которых используются различные средства измерений, и восстанавливается пространственная картина атмосферных течений. Из-за отсутствия доступа к подобного рода данным, в настоящей работе привлекались сведения о качественных закономерностях и количественных характеристиках бризов, изложенные в классических монографиях (Бурман, 1969; Вельтищев, 1989). Использование самых общих натурных данных без географической привязки представляется достаточным, поскольку в рамках данной работы не ставилась задача численного воспроизведения бриза в том или ином конкретном районе. Последнее представляет собой отдельную, достаточно трудоемкую задачу.

Постановка численных экспериментов в настоящей работе диктуется двумя задачами. Первая – верификация мезомасштабной модели и параметризации водоемов, вторая – верификация метода агрегирования турбулентных потоков в моделях общей

циркуляции атмосферы для случая гидрологически неоднородной территории. Постановка второй задачи и соответствующие результаты расчетов рассмотрены в главе 4, сейчас же подчеркнем, что обе задачи предполагают проведение серии экспериментов, охватывающих максимум изменчивости атмосферных условий и ландшафтов, встречающихся в природе.

Все описанные ниже численные эксперименты можно разделить на 3 группы. К первой группе относятся эксперименты, в которых исследовалась чувствительность модельного бриза к вариациям характеристик подстилающей поверхности: наличию форм рельефа, различным конфигурациям водных объектов, влажности почвы, проективному покрытию растительности, глубине водоемов. Отдельный эксперимент посвящен моделированию бризовых циркуляций, возникающих над реальной земной поверхностью с водоемами и неоднородным рельефом. В качестве такой поверхности выбран гидрологически неоднородный участок Западной Сибири. В других экспериментах оценивалось влияние на модельный бриз фоновых атмосферных условий – облачности и геострофического потока. Кроме того, рассчитан бриз, возникающий осенью, когда стратификация атмосферы над водоемом становится неустойчивой (во всех остальных экспериментах воспроизводятся летние условия). Третья группа экспериментов посвящена чувствительности атмосферной циркуляции к способу параметризации водоемов: в качестве параметризаций использованы предлагаемая одномерная модель и модель Flake, а также приближение фиксированной температуры.

В последующих пунктах приводятся детальное описание условий численных экспериментов и обсуждение их результатов.

3.2.1. Контрольный эксперимент. Входные параметры эксперимента приведены в таблице 3.1. Эксперимент начинался в 6:00 местного времени 1 июля и длился 69.4 ч. В качестве водного объекта было выбрано озеро эллиптической формы, находящееся в

центре области. Размеры озера ($144 \times 90 \text{ км}^4$) были выбраны так, чтобы на обе оси эллипса укладывалось достаточное количество узлов конечно-разностной сетки мезомасштабной модели – около 10. При таком выборе размеров озера, соответствующая бризовая циркуляция будет разрешаться на достаточном количестве точек, и, таким образом, можно надеяться, что ее характеристики будут воспроизведены достаточно реалистично. Глубина водоема в данном эксперименте составила 2 м (влияние глубины водоема на характеристики бризовой циркуляции будет оценено в соответствующих экспериментах, см. п. 3.2.4). Параметры растительности (листовой индекс, проективное покрытие растительности и др.) были заимствованы из работы авторов почвенной модели (Noilhan and Planton, 1989) и приблизительно соответствуют кустарниковым сообществам или деревьям средней высоты.

Таблица 3.1.

Входные параметры контрольного эксперимента.

Параметр	Значение параметра
Горизонтальные размеры области интегрирования	360×360 км
Размеры озера	144×90 км
φ , широта	60 ° с. ш.
Δx , шаг сетки по оси OX	10 км
Δy , шаг сетки по оси OY	10 км
n_x , количество узлов сетки вдоль оси OX	36
n_y , количество узлов сетки вдоль оси OY	36
n_σ , количество узлов сетки по вертикали	21
Δt , шаг по времени	5 с

⁴ Эти размеры приблизительно соответствуют Онежскому озеру или Рыбинскому водохранилищу.

Влажность почвы	0.30 м ³ /м ³
Проективное покрытие растительности	50%
Уровень шероховатости, z_0	0.2 м
Листовой индекс, LAI	2 м ² /м ²
Альbedo суши	20 %
Глубина водоема	2 м
Облачность	0 баллов
U_g , скорость геострофического потока	0 м/с

Расположение σ – уровней (таблица 3.2) выбиралось таким образом, чтобы достаточное их количество располагалось в пределах пограничного слоя атмосферы, а нижний уровень – в пределах слоя постоянных потоков. Желательно, чтобы нижний уровень находился в слое постоянных потоков, поскольку только в этом случае значения метеовеличин с этого уровня можно использовать для расчета турбулентных потоков по теории подобия.

Таблица 3.2.

Конечно-разностная сетка по координате σ

Номер σ - уровня	Значение σ	Высота, м	Номер σ - уровня	Значение σ	Высота, м
1	0	10765	12	0.825	1200
2	0.08	9210	13	0.85	1010
3	0.16	7890	14	0.875	820
4	0.24	6740	15	0.9	670
5	0.32	5725	16	0.916	550
6	0.4	4810	17	0.932	410

7	0.48	3975	18	0.955	270
8	0.56	3200	19	0.970	145
9	0.64	2480	20	0.990	35
10	0.72	1810	21	1	0
11	0.8	1400			

Фоновая температурная стратификация (таблица 3.3) выбрана устойчивой на всех высотах, поскольку, как показано в предыдущих работах (Гутман, 1969), только в таком случае удастся воспроизвести бризовую ячейку, ограниченную по высоте нижней тропосферой. В качестве вертикального градиента температуры выбрана характерная величина, используемая в численных экспериментах по моделированию бризовых циркуляций другими авторами (Гутман, 1969; Pielke, 1974; Lynn et al., 1995) 2-3 К/км. Вертикальный профиль скорости меридионального ветра (скорость зонального ветра равна 0) в начальный момент времени (таблица 3.3) отражает штилевую ситуацию. На нижних уровнях выбраны отличные от нуля значения, поскольку в используемой параметризации приземного слоя скорость появляется в знаменателе числа Ричардсона.

Таблица 3.3.

Распределение фоновой температуры, влажности и скорости ветра в контрольном эксперименте

Высота, м	Фоновое значение потенциальной температуры, К	Удельная влажность, кг/кг	Скорость меридионального ветра в начальный момент времени, м/с
0	295.0	$1.0 \cdot 10^{-2}$	0
1000	296.0	$1.0 \cdot 10^{-2}$	0.2

2000	299.0	$2.5 \cdot 10^{-3}$	0.5
3000	301.0	$2.0 \cdot 10^{-3}$	0
4000	303.0	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0
5000	305.0	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0
6000	309.0	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0
7000	313.0	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0
8000	316.0	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0
9000	319.0	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0
10000	322.0	$0.5 \cdot 10^{-3}$	0
11000	325.0	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0
12000	328.0	$1.0 \cdot 10^{-4}$	0

Количество облаков в контрольном эксперименте принято равным 0, поскольку, как известно из наблюдений (Бурман, 1969; Вельтищев, 1988), бризы развиваются преимущественно в безоблачную или малооблачную погоду. Влажность рассчитывалась как пассивная примесь по той же причине, а также потому, что при учете теплового эффекта испарения/конденсации в используемой мезомасштабной модели вдоль горизонтальных границ области возникают сильные циркуляции, обусловленные эффектами численной схемы. Следует, однако, заметить, что при достаточном влагосодержании воздуха и не сильно устойчивой фоновой стратификации на бризовом фронте могут развиваться грозовые кучево-дождевые облака (Бурман, 1969). Поэтому пренебрежение фазовыми переходами воды можно считать обоснованным, только если фоновая стратификация препятствует глубокой конвекции, т. е. задается достаточно устойчивой, что и сделано в описываемом эксперименте (табл. 3.3). Скорость крупномасштабного потока (синоптического, геострофического – все три термина будем

считать синонимами) равнялась 0 м/с, что вместе с устойчивой фоновой стратификацией представляет условия, характерные для центральных частей антициклонов.

Перейдем к анализу результатов контрольного эксперимента. На рис. 3.1 представлено распределение температуры поверхности в 15:00 первых суток интегрирования. Как видно, контраст температуры суша – водоем составляет около 3.5 °С, что является низким значением сравнительно с характерными значениями этой величины (~10 °С). Это объясняется высоким влагосодержанием почвы в данном эксперименте, вследствие которого большая часть радиационного баланса расходуется на испарение, и лишь незначительная – на нагревание почвы. Тем не менее, в окрестности водоема развивается слабый бриз (рис. 3.2). Этот результат находится в кажущемся противоречии с натурными данными, согласно которым критическая разность температур, необходимая для развития бриза, составляет не менее 6 °С (Бурман, 1965). Это противоречие, на наш взгляд, снимается тем обстоятельством, что в данном идеализированном эксперименте отсутствует фоновый поток воздуха, поэтому имеют место наиболее благоприятные условия для развития бриза. В реальной же атмосфере практически всегда существует синоптический поток, на фоне которого бриз проявляется слабо и может быть не зафиксирован наблюдениями. И только если разность температуры «суша-водоем» достигает достаточно высоких значений (т. е. эмпирической критической разности ~6 °С), развивается интенсивный бриз, регистрируемый в наблюдениях. Кроме того, по данным теоретических исследований естественной конвекции (Вельтищев, 1988) критическая разница температур составляет 0.15 К/км, что находится в согласии с нашими результатами⁵.

⁵ В самом деле, разница температуры между соседними точками типа «суша» и типа «вода» составляет в данном эксперименте ~3 К, причем эти точки находятся на расстоянии шага сетки, т.е. 10 км. Таким образом, градиент температуры оказывается равным ~0.3 К/км, и превышает теоретическое критическое значение.

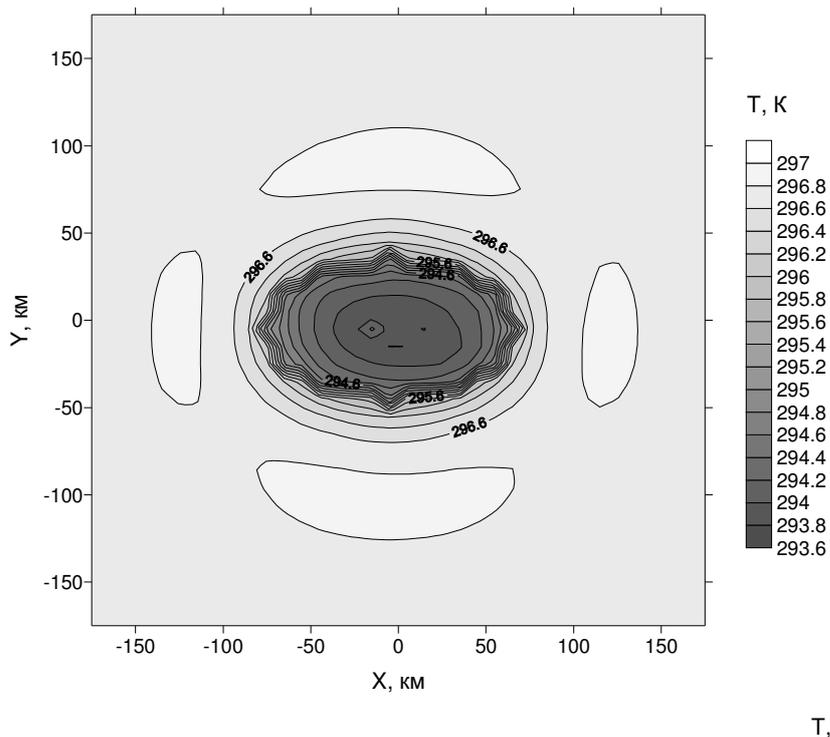


Рис. 3.1. Распределение температуры подстилающей поверхности в 15:00 местного времени первого дня интегрирования

Отметим, что по результатам моделирования бриз уменьшает перепад температуры поверхности на береговой линии. В самом деле, (см. рис. 3.1), температура поверхности водоема увеличивается при приближении к берегам: это обусловлено максимальными скоростями ветра вблизи берега (см. ниже) и, соответственно, более интенсивным теплообменом водной поверхности с более теплыми вышележащими слоями воздуха (над водоемом имеет место инверсия – также см. ниже). На суше вблизи береговой линии температура поверхности, напротив, понижается вследствие выхолаживания от прохладного бриза, дующего со стороны водоема.

Рассмотрим поле горизонтального ветра в приземном слое в контрольном эксперименте (рис. 3.2). Оно представляет дневную бризовую циркуляцию. Направление ветра несколько отклоняется от нормали к береговой линии, что вызвано отклоняющей силой вращения Земли. Максимальная глубина проникновения бриза на сушу составляет величину порядка 50 км, что находится в удовлетворительном согласии с данными наблюдений в умеренных широтах (Бурман, 1969). Вертикальная структура бризовых

ячеек в широтном сечении области интегрирования, проходящем через центр озера, изображена на рис. 3.3. Бризы расположены ниже высоты ~ 1 км, в то время как антибризы – над бризами вплоть до высоты ~ 2 км. Кроме того, можно видеть, что вертикальная мощность антибриза несколько превышает мощность бриза, а максимальные скорости в антибризе заметно меньше. Все эти результаты хорошо согласуются с данными приземных и аэрологических наблюдений бризовых циркуляций, выполненные на крупных озерах и побережьях умеренных широт (Бурман, 1969).

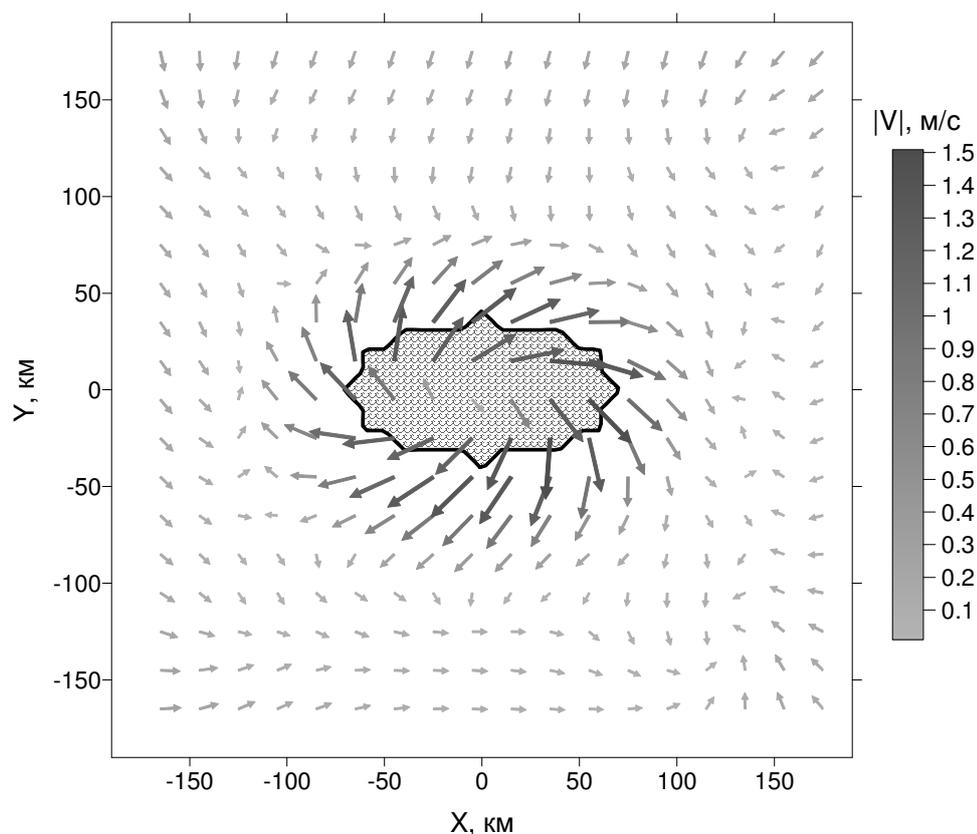


Рис. 3.2. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~ 35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования в контрольном эксперименте. Затрихованной областью показано озеро

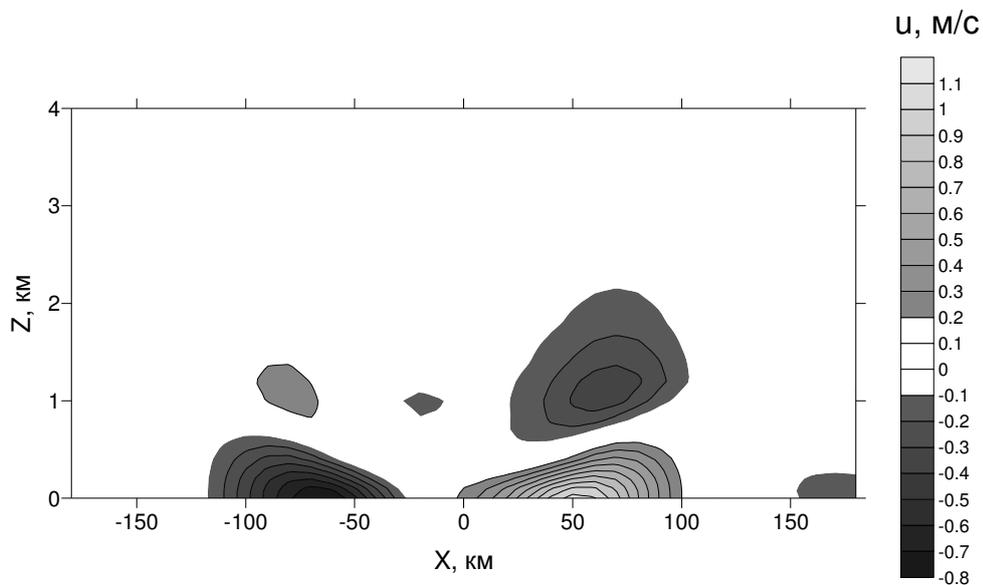


Рис. 3.3. Поле зональной составляющей скорости ветра в вертикальном (широтном) сечении $y=0$ области в 15:00 местного времени первого дня интегрирования

Теперь обратимся к распределению температуры по вертикали в бризовой ячейке (рис. 3.4). Изображенная часть вертикального сечения ограничена сверху высотой 1 км, поскольку выше этого уровня поле температуры слабо возмущено (т.е. наблюдается ее фоновое распределение). Над сушей хорошо выражен конвективный пограничный слой (определяемый как слой, в котором $\partial\theta/\partial z \approx 0$) толщиной около 0.8 км. В то же время, над водоемом пограничный слой оказался устойчиво стратифицированным. Существование в дневное время устойчивого пограничного слоя над водоемом (морем) подтверждается данными наблюдений (Бурман, 1969). Устойчивая стратификация объясняется, во-первых, сравнительно низкими температурами водной поверхности, и во-вторых, адиабатическим сжатием и нагреванием воздуха в нисходящих потоках бризовой ячейки. Последнее, по-видимому, аналогично процессу крупномасштабного оседания, которое происходит в центральных частях антициклонов и приводит к образованию приподнятой инверсии.

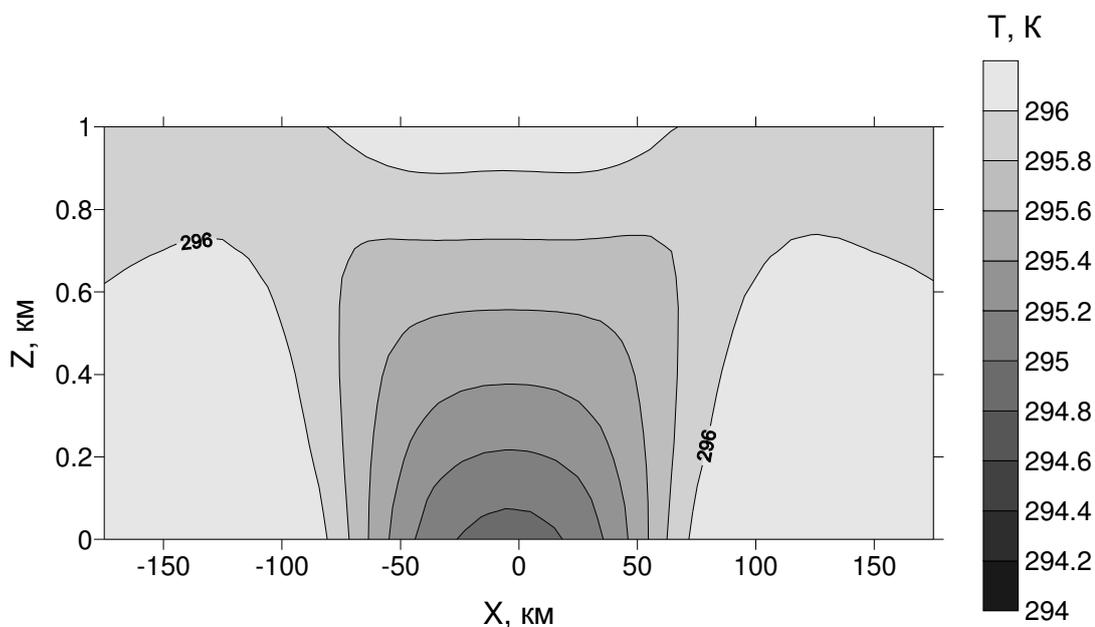


Рис. 3.4. Распределение потенциальной температуры в вертикальном сечении $y=0$ области расчета в 15:00 местного времени первого дня интегрирования

Поле удельной влажности в широтном сечении приведено на рис. 3.5 (область рисунка ограничена по высоте 2 км, поскольку выше этого уровня поле влажности слабо возмущено). Как видим, возмущения фонового распределения влажности сосредоточены над сушей, т. е. в конвективном пограничном слое. Над сушей влажность оказалась заметно выше, чем над водоемом. Подобный случай описывается в литературе (Хргиан, 1947) и в применении как раз к крупному озеру (Ладожскому). Сравнительно невысокие значения влажности над водоемом обусловлены небольшим испарением с его поверхности из-за устойчивой стратификации. Над сушей стратификация неустойчивая, влагозапас в почве значительный, что приводит к высоким значениям испарения, и соответственно, влагосодержания в пограничном слое. Перенос водяного пара до высоты ~1 км над сушей обусловлен восходящим движением воздуха в бризовой ячейке.

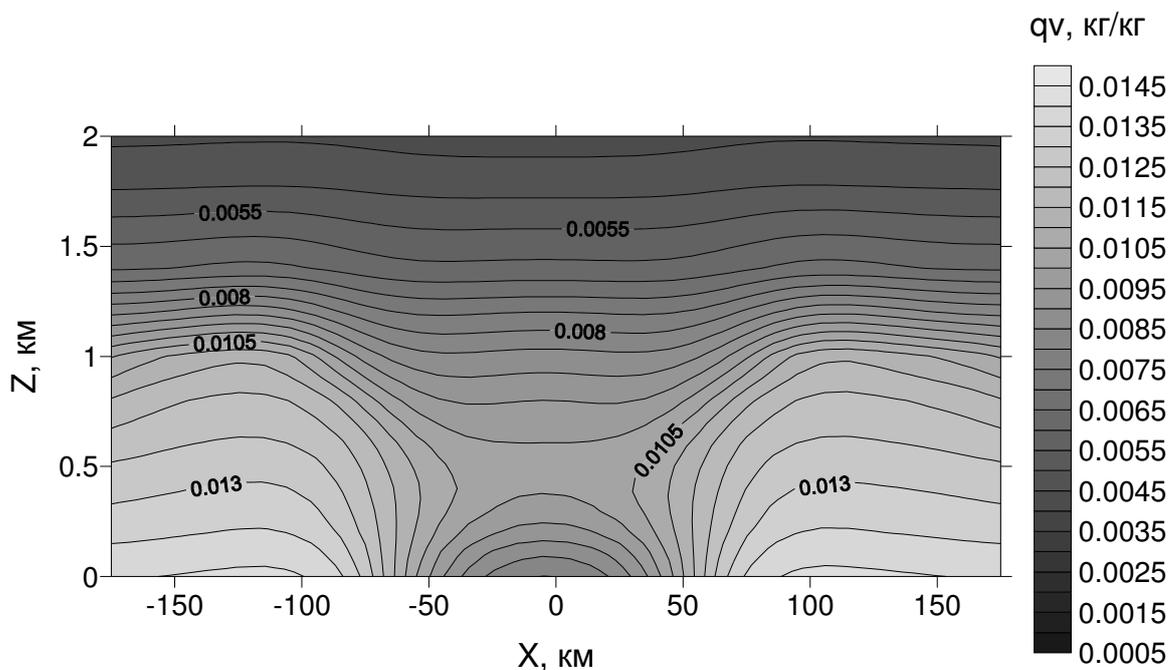


Рис. 3.5. Распределение удельной влажности в вертикальном сечении $y=0$ области расчета в 15:00 местного времени первого дня интегрирования

Итак, основные интегральные характеристики дневного бриза (глубина проникновения на сушу, мощность циркуляционной ячейки по вертикали, характерные скорости ветра и др.) модель воспроизводит достаточно реалистично. В то же время, ночной бриз в модели не развивается, что находится в противоречии с натурными наблюдениями, согласно которым ночью бриз меняет направление на противоположное, и дует с суши на море (озеро). На рис. 3.6 представлено распределение приземного ветра в 3:00 вторых суток интегрирования.

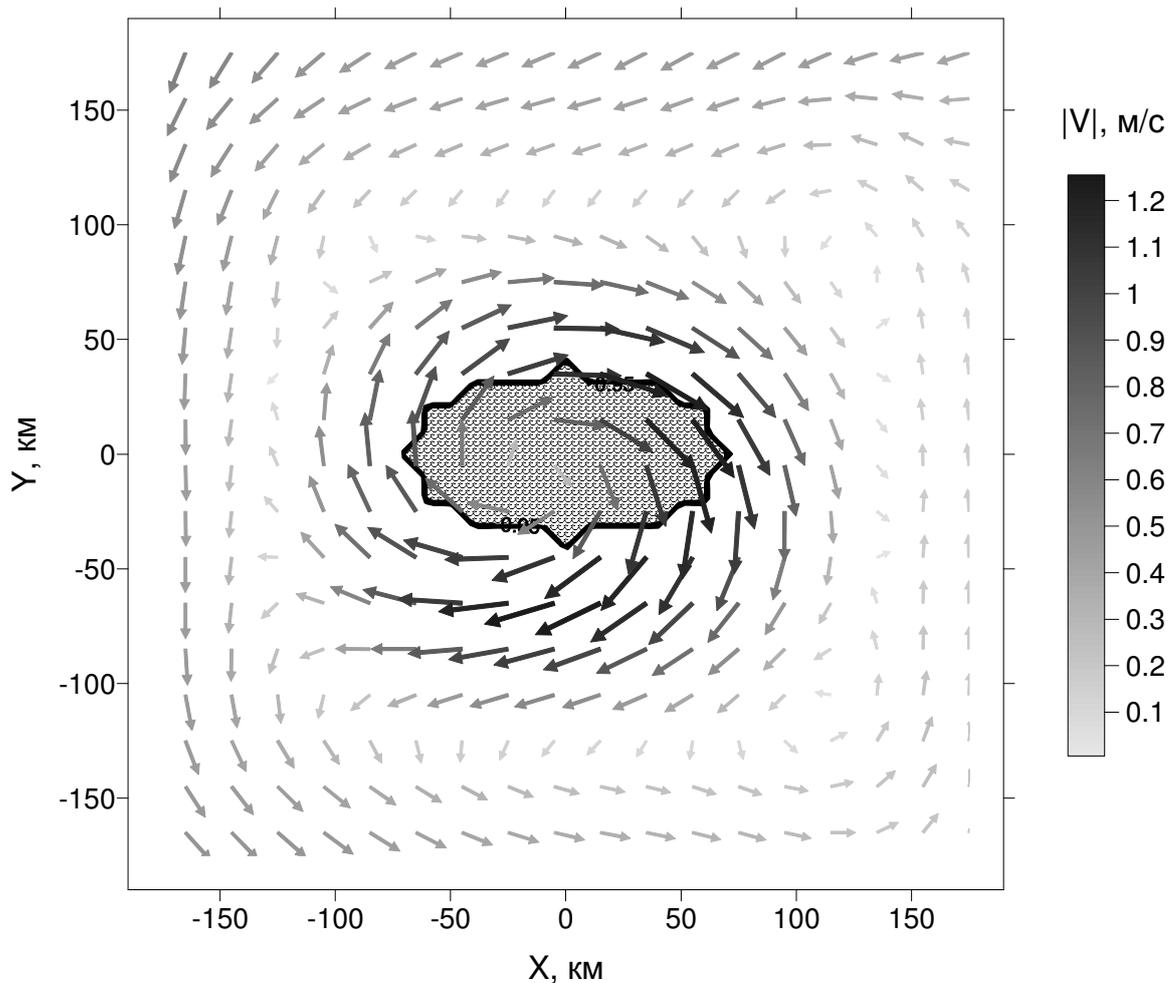


Рис. 3.6. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~35 м над земной поверхностью) в 3:00 местного времени второго дня интегрирования. Заштрихованной областью показано озеро

Как видим, атмосферная циркуляция дневного бриза сохранилась в общих чертах, хотя максимальная скорость уменьшилась от 1.5 до 1.2 м/с. Кроме того, при сравнении рис 3.2 и 3.6 заметно, что в целом касательная к береговой линии составляющая скорости ветра ночью стала больше, чем днем, т. е. некоторое изменение направления ветра все же произошло. На наш взгляд, отсутствие ночного бриза обусловлено тем, что в используемой мезомасштабной модели не учитывается лучистый теплообмен.

В самом деле, днем пограничный слой над сушей нагревается за счет турбулентных потоков с поверхности, конвективного переноса тепла и в меньшей степени за счет поглощения солнечной радиации. Ночью конвекция прекращается, турбулентные потоки становятся отрицательными, притока солнечной радиации нет. Значительное

выхолаживание пограничного слоя над сушей, необходимое для развития ночного бриза, может происходить только в результате теплообмена с поверхностью и потери тепла длинноволновым излучением. Однако потоки тепла на поверхности по модулю на порядок меньше, чем днем, и поэтому могут приводить к выхолаживанию только некоторого сравнительно тонкого приземного слоя. Основная же толщина пограничного слоя должна, таким образом, выхолаживаться за счет собственного излучения. Данная гипотеза может быть проверена, если в мезомасштабную модель будет включена параметризация лучистого теплообмена. Это планируется сделать в будущем.

Сохранение дневной бризовой циркуляции ночью в описываемом эксперименте приводит к тому, что дневной бриз день ото дня усиливается: если в первый день максимальная скорость в приземном слое составила 1.5 м/с, то во второй день 2 м/с, а в третий 2.6 м/с. Этот результат объясняется тем, что дневное ускорение бриза за счет разности температуры суша – водоем не компенсируется обратным ускорением ночью. В результате, повторное действие дневного «ускорения» приводит к интенсификации бризового течения.

3.2.2. Численные эксперименты с различной конфигурацией гидрологической сети и рельефа. В данном пункте описываются четыре эксперимента: эксперимент с 5-тью крупными озерами, эксперимент с 16-тью относительно небольшими озерами, эксперимент с горным «кольцом» вокруг озера, и эксперимент с реальной гидрологически неоднородной территорией в Западной Сибири.

На рис. 3.7 изображено поле ветра в приземном слое и распределение озер в первом эксперименте. Как видим, бризовые циркуляции, образовавшиеся над 5 озерами, не взаимодействуют друг с другом. Это следует также из того, что максимальная скорость ветра получилась такой же, как и в контрольном эксперименте – 1.5 м/с. Как показано во втором эксперименте, когда встречные потоки соседних бризов взаимодействуют, их скорости ослабевают.

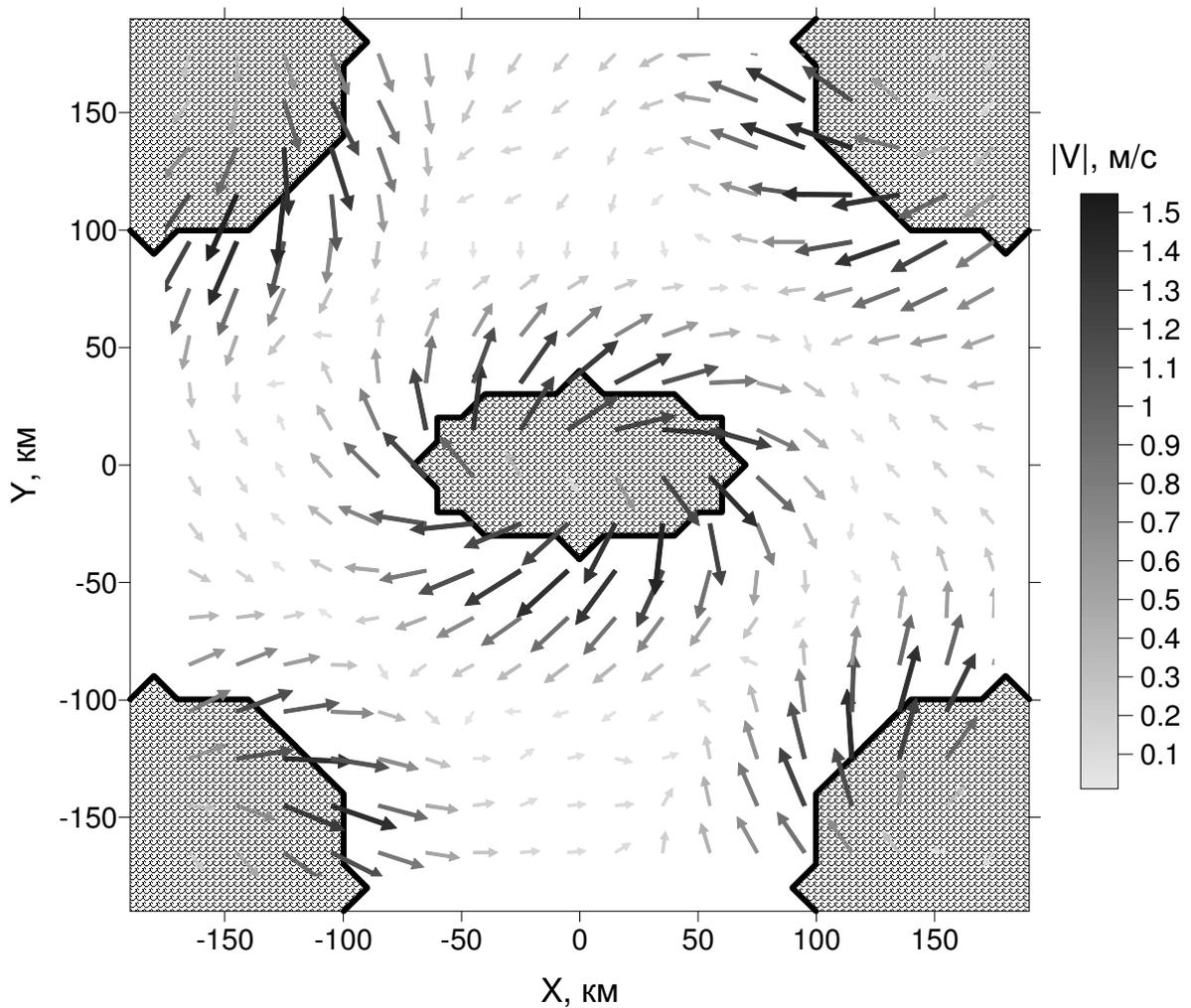


Рис. 3.7. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~ 35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования в эксперименте с 5-тью озерами

На рис. 3.8 приведено поле ветра в приземном слое и распределение озер во втором эксперименте. Гидрологическая сеть в этом эксперименте представлена 16 одинаковыми квадратными озерами размером 40×40 км, равномерно распределенными по площади области интегрирования. Расстояние между соседними озерами - 40 км. Как видим, в этом случае бризовые ячейки, развивающиеся над отдельными озерами, интенсивно взаимодействуют. Это приводит к значительному уменьшению скорости ветра: максимальная ее величина составляет 0.8 м/с, т.е. почти в два раза меньше, чем в контрольном эксперименте; причем максимумы скорости наблюдаются вдоль восточной и северной границ области, где озерные бризы не встречают противоположно направленных

потоков воздуха, и поэтому развиваются «в полную силу». Внутри области скорость ветра составляет всего 0.2-0.5 м/с.

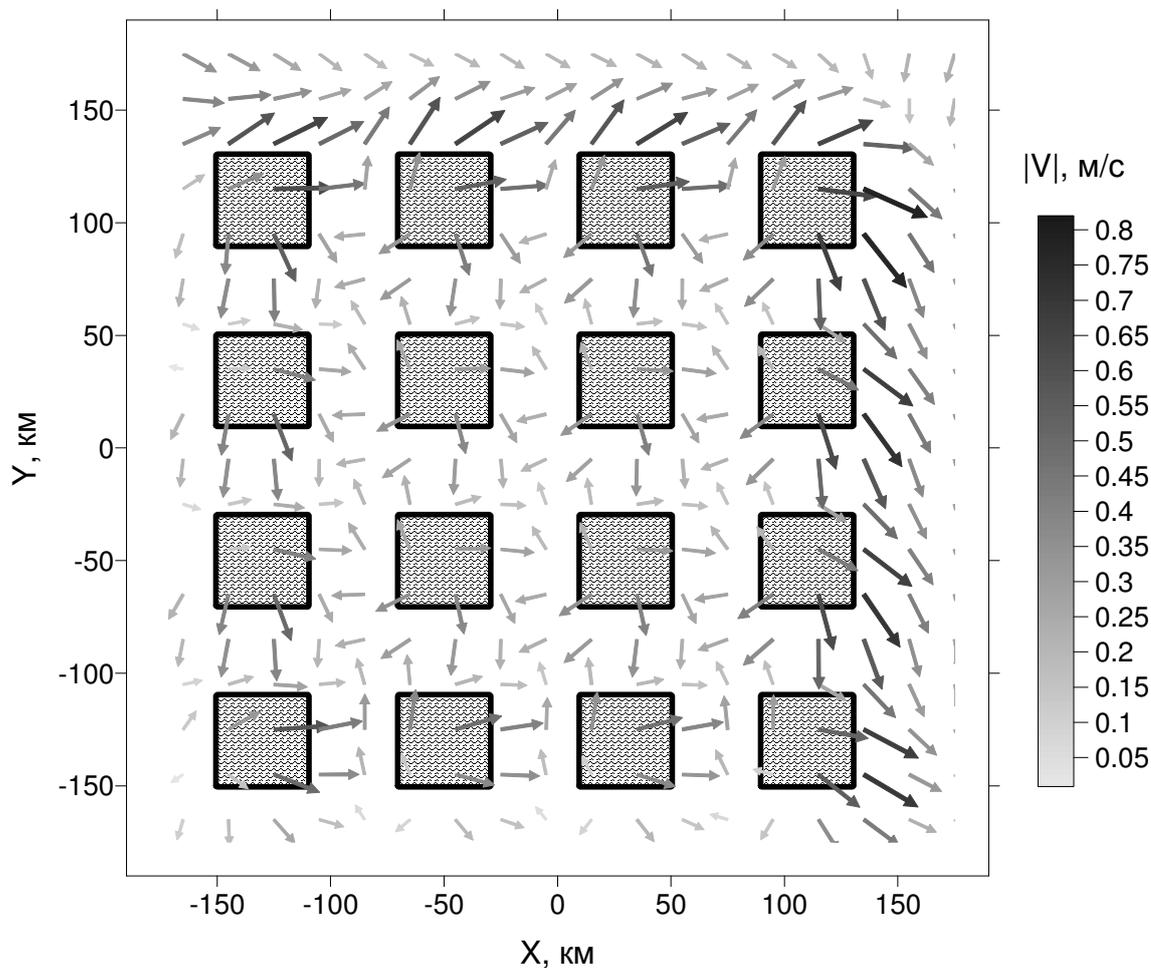


Рис. 3.8. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования в эксперименте с 16-тью озерами

В рассмотренных выше экспериментах высота подстилающей поверхности задавалась равной 0 м, и таким образом, влияние рельефа на атмосферную циркуляцию исключалось. В то же время, многие крупные озера (Байкал, Иссык-Куль, Зайсан, Виктория и др.) окружены горными хребтами или находятся в понижениях (котловинах). Дневной бриз на этих озерах усиливается за счет дневного восходящего ветра склонов, ночью же – за счет нисходящего ветра (Бурман, 1969). Для проверки, воспроизводится ли этот эффект в модели Nh3d, проведен эксперимент с распределением рельефа, показанным на рис. 3.9. Как видим, по обе стороны возвышенности наблюдаются

восходящие движения воздуха (дневной ветер склонов), причем максимальная скорость дневного бриза (1.7 м/с) действительно оказалась выше, чем в контрольном эксперименте. Сравнительно небольшое орографическое ускорение бриза объясняется небольшой крутизной склона хребта (превышение вершины над подножием 1000 м, при соответствующем горизонтальном расстоянии ~50 км). Действительные склоны горных хребтов характеризуются значительно большей крутизной: часто указанное превышение достигается на расстоянии всего нескольких километров. Однако очевидно, что используемое на современном этапе горизонтальное разрешение мезомасштабных моделей недостаточно для воспроизведения динамики атмосферы над такими склонами.

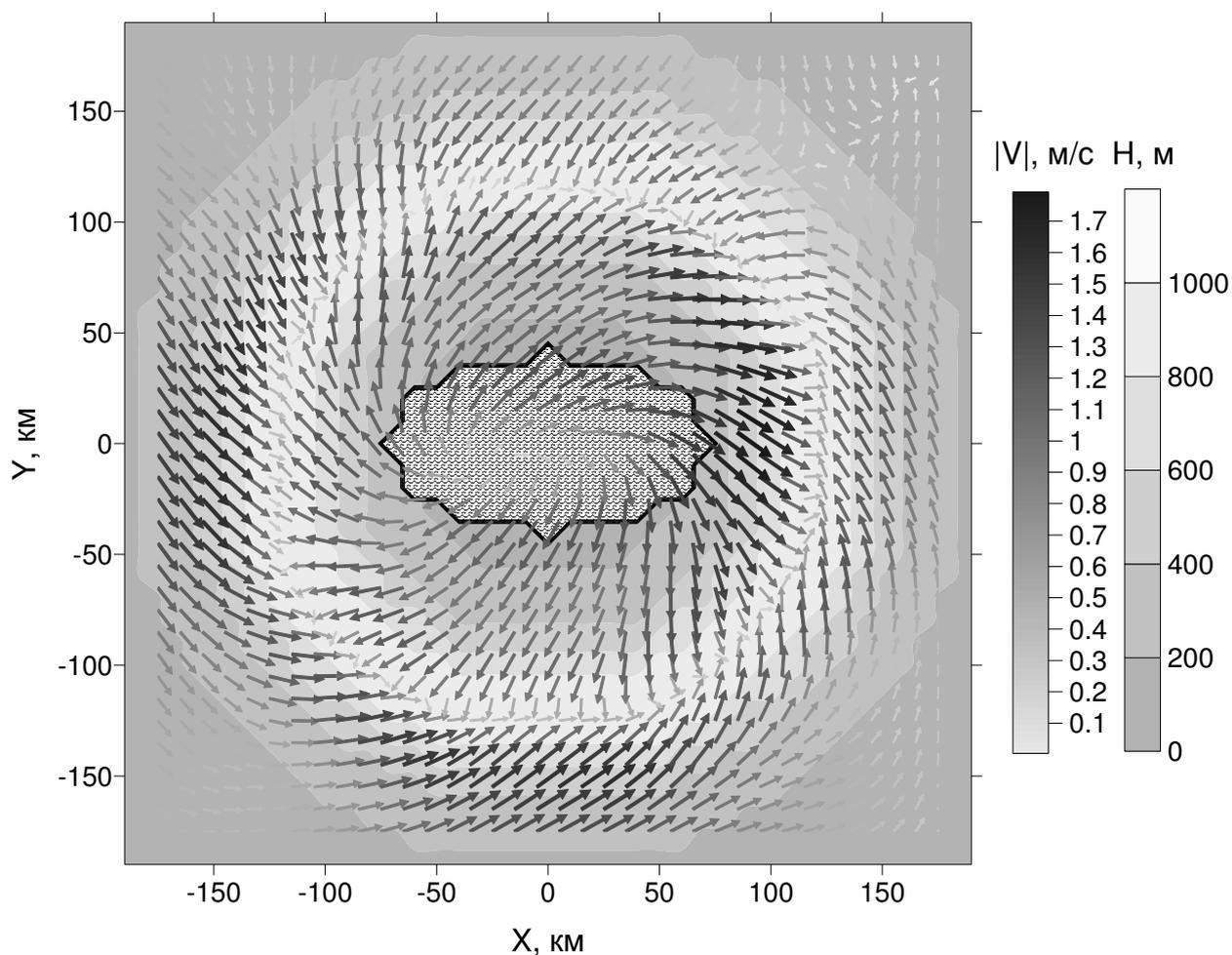


Рис. 3.9. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования в эксперименте с возвышенностью вокруг озера

Конфигурации гидрологической сети и рельефа, использованные в предыдущих экспериментах, отличаются простой топологией, и могут рассматриваться лишь как грубое приближение к гидрологической неоднородности реальной поверхности суши. Для выяснения характера атмосферной циркуляции над поверхностью Земли со сложной топологией гидрологической неоднородности, был проведен численный эксперимент по моделированию атмосферных течений над территорией, изображенной на рис. 3.10.

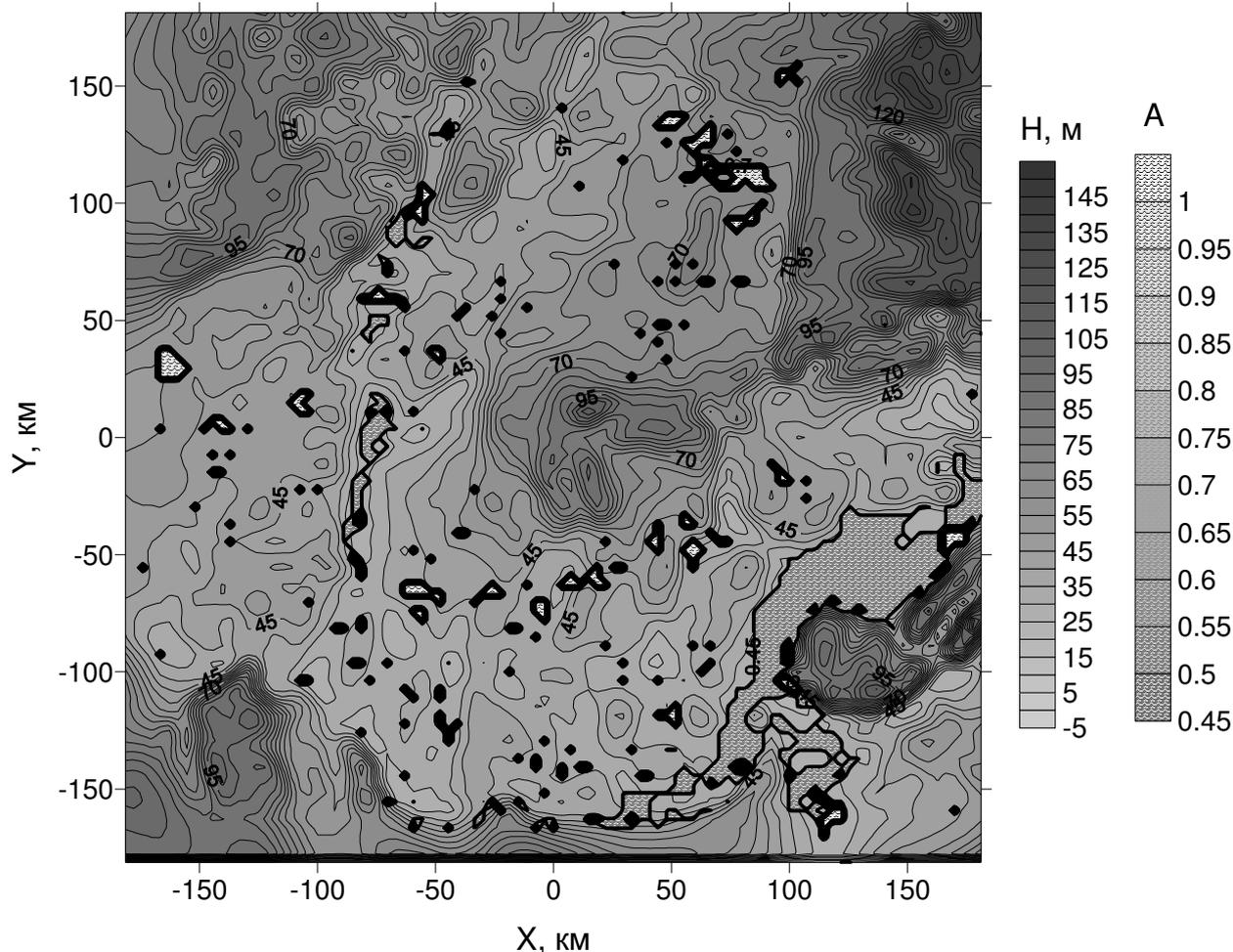


Рис. 3.10. Гидрологически неоднородная территория в Западной Сибири (54.5 – 58.6 с.ш., 63.1-66.6 в.д.). H – абсолютная высота земной поверхности, A – доля территории, занятая водоемами

Рисунок 3.10 был построен по данным архива распределения характеристик подстилающей поверхности модели MM5. Гидрологическая неоднородность данной территории осложняется еще и тем, что наряду с участками, полностью покрытыми водоемами, здесь присутствуют участки, покрытые ими на 50%. Турбулентные потоки над

последними в ходе интегрирования модели рассчитываются как среднее арифметическое между потоками над сушей и над водоемами.

Шаг конечно-разностной сетки по горизонтали в данном эксперименте принят равным $\Delta x = \Delta y = 3.7$ км, а размерность сетки $n_x = n_y = 96$. Остальные параметры эксперимента имеют те же значения, что и в контрольном эксперименте.

На рис. 3.11 изображено поле горизонтальной скорости в 15:00 первых суток интегрирования модели. Как и ожидалось, сложная топология гидрологической неоднородности обусловила сложную циркуляцию воздуха, напоминающую турбулентное течение. Тем не менее, максимальные скорости ветра приурочены к побережьям водоемов, и над самими водоемами наблюдается дивергенция скорости, что свидетельствует о бризовой природе этой циркуляции. Интересно отметить, что максимальная скорость ветра (2.6 м/с), значительно превысила аналогичные значения для предыдущих экспериментов. Она наблюдается в юго-восточной части рассматриваемого квадрата, и обусловлена, по всей видимости, конвергенцией бризов от соседних берегов крупного водного объекта.

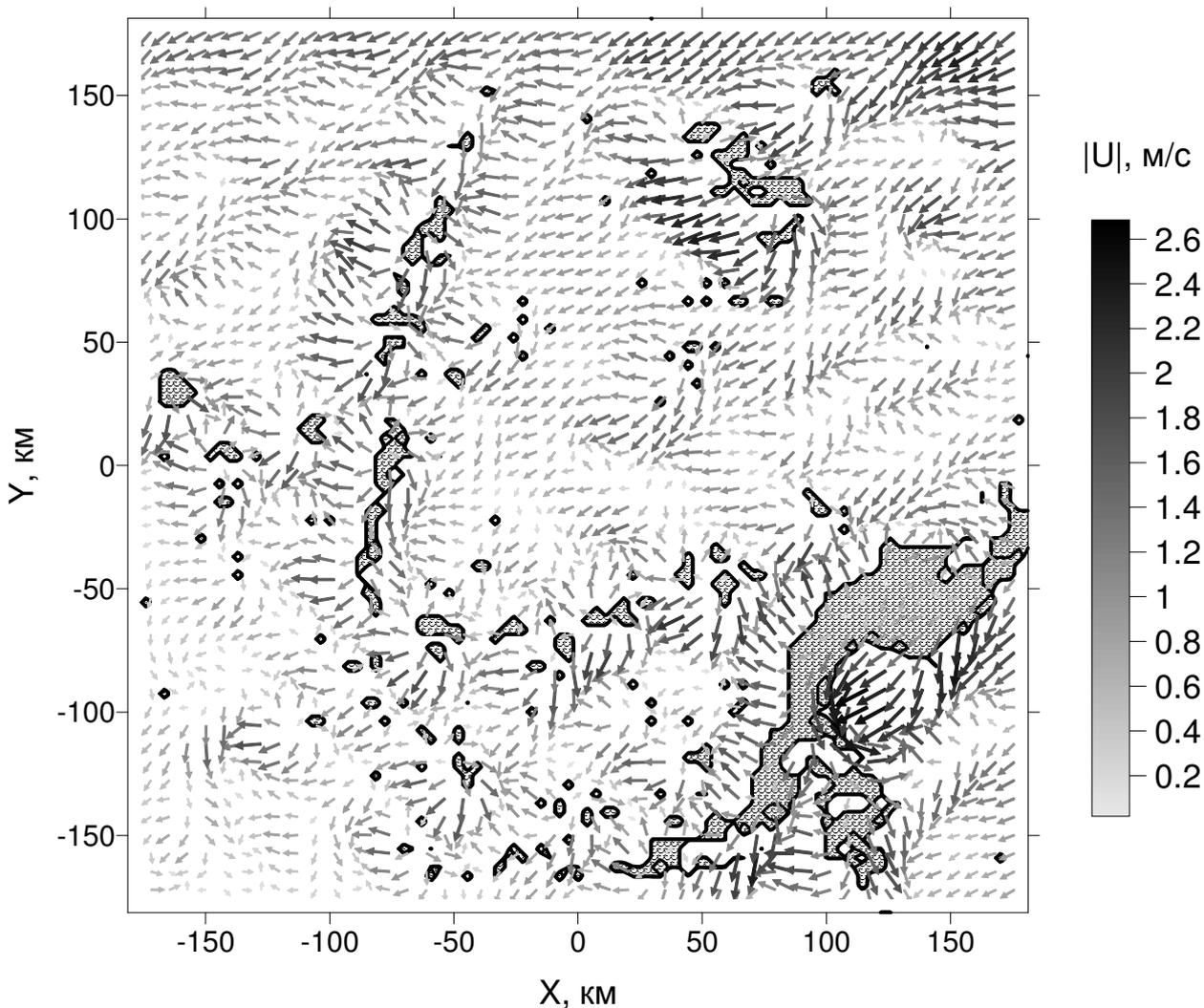


Рис. 3.11. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~ 35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования в эксперименте с гидрологически неоднородным участком Западной Сибири. Черными областями показаны водоемы

Несмотря на сложный характер течений в горизонтальном сечении области интегрирования, в вертикальном сечении циркуляция принимает вид классических реверсивных бризовых ячеек (рис. 3.12).

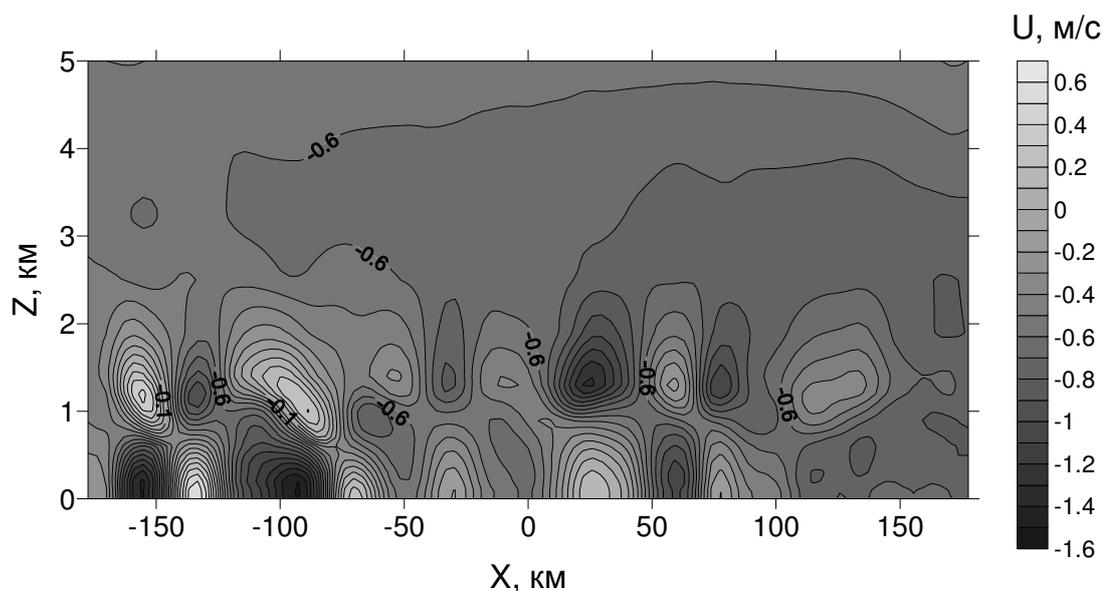


Рис. 3.12. Поле зональной составляющей скорости ветра в вертикальном (широтном) сечении $y=0$ области интегрирования в 15:00 местного времени первого дня интегрирования. Гидрологически неоднородный участок Западной Сибири

Таким образом, в данном эксперименте продемонстрировано, что над гидрологически неоднородной территорией в случае слабого фонового потока возникают многочисленные бризовые циркуляции. Конкретные значения скоростей ветра и вертикальной протяженности бризовых ячеек могут зависеть от стратификации воздушной массы, влажности почвы (см. описание численных экспериментов ниже), характера растительности на суше и других параметров. К сожалению, на настоящем этапе, по всей видимости, не существует данных натурных наблюдений с пространственным разрешением, достаточным для проверки достоверности результатов данного численного эксперимента. Тем не менее, из данных самолетных измерений в Сибири известно (Струнин, 2006), что бризы развиваются над водными объектами с размером более ~ 10 км. Поскольку таких объектов на рассматриваемой территории достаточно много (см. рис. 3.10), то результаты эксперимента (по крайней мере, в качественном отношении) представляются вполне реалистичными.

3.2.3. Численные эксперименты с различными синоптическими условиями.

Синоптические условия, заданные в контрольном эксперименте (отсутствие фонового

потока и облачности, устойчивая стратификация) являются наиболее благоприятными для развития бризов. Поскольку они редко осуществляются в природе (в особенности это касается нулевого фонового потока), были проведены эксперименты на чувствительность бризовой циркуляции (мезомасштабной изменчивости потока) к увеличению облачности и скорости фонового ветра. Кроме того, известно, что осенью, при адвекции холодного воздуха над водоемами устанавливается неустойчивая стратификация, а над сушей – устойчивая, поскольку ее поверхность выхолаживается из-за отрицательного радиационного баланса. Эта ситуация моделировалась в третьем эксперименте.

В первом эксперименте количество общей облачности было принято равным 10 баллам. Результаты интегрирования модели показали, что в таких условиях пространственное распределение температуры и скорости ветра сохраняет основные черты, изображенные на рис. 3.1 и 3.2, соответственно. В то же время, максимальная разность температуры поверхности водоема и суши составила 2.8 °С против 3.4 °С в контрольном эксперименте. Этот известный эффект обусловлен тем, что уменьшение суммарной радиации приводит к уменьшению контрастов радиационного баланса, и, следовательно, контрастов температуры поверхности. Вследствие уменьшения контраста температур, бриз оказался значительно слабее, чем в контрольном эксперименте: его максимальная скорость в приземном слое составила всего 0.4 м/с.

Во втором эксперименте был задан западный геострофический ветер со скоростью 10 м/с. Как и ожидалось, бриз в этом случае не получил развития (рис. 3.13), однако контраст температуры «водоем - суша» привел к увеличению скорости ветра на наветренном берегу озера в приземном слое на ~40% относительно фонового значения. Таким образом, даже при высоких скоростях фонового потока гидрологическая неоднородность поверхности может вызвать заметную мезомасштабную изменчивость поля ветра.

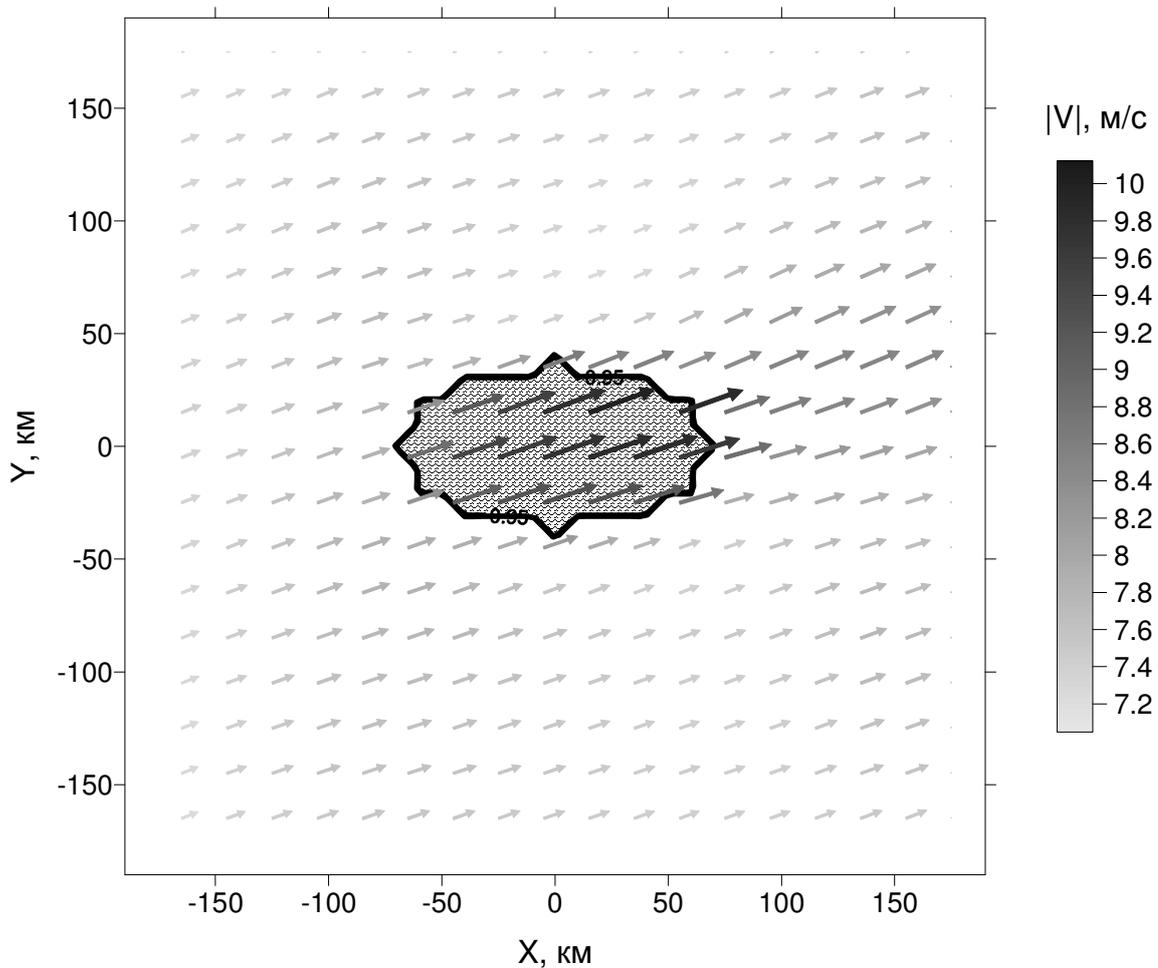


Рис. 3.13. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~ 35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования при скорости геострофического ветра 10 м/с

Заметные отличия относительно результатов контрольного эксперимента представляет также распределение температуры поверхности (рис. 3.14). Как видим, в направлении основного потока от озера протягивается «шлейф» пониженных температур. Он связан с охлаждением поверхности суши при взаимодействии с потоком прохладного воздуха со стороны водоема. Распределение температуры на поверхности водоема обнаруживает две особенности. Во-первых, оно однородно, в отличие от результатов контрольного эксперимента (рис. 3.1), и во-вторых, средняя температура на ~ 3 °C ниже, чем в контрольном эксперименте. Обе особенности вызваны режимом повышенной турбулентности в водоеме, который формируется при больших скоростях ветра (~ 7 м/с против ~ 1 м/с в контрольном эксперименте). Водные массы перемешиваются по

вертикали, в результате чего поверхностная температура понижается и однородно распределяется по поверхности водоема.

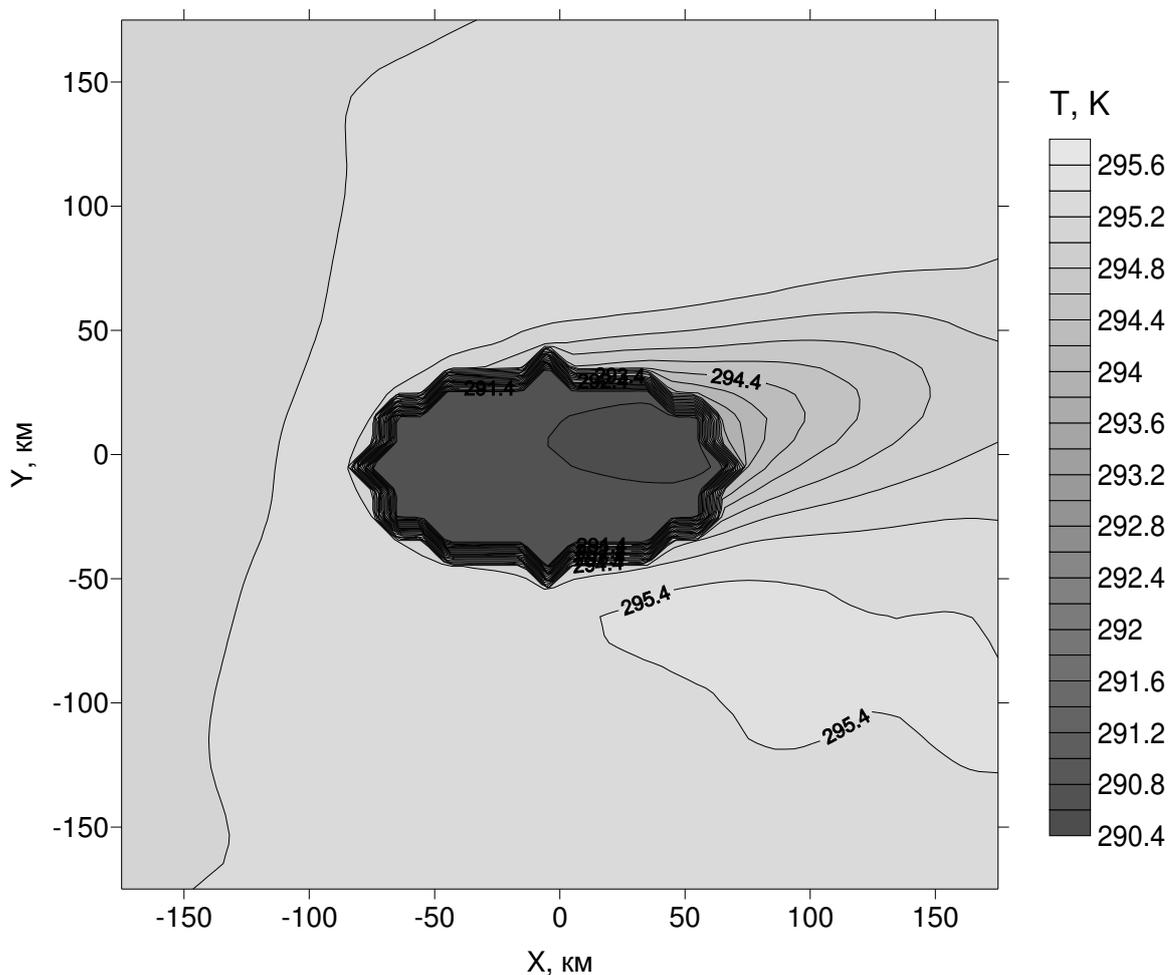


Рис. 3.14. Распределение температуры на подстилающей поверхности в 15:00 местного времени первого дня интегрирования при скорости геострофического ветра 10 м/с

При воспроизведении мезомасштабной циркуляции в фоновых условиях, характерных для осени, суточный ход высоты солнца рассчитывался для 20 октября, потенциальная температура поверхности суши в основном состоянии принята равной 5 °С, на высоте 1 км 11 °С, выше росла с градиентом 2-3 К/км (как и в контрольном эксперименте), удельная влажность воздуха по сравнению с контрольным экспериментом уменьшена в 2 раза. Поле ветра, полученное в данном эксперименте (рис. 3.15), как и ожидалось, отражает циркуляцию ночного бриза в летнее время. А именно, водоем оказывается теплее суши, поэтому развивается береговой бриз. Скорости ветра

получились меньшими, чем в контрольном эксперименте (максимальные значения 0.6 м/с против 1.5 м/с, соответственно), поскольку разность потоков явного тепла между сушей и водоемом осенью значительно ниже, чем летом (8 Вт/м² против 21 Вт/м²). Последнее объясняется следующим образом: осенью над сушей, а летом над водоемом поток практически равен нулю, поэтому разность потоков осенью равна потоку над водоемом, а летом – над сушей. В то же время, поток явного тепла над водоемом осенью меньше, чем летом над сушей из-за отрицательного радиационного баланса.

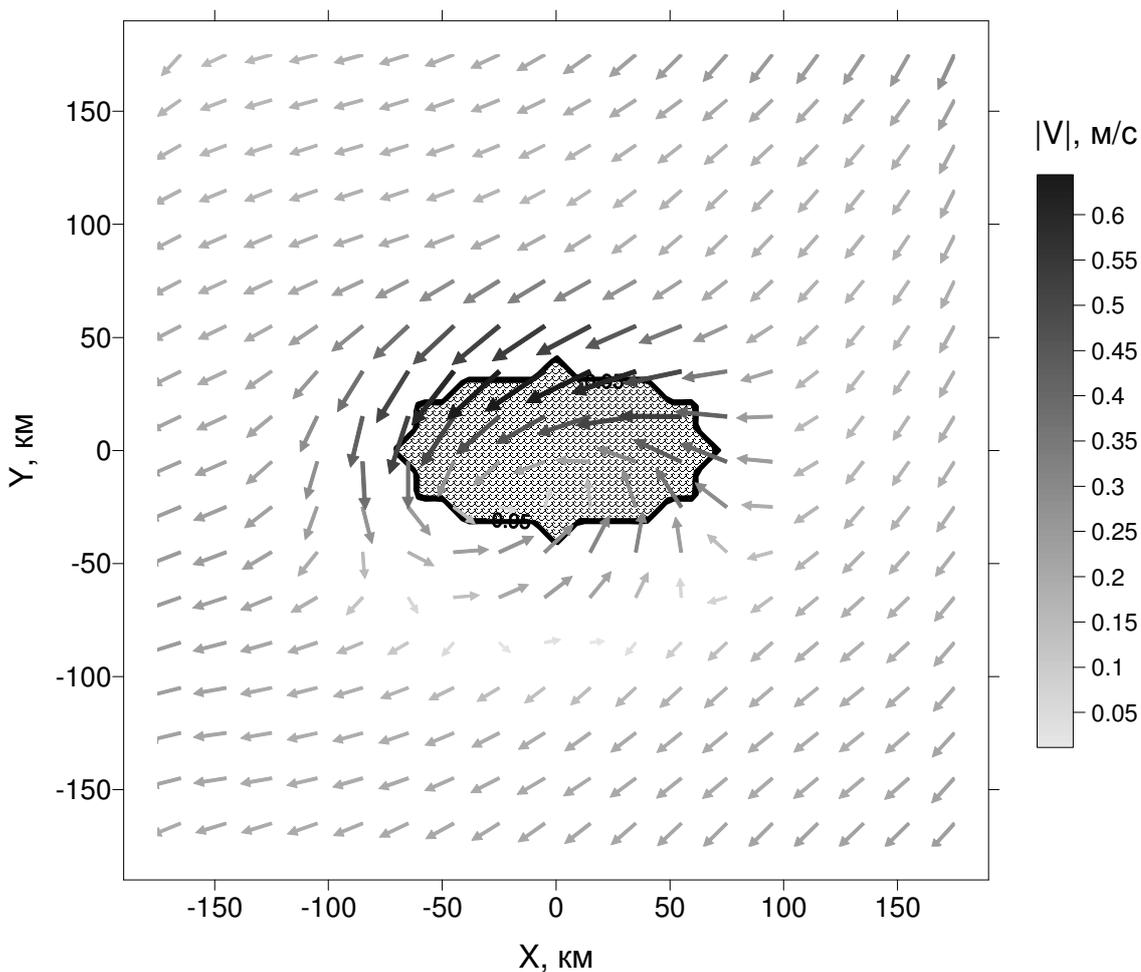


Рис. 3.15. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования в «осеннем» эксперименте

По всей вероятности, береговой бриз будет еще лучше выражен над незамерзающими озерами зимой, когда температура водной поверхности положительна, а температура окружающей заснеженной суши сильно отрицательна. Над такими озерами,

как показывают наблюдения (Forbes and Merritt, 1984), развиваются мезоциклоны с обильными осадками. Мезоциклоны наблюдаются, например, над Великими Американскими озерами, над оз. Байкал (известен термин «Байкальский циклон») и другими крупными водоемами, находящимися вдали от береговых границ континентов.

Изучение мезомасштабных циркуляций (бризов, циклонов) над незамерзающими озерами в холодное время года (поздняя осень – зима) представляет собой самостоятельную задачу, имеющую важное практическое значение. В настоящей работе она не рассматривается.

3.2.4. Численные эксперименты с различными характеристиками подстилающей поверхности. При включении блока термодинамики водоемов суши в атмосферную модель возникает проблема задания глубины водоемов. На некоторых территориях существует огромное количество водоемов (например, на территории Ханты-мансийского округа их около 300 тыс. (Экология Ханты-Мансийского автономного округа, 1997)), и очевидно, что глубина большей их части не измерена. В первом приближении данная проблема может быть решена использованием эмпирической зависимости между средней глубиной и размером водоемов (площадью зеркала) (Чеботарев, 1975), размеры же водоемов с высокой точностью можно определить по спутниковым снимкам. Однако применимость статистических эмпирических зависимостей, согласно которым с увеличением размеров водоема растет его средняя глубина, очевидно, ограничена⁶. Поэтому возникает задача оценить чувствительность атмосферной циркуляции к глубине водоемов, иными словами, выяснить, является ли глубина водоема критическим параметром, который должен быть определен с высокой точностью для адекватного воспроизведения атмосферных течений. С этой целью было проведено три численных эксперимента, в которых глубина водоема составляла 1, 10 и 100 м, соответственно. Согласно результатам этих экспериментов, атмосферная

⁶ Ярким примером нарушения указанной эмпирической зависимости является крупное, но сравнительно мелкое Рыбинское водохранилище.

циркуляция оказалась практически нечувствительной к глубине водоема. Поле горизонтального ветра во всех трех экспериментах с точностью до 0.1 м/с совпало с тем, которое было получено в контрольном эксперименте (рис. 3.2). В то же время, минимальная температура поверхности озера в 15:00 первого дня интегрирования составила 293.6 К для озера глубиной 1 м и 291.6 К для озера глубиной 100 м. Соответствующая разница (контраст) с максимальной температурой на суше составила 3.4 и 5.4 К, соответственно. Бриз оказался нечувствительным к этому изменению контраста температуры «суша-водоем», поскольку оно достигнуто только за счет понижения температуры воды. В самом деле, в условиях устойчивой стратификации над водоемом потоки явного тепла очень малы, и изменение их за счет понижения температуры поверхности практически не отражается на разнице потоков тепла в атмосферу между сушей и водоемом (поскольку над сушей они, по крайней мере, на порядок больше). Значит, разница турбулентных потоков – вынуждающий бризовое течение фактор – почти не изменилась. Существует ли эмпирическое подтверждение данной закономерности, нам неизвестно.

Следует подчеркнуть, что поздней осенью и зимой, когда интенсивность бриза, по всей видимости, контролируется турбулентными потоками над водоемом, чувствительность атмосферной циркуляции к глубине водоема должна оказаться существенной.

Изменчивость ландшафтов суши, в случае равнинных территорий, обусловлена изменчивостью растительности и почвы. Предельными случаями развития растительности на данной территории можно считать отсутствие древесных сообществ (степи, пустыни) или, напротив, полное покрытие площади лесом. Эти два случая воспроизводились в соответствующих численных экспериментах путем задания проективного покрытия растительности равным 0 и 0.99. В первом эксперименте потоки явного и скрытого тепла над сушей значительно увеличились по сравнению с контрольным экспериментом,

поэтому бризовая циркуляция оказалась более интенсивной (максимальные скорости достигали 2.5 м/с). Во втором эксперименте бризовая циркуляция, напротив, несколько ослабла (до 1.3 м/с), по причине уменьшения потоков над сушей. Ослабление турбулентных потоков явного тепла над лесом, воспроизведенное моделью Nh3d, отражает закономерность, наблюдаемую в природе. Дело в том, что лес по характеру внутреннего теплообмена аналогичен водоему: солнечная радиация поглощается не поверхностью, а во всем объеме воздуха с вершин деревьев до поверхности почвы, теплообмен под вершинами осуществляется турбулентными вихрями, и т.д. Таким образом, температура верхних крон деревьев днем существенно меньше, чем температура на поверхности открытой почвы, поэтому меньше и поток явного тепла. В то же время, некоторому увеличению потока явного тепла над лесом способствует повышенная шероховатость, создаваемая его кронами. Испарение лесными сообществами также, как правило, меньше, чем испарение с развитой луговой растительности (Хромов и Петросянц, 2005).

Влажность почвы является важнейшим параметром ее состояния, определяющим отношение Боуэна над ее поверхностью. Контрасты влажности почвы на суше могут вызывать мезомасштабные циркуляции бризовой природы (Chen and Avissar, 1994). В случае же побережья моря или гидрологически неоднородной территории влажность почвы существенно влияет на интенсивность бриза: увеличение влажности приводит к ослаблению бриза и наоборот (Бурман, 1969). С целью оценки эффекта влажности почвы на бризовую циркуляцию был проведен эксперимент со значением этой величины $w_g = 0.10 \text{ м}^3/\text{м}^3$, т.е. в 3 раза меньшей, чем в контрольном эксперименте. Как и ожидалось, среднее за дневное время отношение Боуэна $Bo = H/LE$ существенно изменилось по сравнению с контрольным экспериментом (~10 против ~0.1). Средний дневной поток явного тепла над сушей возрос с $15 \text{ Вт}/\text{м}^2$ (в контрольном эксперименте) до $67 \text{ Вт}/\text{м}^2$,

поэтому усилилась и бризовая циркуляция, максимальная скорость в которой (в приземном слое в 15:00 первого дня интегрирования) составила около 3 м/с.

Совместный эффект сухой почвы и отсутствия древесной растительности оценивался в эксперименте с проективным покрытием растительности 0% и $w_g = 0.10 \text{ м}^3/\text{м}^3$ (эксперимент «пустыня»). Таким образом, в этом эксперименте моделировался случай крупного озера, окруженного степью или пустыней, примером которого могут служить Аральское море, оз. Балхаш, Зайсан, Алаколь и др. В численном эксперименте «пустыня» были получены максимальные дневные значения потока явного тепла (в среднем, $200 \text{ Вт}/\text{м}^2$), и максимальная интенсивность бризовой циркуляции (со скоростями до 8 м/с) (рис. 3.16).

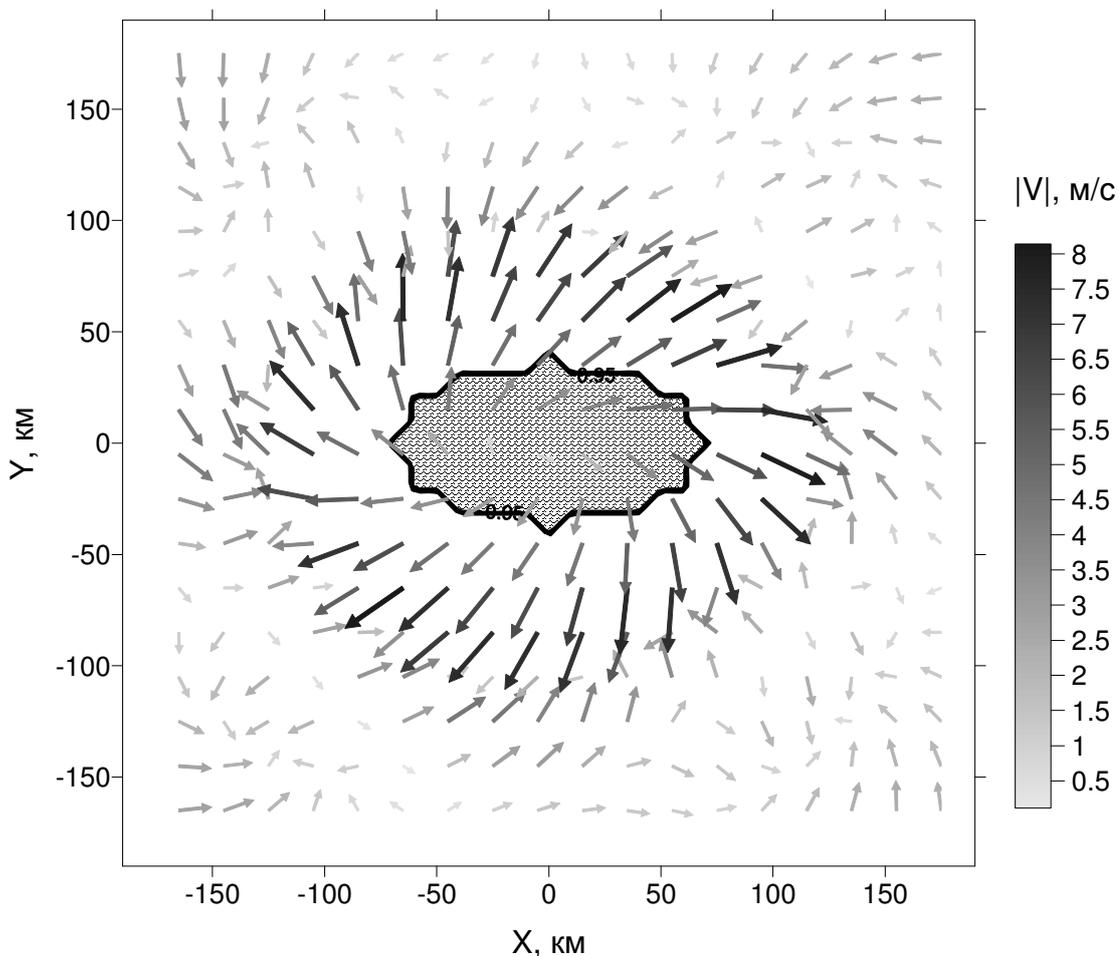


Рис. 3.16. Поле горизонтального ветра на нижней σ -поверхности (~35 м над земной поверхностью) в 15:00 местного времени первого дня интегрирования в эксперименте «пустыня». Заштрихованной областью показано озеро

Как видно на рис. 3.16, бриз распространяется глубже на сушу, чем в контрольном эксперименте – в южном направлении на расстояние порядка 80 км. Бризовый фронт в поле скорости довольно резко выражен, причем он принимает форму линии конвергенции. Распределение зональной скорости ветра в вертикальной плоскости (рис. 3.17) свидетельствует о том, что на бризовом фронте развивается конвективная циркуляционная ячейка, что соответствует данным наблюдений (Бурман, 1969). В контрольном эксперименте эта ячейка не проявилась, поскольку этому препятствовала фоновая устойчивая стратификация. В случае же «пустыни» прогрев пограничного слоя от подстилающей поверхности оказался достаточно интенсивным, чтобы вызвать соответствующие ускорения плавучести. Следует отметить также, что в силу большой вертикальной неустойчивости воздуха мезомасштабная циркуляция в данном эксперименте распространяется на высоту 4-5 км, что соответствует данным наблюдений за бризами в тропических и субтропических широтах (Вельтищев, 1988).

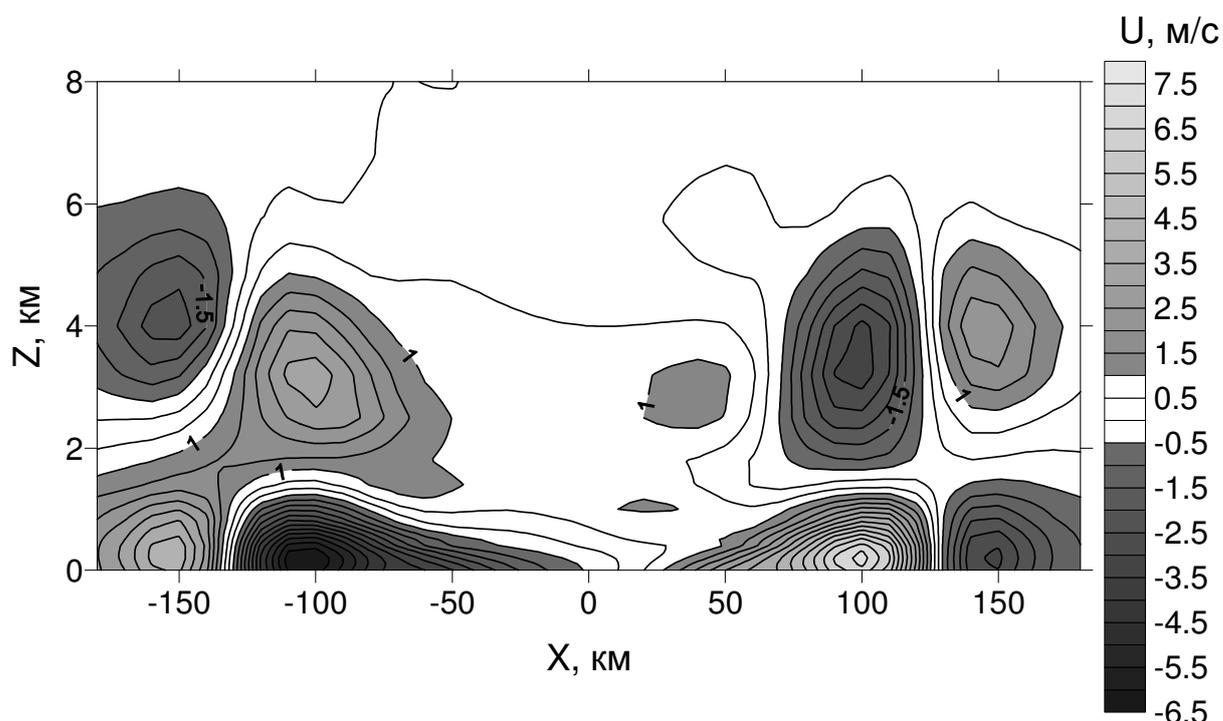


Рис. 3.17. Поле зональной составляющей скорости ветра в вертикальном (широтном) сечении $u=0$ области в 15:00 местного времени первого дня интегрирования. Численный эксперимент «пустыня»

Итак, проведенный качественный анализ результатов численных экспериментов показал, что они хорошо согласуются как с доступными данными измерений в умеренных широтах, так и с качественными физическими соображениями.

3.2.5. Эксперименты на чувствительность атмосферной циркуляции к параметризации водоемов. Как показали численные эксперименты с разными глубинами озера (п. 3.2.4), изменение дневной температуры поверхности водоема летом на 2-3 °С практически не сказывается на характеристиках бризовой циркуляции. Поэтому естественно предположить, что если температура поверхности, рассчитываемая по разным параметризациям водоемов, отличается в тех же пределах, то атмосферная циркуляция почти «не почувствует» различие параметризаций. Численные эксперименты с моделью Nh3d, в которой использовались предлагаемая модель водоема, модель Flake или приближение постоянной температуры (ППТ), подтверждают это предположение. Для примера приведем разность полей зональной скорости ветра u в эксперименте ППТ и в контрольном эксперименте (модель водоема – Lake) (рис. 3.18). Эту разность будем оценивать по норме С: $\|u_2 - u_1\|_C = \max_{x,y} |u_2(x,y) - u_1(x,y)|$, где $u_2(x,y)$ и $u_1(x,y)$ зональные скорости на нижнем σ - уровне модели в соответствующих экспериментах. Как видим, разности скоростей не превышают нескольких сотых долей м/с, и эти значения можно считать пренебрежимо малыми.

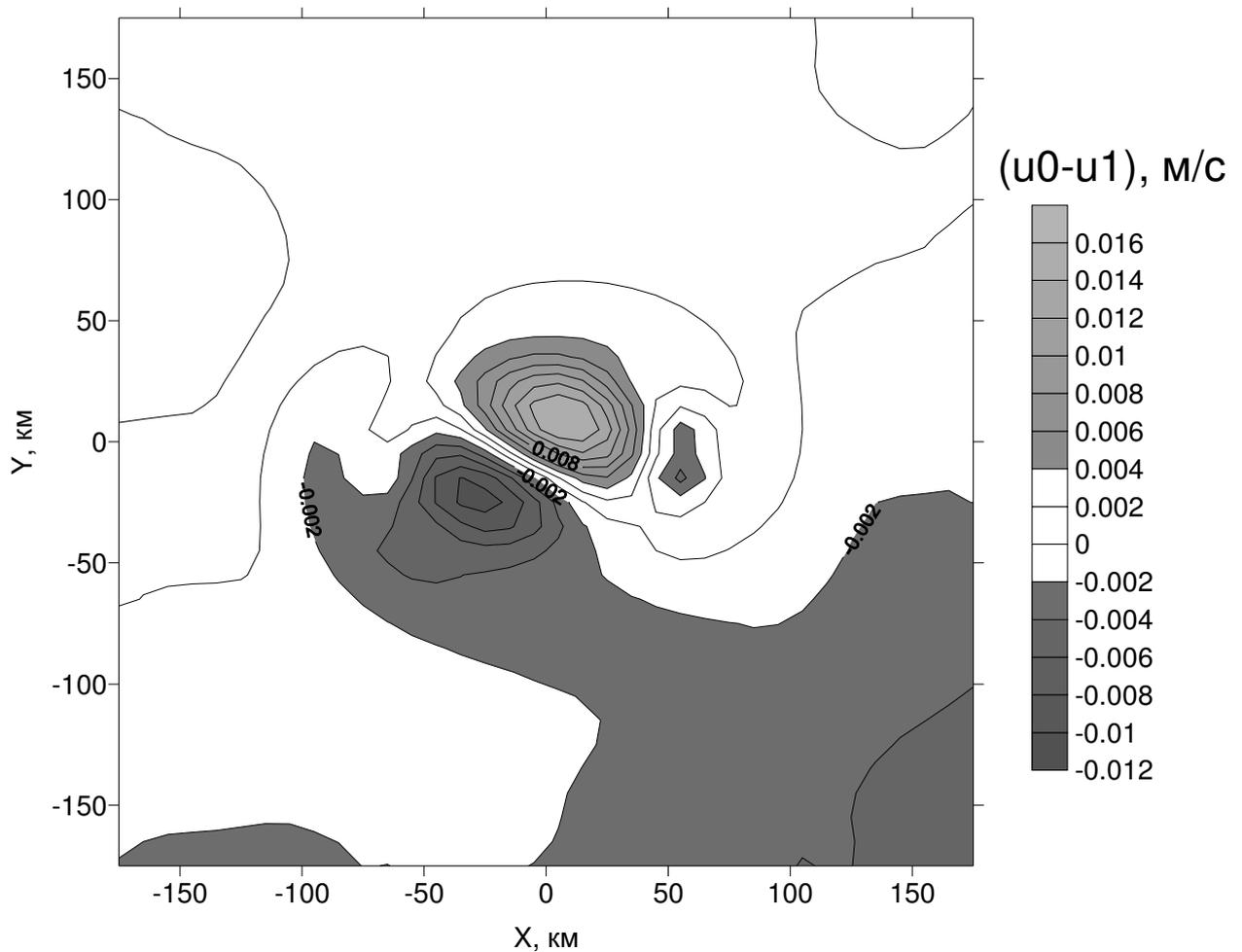


Рис. 3.18. Разность полей зональной составляющей скорости на нижней σ -поверхности в эксперименте с фиксированной температурой водоема и температурой, рассчитываемой по модели Lake (контрольный эксперимент), 15:00 1-го дня интегрирования

В 15:00 третьих суток интегрирования максимум разности возрастает до 0.06 м/с. Разности того же порядка величины получены между результатами двух указанных экспериментов и результатами эксперимента, в котором использовалась модель Flake.

Таким образом, показано, что летом, в условиях устойчивой стратификации над водоемом и в отсутствие значительного синоптического потока, модельная циркуляция атмосферы слабо «чувствует» разницу между параметризациями водоемов разной степени физической адекватности. В то же время следует отметить, что в случае неустойчивой стратификации (поздней осенью – зимой), когда турбулентные потоки над водоемом существенны, физическая адекватность параметризации водоемов может стать

критическим фактором реалистичного воспроизведения соответствующих мезомасштабных циркуляций.

ГЛАВА 4.

АГРЕГИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ НАД ГИДРОЛОГИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ СУШЕЙ

Над водоемами и водотоками (см. главу 1) развиваются внутренние пограничные слои с режимом турбулентности, который значительно отличается от того, который наблюдается над сушей (Mahrt, 2000; Струнин, 2006). Этот факт вызывает два важных следствия. Во-первых, пространственное распределение приземных турбулентных потоков над гидрологически неоднородной поверхностью становится существенно неоднородным. Эта неоднородность вызывает развитие бризовых циркуляций. Бризовые циркуляции в свою очередь также оказывают влияние на пространственное распределение турбулентных потоков, поскольку с ними связана пространственная изменчивость ветра, адвекция тепла и влаги. Во-вторых, бризовыми циркуляциями обуславливаются мезомасштабные потоки субстанций (скаляров) по вертикали, которые меняют фоновое состояние атмосферы. Достаточно точное вычисление турбулентных и мезомасштабных потоков над гидрологически неоднородной поверхностью на настоящем этапе возможно либо в рамках мезомасштабных моделей атмосферы, либо на основании данных дорогостоящих натурных экспериментов.

Неоднородность подстилающей поверхности Земли имеет фрактальную природу (Giorgi, 1997), поскольку обнаруживается в широком диапазоне пространственных масштабов. Значительная часть этой изменчивости является подсеточной для моделей общей циркуляции атмосферы (МОЦА): в частности, при типичном шаге сетки этих моделей порядка 100 км подсеточной оказывается вся гидрологическая неоднородность суши, за исключением наиболее крупных озер. В связи с этим возникает проблема вычисления средних по ячейке турбулентных потоков, с учетом их различия над контрастными типами подстилающей поверхности (например, сушей и водоемами).

Методы вычисления средних по неоднородной ячейке турбулентных потоков получили название методов агрегирования. Предложено несколько методов агрегирования (см. ниже), они применяются как в крупномасштабных, так и в региональных (мезомасштабных) моделях. Мезомасштабные циркуляции, вызванные неоднородностью подстилающей поверхности, также не воспроизводятся в климатических моделях, и поэтому связанные с ними потоки должны быть определенным образом параметризованы. Следует отметить, что в настоящее время среди исследователей не сложилось единого мнения по поводу важности параметризации мезомасштабных потоков в крупномасштабных моделях (Molod et al., 2003): некоторые модельные расчеты показывают, что мезомасштабные потоки могут быть сопоставимыми по величине с турбулентными (Chen and Avissar, 1994), в то время как имеющиеся данные измерений свидетельствуют в пользу того, что модели завышают их интенсивность (Hubbe et al., 1997).

Представляется важным то обстоятельство, что предложенные разными авторами методы агрегирования турбулентных потоков тестировались для случая неоднородного распределения влажности почвы или типов растительности, в то время как систематическая оценка ошибок этих методов для случая гидрологически неоднородной территории, по-видимому, никем не производилась. При этом следует учесть, что некоторые методы агрегирования оказываются негодными для такого рода территорий «по построению» (см. п. 4.2).

Настоящая глава диссертации посвящена расчету турбулентных потоков явного и скрытого тепла над гидрологически неоднородной территорией, осуществленному посредством мезомасштабной модели с параметризацией водоемов (описание модели и результаты ее верификации приведены в главе 3), и верификации одного из методов агрегирования этих потоков в крупномасштабной модели. Все расчеты проведены в рамках численных экспериментов, описанных в главе 3. Таким образом, метод

агрегирования применялся для гидрологически неоднородной суши, при отсутствии других типов неоднородности, таких как неоднородность рельефа, растительности, влажности почвы и других характеристик поверхности. Исключение составляют два эксперимента (в т. ч. по воспроизведению мезомасштабных циркуляций над участком Западной Сибири), в которых учитывался также рельеф поверхности (см. п. 3.2.2). Вычисление мезомасштабных потоков и тестирование параметризаций этих потоков для МОЦА планируются в будущем и в настоящей работе не обсуждаются.

Для представления подсеточной неоднородности подстилающей поверхности в атмосферных моделях наибольшее распространение в мировой практике получили два метода: метод эффективных параметров и мозаичный метод.

4.1. Метод эффективных параметров. Метод эффективных параметров является наиболее простым с точки зрения алгоритмической реализации и экономичным по производимому количеству вычислений. Суть его заключается в том, что все множество типов подстилающей поверхности в пределах модельной ячейки представляется некоторым «средним» типом. Если в данной ячейке отсутствуют водные объекты, то задача определения «среднего» типа сводится к определению средних типов почвы и растительности. Это означает, что должны быть каким-то образом вычислены эффективные (средние) значения основных параметров поверхности: альbedo, излучательной способности, шероховатости, пористости почвы, содержания глины, песка, листового индекса, устьичного сопротивления, и др. Однако вследствие существенной нелинейности зависимости между параметрами типа поверхности и турбулентными потоками над ним, задача определения эффективных параметров становится весьма сложной.

4.2. Мозаичный метод. Мозаичный подход является общепринятым и используется в большинстве современных климатических моделей. По-видимому, впервые систематическое изложение этого подхода, с анализом результатов соответствующих

численных экспериментов, было дано в работе (Avisar and Pielke, 1989). Однако фактически эта методология использовалась и ранее разными авторами в силу своей простоты и «естественности». Суть ее заключается в следующем. Пусть некоторая территория с характерными для ячейки крупномасштабной модели размерами покрыта некоторым количеством M типов подстилающей поверхности. В рамках мозаичного подхода для каждого типа поверхности рассчитывается свой тепловой баланс, причем атмосферное воздействие (набор значений метеовеличин в приземном слое: температура, влажность, скорость ветра, суммарная солнечная радиация и встречное излучение атмосферы) принимается одним и тем же для всех типов. Последнее обстоятельство является одним из источников систематической ошибки метода, поскольку, разумеется, над различными типами подстилающей поверхности метеовеличины принимают различные значения. Для каждого, i -го, типа поверхности вычисляются свои значения потоков тепла, влаги и количества движения (H_i , LE_i , и τ_i , соответственно), после чего вычисляются средние значения потоков по данной территории:

$$(\tilde{H}, \tilde{LE}, \tilde{\tau}) = \sum_{i=1}^M \alpha_i (H_i, LE_i, \tau_i), \quad (4.1)$$

где α_i - доля площади территории, занятая i -м типом поверхности.

Недостатки мозаичного метода отмечались рядом авторов, и, в частности, самими его разработчиками (Avisar and Chen, 1993, Pielke et al., 1997). Одним из важнейших недостатков является то обстоятельство, что при описанном выше подходе не учитывается подсеточная для крупномасштабной модели изменчивость метеорологических полей, вызванная, в частности, мезомасштабными циркуляциями. Роль подсеточной (мезомасштабной) изменчивости можно продемонстрировать на примере «штилевой» ситуации, когда скорость синоптического ветра, вычисляемая крупномасштабной моделью, близка к 0 м/с. В этом случае в рамках мозаичного подхода турбулентные потоки над каждым типом подстилающей поверхности будут рассчитываться для

практически безветренных условий, в то время как в действительности они могут формироваться при значительных локальных скоростях ветра (например, если развиваются бризовые течения). Поскольку, при прочих равных условиях, при увеличении скорости ветра турбулентный обмен становится интенсивнее, мозаичный подход должен занижать осредненные турбулентные потоки. Можно также ожидать, что при увеличении скорости синоптического потока ошибка мозаичного метода будет уменьшаться, поскольку мезомасштабные циркуляции будут подавляться, а связанная с ними подсеточная изменчивость метеорологических полей будет становиться пренебрежимо малой. Эти предположения будут проверены при анализе результатов численных экспериментах (п. 4.5-4.6).

Точность двух описанных выше методов агрегирования и область их применимости неоднократно обсуждались в литературе. В одной из часто цитируемых работ (Koster and Suarez, 1992) приведены аналитические оценки разницы осредненных по площади турбулентных потоков, полученных мозаичным методом и методом эффективных параметров. Эти оценки были получены для случая неоднородного распределения растительности. Согласно этой работе, потоки, рассчитанные по двум методам, отличаются незначительно для широкого диапазона характеристик подстилающей поверхности. Производилось также тестирование методов агрегирования с привлечением данных наблюдений: например, в статье (Noilhan et al, 1997) показано, что метод эффективных параметров обеспечивает удовлетворительную точность агрегирования турбулентных потоков только в случае не слишком неоднородной подстилающей поверхности. Однако практически во всех известных автору работах рассматривался случай неоднородной поверхности суши без водоемов (или эффект этих водоемов учитывался через влажность почвы). В то же время, наличие в ячейке атмосферной модели водоемов, строго говоря, исключает возможность применения метода эффективных параметров. Дело в том, что параметры подстилающей поверхности,

связанные с растительностью (например, листовой индекс) и почвой (пористость), над водоемами теряют смысл, поэтому, теряет смысл и осреднение этих параметров по модельной ячейке, лежащее в основе метода. Подтверждением этому служат результаты работы (Persson, 2004), в которой с привлечением данных наземных и самолетных наблюдений было продемонстрировано, что в случае наличия на рассматриваемой территории водоемов, метод эффективных параметров заметно уступает по точности мозаичному методу.

Следует, однако, отметить, что для случая гидрологически неоднородной территории можно предложить комбинированный метод агрегирования. А именно, средний по модельной ячейке турбулентный поток можно рассчитывать как сумму потоков с суши и с водоема с соответствующими весами (т.е. следуя мозаичному методу), а поток с суши (если она покрыта разными типами растительности, почвы, и т. д.) – методом эффективных параметров. Этот метод можно считать разумным компромиссом между вычислительной эффективностью и физической корректностью.

4.3. Другие методы агрегирования турбулентных потоков. Описанные в пп. 4.1-4.2 мозаичный метод и метод эффективных параметров апробированы в крупномасштабных и мезомасштабных моделях, и нашли широкое применение в практике численного прогноза погоды и климата. В то же время, рядом авторов предложены обобщения этих методов, призванные преодолеть их недостатки, обсуждавшиеся выше. Например, в работе (Molod et al., 2003) предложено применить мозаичный метод не только к приземному слою, но и ко всей толще тропосферы. В рамках предложенного авторами алгоритма в ячейке атмосферной модели выделяются сектора, соответствующие типам подстилающей поверхности, которые простираются вплоть до верхней границы области интегрирования. При этом временная тенденция метеовеличин, осредненных по ячейке, вычисляется по формуле:

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \left(\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \right)_{LS} + \sum_{i=1}^M \alpha_i \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_i, \quad (4.2)$$

где f – любая скалярная величина (температура, влажность, компоненты скорости ветра, концентрация примеси, и т. д.), чертой сверху обозначено среднее по модельной ячейке значение (или, что то же самое, значение в узле сетки крупномасштабной атмосферной модели), нижним индексом LS – тенденция метеовеличины за счет процессов, разрешаемых на сетке атмосферной модели, с весами α_i суммированы тенденции f над соответствующими типами подстилающей поверхности. Над каждым типом поверхности тенденция метеовеличины предполагается пропорциональной дивергенции турбулентного потока:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_i \propto \frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'f'})_i. \quad (4.3)$$

Здесь штрихами обозначены турбулентные пульсации, а черта сверху – осреднение по Рейнольдсу. Данная параметризация была апробирована в экспериментах с моделью общей циркуляции атмосферы (Molod et al., 2004), с помощью которых было показано, что при ее использовании удастся более точно воспроизводить поля осадков реанализа, чем при использовании стандартной процедуры мозаичного метода. Однако широкого применения эта параметризация не успела получить, по-видимому, из-за того, что требует применения некоторой модели пограничного слоя для расчета турбулентных потоков над каждым типом поверхности. Последнее, разумеется, требует дополнительных вычислительных ресурсов. Достоинством этой схемы, в частности, является то, что в ней явным образом рассчитываются профили метеовеличин над различными типами подстилающей поверхности, т.е. в первом приближении могут быть описаны внутренние пограничные слои.

Для учета подсеточной изменчивости поверхности рядом авторов использовался динамико-стохастический подход (Giorgi, 1997), в котором предполагается, что характеристики подстилающей поверхности внутри ячейки подчиняются некоторому статистическому распределению. Средний турбулентный поток вычисляется в данном

случае интегрированием потока по области параметров подстилающей поверхности с весовой функцией – соответствующей плотностью распределения вероятности. Такой подход, по всей видимости, выигрывает по сравнению с другими в случае очень неоднородной поверхности (например, с большим количеством типов растительности, почвы, и т. д.). В связи с этим, в настоящей работе этот метод не применяется, поскольку акцент сделан на двухтиповой неоднородности «суша – водоем».

Поскольку в диссертационной работе рассматривается случай гидрологически неоднородной территории, то для оценки средних по площади потоков тепла и влаги, в силу изложенных выше причин, был выбран мозаичный метод агрегирования.

4.4. Методика верификации мозаичного метода агрегирования. Проверка мозаичного метода агрегирования может быть проведена при сравнении его результатов с данными измерений. Этот метод проверки является наиболее предпочтительным, поскольку оценка средних по площади турбулентных потоков на основании данных натуральных измерений в принципе должна обладать наибольшей достоверностью. Однако на настоящий момент, по всей видимости, не существует методики измерения средних потоков, обладающей удовлетворительной точностью⁷. Измерения локальных потоков на сети наземных станций не позволяют напрямую оценить средние потоки – для этого, в свою очередь, также требуется некоторая процедура агрегирования (Jochum et al., 2005). Единственный метод прямого измерения средних потоков – измерения с самолета (осреднение в данном случае производится вдоль трассы полета) занижает величину приземных потоков на 20-25% и более (Jochum et al., 2005), поскольку уровень полета (более 100 м) находится, как правило, выше слоя постоянных потоков. Для приведения значений турбулентных потоков с уровня полета в приземный слой приходится привлекать дополнительные теоретические соображения или модели. Существует также способ оценки средних потоков на основании данных радиозондирования, однако он

⁷ Под удовлетворительной точностью можно понимать, например, точность измерения турбулентных потоков в точке на основании градиентной методики или измерения ковариации пульсаций.

является «полумодельным», поскольку требует применения модели пограничного слоя. Таким образом, оценки средних по площади потоков на основании натуральных измерений могут иметь значительную погрешность. Кроме того, эти измерения охватывают короткие промежутки времени, ограниченные активными фазами натуральных экспериментов (порядка нескольких недель), и результат верификации метода агрегирования, строго говоря, становится справедливым только для ограниченной территории и только для имевших место в период наблюдений синоптических условий. Распространение выводов относительно степени пригодности метода агрегирования на все многообразие географических регионов и синоптических ситуаций возможно, по всей видимости, только на основании соответствующих численных экспериментов с мезомасштабными моделями.

Верификация мозаичного метода агрегирования с применением атмосферных моделей производилась в частности, в работе (Avisar and Pielke, 1989). В этой работе мозаичный метод используется в мезомасштабной модели, и продемонстрированы результаты численных экспериментов на чувствительность мезомасштабной циркуляции к учету подсеточного распределения типов подстилающей поверхности. Существуют также работы (Arola and Lettenmaier, 1995; Giorgi, 1997), в которых верификация мозаичного метода производится с применением моделей «почва+биота», причем в качестве граничных условий выступают данные наблюдений в атмосфере. Методика верификации методов агрегирования, применяемая в настоящей работе, основана на идее, что средние по ячейке крупномасштабной модели турбулентные потоки могут быть рассчитаны в рамках мезомасштабной модели, областью расчета которой является эта ячейка. Автору неизвестны работы, в которых применялся бы аналогичный подход.

Методика заключается в следующем. Сначала проводится численный эксперимент с мезомасштабной моделью, в котором явно воспроизводится пространственное распределение приземных турбулентных потоков, связанное с наличием разных типов

поверхности и бризовых течений. В ходе эксперимента рассчитываются также средние по области (площади) интегрирования потоки явного \bar{H} , скрытого тепла \bar{LE} и количества движения $\bar{\tau}$:

$$(\bar{H}, \bar{LE}, \bar{\tau}) = \frac{1}{S} \iint_S (H, LE, \tau) dx dy, \quad (4.4),$$

где S – площадь области интегрирования. Эти значения принимаются в качестве «истинных» средних потоков. Кроме того, во время интегрирования модели производится диагностический расчет вертикального распределения термодинамических характеристик для типов поверхности «почва» и «водоем» и турбулентных потоков над ними, в котором в качестве граничных условий используются средние по области S значения метеовеличин. Средние значения метеовеличин определяются по формуле, аналогичной (4.4):

$$\bar{f} = \frac{1}{S} \iint_S f dx dy, \quad (4.5)$$

где $f = u_{s-1}, v_{s-1}, T_{s-1}, q_{v,s-1}, \dots$, нижний индекс $s-1$ означает ближайшую к земле σ - поверхность мезомасштабной модели. В этих расчетах, по существу, имитируется работа почвенного и гидрологического блоков крупномасштабной модели, поскольку осредненные по области мезомасштабной модели величины \bar{f} естественно ассоциировать со значением метеовеличин в узле сетки крупномасштабной модели, соответствующая ячейка которой совпадает с мезомасштабной областью. Рассчитанные в диагностическом режиме потоки над типами поверхности «водоем» (H_w, LE_w, τ_w) и «суша» (H_s, LE_s, τ_s) затем суммируются с весами согласно мозаичному методу:

$$(\tilde{H}, \tilde{LE}, \tilde{\tau}) = (1 - \alpha_w)(H_s, LE_s, \tau_s) + \alpha_w(H_w, LE_w, \tau_w), \quad (4.6)$$

где α_w - доля площади S, занятая водоемами. После этого оценки средних потоков по мозаичному методу $(\tilde{H}, \tilde{L\bar{E}}, \tilde{\tau})$ (далее – агрегированных потоков) сравнивается с «истинными» значениями средних потоков $(\bar{H}, \bar{L\bar{E}}, \bar{\tau})$.

Возникает вопрос, насколько справедливо считать средние по пространству потоки, вычисленные в мезомасштабной модели, истинными. Сравнение результатов мезомасштабного моделирования с данными наблюдений, полученными в ходе BOREAS (Persson, 2004) показывает, что в целом использованная в этой работе мезомасштабная модель MIUU достаточно адекватно воспроизводит временной ход осредненных по пространству потоков. Аналогичное сравнение с данными наблюдений проекта EFEDA (Jochum et al., 2005), напротив, продемонстрировало значительные расхождения между рассчитанными моделью PERIDOT и измеренными средними потоками. Таким образом, этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

Как показано в пункте 4.2, ошибка мозаичного метода определяется, в частности, наличием подсеточных (для крупномасштабной модели) мезомасштабных циркуляций. По определению, скорость крупномасштабного потока \vec{U} будем вычислять по формуле:

$$|\vec{U}| = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}. \quad (4.7)$$

Аналогичной формулой может быть выражено значение модуля скорости в узлах крупномасштабной модели, где осреднение производится по площади соответствующей ячейки. Можно ожидать, что наибольшая ошибка мозаичного метода будет иметь место тогда, когда локальные скорости внутри мезомасштабной области достаточно велики и занимают максимальную долю ее площади, в то время как средние значения компонент скорости близки к нулю: $\bar{u} \approx 0$ и $\bar{v} \approx 0$. Это означает, что, во-первых, бризовые циркуляции должны быть достаточно интенсивны и, во-вторых, конфигурация гидрологических объектов должна быть «оптимальной», т. е. такой, чтобы бризовые циркуляции занимали большую часть рассматриваемой площади, но не

взаимодействовали бы между собой. Последнее условие вызвано тем фактом, что если соседние бризовые циркуляции интенсивно взаимодействуют, они разрушаются.

Ниже приводятся результаты верификации мозаичного метода агрегирования для случая гидрологически неоднородной территории, которая проведена по изложенной выше методике в ходе численных экспериментов с мезомасштабной моделью, описанных в главе 3.

4.5. Ошибки мозаичного метода в дневное время суток. В каждом из описанных в главе 3 экспериментов рассчитывался временной ход средних по области расчета потоков явного и скрытого тепла, а также потоков, агрегированных по мозаичному методу. Для контрольного эксперимента эти ряды приведены на рис. 4.1.

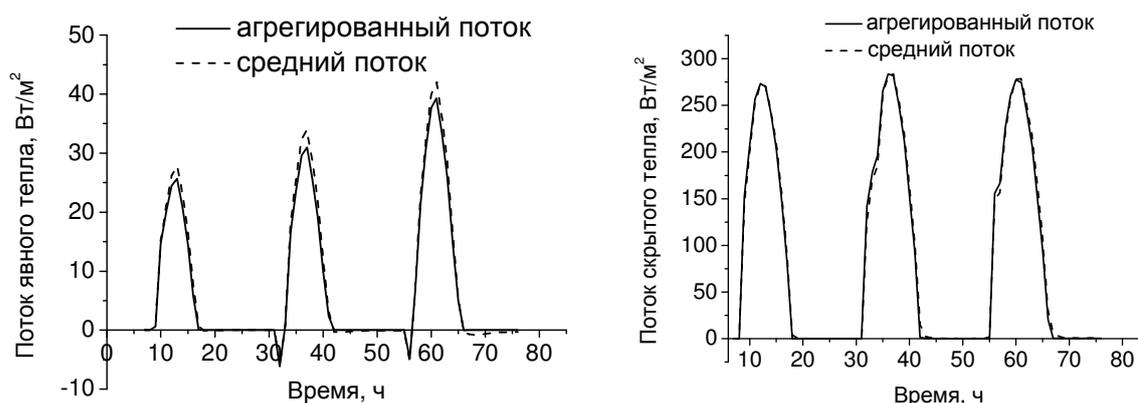


Рис. 4.1. Временной ход потоков явного (слева) и скрытого тепла (справа) средних по области интегрирования и агрегированных мозаичным методом в контрольном эксперименте

Как видим, мозаичный метод с высокой точностью воспроизводит временной ход средних по области интегрирования потоков; однако абсолютные значения потоков (особенно потоков явного тепла) несколько занижаются этим методом, поскольку в нем не учитывается их увеличение за счет ветра в мезомасштабных (бризовых) циркуляциях (см. п. 4.2). Абсолютные ошибки мозаичного метода достигают максимальных значений днем, после полудня, в то время как максимальные относительные ошибки имеют место ночью (в масштабе рис. 4.1 не видно, см. ниже).

Поскольку в ночное время и абсолютная величина, и знак потоков, а также ошибки мозаичного метода существенно отличаются от соответствующих дневных значений, статистические характеристики ошибок мозаичного метода для дневного и ночного времени суток оценивались отдельно. Для определения систематической ошибки мозаичного метода рассчитывались средние по всем дневным срокам (с 7 до 19 ч местного времени; далее – средние дневные) и средние по всем ночным срокам (с 19 до 7 ч местного времени; далее – средние ночные) значения агрегированного и среднего по площади потоков. В качестве меры расхождения временных рядов средних и агрегированных потоков выбрано среднеквадратическое отклонение. Относительная ошибка мозаичного метода оценивалась через коэффициент вариации. Эти характеристики для всех проведенных экспериментов приведены в таблицах 4.1-4.6, в которых использованы следующие обозначения: \hat{H} - средний дневной (ночной) агрегированный поток явного тепла, \hat{H} - средний дневной (ночной) средний по площади поток явного тепла, $\hat{\sigma}_H$ - среднеквадратическая дневная (ночная) ошибка мозаичного метода для потока явного тепла, $\hat{r}_H = \hat{\sigma}_H / \hat{H}$, - коэффициент вариации агрегированного за дневное (ночное) время потока явного тепла относительно среднего потока, $L\hat{E}$, $L\hat{E}$, $\hat{\sigma}_{LE}$, и $\hat{r}_{LE} = \hat{\sigma}_{LE} / L\hat{E}$ - аналогичные характеристики для потока скрытого тепла. Жирным шрифтом выделен средний или агрегированный поток, больший по модулю.

В таблице 4.1 представлены средние потоки явного и скрытого тепла в серии экспериментов, в которой варьировалась конфигурация гидрологической сети (п. 3.2.2). Во всех экспериментах поток скрытого тепла оказался значительно больше потока явного тепла (отношение Боуэна составляет 0.1 и менее) по причине высокой влажности почвы (начальные значения составили $w_2 = w_g = 0.3 \text{ м}^3/\text{м}^3$). Как и ожидалось (п. 4.2), во всех экспериментах этой серии мозаичный метод занижает реальный средний по площади поток явного тепла, причем максимальные значения как абсолютной, так и относительной

ошибки имеют место в эксперименте с 5-тью озерами. Напомним, что конфигурация гидрологической сети в данном эксперименте была подобрана таким образом, чтобы бризовые течения занимали максимальную часть мезомасштабной области, но не взаимодействовали друг с другом. Эта конфигурация обуславливает максимальную мезомасштабную изменчивость поля ветра, которая и вызывает максимальную ошибку мозаичного метода.

Истинный средний поток скрытого тепла в двух экспериментах этой серии был завышен мозаичным методом, в двух других – занижен. Это, по-видимому, связано с существенной нелинейностью аэродинамических формул (2.33), согласно которым рассчитываются турбулентные потоки. В них видно, что потоки зависят как от скорости ветра, так и от коэффициентов обмена и дефицитов соответствующих величин (температуры и влажности). При значительных скоростях ветра интенсивный тепло- и влагообмен поверхности с приземным слоем может привести к тому, что эти дефициты сократятся за счет выхолаживания поверхности и истощения запасов влаги в почве, что, в свою очередь, вызовет уменьшение потоков. Кроме того, к уменьшению потоков скрытого тепла при заданной скорости ветра могут приводить эффекты стратификации. По всей вероятности, действие этих механизмов и приводит к тому, что средние по мезомасштабной области потоки скрытого тепла, формирующиеся при значительных скоростях ветра, оказываются ниже, чем агрегированные потоки, вычисленные при близких к нулевым значениям скорости ветра. В любом случае, указанные ошибки мозаичного метода невелики и в относительном выражении не превышают 8%.

Таблица 4.1.

Средние и агрегированные дневные турбулентные потоки
при различной конфигурации гидрологической сети

Название эксперимента	Поток явного тепла, Вт/м ²				Поток скрытого тепла, Вт/м ²			
	\hat{H}	\hat{H}	$\hat{\sigma}_H$	$f_H, \%$	$L\hat{E}$	$L\hat{E}$	$\hat{\sigma}_{LE}$	$f_{LE}, \%$
Контрольный	13.58	14.85	1.70	11	165.88	167.22	7.38	4
5 озер	7.73	11.49	4.87	42	139.55	136.92	11.68	8
16 озер	7.83	9.32	1.81	19	131.48	130.75	7.58	6
Участок Западной Сибири	13.85	13.75	1.19	9	169.54	178.59	12.89	7

Средние потоки тепла для экспериментов с различными синоптическими условиями представлены в таблице 4.2. Эффект сплошной облачности, как и ожидалось, проявился в том, что все значения турбулентных потоков оказались существенно меньше, чем в контрольном эксперименте, по причине меньшего прихода суммарной радиации. При этом относительные ошибки мозаичного метода оказались значительными (115% для потока явного тепла и 25% для потока скрытого тепла). Подобная зависимость относительной ошибки от абсолютного значения потока прослеживается и в остальных экспериментах, описываемых ниже. Следует, однако, подчеркнуть, что небольшие значения турбулентных потоков не оказывают существенного влияния на тепловое состояние атмосферы и суши, поэтому высокая точность их воспроизведения в атмосферных моделях, по-видимому, не требуется.

*Средние и агрегированные за дневное время турбулентные потоки
при различных синоптических условиях*

Название эксперимента	Поток явного тепла, Вт/м ²				Поток скрытого тепла, Вт/м ²			
	\hat{H}	\hat{H}	$\hat{\sigma}_H$	\hat{r}_H , %	\hat{LE}	\hat{LE}	$\hat{\sigma}_{LE}$	\hat{r}_{LE} , %
Контрольный	13.58	14.85	1.70	11	165.88	167.22	7.38	4
Облачность 10 баллов	0.14	0.63	0.73	115	60.33	53.41	13.27	25
Геострофический ветер 10 м/с	4.07	5.48	2.05	37	226.59	226.40	5.63	2

Обращаясь к результатам эксперимента с геострофическим ветром, равным 10 м/с, отметим высокую абсолютную и относительную точность, с которой мозаичный метод приближает среднее значение потока скрытого тепла. В то же время поток явного тепла рассчитан этим методом со значительной ошибкой (37%). Для объяснения этого результата рассмотрим рис. 4.2.

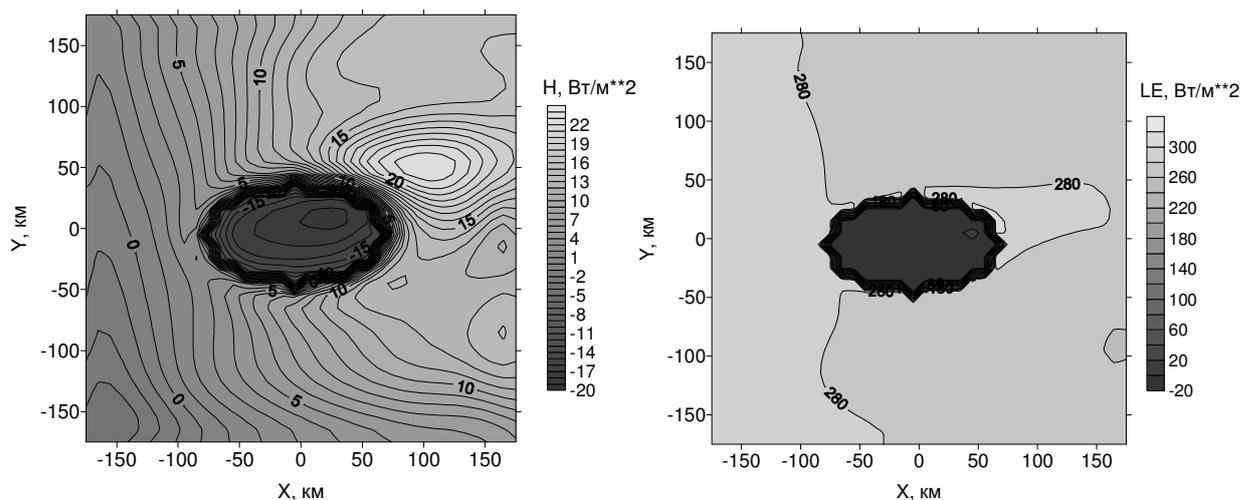


Рис. 4.2. Пространственное распределение потоков явного (слева) и скрытого (справа) тепла в приземном слое в 15:00 1-го дня интегрирования. Геострофический ветер равен 10 м/с

Как видим, поток скрытого тепла над сушей и над водоемом распределен однородно. В то же время, поток явного тепла над сушей принимает значения от 0 до 22 Вт/м². Таким образом, во втором случае грубо нарушается предположение об однородности турбулентных потоков в пределах каждого типа подстилающей поверхности (в данном случае – в пределах суши), которое предполагается в мозаичном методе.

Перейдем к результатам экспериментов с различными характеристиками подстилающей поверхности (табл. 4.3). Ошибка агрегирования в этих экспериментах не превышает 10-11%, за исключением последних двух, в которых было задано низкое значение влажности почвы. Потоки скрытого тепла в двух последних экспериментах уменьшились более, чем на порядок относительно контрольного эксперимента, при этом относительные ошибки их вычисления методом агрегирования возросли в соответствии с указанной выше закономерностью. Агрегированные потоки во всех экспериментах оказались меньше по модулю истинных средних потоков, что также согласуется с теоретическими предпосылками (п. 4.2).

Таблица 4.3.

Средние и агрегированные за дневное время турбулентные потоки при различных характеристиках подстилающей поверхности

Название эксперимента	Поток явного тепла, Вт/м ²				Поток скрытого тепла, Вт/м ²			
	\hat{H}	\hat{H}	$\hat{\sigma}_H$	\hat{r}_H , %	$L\hat{E}$	$L\hat{E}$	$\hat{\sigma}_{LE}$	\hat{r}_{LE} , %
Контрольный	13.58	14.85	1.70	11	165.88	167.22	7.38	4
Глубина озера 1 м	13.62	14.86	1.66	11	165.84	167.28	7.45	4
Глубина озера 10 м	13.64	14.87	1.64	11	165.76	167.35	7.52	4

Проективное покрытие растительности 0%	25.17	26.42	2.06	8	227.04	231.81	9.49	4
Влажность почвы 10%	66.78	67.74	3.67	5	6.61	6.91	0.98	14
«Пустыня»	198.51	200.79	9.94	5	10.83	11.70	2.84	24

4.6. Об одном эффекте нелинейности формул аэродинамического метода. Выше (п. 4.5) констатировалось, что интерпретация ошибок метода агрегирования осложняется существенной нелинейностью аэродинамических формул. В настоящем пункте мы продемонстрируем один из эффектов этой нелинейности на примере контрольного эксперимента. Рассмотрим распределение потоков явного тепла в 15:00 по местному времени (рис. 4.3). Средний по области интегрирования поток в этот момент времени составил 16.93 Вт/м^2 , а поток по мозаичному методу 14.57 Вт/м^2 , т.е. меньшее значение, как и предсказывалось в п. 4.2. Напомним, что в аргументации п. 4.2 предполагалось, что турбулентный поток пропорционален скорости ветра. Однако на рис. 4.3 обнаруживаем, что на побережье озера (т.е. в области максимальных скоростей ветра), имеют место минимальные для всей области значения потоков явного тепла. Таким образом, хотя предсказания п. 4.2 относительно ошибки мозаичного метода подтвердились «интегрально» (и не только для контрольного эксперимента, а для большинства остальных – см. табл. 4.1-4.6), локальные потоки явного тепла оказались связаны со скоростью нелинейным образом.

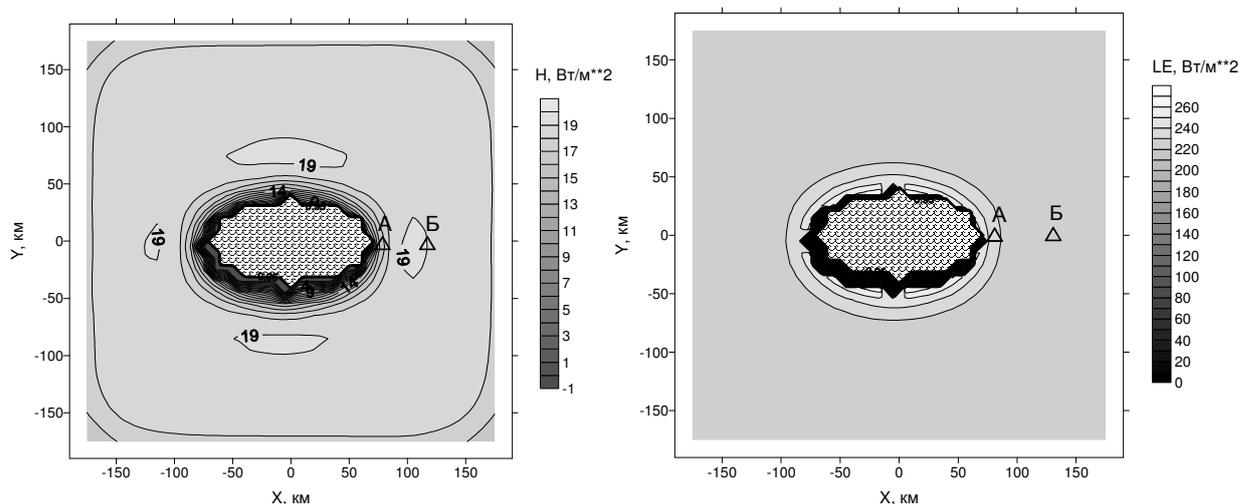


Рис. 4.3. Распределение потока явного тепла (слева) и влажности воздуха на нижнем модельном уровне (справа) в 15:00 1-го дня интегрирования в контрольном эксперименте. Заштрихованной областью показано озеро

Для объяснения минимальных значений потоков у побережья перепишем формулу аэродинамического метода (2.33) следующим образом

$$H_s = -c_p \rho_a C_{HV} (T - T_s), \quad (4.8)$$

где $C_{HV} = C_H |V|$ - коэффициент обмена. Применим эту формулу для двух точек (рис. 4.3):

А – на побережье озера, и Б – на удалении 50 км от берега. Оказывается, что причиной превышения величины потока в точке Б над величиной в точке А является пониженная удельная влажность воздуха, поступающего с бризом со стороны озера (рис. 4.4).

Пониженная влажность «озерного» воздуха связана с тем, что нисходящий поток бризовой ячейки приносит на озеро относительно сухой воздух из высоких слоев атмосферы, который не успевает увлажниться во время движения к берегу из-за устойчивой стратификации приводного слоя. На суше идет более интенсивное испарение, чем над озером, поэтому удельная влажность воздуха выше (рис. 4.3). Из-за относительной сухости воздуха, поступающего с озера, вертикальный градиент влажности в точке А больше, следовательно, больше и испарение (рис. 4.5). Вследствие больших затрат тепла на испарение, температура поверхности в точке А понижается относительно точки Б (рис. 4.4). Следовательно, приземный слой в А становится более устойчивым, что

практически компенсирует увеличение коэффициента обмена C_{HV} за счет скорости ветра (рис. 4.6). Кроме того, в точке А уменьшается вертикальный градиент температуры, что, согласно (4.8), приводит к уменьшению величины потока явного тепла (рис. 4.5).

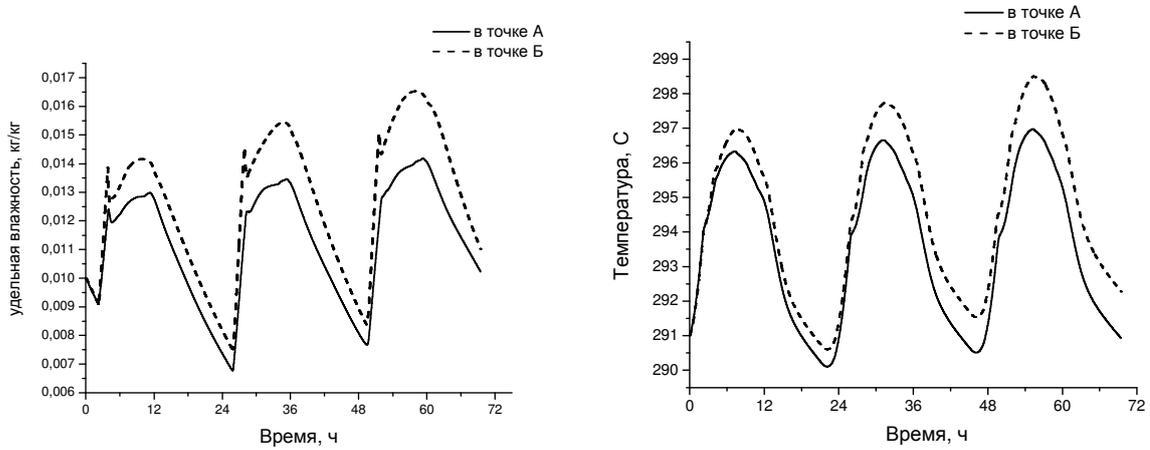


Рис. 4.4. Временной ход удельной влажности воздуха (слева) и температуры поверхности (справа) в точках А и Б

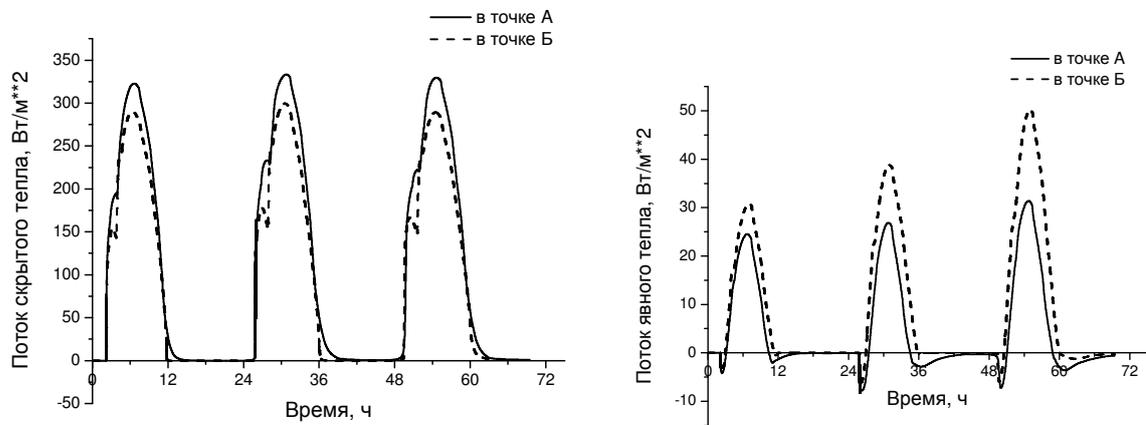


Рис. 4.5. Временной ход потока скрытого тепла (слева) и потока явного тепла (справа) в точках А и Б

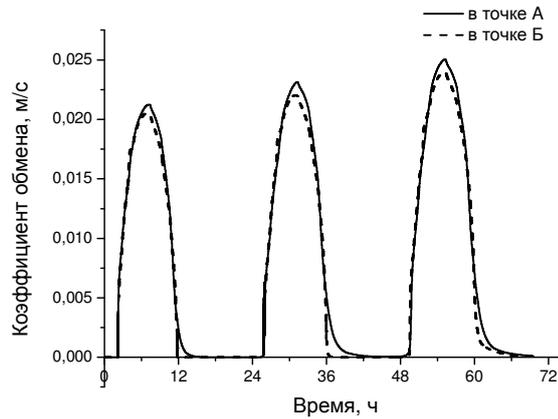


Рис. 4.6. Временной ход коэффициента обмена C_{HV} в точках А и Б

4.7. Ошибки мозаичного метода в ночное время суток. В таблицах 4.4-4.6 приведены результаты расчетов потоков тепла для ночного времени суток. Как видно, относительные ошибки мозаичного метода очень велики, в большинстве случаев они превышают 100%. Однако во всех экспериментах, кроме эксперимента с геострофическим ветром и эксперимента «пустыня», потоки явного и скрытого тепла оказались очень малы (не более 2-3 Вт/м²) в силу устойчивости ночной стратификации. Поэтому на практике не требуется, чтобы эти потоки рассчитывались методом агрегирования с высокой относительной точностью – главное, чтобы воспроизводился порядок величины.

Таблица 4.4.

Средние и агрегированные за ночное время турбулентные потоки при различной конфигурации гидрологической сети

Название эксперимента	Поток явного тепла, Вт/м ²				Поток скрытого тепла, Вт/м ²			
	\hat{H}	\hat{H}	$\hat{\sigma}_H$	$\hat{r}_H, \%$	\hat{LE}	\hat{LE}	$\hat{\sigma}_{LE}$	$\hat{r}_{LE}, \%$
Контрольный	0.003	-0.21	0.32	152	0.13	0.64	1.11	174
5 озер	0.02	-0.38	0.62	163	0.64	1.42	2.37	168
16 озер	0.12	0.05	0.15	322	2.19	1.25	1.59	128

Участок								
Западной Сибири	-0.005	-0.62	0.80	129	0.18	1.59	2.76	174

Таблица 4.5.

*Средние и агрегированные за ночное время турбулентные потоки
при различных синоптических условиях*

Название эксперимента	Поток явного тепла, Вт/м ²				Поток скрытого тепла, Вт/м ²			
	\hat{H}	\hat{H}	$\hat{\sigma}_H$	\hat{r}_H , %	$L\hat{E}$	$L\hat{E}$	$\hat{\sigma}_{LE}$	\hat{r}_{LE} , %
Контрольный	0.003	-0.21	0.32	151	0.13	0.64	1.11	173
Облачность 10 баллов	$-8 \cdot 10^{-5}$	-0.004	0.006	182	$4 \cdot 10^{-4}$	0.03	0.05	196
Геострофический ветер 10 м/с	-40.19	-39.19	1.16	3	26.99	25.86	1.82	7

Таблица 4.6.

*Средние и агрегированные за ночное время турбулентные потоки
при различных характеристиках подстилающей поверхности*

Название эксперимента	Поток явного тепла, Вт/м ²				Поток скрытого тепла, Вт/м ²			
	\hat{H}	\hat{H}	$\hat{\sigma}_H$	\hat{r}_H , %	$L\hat{E}$	$L\hat{E}$	$\hat{\sigma}_{LE}$	\hat{r}_{LE} , %
Контрольный	0.003	-0.21	0.32	151	0.13	0.64	1.11	173
Глубина озера 1 м	0.005	-0.20	0.31	152	0.15	0.73	1.25	170

Глубина озера 10 м	0.01	-0.20	0.31	154	0.16	0.72	1.25	173
Проективное покрытие растительностью 0%	0.003	-1.11	1.56	140	0.11	-0.50	1.22	242
Влажность почвы 10%	-0.16	-1.89	2.39	126	0.12	1.84	2.05	112
«Пустыня»	-0.002	-10.79	14.29	132	0.001	0.11	0.44	409

4.8. Выводы. В заключение главы, приведем результаты верификации мозаичного метода агрегирования турбулентных потоков:

- в большинстве случаев (особенно для потока явного тепла) мозаичный метод занижает абсолютные значения средних потоков, что связано с увеличением реальных локальных турбулентных потоков за счет мезомасштабных циркуляций;
- относительная ошибка расчета турбулентных потоков мозаичным методом зависит от абсолютной величины этих потоков (рис. 4.7);
- при достаточно высоких значениях потоков (ориентировочно, более 15 Вт/м²) мозаичный метод обеспечивает ошибку воспроизведения средних потоков не более 10%;
- мозаичный метод адекватно воспроизводит порядок величины ночных средних потоков;
- ошибка мозаичного метода существенно нелинейно зависит от характеристик подстилающей поверхности и метеорологических условий.

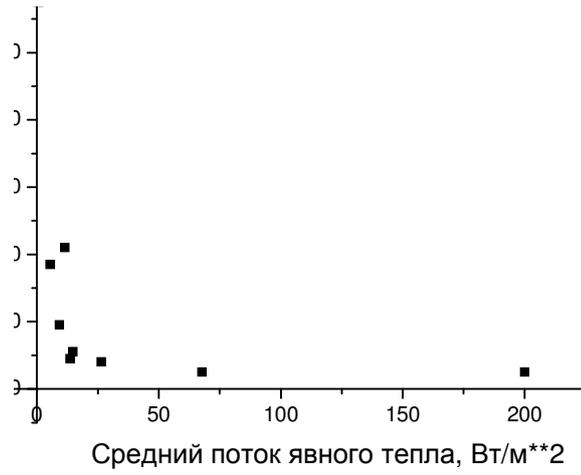


Рис. 4.7. Зависимость относительной ошибки мозаичного метода от среднего потока явного тепла (за дневное время). Каждому эксперименту соответствует одна точка

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена проблема адекватного описания взаимодействия атмосферы с гидрологическими объектами суши. Она возникает как в задаче краткосрочного прогноза погоды, так и в задаче моделирования будущих изменений климата и гидрологических систем суши. В работе поставлена следующая цель: создать вычислительную технологию, моделирующую взаимодействие атмосферы с гидрологически неоднородной суши. Более полно постановка задачи и актуальность работы освещены во введении. Здесь же приведем основные результаты проведенного исследования. Они заключаются в следующем:

- создана одномерная термодинамическая модель водоема с описанием процессов тепловлагообмена в нижележащем слое грунта, эволюции ледостава и слоя снега, турбулентных потоков в приводном слое воздуха;
- модель демонстрирует удовлетворительное согласие с данными наблюдений температуры водоема на суточном, синоптическом, и сезонном масштабах времени;
- на основе данной модели реализована параметризация водоемов в мезомасштабной атмосферной модели;
- при сравнении с доступными данными наблюдений в атмосфере показано, что используемая мезомасштабная модель с параметризацией водоемов достаточно реалистично воспроизводит основные характеристики дневных бризовых циркуляций, возникающих при различных конфигурациях гидрологической неоднородности, условиях на подстилающей поверхности и синоптических ситуациях;
- оценены ошибки мозаичного метода учета гидрологической неоднородности при расчете турбулентных потоков в приземном слое в

моделях общей циркуляции атмосферы: в частности, показано, что они составляют 5-10 %, если поток тепла достаточно велик (более 15 Вт/м²).

Следует отметить, что наряду с достаточно адекватным воспроизведением моделями водоема и атмосферы соответствующих природных процессов, в ходе численных экспериментов выявлен ряд несоответствий между модельными результатами и данными измерений. В частности, модель водоема не всегда удовлетворительно рассчитывает вертикальный профиль температуры, а мезомасштабная атмосферная модель практически не воспроизводит ночной бриз. По всей видимости, указанные недостатки моделей связаны с несовершенством параметризаций некоторых физических процессов, в частности, переноса коротковолнового и длинноволнового излучения в атмосфере.

В заключение заметим, что по ряду направлений настоящая работа имеет перспективы развития. В частности, должна быть усовершенствована модель водоема: так, включение блока переноса примеси позволит использовать эту модель в задачах загрязнения окружающей среды, некоторые элементы численной схемы требуют улучшения и др. Кроме того, модель водоема целесообразно включить в климатическую модель для оценки изменений термического и водного режимов водоемов суши при глобальном потеплении. Модель также может использоваться в системах усвоения данных измерений на суше и в оперативных системах прогноза погоды. Исследование взаимодействия атмосферы с подсеточной гидрологической неоднородностью суши должно быть дополнено рассмотрением параметризации мезомасштабных потоков, формируемых бризовыми циркуляциями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Н. Адаменко. Климат и озера. Л.: Гидрометеиздат, 1985.
2. В. А. Алексеев, Е. М. Володин, В. Я. Галин, В. П. Дымников, В. Н. Лыкосов. Моделирование современного климата с помощью атмосферной модели ИВМ РАН. Описание модели A5421 версии 1997 года и результатов экспериментов по программе AMIP II. М.: ИВМ РАН, 1998. – 119 с., 94 ил.
3. Н. И. Алексеевский. Гидрофизика. – М.: «Академия», 2006. – 176 с.
4. К. Арпе, Л. Бенгтссон, Г. С. Голицын, Л. К. Ефимова, И. И. Мохов, В. А. Семенов, В. Ч. Хон. Анализ изменений гидрологического режима на водосборе Ладожского озера и стока Невы в XX и XXI веках с помощью глобальной климатической модели. Метеорология и гидрология, №12, 2000.
5. Н. С. Бахвалов, Н. П. Жидков, Г. М. Кобельков. Численные методы. – М.: Бином, 2006 г. – 636 с.
6. А. Бурман. Местные ветры. – Л.: Гидрометеиздат. – 341 с.
7. Н. Ф. Вельтишев. Мезометеорология и краткосрочное прогнозирование. – Сб. лекций, Женева, 1988. – 136 с.
8. А. Ф. Воеводин, Т. Б. Гранкина. Численное моделирование роста ледяного покрова в водоеме. – Сибирский журнал индустриальной математики, 2006, т. IX, №1(25), с. 47-54.
9. Е. М. Володин, В. Н. Лыкосов. Параметризация процессов тепло- и влагообмена в системе растительность-почва для моделирования общей циркуляции атмосферы.
 1. Описание и расчеты с использованием локальных данных наблюдений. – Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 1998, том 34, с. 453-465.

10. Е. Е. Володина, Л. Бенгтссон, В. Н. Лыкосов. Параметризация процессов тепло-влажнопереноса в снежном покрове для моделирования сезонных вариаций гидрологического цикла суши. – Метеорология и гидрология, 2000, № 5, с. 5-14.
11. Т. Б. Гранкина. Математическое моделирование процесса формирования ледового покрова водоемов различной минерализации. – Диссертация на соискание ученой степени к. ф.-м. н., Барнаул, 2006.
12. М. Г. Гречушникова. Изменчивость термического состояния Можайского водохранилища в вегетационный период. Диссертация на соискание ученой степени к. г. н., Москва, 2001. – 193 с.
13. Л. Н. Гутман. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. – Л.: Гидрометеиздат, 1969. – 285 с.
14. И. Н. Давидан, Л. И. Лопатухин, В. А. Рожков. Ветровое волнение в мировом океане. – Л.: Гидрометеиздат, 1985. – 256 с.
15. Дж. В. Дирдорфф. Моделирование подсеточной турбулентности. – Динамика погоды, Гидрометеиздат, 1988, с. 327-334.
16. С. С. Зилитинкевич. Динамика пограничного слоя атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 292 с.
17. Е. В. Квон, Г. С. Ривин. Трехмерная модель распространения тумана в воздушном бассейне над водохранилищем. – Вычислительные технологии, 2001, том 6. № 1, с. 29 - 42.
18. А. В. Кислов. Климат в прошлом, настоящем и будущем. – М.: МАИК «Наука/Интерпериодика», 2001. – 351 с.
19. А. В. Кислов, П. А. Торопов. Моделирование стока р. Волги в атлантический оптимум голоцена в рамках моделей общей циркуляции атмосферы. – Вестник МГУ, Серия 5, География, №1, 2006, с. 18-28.

20. Климат Карелии: изменчивость и влияние на водные объекты и водосборы. Под редакцией Н. Н. Филатова. – Петрозаводск, Карельский научный центр РАН, 2004. – 224 с.
21. К. Я. Кондратьев. Актинометрия. – Л.: Гидрометеиздат, 1965. – 691 с.
22. С. А. Кондратьев, И. В. Бовыкин. Влияние возможных климатических изменений на гидрологический режим системы водосбор – озеро. Метеорология и гидрология, №10, 2003.
23. В. И. Лебедев. Функциональный анализ и вычислительная математика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000.
24. В. Н. Лыкосов. О проблеме замыкания моделей турбулентного пограничного слоя с помощью уравнений для кинетической энергии турбулентности и скорости её диссипации. – Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1992, т. 28, с. 696-704.
25. Г. И. Марчук. Методы вычислительной математики. – М.: «Наука», 1977. – 456 с.
26. Л. Т. Матвеев. Физика атмосферы. С.-П.: Гидрометеиздат, 2000. – 778 с.
27. А. С. Монин, А. М. Обухов. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. – Труды Геофизического института АН СССР, 1954, №24(151), с. 163-187.
28. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика (механика турбулентности). Ч. 1. – М.: «Наука», 1965. – 639 с.
29. А. В. Павлов, М. И. Тишин. Тепловой баланс крупного озера и прилегающей территории в Центральной Якутии. – В кн.: Строение и тепловой режим мерзлых пород; Новосибирск, «Наука», 1981.
30. Н. И. Пальшин, Т. В. Ефремова. Стохастическая модель годового хода температуры поверхности воды в озерах. Метеорология и гидрология, 2005, №3.

31. Г. Н. Панин, А. Е. Насонов, Т. Фокен. Испарение и теплообмен водоема с атмосферой при наличии мелководий. – Известия РАН, Физика атмосферы и океана, Т. 42, 2006, № 3, с. 367-383.
32. В. В. Пуклаков. Гидрологическая модель водохранилища. Руководство для пользователей. – М.: «Геос», 1999. – 96 с.
33. П. Ю. Пушистов, В. А. Шлычков. Концепция построения иерархии моделей разномасштабных энергетически взаимообусловленных геофизических процессов для изучения короткопериодного термодинамического взаимодействия между водоемом, атмосферой и береговой зоной. – Вопросы устойчивого и бескризисного развития. – Секция "Науки о Земле". – Научное издание Международной кафедры ЮНЕСКО НГУ и СО РАН – Новосибирск – 2001. – № 3/2. – С. 3-18.
34. А. С. Саркисян. Синтез данных наблюдений и результатов моделирования как перспективное направление исследования океанов, морей и озер. – Известия АН, Физика атмосферы и океана, 2000, том 36, №2, с. 202-210.
35. В. М. Степаненко. Численная модель процессов тепловлагообмена в системе водоем – почва и ее валидация. – Вычислительные технологии, Т.9, ч.1, 2004.
36. В. М. Степаненко, В. Н. Лыкосов. Численное моделирование процессов тепловлагоденноса в системе водоем – грунт. – Метеорология и гидрология, 2005, №3, с. 95-104.
37. В. М. Степаненко. Численное моделирование термического режима мелких водоемов. – Вычислительные технологии, т. 10, ч. 1, 2005, с. 100 – 106.
38. В. М. Степаненко, П. М. Миранда, В. Н. Лыкосов. Численное моделирование мезомасштабного взаимодействия атмосферы и гидрологически неоднородной суши. Вычислительные технологии, т. 11, ч. 3, 2006, с. 118-127.

39. М. А. Струнин. Турбулентность и турбулентный обмен в пограничном слое атмосферы над неоднородной поверхностью. – Диссертация на соискание ученой степени д. ф.-м. н., Москва, 2006. – 359 с.
40. М. А. Струнин, Т. Хияма. Самолетные исследования атмосферного пограничного слоя над долиной реки Лены. – Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2005, т. 41, №2, с. 178-200.
41. М. И. Тишин. Температурный режим горных пород под крупным термокарстовым озером в Центральной Якутии. – В кн.: Региональные и криолитологические исследования в Сибири. Якутск, 1979.
42. П. А. Горопов. Температурный и влажностный режим Восточно-европейской равнины в контрастные климатические эпохи. – Диссертация на соискание звания к. г. н., Москва, 2006.
43. А. В. Фролов, А. И. Важник, П. И. Свиренко, В. И. Цветков. Глобальная система усвоения данных наблюдений о состоянии атмосферы. – С.-П.: Гидрометеиздат, 2000. – 188 с.
44. А. В. Фролов. Динамико-стохастическое моделирование многолетних гидрологических процессов. Диссертация на соискание степени доктора технических наук, 2006. – 250 с.
45. А. Х. Хргиан. Бризы Ладожского озера. – Доклады ГОИН, №102, 1947.
46. С. П. Хромов, М. А. Петросянц. Метеорология и климатология. – М.: Изд-во МГУ, 2004. – 584 стр.
47. А. И. Чеботарев. Общая гидрология (воды суши), 2-е изд. – Л.: 1975.
48. К. К. Эдельштейн. Структурная гидрология суши. – М.: «Геос», 2005. – 316 с.
49. Экология Ханты-мансийского автономного округа// Под ред. В. В. Плотникова. – Тюмень: СофтДизайн, 1997 – 288 с.

50. R. Avissar, and R.A. Pielke. A parameterization of heterogeneous land-surface for atmospheric numerical models and its impact on regional meteorology. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 117, 1989, pp. 2113-2136.
51. G. T. Bates, F. Giorgi, and S. W. Hostetler. Toward the simulation of the effects of the Great lakes on regional climate. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 121, 1993, pp. 1373-1387.
52. A. C. M. Beljaars, and A. A. M. Holtslag. Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. *J. Appl. Meteor.*, Vol. 30, 1991, pp. 327-341.
53. F. Beyrich. LITFASS-98 Experiment, 25.5.1998 - 30.6.1998, Experimental Report. Deutscher Wetterdienst, Forschung und Entwicklung, Arbeitsergebnisse, 62, 2000.
54. G. B. Bonan. Sensitivity of a GCM simulation to inclusion of inland water surfaces. *J. Climate*, Vol. 8, 1995, pp. 2691-2704.
55. W. Brutsaert. On a derivable formula for long-wave radiation from the clear skies. *Wat. Resour. Res.*, Vol. 11(2), 1975, pp. 742-744.
56. J. A. Businger, J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 28, 1971, pp. 181-189.
57. D. J. Carson, and P. J. R. Richards. Modeling surface turbulent fluxes in stable conditions. *Bound. Lay. Meteor.*, Vol. 14, 1978, pp. 68-81.
58. F. Chen, and R. Avissar. The impact of land surface wetness heterogeneity on mesoscale heat fluxes. *J. Appl. Meteor.*, Vol. 33, 1994, pp. 1323-1340.
59. R. B. Clapp, and M. G. Hornberger. Empirical equations for some soil hydraulic properties. *Wat. Resour. Res.*, 1978, Vol. 14(4), pp. 601 – 604.
60. J. G. Cogley. GGHYDRO – Global hydrographic data release 2.0. Trent Climate Note 91-1, Dept. Geography, Trent University, Peterborough, Ontario, 10 pp.
61. J. W. Deardorff. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Res.*, Vol. 20, 1978, pp. 1889-1903.

62. M. L. Deas, and C. L. Lowney. Water temperature modeling review. //California Water Modeling Forum, 2000, 113 pp.
63. E. Dutra, V. Stepanenko, P. A. Miranda, P. Viterbo, D. Mironov, V. N. Lykosov. Evaporation and seasonal temperature changes in lakes of the Iberian Peninsula//5th Portuguese-Spanish Assembly of Geophysics and Geodesy, Sevilha, 2006.
64. A. J. Dyer. A review of flux-profile relationships. Bound. Lay. Meteorol., Vol. 7, 1974, pp. 363–372.
65. J. L. Eastman, R. A. Pielke, and W. A. Lyons. Comparison of lake-breeze model simulations with tracer data. J. Appl. Meteor., Vol. 34, 1995, pp. 1398-1418.
66. F. Engelund. Effect of lateral wind on uniform channel flow. Progress Report 45, Inst. Of Hydrodynamic and Hydraulic Engr., Tech. Univ. of Denmark, 1978.
67. J. Ettema and P. Viterbo. ECMWF soil moisture data assimilation. Proc. of ECMWF/LDAS workshop on land surface assimilation, 8-11 November, 2000, 8 pp.
68. G. S. Forbes, and J. H. Meritt. Mesoscale vortices over the Great Lakes in wintertime. Mon. Wea. Rev., Vol. 112, 1984, pp. 377-381.
69. F. Giorgi. An approach for the representation of surface heterogeneity in land surface models. P. I: Theoretical framework. Mon. Wea. Rev., Vol. 125, 1997, pp. 1885-1889.
70. F. Giorgi. An approach for the representation of surface heterogeneity in land surface models. P. II: Validation and sensitivity experiments. Mon. Wea. Rev., Vol. 125, 1997, pp. 1900-1919.
71. A. V. Glazunov, V. N. Lykossov. Large-eddy simulation of interaction of ocean and atmospheric boundary layers. - Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling, 2003, Vol. 18, pp. 279-295.
72. G.-H. Goudsmit, H. Burchard, F. Peeters, and A. Wuest. Application of k- ϵ models to enclosed basins: the role of internal seiches. J. Geophys. Res., Vol. 107, 2002, p. 3230.

73. S. W. Hostetler, G. T. Bates, and F. Giorgi. Interactive coupling of a lake thermal model with a regional climate model. *J. Geophys. Res.*, Vol. 98D, 1993, pp. 5045-5057.
74. S. B. Idso. A set of equations for full spectrum and 8-14 m and 10.5-12.5 m thermal radiation from cloudless skies. *Wat. Resour. Res.*, Vol. 17, 1981, pp. 295-304.
75. M. A. O. Jochum, H. A. R. de Bruin, A. A. M. Holstag, and A. C. Belmonte. Area-averaged surface fluxes in a semiarid region with partly irrigated land: lessons learned from EFEDA. *J. of Appl. Meteorol. and Clim.*, Vol. 45, 2005, pp. 856-874.
76. T. Jonas, A. Y. Terzhevik, D. V. Mironov, and A. Wuest. Radiatively driven convection in an ice-covered lake investigated by using temperature microstructure technique. *J. Geophys. Res.*, Vol. 108, 2003, p. 3183.
77. J. G. W. Kelley, J. S. Hobgood, K. W. Bedford, and D. J. Schwab. Generation of three-dimensional lake model forecasts for lake Erie. *Wea. Forecast.*, Vol. 13, 1998, pp. 659-687.
78. R. D. Koster and M. J. Suarez. A comparative analysis of two land surface heterogeneity representations. *J. Climate*, Vol. 5, 1992, pp. 1379-1390.
79. P. Ljungemyr, N. Gustafsson, and A. Omstedt. Parameterization of lake thermodynamics in a high-resolution weather forecasting model. *Tellus, Ser. A, Dyn. meteorol. oceanogr.*, 1996, Vol. 48, No. 5, pp. 608-621.
80. M. Mackay. Modeling the regional climate impact of boreal lakes. *Geophysical Research Abstracts*, Vol. 8, 05405, 2006.
81. N. A. McFarlane, and G. M. Flato. Application of the Canadian Regional Climate model to the Laurentian Great Lakes region: Implementation of a lake model, *Atmos.-Ocean*, Vol. 38(3), 2000, pp. 481-503.
82. N. Moelders, A. Raabe, and G. Tetzlaff. A comparison of two strategies on land surface heterogeneity used in a mesoscale β meteorological model. *Tellus*, 1996, Vol. 48A, pp. 733-749.

83. D. K. Lilly. On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, Vol. 14, 1962, pp. 148-174.
84. J. F. Louis. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Bound.-Layer Meteor.*, Vol. 17, 1979, pp. 187-202.
85. V. N. Lykossov. Atmospheric and oceanic boundary layer physics. - Wind stress over the Ocean (Eds. Ian S. F. Jones and Yoshiaki Toba), Cambridge University Press, 2001, pp. 54-81.
86. B. H. Lynn, D. Rind, and R. Avissar. The importance of mesoscale circulations generated by subgrid-scale landscape heterogeneities in general circulation models. *J. Climate*, Vol. 8, 1995, pp. 191-205.
87. B. H. Lynn, F. Abramopoulos, and R. Avissar. Using similarity theory to parameterize mesoscale heat fluxes generated by subgrid-scale landscape discontinuities in GCMs. *J. of Climate*, 1996, Vol. 8, pp. 932 – 951.
88. J. F. Mahfouf, A. O. Manzi, J. Noilhan, H. Giordani, and M. Deque. The land surface scheme ISBA within the Meteo-France Climate Model ARPEGE. P.1: Implementation and preliminary results. *J. of Climate*, Vol. 8, 1995, pp. 2039-2057.
89. J. F. Mahfouf, E. Richard, and P. Mascart. The influence of soil and vegetation on the development of mesoscale circulation. *J. Appl. Meteor.*, Vol. 26, 1987, pp. 1483-1495.
90. L. Mahrt. Surface heterogeneity and vertical structure of the boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, Vol. 96, 2000, pp. 33–62.
91. L. Mahrt. Grid average surface fluxes. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 115, 1987, pp. 1550-1560.
92. C. L. Mellor and T. Yamada. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 31, 1974, pp. 1791-1806.
93. M. J. Miller, and A. A. White. On the non-hydrostatic equations in pressure and sigma coordinates. *Quart. J.R. Met. Soc.*, Vol. 110, 1984, pp. 515-533.

94. P. M. Miranda. Gravity waves and wave drag in flow past three-dimensional isolated mountains. Phd Thesis, University of Reading, 1990, 191 pp.
95. P. M. A. Miranda, and I. N. James. Non-linear three-dimensional effects on gravity wave drag: Splitting flow and breaking waves. *Quart. J. R. Met. Soc.*, Vol. 118, 1992, pp. 1057-1082.
96. D. V. Mironov, S. D. Golosov, S. S. Zilitinkevich, K. D. Kreiman, and A. Yu. Terzhevik. Seasonal changes of temperature and mixing conditions in a lake. - In: "Modelling air-lake interaction. Physical Background" (ed. S.S. Zilitinkevich), Springer-Verlag, Berlin, 1991, pp. 74-90.
97. D. Mironov, A. Terzhevik, G. Kirillin, T. Jonas, J. Malm, and D. Farmer. Radiatively driven convection in ice-covered lakes: observations, scaling and a mixed layer model. *J. Geophys. Res.*, Vol. 107, 2002.
98. D. V. Mironov, A. Terzhevik, F. Beyrich, S. Golosov, E. Haise, G. Kirillin, E. Kourzeneva, B. Ritter, and N. Schneider. Parameterization of lakes in numerical weather prediction: description of a lake model, single-column tests, and implementation into the limited-area NWP model. *Bound. Lay. Meteor.*, Spec. issue, 2006, 56 pp.
99. A. Molod, H. Salmun, and D. W. Waugh. A new look at modeling surface heterogeneity: extending its influence in the vertical. *J. Hydrometeor.*, Vol. 4, 2003, pp. 810-825.
100. A. Molod, H. Salmun, and D. W. Waugh. The impact on a GCM climate of an extended mosaic technique for the land – atmosphere coupling. *J. Climate*, Vol. 17, 2004, pp. 3877-3891.
101. J. Noilhan and S. Planton. A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Mon. Wea. Rev.* Vol. 117, 1989, pp. 536–549.
102. J. Noilhan, P. Lacarrere, A. J. Dolman, and J. M. Blyth. Defining area-average parameters in meteorological models for land surfaces with mesoscale heterogeneity. *J. Hydrol.*, Vol. 190, 1997, pp. 302-316.

103. T. Ohata, Study on the water and energy cycle and land surface processes in Siberia (GAME-SIBERIA). Research Report of IHAS, No.3, pp. 34-37, 1997.
104. H. Pan, R. Avissar, D. B. Haidvogel. Summer circulation and temperature structure of lake Kinneret. *J. Phys. Ocean.*, Vol. 32, 2002, pp. 295-313.
105. G. N. Panin, A. E. Nasonov, and M. G. Souchintsev. Measurements and estimation of energy and mass exchange over a shallow sea. In: M. Donelan (Editor), *The air-sea interface*, Miami, 1996, pp. 489-494.
106. C. A. Paulson. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric-surface layer. *J. Appl. Meteorol*, Vol. 9, 1970, pp. 857–861.
107. A. V. Pavlov. Regularities in thermal regime of lakes in permafrost areas. *Russian Geocryological Research*, Vol. 1, 1995.
108. T. Persson. Evaporation and heat-flux aggregation in heterogeneous boreal landscape. *Dissertation for deg. of Doctor of Philos.*, Uppsala University, 2004, 48 pp.
109. R. A. Pielke. A three-dimensional numerical model of the sea breezes over South Florida. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 102, 1974, pp. 115-139.
110. R. A. Pielke, X. Zeng, T. J. Lee, and G. Dalu. Mesoscale fluxes over heterogeneous flat landscapes for use in larger scale models. *J. Hydrol.*, Vol. 190, 1997, pp. 317-336.
111. R. A. Pielke. *Mesoscale Numerical modeling*, 2d edition, Academic Press, San Diego, CA., 2002, 676 pp.
112. A. J. Pitman. A simple parameterization of sub-grid scale open water for climate models. *Climate Dynamics*, Vol. 6, No. 2, 1991, pp. 99-112.
113. Pushistov P. Yu., and Ievlev K. V. Numerical eddy-resolving model of non-stationary penetrative convection in spring solar heating of ice-covered lakes, *Bull. Inst. Comput. Math. Math. Geophys.*, Vol. 5, pp. 55 – 63, 2000.

114. K. G. Rao, V. N. Lykosov, A. Prabhu, S. Sridhar, and E. Tonkacheev. The mean and turbulence structure simulation of the monsoon trough boundary layer using a one-dimensional model with $e-l$ and $e-\epsilon$ closures. – Proc. Indian Acad. Sci. (Earth Planet. Sci.), Vol. 105(3), 1996, pp. 227-260.
115. G. Rivin, and E. Heise. Operational DWD numerical forecasts as input to flood forecasting models // Computational Science and High Performance Computing II, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2006, Vol. 91, pp. 83-97.
116. M. Rodell, P. R. Houser, U. Jambor, J. Gottschalk, K. Mitchell, C.-J. Meng, K. Arsenault, B. Cosgrove, J. Radakovich, M. Bosilovich, J. K. Entin, J. P. Walker, D. Lohnmann, and D. Toll. The global land data assimilation system. Bull. Amer. Meteor. Soc., 2004, pp. 381-394.
117. W. Rodi. Turbulence models and their application in hydraulics, 3rd edition, IAHR, A.A. Balkema, Rotterdam, 1993.
118. F. Simoes. An eddy viscosity model for shallow-water flows. Wat. Resour. Engin. 98, ASCE, NY, 1998, pp. 1858-1863.
119. J. Smagorinsky. On the numerical integration of primitive equations of motion for baroclinic flow in a closed region. Mon. Wea. Rev., Vol. 86, 1958, pp. 457-466.
120. R. B. Stull. An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer, 1988, 666 pp.
121. Technical description of the Community land model. NCAR Technical Note, May 2004, 173 pp.
122. M. A. Teixeira, and P. M. Miranda. The introduction of warm rain microphysics in the NH3d atmospheric model. - Technical report, University of Lisbon, 1997, pp. 22.
123. B.-J. Tsuang, C.-J. Tu, and K. Arpe. Lake parameterization for climate models. - Report No. 316, Max Planck Institute for Meteorology, Hamburg, 2001, 72 pp.

124. L. Umlauf, H. Burchard, and K. Hutter. Extending the $k-\omega$ turbulence model towards oceanic applications. *Ocean Modelling*, Vol. 5, 2003, pp. 195-218.
125. L. Umlauf, H. Burchard, and K. Bolding. GOTM: source code and test case documentation. Version 3.2. 2006, 231 pp. – доступен на сайте <http://www.gotm.net/index.php>
126. S. M. Uppala, P. W. Kållberg, A. J. Simmons, U. Andrae, V. da Costa Bechtold, M. Fiorino, J. K. Gibson, J. Haseler, A. Hernandez, G. A. Kelly, X. Li, K. Onogi, S. Saarinen, N. Sokka, R. P. Allan, E. Andersson, K. Arpe, M. A. Balmaseda, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, S. Caires, A. Dethof, M. Dragosavac, M. Fisher, M. Fuentes, S. Hagemann, E. Hólm, B. J. Hoskins, L. Isaksen, P. A. E. M. Janssen, A. P. McNally, J.-F. Mahfouf, R. Jenne, J.-J. Morcrette, N. A. Rayner, R. W. Saunders, P. Simon, A. Sterl, K. E. Trenberth, A. Untch, D. Vasiljevic, P. Viterbo, and J. Woollen. The ERA-40 Re-analysis. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 131, 2005, pp. 2961-3012.
127. J. Wang, R. L. Bras, and E. A. B. Eltahir. A stochastic linear theory of mesoscale circulation induced by the thermal heterogeneity of the land surface. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, 1996, pp. 3349-3366.
128. A. Wuest and A. Lorke. Small – scale hydrodynamics in lakes. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2003, Vol. 35, pp. 373-412.