МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

ОДЕССКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С.Н. СТЕПАНЕНКО

ЛЕКЦИИ ПО МЕЗОМЕТЕОРОЛОГИИ

Одесса – 2001

УДК 551.509

Степаненко С.Н. Учебное пособие по курсу «Мезометеорология». Направление подготовки «Гидрометеорология» - Одесса: ОГМИ, 2001. - 223 с., ил.

Учебное пособие предназначено для обучения студентов и магистров по специальности «Метеорология» (направление подготовки «Гидрометеорология»).

В первой части пособия последовательно рассматриваются общая характеристика, физические механизмы генерации и методы анализа и прогноза мезомасштабных систем мелкой и глубокой конвекции, мезомасштабных возмущений в циклонических циркуляциях, орографически возбужденных мезомасштабных систем и возмущений, генерируемых термической неоднородностью подстилающей поверхности.

Во второй части конспекта описаны использующиеся в настоящее время подходы к математическому моделированию мезомасштабных атмосферных систем, методы решения систем уравнений гидротермодинамики для атмосферных процессов мезомасштаба.

Навчальний посібник призначений для студентів і магістрів по спеціальності «Метеорологія» (напрям підготовки «Гідрометеорологія»).

У першій частині посібника послідовно розглядаються загальна характеристика, фізичні механізми генерації та методи аналізу і прогнозу мезомасштабних систем мілкої і глибокої конвекції, мезомасштабних збурень в циклонічних циркуляціях, орографічно збуджених мезомасштабних систем і збурень, що генеруються термічною неоднорідністю підстилаючої поверхні.

У другій частині конспекту описані підходи, що використовуються в цей час до математичного моделювання мезомасштабних атмосферних систем, методи розв'язання систем рівнянь гідротермодинаміки для атмосферних процесів мезомасштабу.

Табл. 12. Илл. 36. Библ. 8.

Рецензенты: д.ф.-м.н., проф. Ефимов В.А.
д.г.н., проф. Тарнопольский А.Г.
к.г.н., доц. Ивус Г.П.

Печатается по решению Ученого Совета Одесского гидрометеорологического института от 05 июля 2001 г.

© ОГМИ, 2001

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 6

Часть 1. ***Общая характеристика, механизмы развития, методы анализа и прогноза мезомасштабных атмосферных систем***

Глава 1. **Конвективные системы** 15
1.1. Мезомасштабные системы мелкой конвекции 15
1.2. Мезомасштабные системы глубокой конвекции 21
1.3. Диагноз и прогноз опасных и особо опасных явлений погоды, связанных с конвективными системами 35
Вопросы для самопроверки 44

Глава 2. **Мезомасштабные возмущения в циклонических циркуляциях** 48
2.1. Мезомасштабная структура фронтов 48
2.1.1. Общие характеристики мезомасштабной структуры фронтальных систем по данным наблюдений 49
2.5.2. Механизм образования мезомасштабных полос осадков 55
2.5.3. Анализ и прогноз мезомасштабных полос осадков 58
2.2. Нефронтальные мезомасштабные вихри 60
Вопросы для самопроверки 65

Глава 3. **Орографически возбужденные мезомасштабные системы** 66
3.1. Мезомасштабные барьерные эффекты 66
3.2. Фёны 69
3.3. Мезомасштабные подветренные волны 75
3.4. Мезомасштабные подветренные вихри 79
3.5. Ветер склонов и горно-долинная циркуляция 80
Вопросы для самопроверки 84

Глава 4. **Мезомасштабные системы, генерируемые термической неоднородностью подстилающей поверхности** 85
4.1. Бризы 85
4.2. Влияние неоднородности нагрева подстилающей поверхности на мезомасштабное распределение облачности 92
Вопросы для самопроверки 95

Приложения

А. Использование информации с ИСЗ для диагноза и прогноза мезомасштабных систем 96
А.1. Основные особенности метеорологической информации, получаемой с ИСЗ 96
А.2 Дешифровочные признаки 97
В. Использование информации МРЛ для диагноза и прогноза мезомасштабных систем 99
В.1. Основные принципы радиолокации 99
В.2. Основные особенности метеорологической информации МРЛ, используемой в диагнозе и прогнозе конвективных явлений 105
В.3. Основы метеорологической интерпретации радиолокационных данных 106

Часть 2. ***Гидродинамические методы моделирования и прогнозирования мезомасштабных атмосферных систем***

Список обозначений 114

Глава 5. **Система уравнений, свойства уравнений гидротермодинамики для мезомасштабных атмосферных процессов** 120
5.1. Основная система уравнений 120
5.2. Неупругие уравнения 127
5.3. Полные уравнения 131
5.4. Уравнения в p-системе координат 132
5.5. Квазиконсервативные термодинамические переменные 133
5.6. Учет орографии 135
Вопросы для самопроверки 140

Глава 6. **Параметризация физических процессов подсеточного масштаба** 141
6.1. Параметризация подсеточной конвекции 141
6.2. Параметризация атмосферной турбулентности 143
6.3. Параметризация турбулентности над горами 154
6.4. Параметризация микрофизики облаков и осадков 156
6.5. Параметризация радиационных притоков тепла 160
Вопросы для самопроверки 167

Глава 7. **Краевые условия** 168
7.1. Общие положения 168
7.2. Условия на боковых границах 173
7.3. Условия на верхней границе 178
7.4. Условия на нижней границе и границе раздела воздух-почва, перенос тепла и влаги в почве 180
Вопросы для самопроверки 188

Глава 8. **Конечно-разностные методы в гидродинамическом моделировании и прогнозе локальных явлений погоды** 189
8.1. Общие положения 189
8.2. Погрешность временных и пространственных аппроксимаций 189
8.3. Структура расчетной сетки 190
8.4. Аппроксимация временных и пространственных производных 192
8.5. Расчет массовых долей влаги 195
8.6. Аппроксимация членов, не содержащих оператора дифференцирования 197
8.7. Построение и методы решения дискретного уравнения для давления 200
8.8. Численные схемы для интегрирования полной системы уравнений гидротермодинамики атмосферы 203
8.9. Методы дробных шагов в интегрировании негидростатических уравнений гидротермодинамики атмосферы 204
8.10. Применение временных и пространственных фильтров 205
8.11. Численная реализация краевых условий 206
8.12. Особенности численного интегрирования в условиях орографической неоднородности 213
Вопросы для самопроверки 217

Глава 9. **Некоторые вопросы подготовки начальных полей** 218
9.1. Подходы к объективному анализу данных на мелкой сетке 218
9.2. Методы инициализации 220
Вопросы для самопроверки 222

Рекомендованная литература 223

ВВЕДЕНИЕ

Мезометеорология – сравнительно молодая, но бурно развивающаяся научная дисциплина, являющаяся составной частью *метеорологии* и имеющая предметом своего исследования *мезомасштабные* атмосферные процессы и системы, развивающиеся в тропосфере и нижней части стратосферы. Термины «*мезомасштабный*», «*мезометеорологический*» появились впервые в начале 1950-х годов для определения атмосферных процессов, являющихся по своей пространственно-временной структуре промежуточными, средними (от греческого *mesos*) между крупномасштабными и мелкомасштабными (микромасштабными) процессами, которые к этому времени были уже хорошо известны.

В связи со сравнительно молодым возрастом мезометеорологии, в настоящее время не установилось общепринятой классификации движений среднего мезомасштабного диапазона. Поскольку спектр атмосферных движений является более или менее непрерывным, а выбор разрешаемого масштаба движений диктуется, как правило, не только теоретическими, но и практическими соображениями, мы не будем уделять этому вопросу слишком много внимания. При дальнейшем изложении воспользуемся классификацией, предложенной еще в 1975 году американским исследователем *Орлански*, так как она является наиболее широко распространенной, по крайней мере, среди метеорологов, занимающихся моделированием мезомасштабных процессов. В таблице I приведены характерные пространственно-временные масштабы метеорологических явлений и объектов, отнесенных к движениям данного диапазона.

В соответствии с этой классификацией в мезомасштабном участке спектра выделяется три интервала:

- *мезо*-α (200-2000 км), в котором расположены такие объекты, как атмосферные фронты, тропические циклоны, мезомасштабные конвективные комплексы, линии шквалов;
- *мезо*-β (20-200 км), в котором наблюдаются такие объекты, как низкоуровенные струйные течения, внутренние волны, скопления облаков, орографические возмущения;
- *мезо*-γ (2-20 км), в котором наблюдаются такие атмосферные объекты, как отдельные кучево-дождевые облака, внутренние гравитационные волны, городские эффекты.

Из приведенных выше данных видно, что мезомасштабные возмущения, определенные таким образом, охватывают большой спектр атмосферных движений, линейные размеры которых отличаются на три порядка. Поскольку спектр атмосферных движений является более или менее непрерывным, то четкие и однозначные границы установить достаточно сложно и поэтому не следует придавать слишком большое значение формальным границам мезомасштабного интервала или его выделенных частей. Точно также не следует абсолютизировать временные масштабы, которые в табл. I поставлены в соответствие пространственным масштабам – временной и пространственный масштабы атмосферных объектов не связаны какой-либо жесткой зависимостью.

В любой классификации явлений по масштабам важны не столь размеры метеорологических объектов сами по себе, сколько соотношение сил, действующих в данном диапазоне линейных размеров. Так, относя к мезомасштабным явлениям тот или иной метеорологический объект, мы констатируем тем самым, что силы, дейст-

вующие в атмосфере, играют для этих явлений иную роль, чем для движений, относящихся к микромасштабу, на фоне которых мезомасштабные явления развиваются.

Таблица I.

Шкала масштабов атмосферных процессов и объектов по Орлански

Линейный масштаб	Временной масштаб					Шкала Орлански	
	1 месяц	1 сутки		1 час	1 мин		
10^4 км	Стоячие волны	Приливные волны				**Макро-масштаб**	α
		Бароклинные волны					β
$2\cdot10^3$ км		Фронты, тропические ураганы, мезомасштабные циклоны				**Мезомасштаб**	α
200 км			Струи нижних уровней, шквалы, бризы, скопления конвективной облачности				β
20 км			Грозовые очаги, внутренние волны	Конвективные облака, эффекты города, зоны турбулентности ясного неба			γ
2км				Смерчи, торнадо		**Микро-масштаб**	α
200 м				Термики			β
20 м					Турбулентность		γ

Действительно, для циклонов и антициклонов, гребней и ложбин (макромасштабных объектов) наибольшее значение имеет приблизительное равновесие между силой Кориолиса и силой барического градиента в горизонтальной плоскости (*квазигеострофическое равновесие*) и равновесие между силой тяжести и силой барического градиента в вертикальной плоскости (*квазистатическое равновесие*). В этих условиях источником их кинетической энергии является потенциальная энергия горизонтальных контрастов температуры. Макромасштабные объекты квазидвумерны - вертикальные скорости частиц пренебрежимо малы в сравнении с горизонтальными. Таким образом, генерация энергии возмущений макромасштаба определяется явлением *бароклинной неустойчивости*.

Для мезомасштабных же явлений важнейшую роль играет сила плавучести, а влияние силы Кориолиса сильно уменьшается и качественно меняется. Источники их энергии – потенциальная энергия статической неустойчивости (т.е. явление *конвективной неустойчи-*

вости) или кинетическая энергия движений более крупного масштаба; вертикальные скорости уже нельзя считать малыми по сравнении с горизонтальными (т.е. нарушается *условие квазистатичности*).

В микродиапазоне основным фактором генерации энергии являются процессы гидродинамической и конвективной неустойчивости, приводящие к формированию трехмерных турбулентных возмущений. При этом в результате потери гидродинамической устойчивости крупномасштабным течением при его взаимодействии с подстилающей поверхностью наблюдается переход энергии непосредственно от макро- к микродиапазону, минуя мезодиапазон.

Таким образом, возмущения мезомасштабного диапазона, занимая промежуточное положение между макро- и микродиапазонами, обладают (диапазон мезо-γ) частично свойствами трехмерной турбулентности микродиапазона, а частично (диапазон мезо-α) – свойствами квазидвумерных синоптических образований.

Так как существующая сеть стандартных метеорологических измерений, особенно в свободной атмосфере, имеет пространственное разрешение меньшее, чем горизонтальные размеры мезомасштабных объектов, то, до появления в конце 50-х годов прошлого века новых инструментальных систем наблюдений, метеорологи имели лишь качественные представления об атмосферных движениях такого пространственно-временного масштаба.

К новым инструментальным средствам, позволившим проводить количественный анализ мезомасштабных атмосферных процессов, можно отнести самолеты, радиолокаторы, метеорологические искусственные спутники Земли (ИСЗ), а также плотную сеть наземных метеорологических станций. С развитием спутниковых, радиолокационных и других методов дистанционных измерений с большим пространственно-временным разрешением, а также наземных сетей станций с большой плотностью наблюдений в отдельных районах стало возможным идентифицировать мезомасштабные атмосферные возмущения по данным о структуре облачного покрова, осадков, влажности. Хотя радиолокационная и спутниковая информация, особенно на первом этапе развития этих наблюдательных систем, носила, скорее, качественный характер, она достаточно убедительно показала, что в атмосфере Земли очень часто встречаются системы движений с горизонтальными масштабами порядка $10\text{-}10^2$ км, которые ускользали ранее из поля зрения метеорологов.

В настоящее время дальнейшее развитие дистанционных средств наземного и космического базирования, обладающих высоким пространственно-временным разрешением, приводит к бурному прогрессу в изучении атмосферных процессов мезомасштабного диапазона. Отметим, прежде всего, усовершенствование радиолокационных средств наблюдения (см. Приложение **В**), где в настоящее время наблюдается переход от некогерентных радиолокаторов к когерентным (доплеровским) радиолокаторам, позволяющим получать гораздо больше количественных данных о структуре атмосферных движений с большим пространственным разрешением.

Кроме того, в настоящее время уровень наших знаний о мезомасштабных процессах в атмосфере существенно возрастает по мере развития дистанционных измерений в инфракрасном (ИК) и микроволновом диапазонах с *геостационарных спутников Земли*. Эти системы наблюдений обладают несравненно большей разрешающей способностью во времени и пространстве, чем традиционные средства контактных измерений (радиозондирования), хотя пока что и уступают последним по точности.

Необходимым условием развития исследований в области мезометеорологии является также появление мощной вычислительной техники, позволяющей в режиме текущего времени обрабатывать огромные объемы метеорологической информации.

Все возрастающий интерес к мезомасштабным атмосферным возмущениям обусловлен, по крайней мере, двумя обстоятельствами. Во-первых, многие явления погоды, угрожающие человеческой жизни и наносящие экономический ущерб (интенсивная грозовая деятельность, катастрофические осадки, шквалистые ветры, турбулентность), являются результатом мезомасштабных процессов, протекающих в атмосфере. К ним относятся организованная конвекция, тропические циклоны и взрывной циклогенез во внетропических широтах, интенсивные фронты и некоторые виды орографических циркуляций.

Во-вторых, дальнейшее улучшение качества местных (локальных) метеорологических прогнозов логически связано с более точным учетом влияния локальных, мезомасштабных особенностей развития атмосферных процессов. Прогностическая информация, поступающая из крупных центров прогнозов, таких как Гидрометцентр РФ (Москва), Европейский центр среднесрочных прогнозов (Брекнелл) и т.д., является продукцией прогностических моделей крупномасштабных атмосферных процессов и требует “привязки” к локальным, местным условиям. Да и сам локальный прогноз погоды в настоящее время можно интерпретировать как прогноз мезомасштабных условий погоды, развивающихся на прогностическом крупномасштабном фоне.

Прогнозирование мезомасштабных циркуляций и связанных с ними явлений погоды находится в настоящее время в состоянии интенсивного развития, поэтому параграфы, относящиеся к вопросам практического составления прогноза с использованием информации о мезомасштабной структуре атмосферных движений, содержат лишь общие рекомендации и подходы. Это связано, с одной стороны, с тем, что методы анализа и краткосрочного прогноза существенно зависят от полноты информации, от каких инструментальных средств наблюдения она поступает и какими средствами её обработки располагает синоптик. С другой стороны, особые свойства статистической структуры мезопроцессов и отсутствие здесь выраженного пространственно-временного масштаба делают весьма затруднительным построение каких-либо универсальных методов прогноза в этом диапазоне, основанных на статистическом подходе или даже на методах, аналогичных синоптическому, в котором свойства преемственности и типичности анализируемых процессов являются определяющими. На практике такое положение приводит к тому, что для прогноза каждого мезомасштабного процесса используются свои специфические методы, привязанные, к тому же, к определенному региону.

В связи с этим, возникают вполне закономерные вопросы:

1. Возможно ли вообще предсказывать появление тех или иных мезомасштабных возмущений?
2. На какой максимальный срок возможно предсказать дальнейшее поведение уже выявленных мезомасштабных возмущений?

Для ответа на первый вопрос проведем классификацию мезомасштабных возмущений, исходя из их генезиса. В этом случае можно подразделить их на две основные группы:

- мезомасштабные системы, возникающие под воздействием механической или термической неоднородности подстилающей поверхности (бризовые циркуляции, горно-долинные ветры, подветренные волны и т.д.);

- мезомасштабные системы, возникающие в результате потери устойчивости воздушных течений более крупного масштаба (конвективные системы, гравитационные волны и т.д.).

Отличительная особенность систем первой группы состоит в том, что, будучи локально генерируемыми, они возникают и развиваются также локализовано и, следовательно, их возникновение и поведение наиболее предсказуемо, так как возбуждающие силы являются либо постоянными (механическое возбуждение), или имеют суточный цикл (термическое возбуждение).

Системы второго типа генерируются неоднородностями крупномасштабного потока, которые в отличие от, например, орографических неоднородностей являются результатом динамических и термодинамических процессов и их появление нуждается в прогнозировании. Поэтому предсказание появления мезомасштабных систем второй группы является более сложной задачей. При этом, здесь также можно выделить две группы явлений:

1. мезомасштабные возмущения, возникающие на уже существующих неоднородностях крупномасштабного потока;
2. мезомасштабные возмущения, возникающие в однородном по горизонтали крупномасштабном потоке.

Понятно, что возможность прогноза появления возмущений первого типа гораздо выше, чем для систем второго типа. Примером систем второго типа может служить развитие конвекции в однородной воздушной массе, когда хотя и можно предсказать некоторые характеристики конвекции (например, уровень конвекции и т.д.), но предсказать местоположение и время возникновения каждого конвективного элемента с достаточной заблаговременностью вряд ли окажется возможным и в будущем.

Ответ на второй из поставленных выше вопросов связан с проблемой *предсказуемости* мезомасштабных систем, т.е. на какой максимальный временной интервал можно предсказать развитие и перемещение мезомасштабного явления по фактическому состоянию атмосферы с помощью детерминированных методов прогноза (синоптических или численных). Если окажется, что при весьма близких (в пределах точности восстановления) начальных условиях атмосферы через небольшой промежуток времени вследствие имевшихся незначительных различий развиваются сильно отличающиеся системы движений, то мезомасштабный прогноз является делом безнадежным. Если же развивающиеся мезомасштабные циркуляции не очень чувствительны к незначительным (в пределах точности) различиям в начальном состоянии, то при краткосрочном прогнозировании можно надеяться на успех (более подробно см. § 9.1) .

Вопрос о предсказуемости мезомасштабных возмущений в настоящее время пока недостаточно разработан и по этому поводу существуют различные точки зрения. Так как мезомасштабные возмущения занимают промежуточное положение между движениями макромасштаба, предел предсказуемости которых, как известно, достигает около двух недель, и движениями микромасштаба, которые носят случайный, турбулентный характер, то естественно предположить, что предсказуемость мезомасштабных возмущений плавно уменьшается от диапазона мезо-α к диапазону мезо-γ. Поэтому определенную перспективу краткосрочного прогнозирования имеют системы масштабов мезо-α и мезо-β, и, с другой стороны, вряд ли будут созданы методы детерминированного прогноза систем масштаба мезо-γ.

В тоже время экспериментальные и теоретические исследования показывают, что возмущения масштаба мезо-γ имеют способность к самоорганизации в системы более

крупного масштаба, у которых гораздо большее время жизни (*жизненный цикл*) и соответственно больший предел предсказуемости. Примером таких структур является, например, линия шквалов. Она относится к масштабу мезо-α, может существовать при благоприятных условиях в течение нескольких дней. В тоже время её «кванты» – кучево-дождевые облака и связанные с ними шквалы – имеют масштаб мезо-γ и жизненный цикл в несколько часов.

В настоящее время развитие методов мезомасштабного прогнозирования идет двумя основными путями:

1. посредством разработки практических экстраполяционных правил и процедур, которые базируются на знаниях характерного жизненного цикла той или иной мезомасштабной системы и условий, наиболее благоприятных для её развития;
2. путем разработки численных моделей, базирующихся на системе уравнений гидротермодинамики, описывающей движения мезомасштаба.

В соответствии с этим курс лекций по мезометеорологии состоит из двух частей.

В ***первой части,*** построенной на основе **Сборника лекций «*Мезометеорология и краткосрочное прогнозирование*», 1988, ВМО - № 701**, подготовленного Н.Ф. Вельтищевым, дается краткое описание каждого типа мезомасштабной циркуляции, физического механизма её образования на основе существующих теоретических и экспериментальных исследований и условий погоды, связанных с данным типом циркуляции. Поскольку движения масштаба мезо-α относятся к классу возмущений, достаточно хорошо освещены в существующей учебной литературе по синоптической метеорологии, и постоянно анализируются на картах погоды, основное внимание в настоящих лекциях будет уделено движениям масштаба мезо-β и лишь частично мезо-γ.

Экстраполяционные методы прогнозирования таких систем базируются на более полном (по сравнению с традиционными синоптическими методами) использовании современной технологии метеорологических наблюдений. При этом основными источниками информации о мезомасштабной структуре атмосферных движений являются ИСЗ и радиолокаторы. Данные с этих наблюдательных систем доступны в настоящее время в большинстве прогностических центров. Изображения облачного покрова с геостационарных спутников поступают каждые 30 мин, а данные о радиоэхе с радиолокаторов можно получать при необходимости каждые 10-15 мин. Характерная разрешающая способность обоих видов измерений составляет около 1 км. Таким образом, спутники и радиолокаторы позволяют идентифицировать атмосферные движения всех диапазонов мезомасштаба и прослеживать их эволюцию во времени. Вся эта информация, в совокупности с обычными системами метеорологических измерений, имеющими меньшее пространственно-временное разрешение, но дающими дополнительные количественные характеристики состояния атмосферы в исследуемом регионе, позволяет осуществлять *сверхкраткосрочное* прогнозирование погоды с помощью экстраполяционных процедур на основе детального анализа динамики мезомасштабных процессов на некотором предшествующем отрезке времени (порядка 3-6 час).

Поскольку объемы обрабатываемой информации резко возрастают, а время, отводимое для анализа и прогноза, резко сокращается, в настоящее время разработаны и продолжают совершенствоваться системы сверхкраткосрочного и краткосрочного мезомасштабного прогнозирования, базирующиеся на максимальном использовании наблюдательных систем с высоким пространственно-временным разрешением и на безбумажной технологии обработке информации с этих наблюдательных систем. Технически такие системы состоят из следующих элементов:

- наблюдательных систем, включающих учащенную сеть метеорологических станций и/или постов, радиолокационную сеть и данные ИСЗ;
- центра автоматизированной обработки, анализа и прогноза, который включает центральную ЭВМ, блок сопряжения ЭВМ и каналов связи с наблюдательными системами и блок графического и алфавитно-цифрового отображения результатов анализа и прогноза состояния атмосферы в данном регионе – *автоматизированное место синоптика*.

При этом результаты обработки и анализа различных видов информации (например, поля ветра и облачности, осадков, давления и температуры, радиолокационных и спутниковых данных) представляются в графическом виде в единых масштабах и географических проекциях. Это позволяет их совмещать и сопоставлять эволюцию во времени различных полей, получать в течение сравнительно короткого промежутка времени гораздо более полную информацию о динамике мезомасштабных процессов. Представляется, что такая технология обработки и анализа метеорологической информации дает особенно много преимуществ при анализе и прогнозе мезомасштабных систем, имеющих сравнительно небольшой жизненный цикл, когда прогнозисту отводится очень мало времени на анализ и прогноз данного возмущения. Данная технология получила название «*наукастинг*» (сравни ***nowcasting*** с forecasting - прогноз), т.е. детальное описание текущей погоды и прогноз на срок до трех часов экстраполяционными методами.

Во ***второй части*** пособия рассматриваются методы гидродинамического моделирования мезомасштабных возмущений. До недавнего времени из-за отсутствия соответствующих наблюдательных средств и ограниченных возможностей вычислительной техники не представлялось возможным идентифицировать мезомасштабные возмущения в атмосфере и осуществлять их численное прогнозирование. Однако, в настоящее время информационная база мезомасштабных численных моделей постепенно расширяется и позволяет более полно удовлетворять нужды моделей на мелких сетках в исходных данных за счет быстрого совершенствования техники дистанционных измерений в инфракрасном и микроволновом диапазонах, развитие радиолокационной техники.

Параллельно с развитием наблюдательных систем происходило совершенствование методов численного решения уравнений гидротермодинамики и методов параметризации различных физических процессов, происходящих в атмосфере, как в рамках разработки прогностических региональных и глобальных моделей, так и при изучении отдельных явлений в атмосфере.

Таким образом, можно констатировать, что в результате расширения информационной базы, совершенствования методов численного прогнозирования и увеличения возможностей вычислительной техники в настоящее время в Украине есть все предпосылки для разработки мезомасштабных моделей, предназначенных для прогнозирования основных элементов погоды: температуры, ветра, давления, влажности, облачности и осадков на очень мелких сетках.

Основное отличие этих моделей состоит в том, что они должны воспроизводить мезомасштабные системы течений и на основе этого давать более детализированные прогнозы основных метеорологических величин на ограниченной территории.

Нетрудно заметить, что диапазон мезомасштабных движений, приведенный в табл.I, является весьма широким и практически сложно реализовать модель, которая разрешала бы одновременно движения, горизонтальный масштаб которых отличается на два порядка. Представляется, что на первом этапе мезомасштабные прогностиче-

ские модели будут ориентированы в основном на воспроизведение атмосферных возмущений масштабов мезо-α и мезо-β, хотя в принципе не исключен подход с иерархией вложенных друг в друга моделей с непосредственным разрешением масштаба мезо-γ в районах, подозрительных на развитие грозовой деятельности.

Вопрос о выборе исходных уравнений для мезомасштабных прогностических моделей будет обсуждаться более подробно в первой главе. Здесь мы лишь отметим, что появившиеся в последнее время прогностически ориентированные мезомасштабные модели отражают две основные тенденции.

Первая из них состоит в том, что при формулировке задачи численного мезомасштабного прогноза используются гидростатические модели, применяющиеся в задачах регионального и глобального прогноза. При этом усовершенствуются алгоритмы параметризации подсеточных физических эффектов и вводится повышенное разрешение по горизонтали и вертикали, особенно в пограничном слое атмосферы.

Вторая тенденция состоит в построении мезомасштабных прогностических схем на основе опыта работы с негидростатическими моделями, предназначенными для изучения отдельных мезомасштабных явлений в атмосфере.

В данном пособии основное внимание будет уделено негидростатическим моделям, поскольку они являются боле универсальными с точки зрения воспроизведения мезомасштабных процессов (так как они могут применяться ко всему классу движений от мезо-α до мезо-γ), а использован их в целях прогноза погоды является пока что менее традиционным. Гидростатические модели мезомасштабных процессов на мелкой сетке принципиально не отличаются от моделей для более крупномасштабных процессов, в этой связи они будут обсуждаться менее подробно. При изложении подходов к моделированию и параметризации различных физических процессов в атмосфере мы будем опираться на опыт, накопленный как в гидростатических, так и негидростатических моделях к концу 80-х годов как за рубежом, так и в бывшем Советском Союзе.

Структура и содержание второй части пособия базируется на курсе лекций, прочитанных в ОГМИ в 1990-1991 гг. ведущими сотрудниками Гидрометцентра СССР Н.Ф. Вельтищевым, Д.Я. Прессманом и Е.М. Пекелисом.

Здесь, исходя из поставленных прогностических задач, последовательно излагаются подходы к формулировке систем уравнений и способы параметризации подсеточных физических процессов. Поскольку мезомасштабные прогностические задачи решаются на ограниченной территории и имеют повышенное разрешение в пограничном слое атмосферы, значительное внимание уделяется формулировке условий на боковых границах и поверхности земли. Отдельный раздел посвящен вопросам численного интегрирования негидростатических систем уравнений.

Так как имеются некоторые особенности в подготовке начальных данных для мезомасштабных моделей и существуют различные подходы к решению задачи их информационного обеспечения, этому вопросу также уделено достаточное внимание.

Часть 1

Общая характеристика, механизмы развития, методы анализа и прогноза мезомасштабных атмосферных систем

Глава 1. КОНВЕКТИВНЫЕ СИСТЕМЫ

Под *конвекцией* будем понимать форму тепло- и массообмена, которая реализуется в результате потери статической устойчивости горизонтального слоя жидкости или газа. Горизонтальные размеры конвективных движений в атмосфере изменяются от нескольких сотен метров (размеры отдельного небольшого кучевого облака) до сотен километров (размеры мезомасштабных конвективных комплексов, линий шквалов).

Здесь будут рассмотрены мезомасштабные конвективные системы α- и β-мезомасштаба, состоящие из многочисленных конвективных элементов γ-мезомасштаба (отдельных конвективных облаков), поскольку они обладают сравнительно большим временем жизни (от нескольких часов и более), могут быть выявлены современными средствами наблюдений (радиолокатор, спутник) и они могут оказывать существенное влияние на условия погоды в локальных районах.

При изучении атмосферной конвекции (особенно в теоретическом плане) её принято разделять на мелкую и глубокую. Хотя это разделение носит в некотором смысле условный характер, оно оказывается удобным и физически достаточно обоснованным, поскольку условия образования и развития мелкой и глубокой конвекции существенно отличаются друг от друга.

1.1. *МЕЗОМАСШТАБНЫЕ СИСТЕМЫ МЕЛКОЙ КОНВЕКЦИИ*

К мелкой конвекции относятся системы атмосферных течений, развивающихся в неустойчиво стратифицированных горизонтальных слоях воздуха толщиной до 2-3 километров. В пределах таких довольно тонких слоев эффект изменения плотности воздуха по вертикали, как и процессы осадкообразования не оказывают существенного влияния на развитие этих систем.

В поле облачности системы мелкой конвекции представлены слоисто-кучевыми и мощными кучевыми облаками, объединенными в следующие структуры:

- квазидвумерные валиковые циркуляции;
- трехмерные ячейковые циркуляции.

В свою очередь трехмерные ячейковые циркуляции делятся на *открытые* и *закрытые ячейки*.

Под *открытой ячейкой* будем понимать систему конвективных течений квазишестиугольной (квазигексагональной) формы с нисходящими движениями в центре и восходящими движениями на периферии. В поле облачности такая ячейка представлена “облачным кольцом” размером от 10 до 100 км в диаметре, состоящим из отдельных или слившихся друг с другом кучевых, мощных кучевых и, иногда, кучево-дождевых облаков с областью ясного неба или малооблачной погоды внутри кольца.

Под *закрытой ячейкой* будем понимать систему конвективных течений квазишестиугольной (квазигексагональной) формы с восходящими движениями в центре и нисходящими на периферии. В поле облачности такая ячейка образует квазикруговое скопление слоисто-кучевых облаков размером 10-100 км, обрамленное сравнительно узким кольцом ясного неба.

Под *валиковой циркуляцией* будем понимать систему конвективных течений, образующую в горизонтальной плоскости чередующиеся области восходящих и нисходящих движений в виде полос, размер которых в продольном направлении намного превосходит размер в поперечном направлении. В поле облачности такая система име-

имеет вид чередующихся облачных гряд длиною 1 - 50 км и состоит из отдельных или слившихся конвективных облаков.

Естественно, что в атмосфере наблюдаются не только и не столько геометрически правильные конвективные ячейки или валиковые циркуляции, но и менее регулярные системы мезомасштабной циркуляции, представляющие собой некоторые переходные формы конвективных течений.

Более чем 30-летние наблюдения облачного покрова со спутников в глобальном масштабе позволяют констатировать, что ячейковая мезомасштабная конвекция является широко распространенной формой движений в атмосфере[1]. Наиболее часто конвективные облачные ячейки наблюдаются над однородной поверхностью океана, однако их можно наблюдать и над равнинными хорошо увлажненными поверхностями континентов (в том числе над европейской частью СНГ, над Западной Европой).

Механизм образования упорядоченных структур мелкой конвекции

По своей природе мелкая конвекция в атмосфере относится к свободной конвекции Бенара-Реллея. В простейшей постановке её механизм можно представить следующим образом. Будем рассматривать покоящуюся жидкость, ограниченную снизу и сверху поверхностями с определенной разностью температур ΔT. При увеличении разности температур возрастает и сила плавучести[2], но до определенного момента силы вязкости удерживают жидкость в покое. При достижении некоторой критической для данной жидкости разности температур ΔT система теряет устойчивость, и в ней реализуются конвективные движения. Происходит переход к новому состоянию - состоянию динамического равновесия сил вязкости, инерции и барического градиента.

Соотношение между силами вязкости и плавучести в физике характеризуется безразмерным *числом Реллея* - Ra

$$Ra = \frac{\alpha g L^3 \Delta T}{\nu \kappa}, \qquad (1.1)$$

где: $\alpha = 1/T$ - коэффициент температурного расширения газа или жидкости;
g - ускорение свободного падения;
L - линейный размер рассматриваемой жидкости;
ν - кинематический коэффициент молекулярной вязкости;
κ - коэффициент молекулярной теплопроводности.

Таким образом, при увеличении числа Реллея (Ra) и достижении некоторого критического значения ($Ra_{кр}$) в жидкости или газе появляются конвективные движения, связанные с потерей статической устойчивости. Пространственные размеры (длина волны) таких движений в рамках классической линейной стационарной задачи определяется геометрией расчетной области.

Линейная теория, однако, не предсказывает формы возникающих конвективных течений и их поведение в сверхкритическом режиме (т.е. при $Ra \rangle Ra_{кр}$). С помощью

---

[1] Ячейковая система конвективных течений может существовать и в безоблачном небе в условиях малоувлажненной воздушной массы. Поэтому можно говорить о том, что распространенность этого типа циркуляции намного выше, чем это можно предполагать, базируясь на анализе спутниковых снимков облачности.

[2] Как известно, сила плавучести представляет собой разность выталкивающей силы Архимекда и сылы тяжести

численных и натурных экспериментов было получено, что в сверхкритическом режиме можно выделить три состояния конвективных течений. Первый режим наблюдается сразу при сверхкритических значениях числа Реллея, т.е. при $Ra \rangle Ra_{кр}$ - в этом случае конвекция приобретает вид двумерных стационарных валиков. По мере увеличения числа Реллея и достижения некоторого значения $Ra = Ra_{кр}^{(1)}$ форма конвективных образований изменяется - стационарные двумерные валики сменяются стационарными системами течений, которые можно для простоты назвать "шахматными", поскольку в них наблюдается полная симметрия между восходящими и нисходящими течениями. В третьем режиме при дальнейшем увеличении числа Реллея и достижении некоторого $Ra = Ra_{кр}^{(2)}$ конвективные движения становятся периодическими, но остаются одномодальными (т.е. одной длины волны), и, наконец, при $Ra \rangle 10^5$ появляются конвективные образования разных пространственных размеров из определенного спектра.

Пояснить физический механизм появления таких структур можно следующим образом. Уравнение притока тепла для фонового состояния при условии горизонтальной однородности поля температуры можно представить в виде (в ламинарных условиях):

$$\frac{d\overline{\theta}}{dt} = -\frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}\right) + \varepsilon, \qquad (1.2)$$

где ε - неадиабатические притоки тепла, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \overline{w}\frac{\partial}{\partial z}$. Черта сверху обозначает, как и ранее, фоновое (невозмущенное конвекцией) значение переменной.

Рассмотренная выше задача имеет два ограничения:

1) система предполагается стационарной ($\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} = 0$), т.е. источники тепла и крупномасштабные движения отсутствуют;

2) граничные условия являются полностью симметричными.

При введенных выше ограничениях (κ=const, $\partial\overline{\theta}/\partial t = 0$, $\overline{w}$=0 и ε=0) из (1.2) вытекает, что $d\overline{\theta}/dt = 0$ и, следовательно

$$\kappa \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} = \text{const}. \qquad (1.3)$$

Таким образом, в невозмущенном состоянии диффузионный поток тепла остается постоянным во всем слое. При реализации конвекции и выходе ее на установившийся режим образовавшаяся система течений обеспечивает пропорциональность полных потоков тепла (конвективных и диффузионных). Этот коэффициент пропорциональности называется числом *Нуссельта*

$$Nu = 1 + \frac{\overline{w'\theta'} - \kappa\, \partial\overline{\theta}/\partial z}{-\kappa\, \partial\overline{\theta}/\partial z}. \qquad (1.4)$$

Здесь штрихами указаны конвективные пульсации. В случае стационарного фона из условия (1.3) и симметричности граничных условий вытекает, что Nu=const. во всем слое. Постоянство суммарных потоков по вертикали может поддерживаться только

симметричной относительно середины слоя системой течений, а симметрия по вертикали порождает симметрию в горизонтальной плоскости, т.е. валиковую или шахматную плановую форму течений. В принципе такая система движений может реализоваться и в атмосфере при наличии стационарного фона.

Более типичными для атмосферы являются, однако, условия, когда фон в термическом отношении является нестационарным (за счет адвекции или источников (стоков) тепла), т.е. $\partial\bar{\theta}/\partial t \neq 0$. В этом случае при κ=const, $\bar{w}=0$ и ε=0 уравнение (1.3) принимает вид

$$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial t} = -\kappa\frac{\partial^2\bar{\theta}}{\partial z^2}. \qquad (1.5)$$

Условие $\left(\partial^2\bar{\theta}/\partial z^2\right)>0$ соответствует остыванию слоя со временем, а условие $\left(\partial^2\bar{\theta}/\partial z^2\right)<0$ - его нагреванию.

При нагревании слоя в невозмущенном состоянии диффузионный поток тепла $\kappa\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}$ убывает с высотой, а при охлаждении - возрастает с высотой. Если в слое воздуха с такой нелинейной стратификацией достигаются сверхкритические значения числа Реллея, то реализуется режим конвекции, который обеспечивает пропорциональность общих потоков тепла (конвективных и диффузионных) диффузионным потокам в невозмущенном состоянии. Таким образом, суммарные потоки тепла перестают быть постоянными по высоте (в отличие от стационарного случая) и, следовательно, конвективные движения теряют симметрию относительно середины конвективного слоя. Появление асимметрии конвективных течений относительно середины слоя вызывает асимметрию течений по горизонтали. Эта асимметрия проявляется как в различной интенсивности восходящих и нисходящих течений, так и в геометрии возникающих движений.

В результате численного моделирования конвекции и лабораторных экспериментов было получено, что при <u>нагревании жидкости</u> ($\partial\bar{\theta}/\partial t \rangle 0$) и при небольших сверхкритических значениях числа Реллея ($Ra_{кр} \langle Ra \langle Ra^{(1)}_{кр}$) движения так же, как и в классической линейной теории, приобретают вид валиков. Однако области восходящих движений являются более узкими, чем области нисходящих течений, а интенсивность восходящих течений примерно вдвое превосходит интенсивность нисходящих течений. На следующем отрезке ($Ra^{(1)}_{кр} \le Ra \le Ra^{(2)}_{кр}$) образуются квазигексагональной конвективные ячейки с обширной зоной нисходящих течений в центре и узкой зоной восходящих движений на периферии (открытые ячейки). Интенсивность восходящих движений намного превышает интенсивность нисходящих движений, причем максимумы восходящих потоков наблюдаются в вершинах таких "шестиугольных" ячеек. При $Ra \rangle Ra^{(2)}_{кр}$ конвективные движения становятся зависящими от времени (квазипериодическими), но гексагональная структура течений в целом сохраняется. При <u>охлаждении конвективного слоя</u> со временем ($\partial\bar{\theta}/\partial t \langle 0$) возникают структуры конвективных течений, антисимметричные по отношению к описанным выше: валики с

узкими зонами нисходящих течений и широкими зонами восходящих течений в первом диапазоне ($Ra_{кр} \langle Ra \langle Ra_{кр}^{(1)}$) сверхкритических значений числа Реллея и закрытые конвективные ячейки во втором диапазоне ($Ra_{кр}^{(1)} \le Ra \le Ra_{кр}^{(2)}$). Схема течений в закрытой конвективной ячейке по результатам численного моделирования приведена на рис. 1.1. В атмосфере помимо переменности диффузионных потоков тепла по вертикали могут быть другие источники асимметрии. Исходя из анализа уравнения (1.2), причинами термической нестационарности могут быть: внутренние источники (стоки) тепла за счет фазовых переходов влаги, поглощения (излучения) радиации, а также крупномасштабные движения в горизонтальной и вертикальной плоскостях (процессы адвекции).

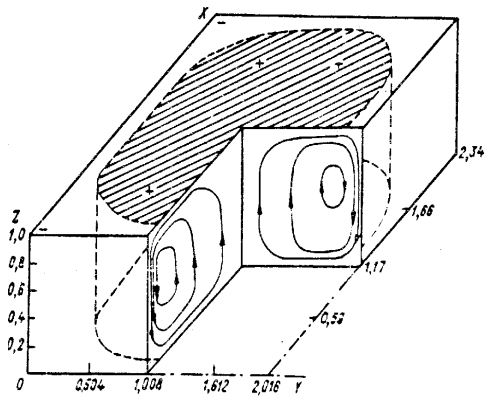


Рис.1.1. Схема течений в закрытой конвективной ячейке. Область восходящих движений заштрихована. Сплошные кривые - линии тока.

Завершая обсуждение влияния физических факторов, действующих в атмосфере, на формирование структуры конвективных систем мелкой конвекции, отметим опять же влияние фазовых переходов влаги и крупномасштабные процессы переноса. Так, при включении процессов конденсации и испарения конвективные движения становятся существенно трехмерными даже при слабой неустойчивости (т.е. в первом диапазоне сверхкритических чисел Реллея). Поэтому в атмосфере при образовании облачности конвективные движения практически всегда трехмерные.

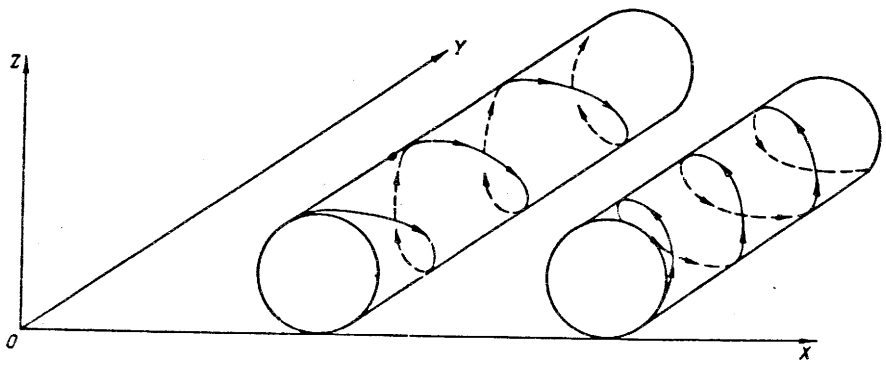


Рис.1.2. Схема течений, образующих гряды конвективных облаков. Сплошными и пунктирными кривыми со стрелками указаны лини тока в соседних вихрях с горизонтальными осями.

Правильная шестиугольная структура мезомасштабных конвективных движений может существовать лишь при слабом крупномасштабном переносе. В тех случаях, когда конвекция развивается на фоне хорошо выраженного крупномасштабного потока, трехмерная структура конвективных течений существенно изменяется - конвек-

тивные структуры вытягиваются вдоль вектора сдвига ветра - гряды конвективной облачности ориентируются вдоль вектора ветра в конвективном слое, а конвективные ячейки трансформируются в облачные цепочки, ориентирующиеся по направлению воздушного потока (см. рис. 1.2).

Рекомендации к анализу и прогнозу

Основным средством анализа систем мелкой конвекции в атмосфере являются изображения со спутников, на которых эти мезомасштабные образования хорошо идентифицируются по структуре облачного покрова.

Поскольку регулярные мезомасштабные системы мелкой конвекции наблюдаются чаще всего над однородной поверхностью океана, где сравнительно редка сеть инструментальных измерений, данные о мезомасштабной структуре облачного покрова можно использовать, прежде всего, для уточнения анализа погоды.

Тип конвективных ячеек может служить довольно надежным индикатором воздушных масс. Исходя из обсуждения в предыдущем разделе, можно отметить, что поля открытых ячеек в целом характеризует холодные воздушные массы, распространяющиеся над теплой подстилающей поверхностью. Поэтому по распространению полей открытых ячеек можно судить о проникновении масс холодного воздуха. Напротив, закрытые конвективные ячейки характеризуют области распространения теплого воздуха над холодной подстилающей поверхностью, когда конвективная неустойчивость возникает не вследствие нагревания слоя воздуха снизу, а вследствие его охлаждения сверху. Такое охлаждение происходит в основном за счет радиационного излучения с верхней границы слоистообразных облаков или вследствие испарения облачных капель на верхней границе этих облаков.

Данные о мезомасштабной структуре облачности можно использовать и для приближенной оценки некоторых элементов погоды. Так, когда в пределах района, занятого однородной мезомасштабной структурой облачности, имеется одно или несколько инструментальных измерений, целесообразно использовать данные о структуре облачного покрова для экстраполяции или интерполяции этих измерений по всему этому району. При этом, используется допущение, что в пределах области, занятой однородной мезомасштабной структурой облачности, наблюдается однородная воздушная масса. При полном отсутствии инструментальных измерений по данным о количественной характеристике мезомасштабных облачных структур (их размеры, ориентация, степень деформации и т.п.) можно проводить качественную оценку таких элементов погоды как скорость и направление ветра, вертикальное распределение температуры.

В связи с малым горизонтальным размером структур мелкой конвекции и сравнительно небольшим временем жизни отдельной ячейки (около одного часа) прогнозирование их на современном этапе вряд ли имеет смысл, тем более, что с мелкой конвекцией в большинстве случаев не бывает связано интенсивных явлений погоды. Практически можно говорить, по-видимому, лишь о прогнозировании полей структур мелкой конвекции. Эти поля могут существовать до трех дней, и это позволяет использовать экстраполяционные методы краткосрочного прогнозирования их перемещения и эволюции.

При этом можно воспользоваться следующим качественным правилом прогнозирования их возникновения - открытые конвективные ячейки и гряды облаков наиболее характерны для вторжений холодного воздуха, происходящих в тыловых частях циклонов. Поэтому по прогностической карте давления можно выделить район наиболее

вероятного появления открытых конвективных ячеек в тыловой части приземного циклона или в районе высотной ложбины на верхних уровнях. Над теплой поверхностью океана зимой и над нагретой и ровной поверхностью суши летом в этих частях барического поля вероятность образования открытых конвективных ячеек очень высока.

Закрытые конвективные ячейки, свойственные теплым воздушным массам, наблюдаются чаще всего на западных (теплых) периферия антициклонов и в передних частях высотных гребней. Поэтому по прогностическим картам барического поля можно выделить те районы их наиболее вероятного появления - где ожидается слабый вынос теплого воздуха на относительно холодную подстилающую поверхность.

При образовании крупных открытых конвективных ячеек с диаметром более 30 км могут наблюдаться кратковременные штормовые условия: проходят кратковременные, но интенсивные осадки, сопровождающиеся шквалистым усилением ветра. С ячейками малого размера могут быть связаны такие неблагоприятные погодные условия - нижняя граница облаков, их составляющих, часто находится на высоте не более 200 м. Это необходимо учитывать при метеорологическом обслуживании авиации.

1.2. *МЕЗОМАСШТАБНЫЕ СИСТЕМЫ ГЛУБОКОЙ КОНВЕКЦИИ*

Мезомасштабные системы глубокой конвекции развиваются во всей толще тропосферы, а иногда захватывают и нижние слои стратосферы. С точки зрения горизонтальных размеров глубокая конвекция представляет большой диапазон движений от мезо-γ (изолированное кучево-дождевое облако) до мезо-α (мезомасштабные конвективные комплексы и линии шквалов). В настоящей лекции основное внимание будет уделено организации конвективных движений на масштабах мезо-β (20-200 км) и мезо-α (> 200 км), поскольку эти мезомасштабные структуры обладают характерным временем жизни от нескольких часов до нескольких десятков часов и их идентификация может способствовать повышению качества краткосрочного прогноза погоды. С практической точки зрения анализ и прогноз мезомасштабных систем глубокой конвекции представляет, по-видимому, наибольший интерес, поскольку с ними бывают связаны интенсивные ливневые осадки и паводки, градобития и шквалистые ветры, приносящие значительный экономический ущерб. Эти системы наблюдаются как в тропической зоне, так и в умеренных широтах в теплый период года.

1.2.1. **Общая характеристика явления**

Как уже отмечалось, основное отличие глубокой конвекции от мелкой состоит в том, что она развивается в атмосферном слое большой мощности и важную роль в ней играют процессы, связанные с фазовыми переходами влаги. Вторая существенная особенность глубокой конвекции состоит в том, что вследствие ее больших (по сравнению с мелкой конвекцией) вертикальных и горизонтальных масштабов на нее оказывает существенное влияние горизонтальная неоднородность метеорологических по-

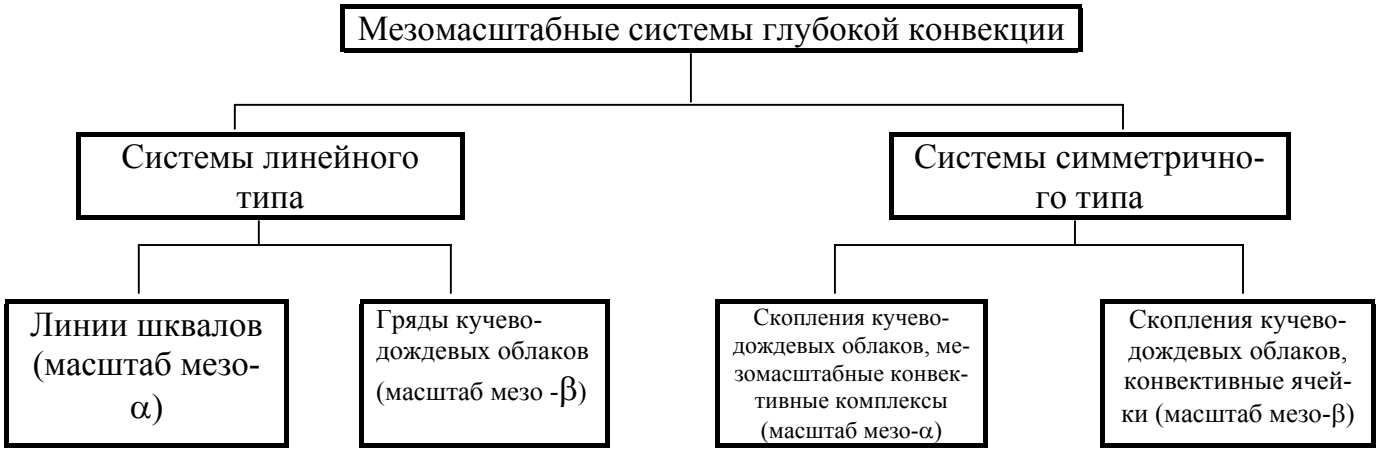
лей синоптического масштаба, эффект вращения Земли и неоднородности подстилающей поверхности.

Исторически было предложено несколько различных классификаций систем глубокой конвекции. В более ранних классификациях конвективные системы подразделялись на *внутримассовые и фронтальные*. С развитием радиолокационных наблюдений был предложен ряд классификаций, базирующихся на характерных особенностях радиоэха, и *выделены одноячейковые, многоячейковые и суперячейковые кучево-дождевые облака*. Термин "ячейка" относится к единичному кучево-дождевому облаку, и его не следует путать с понятием ячейки, употреблявшимся в предыдущем разделе. Третий тип классификации основан на геометрии и горизонтальных размерах конвективных систем, наблюдаемых на снимках облачности со спутников. Новым элементом здесь было выделение *мезомасштабных конвективных комплексов и скоплений кучево-дождевой облачности* с характерными горизонтальными размерами 200 км и более.

Наиболее удобной как с генетической, так и с морфологической точки зрения является, по-видимому, классификация предложенная Мэддоком. В своем оригинальном виде она относится к конвективным системам масштаба мезо-α (> 200 км), однако большинство ее генетических и морфологических характеристик (кроме горизонтальных размеров) может быть отнесено и к конвективным системам масштаба мезо-β. В таком обобщенном виде мы и будем пользоваться этой классификацией при изложении материалов в настоящем разделе.

Таблица 1.1

Классификация мезомасштабных систем глубокой конвекции



Нетрудно заметить, что выделенные в таблице 1.1 крупные классы представляют собой как с морфологической, так и с генетической точки зрения предельные случаи, между которыми могут существовать некоторые переходные формы организации конвективных течений.

Ниже будут описаны основные характеристики мезомасштабных систем, приведенных в таблице 1.1. Они базируются в основном на данных спутниковых, радиолокационных и частично обычных метеорологических наблюдений, хотя последние даже в случае плотной сети станций являются адекватными лишь для описания явлений масштаба мезо-α.

Мезомасштабные конвективные комплексы (МКК), скопления кучево-дождевых облаков

Первоначально для обозначения крупных (размером > 200 км) массивов кучево-дождевой облачности квазикруговой формы как в тропиках, так и в умеренных широтах употреблялся термин "скопления кучево-дождевых облаков". Он был особенно распространен в работах, посвященных интерпретации снимков облачности со спутников. В более поздние годы для обозначения крупных скоплений кучево-дождевой облачности квазикруговой формы был введен термин "мезомасштабный конвективный комплекс". При дальнейшем изложении материала мы будем пользоваться в основном этим термином, хотя и предполагается, что оба термины эквивалентны. Иногда для обозначения мезомасштабных конвективных комплексов (скоплений) используется термин "мезомасштабная конвективная система". Однако в данных лекциях этот термин будет употребляться только в общем смысле для обозначения мезомасштабных структур всех типов, подобно тому, как это сделано в табл.1.1.

К мезомасштабным конвективным комплексам в умеренных широтах относятся облачные системы, инфракрасные изображения которых имеют следующие характеристики:

- площадь более или менее непрерывного облачного покрова с температурой верхней границы ниже -32°С составляет не менее 10^5 км^2 (условие пространственных размеров области с выпадающими осадками);
- площадь внутреннего района с температурой верхней границы ниже - 52°С не менее $5 \cdot 10^4$ км^2 (условие размеров пространственной области, занятой кучево-дождевыми облаками);
- указанные выше размеры сохраняются в течение 6 часов и более;
- в период максимального развития отношение малой оси облачной системы к большой должно составлять не менее 0.7 (условие квазикруговой формы).

К этой классификации по ИК-снимкам следует добавить, что ММК представляют собой комплекс кучево-дождевых облаков, дающих в период максимального развития большие значения радиоэха.

Мезомасштабные конвективные комплексы образуются как в умеренных широтах, так и в тропиках. В умеренных широтах они развиваются над сушей в летний период, частота их появления зависит от географических условий. Так, над территорией США образуется ежегодно 30-40 МКК, а над Украиной - не более 3-4.

На протяжении активной части своего довольно длительного жизненного цикла (16 час) МКК генерируют много опасных явлений погоды: торнадо, крупный град, интенсивные ливни и паводки, катастрофические порывы ветра и грозовую деятельность. Почти каждый пятый МКК над территорией США приводит к разрушениям и человеческих жертвам. Аналогичная статистика по другим районам мира отсутствует, однако несомненно, что ММК приносит существенный экономический ущерб и в других странах.

Хотя активная часть жизненного цикла МКК составляет в среднем 16 час, его влияние на условия погоды может ощущаться в течение 24-36 час. Оно выражается в возникновении новых кучево-дождевых облаков на границе оттока холодного воздуха от МКК в нижней тропосфере и сохранении остатков мезомасштабной циклонической циркуляции в средней тропосфере, способствующей регенерации конвективных структур на следующий день после диссипации МКК.

В умеренных широтах мезомасштабные конвективные комплексы развиваются преимущественно в вечерние и ночные часы - хотя первые грозы развиваются во вто-

рой половине дня, организованный мезомасштабный комплекс появляется только к вечеру. Максимального размера и интенсивности МКК достигает к полуночи и продолжает давать осадки до утра. Для МКК характерно сочетание ливневых и обложных осадков, причем обложные осадки, занимающие большую площадь (см. первый признак МКК), образуются на стадии развитого МКК и сохраняются в течении многих часов на стадии его диссипации.

Отличительной особенностью МКК в умеренных широтах является компактность его облачной системы, а также присутствие упорядоченного мезомасштабного подъема в средней и верхней тропосфере. Скопления кучево-дождевых облаков в тропиках не образуют такого компактного комплекса. Более хаотический облачный покров скоплений кучево-дождевых облаков свидетельствует о том, что составляющие его элементы масштаба мезо-β с участками компенсационных нисходящих движений по периферии не образуют единой системы масштаба мезо-α и упорядоченные вертикальные движения в ней отсутствуют.

Скопления кучево-дождевых облаков, конвективные ячейки масштаба мезо-β

Скопления кучево-дождевых облаков масштаба мезо-β (20-200 км) имеют квазикруговую форму, сходны с МКК по морфологических характеристикам и отличаются от последних в основном горизонтальными размерами и меньшей продолжительностью жизненного цикла. Для них характерны ливневые осадки в отличие от МКК. Подобные скопления часто наблюдаются как в умеренных широтах, так и в тропиках. При благоприятных условиях (см. физический механизм образования) несколько скоплений этого масштаба образуют, как правило, МКК.

Весьма интересной и обнаруженной в последнее десятилетие является ячейковая структура кучево-дождевых облаков, которая в значительной мере напоминает ячейковые образования мелкой конвекции. Характерный горизонтальный размер таких ячеек составляет 30-40 км, а время жизни 2-3 часа. Наблюдаются открытые ячейки глубокой конвекции, когда кучево-дождевые облака образуются последовательно по периметру ячейки, что предопределено механизмом мезомасштабной конвекции, обсужденном в предыдущем разделе. Последовательный (неодновременный) характер образования кучево-дождевых облаков затрудняет их выявление с помощью "мгновенных" изображений со спутников или радиолокационных измерений. Для этих целей используется подвижные (смещаемые со средней скоростью потока в конвективном слое) системы координат.

Линии шквалов, линии неустойчивости

Шквалом называют резкое усиление ветра с изменением направления в течение короткого промежутка времени, они часто сопровождаются осадками более 20мм/12ч и градом. Скорость ветра при шквале нередко достигает 25-30 м/с. Шквал представляет собой вихрь с горизонтальной осью вращения, его максимальная повторяемость отмечается в послеполуденные и вечерние часы (см. рис.1.5). Шквал - одно из типичных проявлений интенсивной конвекции и в зависимости от масштабов самой конвекции может охватывать от нескольких сотен квадратных метров (локальные шквалы, связанные с отдельными кучево-дождевыми облаками, развивающимися в однород-

ной воздушной массе) до зон масштаба мезо-α (шквалы, связанные с соответствующими конвективными системами). Линия шквалов представляет собой мезомасштабную систему глубокой конвекции масштаба мезо-α.

Линия шквалов (линия неустойчивости) представляет собой вытянутую в одном направлении зону из скопления кучево-дождевых облаков. Протяженность линии шквалов может достигать тысячи километров, а ширина составляет 50-100 км. Линии шквалов образуются как в умеренных широтах, так и в тропиках. В тропиках они связываются с зонами конвергенции воздушных потоков и наиболее часты в зоне внутритропической зоны конвергенции. В умеренных широтах они наблюдаются чаще всего в теплом секторе циклона на расстоянии 200-300 км пред холодным фронтом.

Линии шквалов (ЛШ) являются неоднородными по своей структуре и состоят из отдельных линейных сегментов или скоплений кучево-дождевых облаков длиной до 100 км и шириной около 30 км. Эти элементы линий шквалов имеют тенденцию двигаться со скоростью ветра на некотором уровне внутри облачного слоя, в то время как сама линия шквалов двигается вместе с системой холодного фронта циклона. Время жизни линии шквалов может составлять более суток, в тоже время жизненный цикл отдельных мезомасштабных скоплений, из которых она состоит, не превышает 5-6 часов. Облачная система линии шквалов состоит из двух связанных друг с другом подсистем - конвективной и слоистообразной. Первая состоит из мощных кучево-дождевых облаков и с нею связаны осадки ливневого характера, иногда - град. Вторая представляет собой массив сомкнутых друг с другом слоев Ns, As, Cs и внешне похожа на громадную наковальню, вытянутую по ветру перед конвективной подсистемой. Из слоистообразной облачности выпадают сравнительно однородные[3] осадки обложного характера. Визуальным предвестником линий шквалов помимо опережающего выноса этих наковален являются пылевые облака, поднимаемые усилившимся ветром.

Форма и, особенно, наклон линии шквалов в вертикальной плоскости меняется по мере ее эволюции. Передняя граница наклонена тем круче, чем больше бароклинность потока, т.е. скачок температуры между холодным и теплым воздухом. Этот скачок максимален в зрелой стадии, поэтому здесь ЛШ наклонена круче, чем в стадиях формирования и диссипации. Для зрелых ЛШ характерно наличие своеобразного "языка" холодного воздуха на уровне 400-500 м от подстилающей поверхности. Ниже этого уровня наклон ЛШ из-за трения потока о подстилающую поверхность меняется на обратный, и теплый воздух начинает подтекать под холодный. Скорость, с которой по мере перемещения ЛШ выталкивается вверх теплый воздух, иногда может достигать нескольких метров в секунду. Наличие вблизи линии шквалов широкой зоны восходящих движений и их большие скорости могут привести к образованию здесь облачного "уступа", предшествующего основному кучево-дождевому облаку. Часто образуется "предфронтальный" облачный вал, состоящий из мощных конвективных облаков, из которых также могут выпадать ливневые осадки.

С линиями шквалов бывают связаны сильные порывистые ветры, интенсивные осадки, грозы, град и другие опасные явления погоды. При прохождении линии шквалов через метеорологическую станцию типичным является быстрое падение температуры, рост давления и резкий поворот ветра. Непосредственно на линии шквала ветер часто резко ослабевает и наступает "*затишье перед бурей*". Первым проявлением при-

---

[3] Их интенсивность может колебаться в существенном диапазоне - от их отсутствия, если воздух у земли очень сухой и частицы осадков не достигают подстилающей поверхности, до чрезвычайно интенсивных.

ближающейся линии шквалов является постепенный рост давления, затем происходит изменения ветра, температуры и, наконец, осадков.

Гряды кучево-дождевых облаков масштаба мезо-β

Линейные формы глубокой конвекции могут иметь меньший (мезо-β) горизонтальный размер, чем предфронтальные линии шквалов. Протяженность таких гряд может изменяться от 10 до 100 км, а ширина - от километра до 20-30 км. Также как и лини шквалов, гряды кучево-дождевых облаков масштаба мезо-β состоят из серии индивидуальных облаков, развивающихся вдоль некоторой линии. С ними бывают связаны ливневые осадки умеренной интенсивности и небольшой продолжительности, локальные шквалы, грозы и т.п.

Исследования с помощью доплеровских радиолокаторов, мезомасштабной наземной сети наблюдений и данных радиозондирования показали, что в целом конвекция в атмосфере, в том числе "*внутримассовая*" носит значительный элемент мезомасштабной организации. Так, большинство образующихся кучево-дождевых облаков возникает вдоль линий конвергенции воздушных потоков в пограничном слое атмосферы в сравнительно однородных воздушных массах. Длина этих зон конвергенции изменяется от 10 км до несколько сот километров, а ширина 0.5 до 5 км. О происхождении этих зон мы будем говорить при рассмотрении физических механизмов возникновения систем глубокой конвекции.

1.2.2. **Механизмы образования мезомасштабных систем глубокой конвекции**

При рассмотрении физических механизмов образования мезомасштабных систем глубокой конвекции проявляется преимущество выбранной в § 1.2.1 классификации этих систем. Так, на образование систем масштаба мезо-α большое влияние оказывает горизонтальная неоднородность состояния атмосферы, в то время как системы масштаба мезо-β могут развиваться в сравнительно однородных воздушных массах. С другой стороны, линейные структуры глубокой конвекции развиваются в хорошо выраженном воздушном потоке, а квазикруговые (симметричные) - в случае, когда крупномасштабные процессы имеют малую интенсивность.

При теоретическом рассмотрении механизмов развития особую сложность представляют конвективные системы масштаба мезо-α, поскольку в них присутствуют одновременно конвективные структуры по крайней мере трех масштабов: движения масштаба отдельного кучево-дождевого облака (мезо-γ), движения масштаба скопления кучево-дождевых облаков (мезо-β) и движения масштаба всей конвективной системы (мезо-α). Таким образом, масштабы движений внутри такой конвективной системы отличаются на два порядка (в 100 раз). Поэтому до настоящего времени конвективные системы этого типа являются наименее изученными, для их объяснения предложены в основном качественные концептуальные модели, основанные на детальном анализе отдельных случаев и обобщении эмпирических данных. Но и эти концептуальные модели не обладают необходимой полнотой, поскольку до сих пор не хватает информации для понимания механизма внутренней динамики мезомасштабных конвективных систем. Ниже будут изложены современные представления о механизме образования этих систем.

Мезомасштабные конвективные комплексы в умеренных широтах

Мезомасштабные конвективные комплексы (МКК) умеренных широт имеют тенденцию появляться с антициклонической стороны широкой и относительно слабой фронтальной зоны. Для *зарождения* МКК необходимо присутствие трех основных компонентов:

1) существование хотя бы слабо выраженных неоднородностей синоптического масштаба (или масштаба мезо-α) в поле воздушных потоков в нижнем слое атмосферы. Такого рода неоднородностями могут быть:
   - мезомасштабные волны (пара ложбина-гребень) на стационарном фронте
   - неоднородности, сохранившиеся от ранее существовавших областей повышенной завихренности в нижней тропосфере;
2) происходящая за счет конвергенции адвекция тепла и влаги в область генерации МКК;
3) и, наконец, наличие влажно-неустойчиво стратифицированной воздушной массы в нижней и средней тропосфере.

На *стадии зарождения МКК* в зоне конвергенции воздушных масс на фоне общей неустойчивости нижней атмосферы и слабой дивергенции в вышележащих слоях атмосферы, притока значительного количества влаги в слое от поверхности Земли до уровня 750 гПа начинают появляться отдельные кучево-дождевые облака. Существенным элементом на стадии образования МКК может быть низкоуровенное струйное течение, обеспечивающее приток большого количества влаги в район генерации МКК и адвекцию в него теплого воздуха. При этом в верхней атмосфере отсутствуют большие горизонтальные градиенты температуры, хорошо выраженные атмосферные фронты и струйные течения. За счет общей конвергенции воздушных потоков эти облака постепенно группируются в отдельные скопления облаков масштаба мезо-β. В свою очередь эти скопления в процессе своего развития, двигаясь по потоку, также сближаются друг с другом.

На *стадии развития МКК* за счет сближения отдельных скоплений развивающихся кучево-дождевых облаков и выделения в них тепла конденсации в слое 750-400 гПа образуется обширный район с аномально теплым воздухом. В этом слое возникает вток окружающего воздуха за счет эффекта вовлечения. Таким образом, в средней тропосфере происходит усиление первоначально слабой конвергенции влажного теплого воздуха, что усиливает процессы конвекции. Здесь образуется мезомасштабная область восходящих движений с максимумом на уровне 700 гПа.

На этой стадии развития МКК в нижнем слое отмечается выпадение ливневых осадков, образование области нисходящих движений охлажденного за счет испарения выпадающих осадков воздуха и отток этого воздуха из области МКК, а также образования очагов повышенного давления. На *стадии максимального развития МКК* образуется единая мезомасштабная конвективная структура масштаба мезо-α с пространственными параметрами, указанными в начале главы. В районе мезомасштабного теплого ядра в средней тропосфере за счет действия силы Кориолиса[4] движения воздуха, направленные к центру ядра, приобретают циклоническую "закрутку".

---

[4] Напомним, что действие силы Кориолиса усиливается по мере возрастания пространственных размеров движений и становится сравнимым по величине с силой барического градиента на масштабе мезо-α.

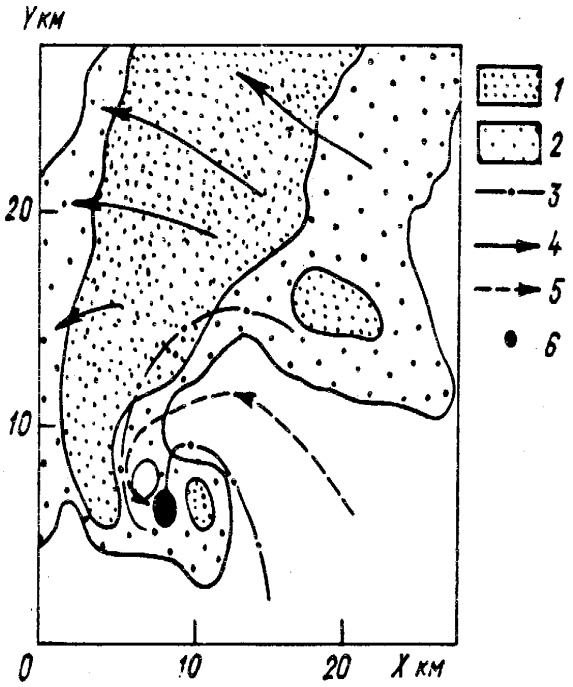


Рис. 1.3. Схема распределения радиоэха (РЭ) и воздушных течений в МКК.

1) РЭ > 40дБ, 2) РЭ > 30дБ, 3) границы областей восходящих и нисходящих течений в МКК, 4) направления горизонтальных движений в МКК в области восходящих потоков на высоте 400 м, 5) то же в области нисходящих потоков, 6) положение торнадо, образовавшегося в этом МКК.

Таким, образом, здесь образуется мезомасштабная область циклонической циркуляции, с одной стороны, усиливающая конвергенцию потоков в область МКК и организацию компактного облачного комплекса, и, с другой стороны, к конвективным восходящим движениям добавляется составляющая упорядоченных восходящих движений в циклонической области. Интенсивность суммарных мезомасштабных восходящих движений на этой стадии резко возрастает (в 4-5 раз), а их максимум смещается в более высокие слои. Интенсивность ливневой составляющей осадков достигает максимума и к ней добавляется усиливающаяся составляющая обложных осадков. Схема распределения радиоэха и воздушных течений в МКК, построенная на основе измерений с помощью двух доплеровских радиолокаторов, представлена на рис. 1.3.

На *стадии затухания МКК* облачный массив становится более диффузным, крупное скопление наиболее мощных облаков в центральной части МКК распадается на ряд более мелких массивов масштаба мезо-β.

Ливневые осадки постепенно затухают, а обложные продолжают выпадать из слоистообразной облачности, сформированной за счет упорядоченного мезомасштабного подъема в средней тропосфере. Процесс распада МКК связан с тем, что вследствие интенсивного процесса образования осадков, охлаждения нижнего слоя атмосферы и оттока из нижней части системы холодного воздуха блокируется механизм подачи в нее тепла и влаги в нижней и средней тропосфере. В результате МКК лишается этих основных энергетических источников и из-за недостатка "топлива" МКК постепенно деградирует. На нижних уровнях МКК попадает в зону адвекции холодного и сухого воздуха. Гребень высокого давления и возможное струйное течение в верхней тропосфере разрушаются, и МКК оказывается в зоне термической ложбины.

Интегральный жизненный цикл МКК в умеренных широтах можно охарактеризовать следующим образом. В первой половине жизненного цикла МКК в нижней части тропосферы образуется мезомасштабная зона конвергенции воздушных потоков и зона упорядоченных восходящих движений в средней тропосфере, что способствует увлажнению и нагреванию ограниченной области и созданию благоприятных условий для развития в ней локализованной в пространстве конвекции. В результате ее развития создается мезомасштабная система циркуляции с образованием зоны дивергенции и повышенного давления в верхней тропосфере и зоны конвергенции и пониженного давления у поверхности земли. В термическом отношении система является асиммет-

ричной: область адвекции тепла занимает ее переднюю часть, а в тыловой части появляется адвекция холодного и более сухого воздуха.

Во второй части жизненного цикла вследствие выпадения интенсивных осадков происходит охлаждение нижнего слоя атмосферы, и отток холодного воздуха из нижней части системы. Этим блокируются механизмы подачи в МКК тепла и влаги в нижней и в средней тропосфере, в результате лишенный источников энергии МКК постепенно диссипирует.

Мезомасштабные конвективные комплексы занимают, по-видимому, промежуточное положение между небольшими по размеру интенсивными циклонами умеренных широт и массивами кучево-дождевых облаков масштаба мезо-β, поскольку часть элементов их жизненного цикла (перераспределение со временем температуры, влаги, осадков) сходна с элементами жизненного цикла крупного кучево-дождевого облака, а часть элементов жизненного цикла типична для циклонического возмущения умеренных широт (упорядоченные восходящие движения, циклоническое вращение в средней тропосфере и постепенный дрейф системы из области термического гребня в область термической ложбины). С последними их связывают также первоначально высокий уровень внутренней энергии и статической неустойчивости. Основные различия состоят, по-видимому, в горизонтальных масштабах явлений. В случае МКК за счет относительной малости влияния силы Кориолиса не возникает интенсивной циклонической циркуляции, и конвекция имеет преобладающий вес. По этой же причине МКК имеют сравнительно небольшой жизненный цикл.

Основное отличие в механизме образования МКК в тропиках от аналогичного механизма в умеренных широтах состоит в том, что в тропиках в значительно меньшей степени присутствует элемент мезомасштабной организации конвективных компонентов, гораздо меньше уровень упорядоченных мезомасштабных вертикальных движений, поэтому не создается компактного облачного комплекса, как это имеет место в умеренных широтах. Естественная причина более слабой организации МКК в тропиках состоит в малости силы Кориолиса в низких широтах. Малый эффект вращения земли не создает благоприятных условий для формирования мезоциклонической циркуляции в средней тропосфере, которая, как это было показано выше, способствует консолидации отдельных скоплений кучево-дождевой облачности и интенсификации системы в целом.

Скопления кучево-дождевых облаков

Механизм образования скоплений кучево-дождевых облаков масштаба мезо-β и их жизненный цикл в целом сходен с соответствующими характеристиками МКК. Основные различия:

- скопления кучево-дождевых облаков могут образовываться при отсутствии горизонтальных неоднородностей синоптического масштаба или масштаба мезо-α в средней тропосфере. Для их развития достаточно наличия небольших по размерам зон конвергенции воздушных потоков в пограничном слое;
- меньшие по сравнению с МКК размеры скоплений кучево-дождевой облачности не дают возможности проявления эффектов силы Кориолиса в формировании мезомасштабной области упорядоченных восходящих движений. Поэтому в скоплениях преобладает конвективный элемент их формирования и удельный вес ливневых осадков здесь несравненно больше, чем в МКК.

Конвективные ячейки масштаба мезо-β

Механизм образования этих мезомасштабных систем глубокой конвекции сходен с механизмом образования ячейковых систем мелкой конвекции. Основное (но не принципиальное) отличие состоит в том, что конвекция здесь развивается в большем по мощности вертикальном слое, поэтому существенное влияние на формирование ячеек оказывают эффекты сжимаемости (т.е. изменения плотности воздуха с высотой), а также эффекты, связанные с фазовыми переходами влаги. Напомним, что в соответствии с рассмотренными в § 1.1 механизмами свободной конвекции по типу Бенара-Реллея, открытые конвективные ячейки появляются при постепенном прогревании нижнего слоя атмосферы (над континентами - летом в дневные и послеполуденные часы). Эффекты, связанные с глубокой конвекцией, определяют квазигексогональную форму этих ячеек с преимущественным развитием кучево-дождевой облачности в их вершинах.

Линии шквалов

Линейная структура конвективных течений возникает, как правило, на фоне интенсивных крупномасштабных потоков, в которых имеют место значительные сдвиги скорости ветра в вертикальном и горизонтальном направлениях. В настоящее время предложено несколько классификаций стадий развития линий шквалов (ЛШ), которые различаются друг от друга в основном по степени своей детальности. Для большинства практических задач удобно использовать наиболее простую классификацию, выделяющую три стадии:

- формирования,
- зрелости (наибольшего развития),
- диссипации (распада).

Механизм образования предфронтальных ЛШ тесно связан с мезомасштабной структурой атмосферных фронтов, которая будет рассматриваться более подробно в разделе 2.1. Забегая несколько вперед, отметим, что во фронтальной зоне достаточно часто может реализовываться неустойчивость, приводящая к появлению вторичных мезомасштабных циркуляций. К настоящему времени предложено несколько возможных механизмов такого рода неустойчивости:

- симметричная бароклинная неустойчивость,
- конвективная неустойчивость.

Первый эффект возникает перед холодным фронтом за счет более интенсивного прогревания воздуха в безоблачных или малооблачных условиях вдали от фронта, чем в зоне фронта, где присутствуют низкие слоистообразные облака. В этих условиях в нижнем слое атмосферы перед фронтом возникает мезомасштабная циркуляция типа бризовой.

Второй механизм объясняет возникновение шквала, связанного с развитием кучево-дождевого облака (см. рис. 1.5). Вторичная мезомасштабная циркуляция с горизонтальной осью перед кучево-дождевым облаком создается вследствие "столкновения" вблизи подстилающей поверхности нисходящего холодного потока воздуха[5] и

---

[5] Охлаждение воздуха под облаком связано с процессами таяния и испарения частиц осадков, а также вязкого увлечения воздуха падающими каплями и ледяными частицами, причем наибольшую роль играют процессы фазовых переходов влаги.

восходящих потоков теплого воздуха перед передней частью кучево-дождевого облака. Причем, линия шквала может отстоять от переднего края зоны осадков на расстояние, превышающее 2-3 км. Таким образом, возникает своего рода мезомасштабный холодный фронт. При этом, появляются условия для возникновения циркуляций с горизонтальной осью. Кроме того, эти циркуляции могут возникать за счет процессов "обрушения" нависших языков холодного воздуха (см. описание общей характеристики ЛШ)[6].

Естественным является предположение, что в развитии ЛШ принимают участие оба физических механизма. Первоначально слабая поперечная циркуляция, развивающаяся под действием горизонтальных градиентов температуры (плотности) воздуха в предфронтальной зоне с вертикальными и горизонтальными сдвигами ветра, является спусковым механизмом для развития организованной конвекции в восходящей ветви этой поперечной циркуляции. В условиях высокого влагосодержания воздуха в теплом секторе циклона здесь создаются благоприятные условия для развития глубокой конвекции. По мере развития организованной конвекции прогрессивно возрастает вклад процессов реализации вертикальной неустойчивости, т.е. второго физического механизма, приводящего к образованию мезомасштабного фронта шквалов. Вследствие процесса осадкообразования нижний слой атмосферы с течением времени охлаждается, в нем образуются нисходящие движения и отток холодного воздуха у поверхности Земли, т.е. создаются все условия для образования шквала - системы течений с горизонтальной осью в передней части мезомасштабного образования.

Длительность жизненного цикла ЛШ зависит от того, насколько долго реализуется поступление тепла в переднюю часть этого образования. Безусловно, что механизм образования интенсивных осадков приводит к иссушению системы, охлаждению нижней тропосферы и частичному блокированию подтока в систему теплого и влажного воздуха. Однако живучесть ЛШ существенно зависит от термодинамического состояния воздушной массы, в направлении которой эта система перемещается. При смещении ЛШ в область более сухого воздуха она довольно быстро разрушается, несмотря на существование благоприятных условий в восходящих ветвях системы движений, обусловленной горизонтальными градиентами температуры. И, наоборот, при смещении этой линии неустойчивости вместе с фронтальной системой циклона в область, благоприятную для развития конвективной облачности, ЛШ может существовать достаточно длительное время.

Гряды кучево-дождевых облаков масштаба мезо-β

В настоящее время предложено два возможных механизма возникновения линейных структур кучево-дождевой облачности масштаба мезо-β.

Первый из них - *механизм свободной конвекции* в однородном по горизонтали воздушном потоке, рассмотренный в § 1.1 и описывающий возникновение валиковых структур мелкой конвекции, проявляющихся в виде гряд кучевой облачности. Остановимся здесь лишь на особенностях гряд кучево-дождевой облачности, связанных с тем, что конвекция развивается в слоях большой вертикальной мощности.

---

[6] Смотри также обсуждение на стр. 40-41.

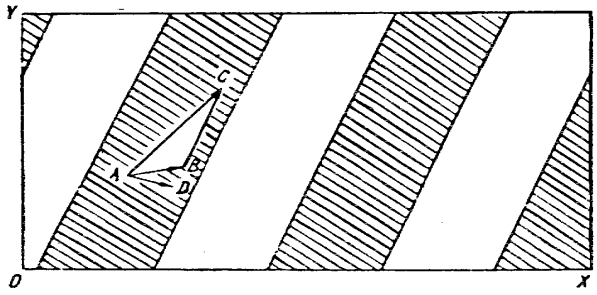


Рис. 1.4. Схема расположения гряд конвективной облачности в воздушном потоке, изменяющем направление с высотой.

Участки восходящих движений заштрихованы. АВ - вектор ветра на нижней границе конвективного слоя, АС – вектор ветра на верхней границе слоя; вектор ВС - вектор сдвига ветра в конвективном слое.

В отличие от гряд мелкой конвекции, которые вытягиваются вдоль вектора ветра в слое их образования, гряды кучево-дождевой облачности вследствие того, что в мощном слое ветер может существенно меняться с высотой, ориентируются вдоль вектора сдвига ветра в этом слое (см. рис.1.4.) Особенность их динамики состоит в том, что в этом случае направление их перемещения перпендикулярно вектору сдвига ветра, а скорость перемещения равна нормальной (по отношению к облачной гряде) составляющей скорости результирующего ветра (вектор AD на рис. 1.4).

Второй механизм образования гряд кучево-дождевой облачности связан с наличием за счет динамических причин зон конвергенции воздушных потоков в нижней тропосфере. Причинами возникновения таких зон в пограничном слое могут быть предшествующие системы циркуляции мезомасштабного или синоптического масштабов. Наиболее известной является зона конвергенции, образующаяся при столкновении оттекающих от крупного скопления кучево-дождевых облаков холодных воздушных масс и натекающего теплого воздуха в нижнем слое атмосферы (см. физический механизм образования фронта порывистости для шквалов). Массы теплого и влажного воздуха, сталкиваясь с оттекающей массой холодного воздуха, образуют конвергенцию тепла и влаги вдоль узкой полосы этого фронта. Тем самым "провоцируется" бурное развитие мезомасштабной конвективной системы с квазилинейной геометрией.

Часто интенсивность образующейся зоны конвергенции или недостаток увлажненности воздуха в этой зоне не позволяют зоне конвергенции проявиться в поле облачности. Однако такие зоны достаточно четко прослеживаются в поле ветра с помощью доплеровских или радиолокаторов. Следует, однако, иметь в виду, что в случаях столкновения двух зон конвергенции недостаточной интенсивности при благоприятном термодинамическом фоне происходит внезапное и бурное развитие конвекции в зоне их слияния и очень быстро развивается мезомасштабная конвективная система квазилинейной формы.

1.2.3. **Анализ и прогноз мезомасштабных систем глубокой конвекции**

Основными средствами обнаружения мезомасштабных конвективных систем являются наблюдения за облачным покровом со спутников и радиолокационные наблюдения, поскольку только они обладают достаточным пространственно-временным разрешением для точной локализации этих систем в пространстве и во времени. Среди существующих спутниковых наблюдений наиболее приемлемы для этой цели снимки с геостационарных спутников, поскольку они поступают каждые 30 мин и дают наи-

лучшее представление об эволюции конвективных структур. Снимки с полярно-орбитных спутников, имеющих высокое пространственное разрешение(но невысокое временное), могут служить дополнительным средством для более детального анализа полей облачности в опорные моменты времени. Данные обычных наблюдений в свободной атмосфере (радиозондирование) даже в районах с наиболее плотной сети станций не обеспечивают необходимого пространственно-временного разрешения, поэтому построенные на их основе анализы и прогнозы, могут иметь лишь вспомогательный характер (построение индексов неустойчивости и другие термодинамические построения). Определенную помощь в анализе мезомасштабных конвективных систем могут оказать изображения поля влажности, полученные с геостационарных спутников. Они характеризуют степень увлажненности верхней и средней тропосферы и совместно с данными радиозондирования достаточно хорошо характеризуют потенциал влаги в атмосфере, важный для развития конвекции в рассматриваемом регионе.

Для анализа конвективных систем масштаба мезо-α (МКК, линии шквалов) существенную помощь может оказать сети наземных метеорологических наблюдений, поскольку густота наземной сети часто составляет около 50 км, а наблюдения проводятся ежечасно.

Технология анализа и прогноза мезомасштабных конвективных систем существенно зависит от перечня имеющегося в распоряжении прогнозиста диагностического и прогностического материала и форм его представления. Поскольку в различных прогностических центрах этот набор сильно различается, то и технологии весьма разнятся друг от друга. Поэтому здесь рассмотрим лишь основные принципы мезомасштабного анализа и прогноза конвективных систем при условии, что в распоряжении синоптика имеются

- крупномасштабные анализы и прогнозы, поступающие из регионального прогностического центра,
- более детальные анализы, по крайней мере, у поверхности Земли над ограниченным районом,
- изображения облачного покрова в видимом и инфракрасном участках спектра
- радиолокационные наблюдения.

Процедура анализа подразделяется на два этапа.

1. На *первом этапе* выявляется возможная "проблема дня" - на основе крупномасштабного анализа и прогноза, эволюции крупномасштабных облачных систем и радиоэха за последние 6 - 12 ч выявляют приближение подвижной фронтальной зоны, попадание в зону стационарного фронтального раздела и т.п. Иными словами определяется возможность появления синоптической ситуации, в которой можно ожидать развития интенсивной конвекции.
2. Если такая "подозрительная" на конвекцию ситуация имеется, приступают *ко второму этапу* анализа, на котором путем более детального мезомасштабного анализа последней фактической информации спутниковых, радиолокационных и обычных данных выделяют мезомасштабные зоны конвергенции, депрессий и связанных с ними очагов облачности. При таком рассмотрении следует уделить особое внимание взаимосвязи скоплений облачности с мезомасштабными гребнями, ложбинами (депрессиями) или слабыми зонами конвергенции. Таким образом, на втором этапе выявляются "подозрительные" на конвекцию районы и объекты.

При выявлении подозрительных районов на них сосредоточивается внимание синоптика, проводятся учащенные радиолокационные наблюдения, детальный анализ спутниковой информации для того, чтобы не пропустить момента зарождения той или иной системы глубокой конвекции.

Процедура сверхкраткосрочного прогноза идентифицированных мезомасштабных возмущений состоит по существу из анализа эволюции и перемещения системы на предыдущем отрезке времени (порядка 1-2 ч) и экстраполяции выявленных тенденций на последующие 1-2 часа. Во многих прогностических центрах такие *процедуры формальной экстраполяции* автоматизированы. Прогнозист получает на экране дисплея ожидаемое положение облачного массива (зоны осадков), на основе которого, а также своего понимания физики происходящих процессов, формулирует сверхкраткосрочный прогноз погоды.

Для "ручного" прогнозирования МКК можно рекомендовать следующие эмпирические правила:

- после образования МКК имеет тенденцию двигаться со средним потоком в слое 700-500 гПа, поэтому по фактическим или прогностическим высотным картам необходимо рассчитать среднюю скорость и направление воздушного потока в этом слое и использовать ее для прогнозирования будущего положения МКК;
- для оценки эволюции МКК целесообразно использовать данные об изменении температуры верхней границы облаков и радиоэха. При обнаружении тенденции в понижении температуры верхней границы облаков, опускании ее ниже -32°С и одновременном увеличении радиоэха в средней тропосфере следует ожидать увеличения интенсивности осадков в ближайшие 2-4 ч и расширения по площади. При росте температуры верхней границы облаков и увеличения ее термической неоднородности в последующие часы следует ожидать ослабления осадков;
- при прогнозировании осадков следует иметь в виду, что их максимальная интенсивность достигается на ранней стадии быстрого увеличения МКК по размеру. После чего начинается устойчивый спад их интенсивности, и они приобретают все более обложной характер.

Помимо чисто экстраполяционных процедур можно также рекомендовать ряд эмпирических правил, которые отражают элементы нелинейного поведения системы в определенных ситуациях.

- на стадии развития МКК сближение друг с другом очагов интенсивного радиоэха свидетельствует о том, что в дальнейшем следует ожидать усиления активности МКК. Напротив, разделение крупного массива с интенсивным радиоэхом на ряд более мелких элементов и их дрейф друг от друга свидетельствует о начале диссипации МКК;
- признаком зарождения линии шквалов в умеренных широтах может служить появление узкой и длинной цепочки конвективных облаков, отделенной от облачной системы холодного фронта безоблачной зоной шириной около 100 км;
- на стадии развитого МКК или линии шквалов особое прогностическое значение приобретает прослеживание фронта порывистости, поскольку на нем можно ожидать нового развития мощной конвекции при благоприятных условиях;
- обострение зоны конвергенции потоков на периферии МКК или линии шквалов, обнаруженное на приземной карте погоды, служит признаком развития на

ней гряды кучево-дождевой облачности. Это обострение следует ожидать при смещении зоны конвергенции в район более влажного и неустойчиво стратифицированного воздуха;

- наиболее вероятное усиление конвекции и быстрый рост кучево-дождевых облаков следует ожидать при столкновении двух зон конвергенции;
- при сверхкраткосрочном прогнозировании развития ячейковых структур глубокой конвекции следует исходить из того, что новые кучево-дождевые облака образуются преимущественно по периферии открытой конвективной ячейки, а наиболее интенсивная конвекция развивается в вершинах квазигексогональных мезомасштабных структур.

1.3. *ДИАГНОЗ И ПРОГНОЗ ОПАСНЫХ И ОСОБО ОПАСНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПОГОДЫ, СВЯЗАННЫХ С КОНВЕКТИВНЫМИ СИСТЕМАМИ*

Опасные (ОЯ) и особо опасные конвективные явления относятся к стихийным гидрометеорологическим явлениям погоды (СГЯ), которые приводят к стихийным бедствиям - катастрофическим последствиям природных явлений или сочетания явлений, результатом которого являются гибель людей и экономический ущерб в относительно больших размерах, а также существенное нарушение человеческой деятельности. В данном разделе будем рассматривать явления, связанные с развитием рассмотренных выше зон активной конвекции: сильные дожди, грозы и град, шквалы и смерчи, ливневые осадки в холодный период года (таблица 1.2).

Таблица 1.2.

Критерии, определяющие СГЯ, связанные с активной конвекцией

СГЯ	Критерий
Сильный дождь в теплый период года	Максимальная сумма осадков $Q_{макс} \geq 50$ мм выпадает за период времени не более 12 ч на площади S ≥ 30% площади обслуживаемой территории, а в пределах города - зафиксированная хотя бы на одной станции
Крупный град	Диаметр градин $d \geq 20$ мм
Сильный шквал	При порывах ветра скорость ветра V ≥ 25 м/с
Смерч	Скорость ветра V ≥ 25 м/с
Очень сильные осадки в холодный период года	Максимальная сумма осадков за 12 ч и менее $Q_{макс} \geq 20$ мм выпадает на площади S ≥ 30% площади обслуживаемой территории, а в пределах города - зафиксированная хотя бы на одной станции

В 95% случаев явления, приведенные в табл.1.2, сопровождаются грозами. В 5% случаев осадки и градации СГЯ связаны с обложными продолжительными дождями без гроз.

Характер ущерба и экономический ущерб от СГЯ (см. табл.1.3) определяются следующими факторами:

1) видом конвективного явления (дожди, град, шквал, смерч);

2) совокупностью нескольких явлений, одно из которых достигает критерия СГЯ;

3) интенсивностью и продолжительностью СГЯ;
4) характером подстилающей поверхности.

Таблица 1.3.

Категории ущерба в зависимости от нанесенного ущерба народному хозяйству

Индекс категории	Степень ущерба
1	Ущерб не отмечен либо нет сведений о нем
2	Незначительные повреждения посевов, садов, бытовых производственных объектов
3	Существенный ущерб: гибель посевов и скота, существенные повреждения жилых, производственных объектов и ЛЭП на сравнительно небольшой территории, непродолжительные нарушения ритма производства либо ущерб на сумму не более 2 млн. грн.
4	Чрезвычайный ущерб, нередко с человеческими жертвами, существенными повреждениями промышленных объектов, домов, мостов, транспорта, приведший к длительному нарушению ритма производства и жизнедеятельности на большой территории, оценивающийся в сумму не менее 2.5 млн. грн.

Если СГЯ отмечаются в необжитых районах, то они редко наносят ощутимый ущерб народному хозяйству.

С сильными ливнями чаще всего связаны сели, паводки, затопления, повреждение сельскохозяйственных культур. Ливни в градации СГЯ в Крыму имеют повторяемость 11 раз в год. С градом связаны повреждения сельскохозяйственных и садовых культур, построек и автотранспорта. В среднем по Украине повторяемость града в градации СГЯ составляет 2 раза в год. Со шквалами и смерчами связаны крупные разрушения жилых и хозяйственных помещений, мостов, повреждения различных технических средств (подъемных кранов, автомашин и др.), нередки человеческие жертвы. В Украине сильные шквалы с повторяемостью 1 раз каждые 1-2 года отмечаются в центральной и восточной частях, а в западной их повторяемость немного ниже - раз в 2 года. Умеренные шквалы (V = 20...24 м/с) чаще всего (с повторяемостью 2-3 раза в год) наблюдаются в центральной и восточной частях Украины. По данным за 1980-1991 годы повторяемость смерчей имеет тенденцию к возрастанию в последние пять лет, а также чередование максимумов повторяемости каждые три года. Смерчи отмечаются почти равновероятно в течение всего теплого сезона, но чаще всего отмечаются в июне и июле, в то время как сильные шквалы - с июня по август. Смерчи могут также возникать и в холодный период на южном побережье Черного моря.

1.3.1. **Условия формирования и механизм образования ОЯ и СГЯ, связанных с конвекцией**

Механизм образования конвективных осадков

Основной причиной укрупнения капель является миграция водяного пара от переохлажденных капель к ледяным кристаллам в верхней смешанной, состоящей из переохлажденных капель и кристаллов, части конвективных облаков. Это связано с тем, что над ледяными кристаллами упругость насыщения ниже, чем над водяными каплями, в результате чего первые растут за счет уменьшения размеров последних.

Рост облачных капель определяется водностью и мощностью облака. Капли, достигшие критического диаметра, равного 2.5 мм, неустойчивы и разбрызгиваются при порыве ветра 9 м/с и более. Восходящие потоки в конвективных облаках препятствуют выпадению дождевых капель, кроме того, их разрушение при порывах приводят к накоплению большого количества жидкой влаги в облаке. По мере накопления влаги наступает момент, когда эту влагу восходящие потоки уже не могут удержать, и происходит обрушение накопившейся влаги. Так возникают ливневые осадки.

Водность в зоне аккумуляции (q) конвективной ячейки с максимальной скоростью восходящего потока можно определить по формуле

$$q = \overline{\rho}\left(w_{макс}^2 - v_k^2\right)/\left(2\,g\,\Delta h\right), \qquad (1.6)$$

где g - ускорение свободного падения,

$v_к$ = 10 м/с - критическая скорость разбрызгивания крупной капли,

$w_{макс}$ - максимальная скорость восходящего потока в зоне аккумуляции, м/с;

$\overline{\rho}$ - средняя плотность воздуха в облаке, г/см^3;

Δh - мощность зоны аккумуляции.

В таблице 1.4 приведены значения $w_{макс}$ при выпадении осадков $Q_{макс} \geq 30$ мм для разных типов радиоэха. Из анализа этой таблицы следует, что осадки, подпадающие под категории ОЯ и СГЯ (ливни с $Q_{макс} \geq 30$ мм) отмечаются при $w_{макс} \geq 21$ м/с.

На основе предположения, что ливневые осадки выпадают за счет накопившейся влаги над уровнем максимальной скорости восходящих потоков количество осадков можно рассчитать по формуле

$$Q = \overline{\rho}\, w_{макс}^2 / \left(2\,g\right) \qquad (1.7)$$

В таблице 1.5 приведены значения интенсивности осадков I с $Q_{макс} \geq 30$ мм для разных типов радиоэха от облаков[7]. Наиболее интенсивные осадки, как видно из таблицы, связаны с конвективной облачностью (РКО). Максимальная интенсивность осадков, выпадающих из облаков с типом радиоэха РКО и РКСО, в 100% случаев превышает 1 мм/мин. Продолжительность выпадения ливневых осадков в градациях ОЯ и СГЯ равна 1-2.5 ч.

Из анализа таблиц 1.4 и 1.5 следует, что ливневые осадки связаны со значительными вертикальными скоростями, в то время как обложные осадки, как известно, обусловлены с псевдоадиабатическим охлаждением, когда вся влага конденсируется при температуре насыщения и выпадает в виде осадков.

---

[7] Основы радиолокацонного метода обнаружения осадков изложены в Приложении В.

Таблица 1.4.

Повторяемость значений $w_{макс}$ в облачных системах различных типов, % общего числа случаев

Тип радиоэха	$w_{макс}$, м/с					
	12-15	15,1-20,9	21-29,9	30-40	40,1-50	50
РКО	-	-	-	-	95	5
РКСО с одной конвективной ячейкой	-	-	60	20	20	-

Таблица 1.5.

Повторяемость значений средней и максимальной интенсивности осадков при сильных ливнях для облачных систем различных типов, % общего числа случаев

Тип радиоэха	Средняя интенсивность осадков I мм/мин							
	0,06-0,1	0,11-0,19	0,2-0,31	0,32-0,5	0,51-0,6	0,61-1,0	1,1-1,4	≥ 1,4
РКО	-	-	-	-	-	50	-	50
РКСО	-	30	50	-	-	20	-	-
Тип радиоэха	Максимальная интенсивность осадков I мм/мин							
	0,6-0,7	0,71-0,79	0,8-0,9	0,91-1,0	1,01-1,5	1,51-2,0	≥ 2,0	
РКО	-	-	-	-	50	10	40	
РКСО	-	-	-	-	80	20	-	

Механизм образования града в конвективных облаках

Град представляет собой ледяные частицы сферической (наибольшая вероятность) или неправильной формы. Их диаметр изменяется от размера средних размеров капель дождя до 2.5 см и более. Градины состоят из прозрачного льда или чередующихся слоев прозрачного и матового льда. Продолжительность выпадения града колеблется от 10 с до 45 мин, средняя продолжительность составляет около 5 мин, а наиболее часто встречающиеся значения продолжительности 1÷15 мин. Связи между продолжительностью выпадения града и размером градин не отмечается.

В настоящее время считается, что градины растут преимущественно за счет слияния ледяных кристаллов с переохлажденными каплями воды и что сублимация водяного пара играет второстепенную роль. Фазовое состояние накапливаемой влаги над уровнем максимальных вертикальных скоростей (достигающих 30 м/с и более) за-

висит от температуры воздуха на этом уровне и зародышами градин являются замерзшие капли.

Плотность ледяных наслоений градин зависит от термодинамических условий роста градин, в основном от водности переохлажденной части облака, за счет которой растут градины, от температуры окружающего воздуха и размера растущей градины. Наиболее благоприятна для роста града температура воздуха в переохлажденной части облака от минус 10 ^{o}C до минус 25 ^{o}C.

Градины, состоящие из смеси воды и льда и приносящие наибольший ущерб, образуются, когда приток тепла за счет замерзания захваченной воды, конденсации или сублимации превышает конвективный отток с поверхности растущей градины и вода на поверхности градины замерзает не полностью. При этом какая-то часть влаги не уносится потоком с поверхности градины, а образует жидкие медленно замерзающие включения. При этом образуется град с плотностью 0.92 г/ см^3.

Таким образом, для роста градин необходимы следующие условия:

⇒ зона максимальных восходящих движений (зона аккумуляции) должна располагаться в области переохлажденных капель (температурная зона -10 ^{o}C÷ - 25 ^{o}C);

⇒ водность переохлажденной части облака была достаточно высокой;

⇒ значения максимальных скоростей восходящего потока были достаточными для образования градин такого размера, чтобы они не растаяли при выпадении еще в атмосфере.

Радиус градин ($R_{гр}$) в облаке можно определить по формуле

$$R_{гр} = w^2_{макс} / \gamma^2 \qquad (1.8)$$

где $\gamma = 2.63 \cdot 10^3$ см$^{-1}$ для градин с плотностью $\rho = 0.9$ г/см^3.

Из этой формулы следует, что град диаметром $d \geq 2$ см выпадает при $w_{макс} \geq 30$ м/с, а диаметром $d \geq 1$ см при $w_{макс} \geq 20$ м/с при прочих благоприятных условиях.

Естественно, что град начинает выпадать, когда скорость его падения превысит максимальную скорость восходящего потока в зоне аккумуляции. $w_{макс}$

Согласно модели образования крупного града, он образуется в циркуляционной ячейке, которая может существовать достаточно длительное время. Такие циркуляционные ячейки образуются в облаках при больших сдвигах ветра по вертикали, что приводит к разделению восходящих и нисходящих потоков и упорядочиванию внутриоблачной циркуляции.

Как уже указывалось выше, при радиолокационных исследованиях конвективные структуры, связанные с выпадением града, разделяют на четыре основных типа:

- одноячейковые,
- многоячейковые неупорядоченные,
- многоячейковые упорядоченные,
- суперячейковые.

*Одноячейковы*е градовые облака имеют малое время существования (30-40 мин), малоподвижны или перемещаются, следуя орографии местности. Град из них выпадает в виде отдельных пятен. Ущерб от выпадения града обычно незначительный.

Многоячейковые неупорядоченные градовые облака существуют также непродолжительное время, имеют среднюю интенсивность развития. Град из них также вы-

падает пятнами. Из *многоячейковых упорядоченных* облаков град выпадает в виде нескольких дорожек.

Суперячейковые градовые облака существуют 60-80 мин, с ними, как правило, связан существенный экономический ущерб.

В большинстве случаев градовые облака имеют многоячейковую структуру. Периодически они объединяются в одну сверхмощную ячейку. При этом устойчивые скорости восходящего потока достигают 20-30 м/с и более. В рассмотренных выше мезомасштабных системах глубокой конвекции (МКК, линии шквалов, гряды кучево-дождевой облачности) могут развиваться системы ячеек мощных градовых облаков длиной до 100 км.

Условия формирования и механизм развития сильных шквалов и смерчей

Определение шквалов, их характеристики и условия образования уже были приведены в разделе, описывающем линии шквалов. Традиционно шквалы делят на внутримассовые и фронтальные. Внутримассовые шквалы связаны с мезомасштабными системами глубокой конвекции, с отдельными мощными кучево-дождевыми облаками, развивающимися в однородной воздушной массе в жаркую летнюю погоду. Фронтальные шквалы образуются на атмосферных фронтах, преимущественно холодных, вблизи быстро движущихся центров волновых возмущений или молодых циклонов, возникающих у точки окклюзии старых малоградиентных барических депрессий. Шквалы сопровождаются облаками типа **Cb** с весьма низким основанием и очень высокой вершиной. Чем мощнее конвективная система, тем сильнее шквалы.

Шквал является одним из проявлений интенсивной конвекции и имеет ряд особенностей, затрудняющих изучение и прогнозирование этих СГЯ.

Сильные шквалы, как и другие явления погоды, связанные с зонами активной конвекции, образуются в результате сложного взаимодействия атмосферных процессов, по крайней мере, трех диапазонов движений:

1) системы синоптического масштаба, отображаемые на синоптических картах и создающие общий синоптический фон, на котором развиваются конвективные процессы;
2) системы мезомасштаба (мезо-α и мезо-β), отображаемые на снимках с ИСЗ и на картах сети МРЛ;
3) отдельные мощные кучево-дождевые облака, описываемые параметрами радиоэха.

Образование вихрей с продольной осью под **Cb** связано с системой воздушных течений в мощных конвективных облаках. При выпадении интенсивных ливневых осадков возникают интенсивные нисходящие движения в нижней части облака (см. рис.1.5).

В переходной зоне между этих нисходящим потоком и восходящими потоками в передней части облака возникают значительные градиенты скорости (и температуры - между нисходящим холодным воздухом и восходящим теплым потоком) и, следовательно, условия для возникновения циркуляции с горизонтальной осью вращения - ветрового вала, направленного в сторону движения грозового очага.

Условия возникновения и развития облаков со шквалами характеризуются следующими параметрами, определяющими *степень термодинамической неустойчивости* атмосферы:

⇒ максимальной температурой и влажностью воздуха и поверхности Земли;

⇒ массовой долей влаги и вертикальными градиентами скорости и направления ветра в слое от подстилающей поверхности до уровня 500 гПа;

⇒ перепадом температур в слое 500-850 гПа - *индексом неустойчивости* $U = t_{500} - t_{850}$;

⇒ градиентом скорости ветра в слое поверхность Земли - уровень 850 гПа;

⇒ характером упорядоченных вертикальных движений.

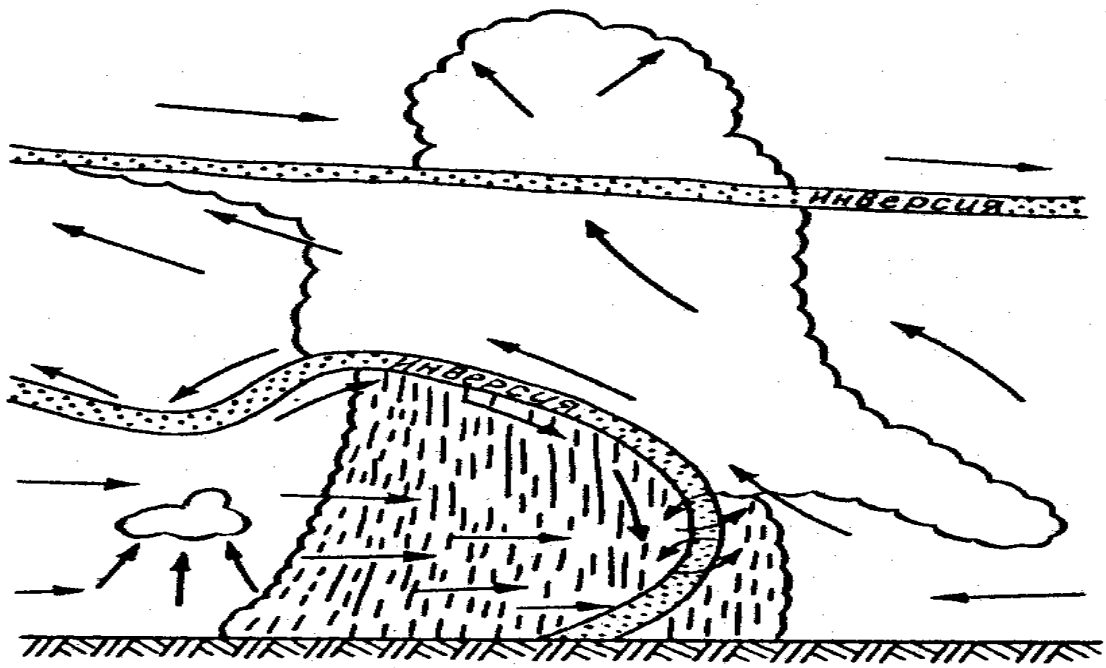


Рис. 1.5. Распределение воздушных течений в мощном кучево-дождевом облаке со шквалом

Диагноз шквалов на основе спутниковых и радиолокационных данных

Данные метеорологических и аэрологических наблюдений даже в районах с наиболее плотной сетью станций не обеспечивают необходимого пространственно-временного разрешения для выявления сильных шквалов и смерчей и определения условий их возникновения. Поэтому данные ИСЗ и МРЛ являются основными источниками информации о мезомасштабной структуре облачности и атмосферных циркуляций.

Облачность является индикатором атмосферных процессов, поэтому для анализа случаев наличия и отсутствия шквалов различной интенсивности используют карты облачности и её параметров, отображаемых на снимках с ИСЗ, а также радиоэхо на картах МРЛ.

Анализ облачности на снимках с ИСЗ в дни с развитием шквалов различных градаций и их отсутствием показал следующее. Форма облачности и ее интенсивность , а также положительная тенденция развития в ночные и предутренние (около 03 ч) сроки наблюдений могут быть индикаторами энергетического состояния атмосферы, необходимого для развития СГЯ.

Сильные шквалы отмечаются лишь в тех случаях, когда при определенных высоких значениях термодинамических параметров атмосферы на снимках с ИСЗ и на кар-

тах сети МРЛ выявляются скопления кучево-дождевой облачности масштаба мезо-β и мезо-α. Перед возникновением шквалов в районах их развития или вблизи этих районов уже в ночные и предутренние часы выявляются скопления кучевой и кучево-дождевой облачности, имеющие следующие параметры:

⇒ округлую, овальную и в редких случаях неправильную форму с четкими границами;

⇒ линейные размеры в 90% случаев лежат в пределах 100...450 км и всегда более 100 км.

Если скопления появляются в дневные часы, то с ними могут быть связаны только слабые шквалы.

При сильных шквалах в 99% случаев верхняя граница радиоэха $H_в \geq$ 11 км и во всех случаях цифра кода $\lg Z_{макс}$ не менее 4. По мере ослабления скорости ветра в шквале повторяемость указанных значений параметров радиоэха уменьшается.

Смерчи

Смерчем называют вихрь с вертикальной осью (в отличие от шквала с горизонтальной осью) вращения, сопровождающийся колоссальными скоростями ветра. Большинство смерчей связано с линиями шквалов или активными холодными фронтами с грозами. Они, как правило, сопровождаются шквалами. Наиболее благоприятные условия для образования смерчей имеются непосредственно на линии приземного фронта, вблизи от поверхности Земли (это узкая полоса шириной около 50 км по обе стороны линии холодного фронта).

Обычно при смерче из грозового облака как бы отщепляется облачный столб в виде воронки с отростком, напоминающим собой хобот слона.

Смерч имеет значительную скорость и большую разрушительную силу. Скорость ветра внутри смерча может достигать 100 м/с и более. Диаметр смерча над сушей бывает порядка 100-1000 м, иногда до 2 км. Видимая высота хобота составляет 800-1500 м. Смерч вырывает с корнем деревья, срывает крыши, иногда разрушает каменные постройки и часто разбрасывает предметы (в т.ч. автомобили) на большие расстояния.

Минимально возможная высота очагов зарождения смерчей лежит в пределах 0.5-1.0 км, а максимальная высота - до 3 км. При более высоком уровне зарождения смерч может не достичь поверхности Земли. Следует отметить, что смерч имеет много названий. В зависимости от вида поверхности, над которой он проходит (водная или суша), его именуют *торнадо, тромбом* или *смерчем*. Однако природа всех этих явлений совершенно одинакова.

В таблице 1.6 приведены параметры атмосферы по данным аэросиноптических, радиолокационных и спутниковых наблюдений, характеризующих ее состояние при развитии смерчей и сильных шквалов.

Наиболее благоприятными для развития смерчей являются следующие условия:

⇒ наличие развитых мощных скоплений Cb, которые хорошо выявляются по данным карт сети МРЛ и по снимкам облачности с ИСЗ на большой территории и развивающихся в районе зон конвергенции воздушных потоков в нижней атмосфере. В 83% случаев смерчи связаны с облаками, высота радиоэха от которых достигает и превышает 13 км, и в 91% со скоплениями Cb, горизонтальные размеры которых составляют 200 400 км;

⇒ наличие фронта с большими градиентами скорости ветра по высоте, способствующими образованию вихрей. Измерение скорости ветра с высотой обычно достигает 2-3 м,с на 100 м высоты, что в свободной атмосфере для умеренных широт равноценно наличию горизонтального градиента температуры у поверхности Земли 6...9°С/100 км;

⇒ наличие большой неустойчивости и больших значений массовой доли влаги во всей толще теплой воздушной массы. Эти условия способствуют образованию облаков на низких уровнях.

Таблица 1.6. **Характеристики состояния атмосферы при развитии смерчей и сильных шквалов по данным МРЛ, ИСЗ и аэросиноптических карт**

Явление	Данные МРЛ		Данные ИСЗ		Характерное термобарическое поле на аэросиноптических картах
	0 ч СГВ	3 - 6 ч СГВ	0 ч СГВ	2 - 4 ч СГВ	
Смерчи со шквалами и без них	$H_в \geq 10$ км $\lg Z_{макс}$ при цифрах кода 6 и 8	$H_в \geq 13$ км $\lg Z_{макс}$ при цифрах кода 6 и 8	Округлые, овальные, неправильной формы скопления Cb с четкими краями, размером 100-400 км в зонах облачных вихрей и во фронтальных облачных системах	Сохранение или усиление характерных скоплений Cb. При прогнозе перемещения облачных мезомасштабных систем возможно их слияние	Развитие циклоны с характерной фронтальной системой, фронтом окклюзии в теплом секторе. Горизонтальные градиенты температуры у Земли и на AT_{850} равны 2 °С/100 км и более. Район возможного возникновения: смыкание холодного фронта с фронтом окклюзии в теплом секторе или холодного с вторичным холодным. На карте относительной топографии - это точка окклюзии
Сильные шквалы	$H_в \geq 10$ км $\lg Z_{макс}$ при цифрах кода 4, 6 и 8	$H_в \geq 13$ км $\lg Z_{макс}$ при цифрах кода 4, 6 и 8	То же, размер скоплений Cb 100 -350 км в зонах облачных полос	Сохранение, усиление или незначительное ослабление (уменьшение размера) скоплений	Фронты с волнами, ориентированные меридионально, образование молодого циклона на волне с примыкающим к нему фронтом окклюзии Горизонтальные градиенты температуры у Земли и на AT_{850} равны 2 °С/100 км и более. Район возможного возникновения: узкий теплый сектор, точка окклюзии

Условия формирования и механизм развития сильных (ОЯ) и очень сильных (СГЯ) осадков в холодный период года

В холодный период года сильными осадками считают осадки с суммой Q= 7...19 мм за 12 ч (ОЯ), а очень сильными - осадки с Q ≥ 20 мм за 12 ч (СГЯ). Осадки указанных градаций формируются при подъеме влажных теплых воздушных масс в циклонах и на атмосферных фронтах при упорядоченных вертикальных движениях и развитии конвективных движений с низких уровней тропосферы (850 гПа) на фронтах в теплой воздушной массе. Таким образом, благоприятными условиями для развития сильных осадков является адвекция теплых влажных воздушных масс воздуха, перемещающихся преимущественно с юга, юго-запада и запада. Продолжительные по времени и интенсивные восходящие движения в циклонах и на атмосферных фронтах способствуют подъему влажных воздушных масс воздуха, что приводит к накоплению больших запасов влаги в облачных системах, а механизм циркуляции воздушных частиц в облачных системах - к образованию и выпадению осадков.

Очень сильные осадки (СГЯ) связаны с прохождением хорошо развитых глубоких циклонов преимущественно с юга (табл. 1.7).

Сильные осадки (ОЯ) формируются в хорошо развитых циклонах на теплых фронтах и фронтах окклюзии преимущественно при южном и юго-западном перемещении воздушных масс. В 88% случаев сильные осадки наблюдаются при адвекции тепла и высокой массовой доле влаги воздуха в слое 850-500 гПа (в 97% случаев недостаток насыщения $\sum_{850}^{500} d \leq 3\ ^0$C). Случаи с $Q_{max} \geq 7$ мм всегда связаны с адвекцией зон осадков, для которых верхняя граница радиоэха $H_{макс} \geq 4$ км и $L_{МРЛ} \geq 150$ км.

Сильные и очень сильные осадки зимой никогда не отмечаются при перемещении воздушных масс с севера, северо-востока, востока и юго-востока (табл. 1.7 и 1.8).

Вопросы для самопроверки

<u>К введению и разделу 1.1.</u>

1. Можно ли по данным стандартной сети аэрологического зондирования выявить мезомасштабные атмосферные образования масштаба мезо-β и мезо-γ и почему?
2. Какая сила оказывает большее влияние на образование мезомасштабных систем: Кориолиса, плавучести или барического градиента?
3. На развитие α - или γ-мезосистем большее влияние оказывает сила Кориолиса. Почему?
4. Для каких атмосферных процессов (крупно- или мезомасштабных) предел предсказуемости выше и почему?
5. При каких значениях числа Релея (больше или меньше критического) возникают конвективные системы? Объясните, исходя из физического смысла этого числа.
6. Предсказуемость каких из перечисленных мезомасштабных систем выше и почему:
   - *системы, образующиеся в результате воздействия орографических неоднородностей подстилающей поверхности;*
   - *системы, образующиеся из-за наличия неоднородностей в крупномасштабном потоке;*
   - *системы, образующиеся в однородном крупномасштабном потоке.*
7. Наблюдается вторжение холодного воздуха. Какую мезомасштабную структуру конвективного облачного покрова следует ожидать и почему?

8. Могут ли при стационарных атмосферных процессах развиваться несимметричные системы мелкой конвекции?
9. От какой величины или причины зависит появится грядовая или ячейковая структура конвективной облачности?
10. Каким образом данные о структуре мезомасштабных систем мелкой конвекции могут быть использованы при анализе метеорологических величин над малоосвещенными районами?

К разделу 1.2.

1. Вкладом каких физических факторов отличаются различаются системы глубокой конвекции от систем мелкой конвекции и почему?
2. Температура верхней границы облачного скопления на ИК-снимке равна -55 ^{o}C. К глубокой или мелкой конвекции можно отнести эту облачность и почему?
3. Участвует ли в развитии МКК механизм симметричной бароклинной неустойчивости и почему?
4. Перечислите стадии развития МКК и укажите стадию, на которой отмечается переход от ливневых к обложным осадкам.
5. Поясните механизм образования области мезомасштабных упорядоченных движений в средней тропосфере в мезомасштабном конвективном комплексе.
6. Какие системы (линейные или симметричные) развиваются в слабом крупномасштабном потоке?
7. Что является спусковым механизмом возникновения МКК?
8. Для какой мезомасштабной системы характерны следующие условия погоды: сильный порывистый ветер, падение температуры, интенсивные осадки и рост давления?
9. В какой части циклона умеренных широт образуются линии шквалов и почему?
10. Действие какой силы приводит к появлению циклонической области упорядоченных движений в МКК?
11. При каком типе воздушной массы возможно существование линии шквалов в течение 1-2 суток и почему?
12. Перечислите необходимый минимум информации для проведения анализа мезомасштабных систем глубокой конвекции.
13. Где (в умеренных широтах или в тропиках) в МКК образуются области упорядоченных вертикальных движений и почему?
14. Какие процессы приводят к резкому усилению восходящих движений на стадии максимального развития МКК?
15. Какой механизм (симметричная бароклинная неустойчивость, свободная или вынужденная конвекция) является спусковым для возникновения линии шквала и почему?
16. Какие различия наблюдаются в структуре осадков в МКК и в скоплениях кучево-дождевой облачности?
17. Какие причины приводят к разрушению МКК?
18. Перечислите механизмы образования гряд кучево-дождевой облачности.
19. Перечислите этапы анализа мезомасштабных конвективных систем.

К разделу 1.3.

1. Перечислите опасные и особо опасные явления погоды, связанные с мезомасштабными конвективными системами, и приведите оценку их повторяемости в пределах Украины.
2. Какими факторами определяется характер ущерба и экономический ущерб от СГЯ?
3. Опишите механизм образования интенсивных ливневых осадков и свяжите вероятность их обнаружения с характеристиками радиоэха.
4. Опишите механизм образования града и свяжите вероятность обнаружения градоопасных облаков с характеристиками радиоэха.
5. Опишите механизм образования шквалов и методы их обнаружения по спутниковой и радиолокационной информации.
6. Опишите механизм образования смерчей и методы их обнаружения по спутниковой и радиолокационной информации.
7. Опишите механизм образования интенсивных ливневых осадков в холодный период года и свяжите вероятность их появления с типом термобарической ситуации в Украине.

Таблица 1.7.

Повторяемость случаев осадков различной интенсивности при различных направлениях перемещения воздушных масс, %

Сумма осадков за 12 часов и менее, мм	Число случаев, % от общего числа	Направление перемещения								Циклон	Ложбина
		С	СВ	В	ЮВ	Ю	ЮЗ	З	СЗ		
≥ 20 СГЯ$_{инт}$	2	-	-	-	-	100	-	-	-	-	-
СГЯ$_{ср}$	3	-	-	-	-	33	67	-	-	-	-
СГЯ$_{сл}$	9	-	-	-	-	11	55	-	-	22	12
≥ 7 ОЯ$_{инт}$	44	-	-	-	-	36	39	9	-	16	-
ОЯ$_{ср}$	31	-	-	-	-	26	36	6	10	16	6
ОЯ$_{сл}$	63	-	-	-	1	6	50	12	24	6	1
3 – 6	92	9	3	-	8	9	38	9	24		
0 - 2	69	6	4	3	7	9	33	16	22	-	-
Общее число случаев	313	11	6	2	12	52	125	30	55	16	4

Примечания. – 1. Индексы обозначают площадь S, на которой зарегистрированы осадки: «*инт*» - S ≥ 30%, «*ср*» - S = 10…30%, «*сл*» - S < 10% обслуживаемой территории. 2. СГЯ: Q ≥ 20 мм, ОЯ: Q= 7...19 мм

Таблица 1.8.

Повторяемость случаев осадков различной интенсивности при различных синоптических ситуациях, %

Число случаев, % общего числа случаев	Сумма осадков за 12 ч и менее, мм	Циклон				Фронт				Серии фронтов	Гребень, малоградиентное поле без фронтов	Другие ситуации
		СЗ	З	ЮЗ	Ю	теплый	холодный	окклюзии	с волнами			
8	≥ 20	-	25	-	75	-	-	-	-	-	-	-
26	7 - 19	-	7	4	-	50	4	23	4	8	-	-
20	4 - 6	5	-	-	-	30	15	20	10	10	-	10
66	0 - 3	-	-	-	-	12	27	33	-	-	18	9
Общее число случаев	120	1	4	1	6	27	22	32	3	4	12	8

Глава 2. МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ЦИКЛОНИЧЕСКИХ ЦИРКУЛЯЦИЯХ

В течение полувека в синоптическом анализе доминирует концептуальная модель волнового циклогенеза и фронтогенеза, включающая в себя понятия теплого, холодного фронтов и фронта окклюзии. Эта модель, предложенная норвежскими учеными в начале 20-х годов нынешнего столетия и базировавшаяся в основном на довольно редкой сети измерений наземных наблюдений, не претерпела существенных изменений и после организации сети измерений в свободной атмосфере и наблюдений за облачным покровом со спутников. Новые средства наблюдений в целом подтверждали правильность представления фронтальной моделью крупномасштабной структуры атмосферных возмущений синоптического масштаба в умеренных и высоких широтах. Основные положения качественной модели норвежской школы были подтверждены также многочисленными теоретическими работами по теории устойчивости крупномасштабных атмосферных процессов, показавших доминирующую роль бароклинной неустойчивости в образовании волн, циклонов и антициклонов в умеренных и высоких широтах.

Вместе с этим новые средства наблюдений, обладающие высоким разрешением во времени и в пространстве (прежде всего, спутниковые и радиолокационные наблюдения), позволили обнаружить ряд деталей как в крупномасштабных характеристиках циклонических циркуляций, так и в их внутреннем строении.

Учитывая мезомасштабную направленность настоящих лекций, остановимся лишь на втором из указанных выше аспектов циклонических циркуляций. Здесь можно выделить два основных класса мезомасштабных движений, которые ускользали ранее из поля зрения метеорологов в связи с отсутствием адекватной системы наблюдений:

- вторичные течения на атмосферных фронтах (или во фронтальных зонах) синоптического масштаба;
- мезомасштабные циклонические возмущения, возникающие за пределами основных атмосферных фронтов.

Эти мезомасштабные движения оказывают существенное влияние на характер погоды (распределение облачности, осадков, ветра), поэтому идентификация таких возмущений на стадии анализа состояния атмосферы, оценка их эволюции и перемещения может существенно повысить качество краткосрочного прогнозирования погоды в отдельно взятом регионе.

2.1. *МЕЗОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА ФРОНТОВ*

В соответствии с классическими представлениями движения вдоль фронтальной поверхности раздела представлялись в виде упорядоченного крупномасштабного восхождения, которое порождает однородную облачность и осадки вдоль фронтального раздела. В связи с наблюдавшимися отличиями в строении облачности и осадков на холодных фронтах были введены понятия анафронта и катафронта. В последнем случае вместо упорядоченного восхождения теплого воздуха вдоль фронтальной поверхности предполагается, что на некотором расстоянии за линией фронта у поверхности Земли имеется нисходящее скольжение воздуха вдоль фронтального раздела. Этот нисходящий поток препятствует распространению теплого воздуха далеко от призем-

ной линии фронта и способствует образованию узкой и мощной по вертикали облачной системы вблизи наземного положения фронта.

Эта и другие предложенные модификации основной модели фронта не предполагали, однако, возможности существования вторичных движений на фоне общего восхождения теплого воздуха вдоль фронтального раздела.

Мезомасштабная структура облачности и осадков на фронтах начала изучаться более интенсивно с 60-х годов, когда расширилась сеть радиолокационных наблюдений, появились снимки облачного покрова со спутников, а также наземные полигоны с плотной сетью наблюдений за осадками. Параллельно стремительно увеличивался объем теоретических работ, направленных на изучение механизма образования системы мезомасштабных движений на фронтах. В последние годы в связи с совершенствованием средств автоматической обработки спутниковых и радиолокационных измерений, а также средств представления всех видов информации техника мезомасштабного анализа и прогноза осадков в зоне атмосферных фронтов стала внедряться в оперативную практику.

В данном разделе мы последовательно рассмотрим накопленные к настоящему времени фактические данные о строении мезомасштабных зон осадков на атмосферных фронтах, современные представления о механизме их образования и подходы к анализу и сверхкраткосрочному прогнозу мезомасштабных полос осадков на основе радиолокационных спутниковых и обычных данных.

2.1.1. Общие характеристики мезомасштабной структуры фронтальных систем по данным наблюдений

К настоящему времени на основе совместного анализа результатов радиолокационных измерений и учащенных измерений в свободной атмосфере и у поверхности Земли накоплена достаточная информация о фактическом мезомасштабном строении фронтальных систем. Для измерений в свободной атмосфере помимо данных радиозондирования в ряде полевых экспериментов использовались и самолеты-лаборатории. На основе анализа этих экспериментальных измерений было получено, что осадкам в зоне атмосферных фронтов свойственна *полосная структура*. Она проявляется в том, что в пределах одной фронтальной зоны имеется несколько участков шириной 30-70 км и длиной несколько сотен километров, в которых осадки более интенсивны, а между ними располагаются зоны шириной 60-120 км, в которых интенсивность осадков незначительна или же они отсутствуют. Морфологически характеристики этих полос могут существенно отличаются (что и будет предметов нашего дальнейшего рассмотрения), однако такая полосная структура является характерной для фронтальных осадков - по данным отдельных авторов мезомасштабные полосы осадков встречаются в более чем 80% циклонов умеренных широт. При описании морфологических характеристик полосной структуры осадков будем придерживаться в основном классификации, предложенной американским исследователем Хоббсом. В соответствии с этой классификацией в подвижных циклонах выделяют следующие основные типы мезомасштабных полос осадков (см. рис.2.1):

1. полосы осадков теплого фронта,
2. полосы осадков теплого сектора,
3. полосы осадков холодного фронта,
4. предфронтальные полосы осадков на фронте окклюзии,

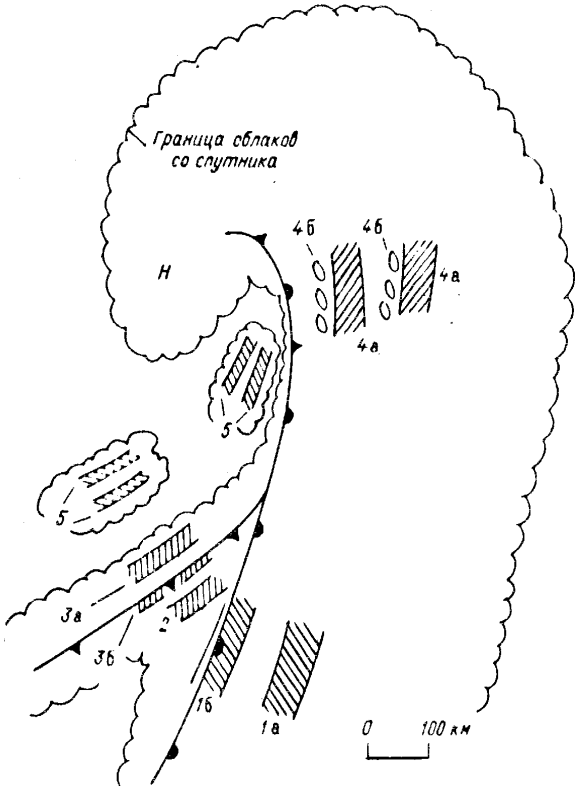


Рис.2.1. Схематическое расположение мезомасштабных полос осадков в системе внетропического циклона. Цифрами обозначены типы мезомасштабных полос осадков в соответствии с их классификацией в тексте.

5. полосы осадков за холодным фронтом.

Эти типы целесообразно, по-видимому, дополнить *полосами осадков в зоне квазистационарных фронтов большой протяженности* (тип 6), так как в них также выявлена полосная структура осадков.

Схема расположения мезомасштабных полос осадков в пределах подвижного циклона, заимствованная из работы Хоббса, приведена на рис.2.1.

Полосы осадков теплого фронта

Полосы осадков на теплом фронте имеют, как правило, ширину около 50 км, расстояние между соседними полосами составляет около 100 км. Эти полосы осадков располагаются перед линией теплого фронта у поверхности Земли. Обычно в зоне теплого фронта наблюдается 1-3 полосы осадков, ориентированных параллельно линии приземного фронта. В пространстве между мезомасштабными полосами осадков располагаются зоны, где осадки не выпадают вообще или их интенсивность мала. Характерное время жизни полос осадков составляет около 8 ч. Полосы перемещаются со скоростью всей системы теплого фронта, не совпадающей со скоростью ветра в слое их генерации. Внутренняя структура полос неоднородна, в ней содержатся конвективные неоднородности, дающие наиболее интенсивные осадки. В районах генерации конвективных образований скорость восходящих движений достигает 1м/с.

Мезомасштабные неоднородности в поле течений, создающие полосы осадков, образуются над фронтальным разделом. Экспериментальные измерения указывают на существование в зоне теплого фронта (выше фронтального раздела) серии замкнутых циркуляций валикового типа. В восходящих ветвях этих валиковых систем формируется наиболее мощная облачность, дающая более интенсивные осадки. Ниже фронтального раздела в зоне выпадения осадков образуются области нисходящих течений

и оттока холодного воздуха в нижних слоях тропосферы. Схема распределения воздушных течений, облачности и зон осадков на теплом фронте, полученная по данным измерений с помощью доплеровских радиолокаторов, приведена на рис. 2.2. При рассмотрении этой схемы следует обратить внимание на то, что зоны осадков смещены вперед (по направлению движения фронта) по отношению к зоне максимальных восходящих течений.

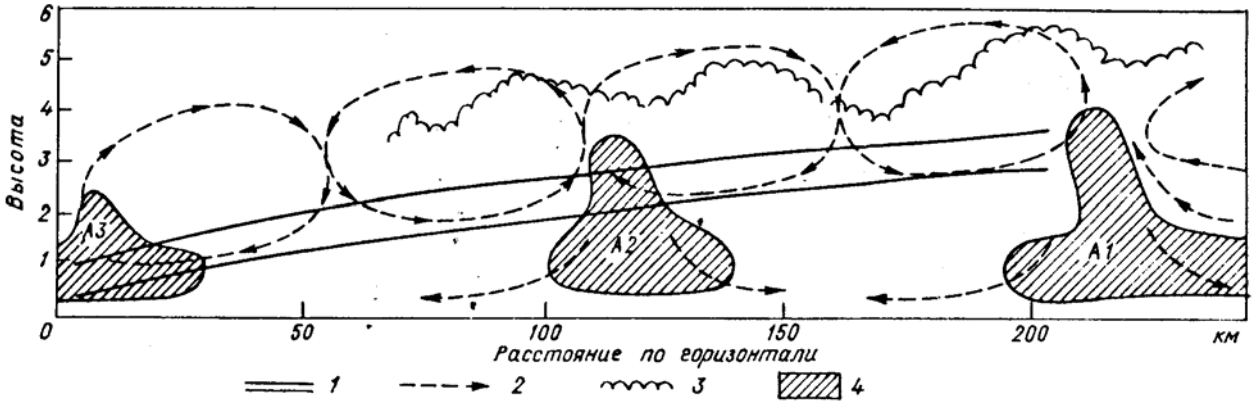


Рис. 2.2. Схема расположения мезомасштабных полос осадков на теплом фронте по Хеймсфилду. 1 - положение фронтального раздела, 2 - мезомасштабная циркуляция в вертикальной плоскости вдоль фронтального раздела, 3 - верхняя граница радиоэха, 4 - зоны осадков

Мезомасштабные неоднородности в поле слоистообразной облачности, образующиеся вдоль теплого фронта, развиваются в слоях повышенного влагосодержания различной мощности в связи с общим наклоном фронтальной поверхности. По этой же причине области генерации осадков поднимаются на все большую высоту по мере удаления от приземной линии фронта. В этой связи в некоторых случаях осадки, образующиеся в первой (наиболее удаленной от приземной линии фронта) полосе, могут не достигать поверхности Земли, испаряясь в подфронтальном слое сухого воздуха большой мощности.

Как уже указывалось, мезомасштабные полосы осадков располагаются обычно впереди теплого фронта у поверхности Земли (полоса 1*а* на рис. 2.1), однако в отдельных случаях полосы интенсивных осадков могут образовываться в непосредственной близости от приземной линии фронта (полоса 1*б* на рис. 2.1). Они отмечаются при образовании резкой зоны конвергенции приземных потоков воздуха в зоне приземного фронта, которая обуславливает интенсивные восходящие течения непосредственно перед теплым фронтом у поверхности Земли.

Полосы осадков теплого сектора

Полосы осадков в теплом секторе обычно имеют ширину около 50 км. Они ориентируются вдоль линии холодного фронта у поверхности Земли. Морфология и внутренняя структура этих полос может быть весьма различной в зависимости от состояния подстилающей поверхности и характеристик воздушной массы, составляющей теплый сектор циклона. Над холодной подстилающей поверхностью (зимой над континентами) такие полосы, как правило, вообще отсутствуют. Полосы осадков в теплом секторе наблюдаются и вдоль линий шквалов, образующихся в теплый период

года над континентами и подробно рассмотренных в разделе 1.2. Даже менее интенсивные полосы в теплом секторе имеют многие черты, сходные с линиями шквалов. Наиболее типичной для этих полос является мощная конвекция, которая развивается вдоль переднего (по направлению движения) края полосы в результате конвергенции и подъема массы теплого и влажного воздуха. Скорость восходящих течений в этих участках может достигать нескольких метров в секунду. Основная зона осадков сосредоточена в центральной и тыловой частях облачной полосы. В нижнем слое тропосферы под зоной осадков образуется область нисходящих течений и происходит растекание воздушных потоков у поверхности Земли.

Внутренняя структура полос теплого сектора неоднородна. Степень неоднородности зависит от уровня статической неустойчивости воздушной массы в теплом секторе. Типичные характеристики неоднородностей в линиях шквалов были описаны в разделе 1.2. При менее интенсивной конвекции уменьшаются горизонтальные масштабы неоднородностей и пятнистость осадков.

Полосы холодного фронта

Полосы холодного фронта ориентируются параллельно линии холодного фронта у поверхности Земли и могут быть подразделены на два типа:

- полосы шириной приблизительно 50 км, образующиеся на поверхности фронтального раздела за линией фронта у поверхности Земли (тип 3а на рис. 2.1);
- полосы шириной около 5 км, которые совпадают с положением фронта у поверхности Земли (тип 3*б* на рис. 2.1).

Схема распределения полос осадков в зоне холодного фронта, заимствованная из работы Хоббса, приведена на рис. 2.3.

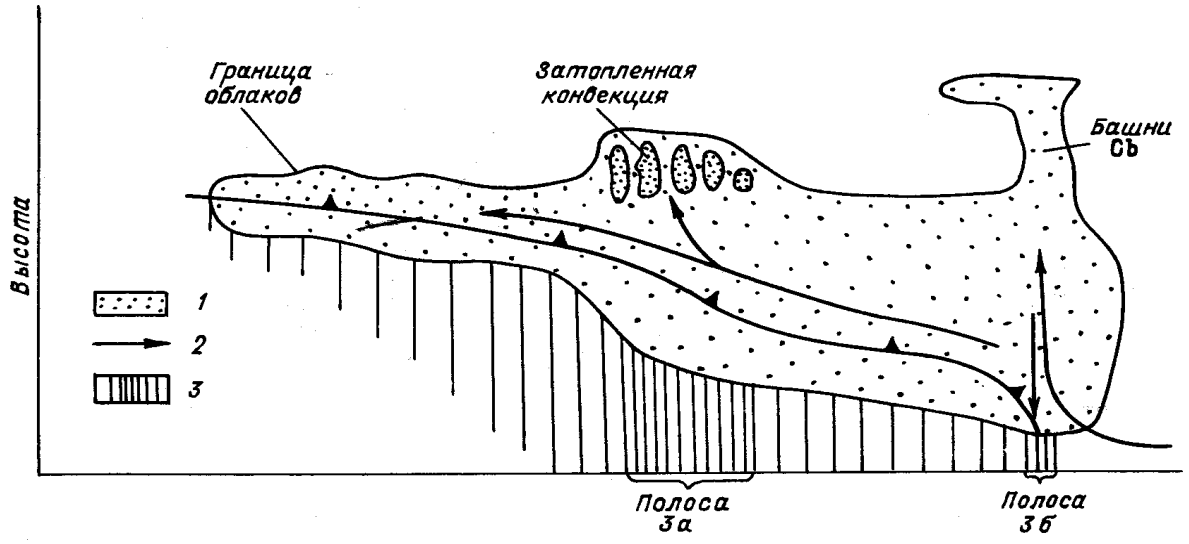


Рис. 2.3. Схема расположения мезомасштабных полос осадков на холодном фронте по Хоббсу. 1 - облачный массив в зоне холодного фронта затенен, 2 - направление течений в вертикальной плоскости, 3 - осадки и мезомасштабные полосы осадков (номера соответствуют указанным на рис. 2.1 и в тексте).

В широких полосах скорость восходящих движений выше фронтального раздела достигает несколько десятков сантиметров в секунду. В мезомасштабной зоне более интенсивных восходящих движений образуются конвективные облака, которые и формируют зону более интенсивных осадков (см. схему на рис.2.3). При рассмотрении этой схемы следует обратить внимание на то, что в районе образования более мощной облачности наклон фронтальной поверхности увеличивается, а в промежутках между мезомасштабными полосами осадков поверхность фронтального раздела становится более пологой.

Узкая полоса осадков непосредственно примыкает к линии фронта у поверхности Земли. Характерным для нее является присутствие сильного мезомасштабного восхождения, скорость которого достигает 1 м/с. Сразу же за зоной восходящих движений (см. схему на рис. 2.3) следует узкая область нисходящих движений. Узкая полоса осадков перемещается вместе с системой холодного фронта у поверхности Земли. Для этой полосы характерны непродолжительные, но очень интенсивные ливневые осадки. Обычно такая полоса состоит из скоплений кучево-дождевых облаков эллиптической формы, большие оси которых ориентированы под углом примерно 35^0 к линии фронта. Схематическое расположение этих неоднородностей относительно линии фронта показано на рис 2.4. Каждый такой массив занимает площадь 50-100 км^2 и содержит несколько активных кучево-дождевых облаков.

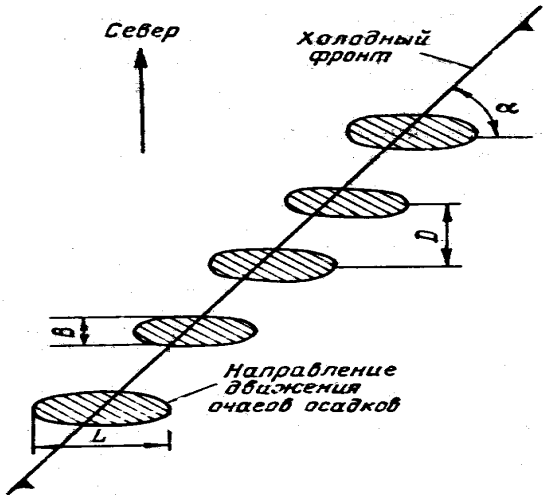


Рис. 2.4. Схематическое расположение скоплений кучево-дождевых облаков на холодном фронте. α - угол между линией фронта и большой осью скоплений.

Ширина *B* скопления составляет около 5 км, а длина *L* - около 20 км. Расстояние *D* между соседними скоплениями составляет около 5 км. Облачные скопления движутся со скоростью холодного фронта, но в тоже время имеют составляющую движения вдоль фронта. Скорость этого тангенциального смещения совпадает со средней скоростью составляющей ветра в слое от Земли до 500 м, направленного вдоль фронта. Приведенные выше экспериментальные данные о характеристиках узких полос осадков относятся к ситуациям, когда конвекция является не очень мощной (область осадков, дающих радиоэхо, не поднимается, как правило, выше 3 км).

Предфронтальные полосы осадков на фронте окклюзии

В облачной системе, связанной с фронтом окклюзии, выделяются два типа полос осадков:

- широкая полоса осадков, формирующаяся из массива мощной облачности, формирующейся в теплом воздухе перед фронтом окклюзии у поверхности Земли (тип 4а на рис 2.1),
- мелкие, резкие очерченные полосы осадков в районе относительно холодного воздуха на высотах, следующего за широкой полосой осадков (тип 4б на рис. 2.1).

Широкие полосы осадков являются очень распространенными в системе окклюзий. Они имеют ширину 50-70 км, длину несколько сотен километров и располагаются обычно в языках теплого и влажного воздуха над фронтальной поверхностью. Структура этих полос неоднородна. В них выделяются скопления конвективной облачности размером до 50 км. Скорость восходящих движений в этих скоплениях достигает 1.2-1.5 м/с, значение радиоэха - 30 дБ. Эти полосы осадков вытянуты параллельно сдвигу ветра в облачном слое, где происходит их генерация. Полосы осадков могут существовать более 12 ч, а крупные скопления облаков, из которых они состоят, прослеживаются в течение 6-8 ч. Конвекция локализуется над устойчиво стратифицированной зоной фронтального раздела, в которой образуются слоистообразные облака. Приземные поля температуры и ветра при этом отделены этим устойчивом фронтальным слоем от мезомасштабных циркуляций, развивающихся в более высоких слоях атмосферы, и, поэтому, не отражают геометрии зон осадков.

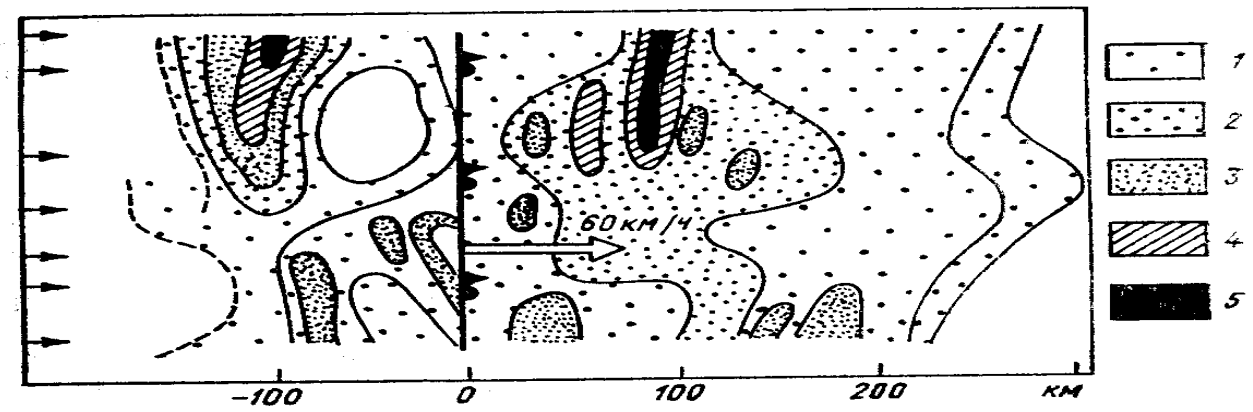


Рис.2.5. Структура поля осадков на фронте окклюзии

Узкие полосы осадков, имеющие иногда волнистую форму, возникают в ядрах холодного воздуха. Облачность верхнего яруса здесь отсутствует, и полосы можно идентифицировать не только по радиолокационным наблюдениям, но и по снимкам облачности со спутников. Ширина этих зон составляют 5-10 км, они соответствуют районам умеренной конвекции.

Полосы осадков за холодным фронтом

Эти полосы осадков являются результатом образования гряд кучево-дождевой облаков в массе холодного воздуха, которая следует за холодным фронтом и развивается по типу свободной конвекции Бенара-Реллея. Так как конвекция развивается здесь преимущественно в нижней половине тропосферы на фоне крупномасштабных нисходящих движений., то облака верхнего яруса, как правило, отсутствует и мезомасштабная грядовая структура облаков легко обнаруживается не только с помощью радиолокаторов, но и на спутниковых снимках облачности.

Из этих облачных гряд часто выпадают кратковременные, но и интенсивные ливневые осадки. Зафронтальные полосы ориентируются параллельно холодному фронту или под некоторым углом к нему. Они неоднородны по своей структуре и состоят из серии скоплений кучево-дождевых облаков размером до 5 км. Интенсивность циркуляции в этих мезомасштабных системах и сам факт их образования существенно зависит от состояния подстилающей поверхности. Наиболее благоприятные условия для их образования возникают при переносе холодной воздушной массы над теплой и влажной подстилающей поверхностью. Такие условия характерны для теплого времени года над континентами и зимой над поверхностью океана.

Полосы осадков в зоне квазистационарных фронтов

Мезомасштабная структура облаков и осадков свойственна не только системам подвижных циклонов, но и квазистационарным атмосферным фронтам, особенно в теплую половину года. Такого рода мезомасштабная организация воздушных течений и соответствующие им полосы осадков образуются преимущественно с теплой стороны фронтального раздела, имеют длину до 1000 км и ширину до 100 км. Как правило, такие полосы состоят из скоплений кучево-дождевых облаков, которые, развиваясь, перемещаются вдоль этой полосы. Чаще всего стационарные фронты ориентируются с юго-запада на северо-восток (в Северном полушарии), поэтому скопления облачности генерируются с юго-западной стороны облачной полосы, где имеется подток теплого и влажного воздуха в нижних слоях атмосферы, и диссипируют на северо-восточной периферии полосы.

Полосы ориентируются параллельно сдвигу ветра в конвективном слое и имеют тенденцию дрейфовать от стационарного фронта (к юго-востоку при ориентации последнего с юго-запада на северо-восток). Характерное время жизни облачной полосы может превышать 10 ч, а характерное время жизни мезомасштабных скоплений внутри полосы составляет несколько часов. По своей внутренней структуре мезомасштабные полосы облаков и осадков на стационарном фронте близки к полосам осадков в теплом секторе циклонов. Отличительная их особенность состоит в большой пространственной протяженности, что связано с протяженной структурой квазистационарных фронтов.

2.1.2. **Механизм образования мезомасштабных полос осадков**

Резюмируя синоптические условия образования мезомасштабных полос осадков в атмосфере и фактические данные об их структуре, можно констатировать следующее. Мезомасштабные полосы образуются преимущественно в зонах повышенной бароклинности и гидростатической неустойчивости атмосферы, в их внутренней

структуре почти всегда присутствует элемент конвекции, порождающий неоднородность осадков в пределах одной мезомасштабной полосы.

Теоретически мезомасштабные полосы осадков могут быть следствием реализации различных типов неустойчивости в атмосфере:

1. гидродинамическая неустойчивость, возникающая на фронтальных разделах в за счет вертикальных сдвигов ветра или горизонтальных градиентов температуры. В результате на фронтальных разделах возникают гравитационные волны, существенно меняющие мезомасштабную структуру вертикальных движений;
2. механизм *естественной конвекции*, которую по своему характеру можно разбить на два предельных случая:
   - конвекция, возникающая за счет *горизонтальных градиентов плотности* (температуры) в нейтрально или устойчиво стратифицированном по вертикали слое воздуха (бароклинная неустойчивость);
   - конвекция, возникающая в горизонтально однородном слое воздуха за счет отрицательного *вертикального градиента плотности* (потенциальной температуры) - гидростатическая неустойчивость.

Практически все эти механизмы присутствуют в той или иной комбинации в активных фронтальных зонах. Однако, если выделять основной механизм возникновения мезомасштабных циркуляций во фронтальных зонах, то на него претендует в первую очередь неустойчивость типа естественной конвекции. В пользу конвективного механизма образования мезомасштабных полос осадков свидетельствует:

- наличие конвективной облачности во всех мезомасштабных облачных полосах;
- рекурентная (повторяющаяся) мезомасштабная система воздушных течений, возникающая во фронтальных разделах;
- ориентация мезомасштабных облачных полос параллельно сдвигу ветра в слое, где развивается облачность, генерирующая осадки.

Приведем здесь основные качественные выводы, полученные также на основе численного моделирования условий возникновения вторичных мезомасштабных течений на фронтальных разделах.

Рассмотрим простую линейную постановку задачи устойчивости потока, невозмущенное состояние которого характеризуется условиями постоянства горизонтальных и вертикальных градиентов температуры $\partial\bar{\theta}/\partial x = \text{const}$, $\partial\bar{\theta}/\partial z = \text{const}$, а также выполнением соотношения термического ветра $\partial\bar{v}/\partial z = \left(g/f\bar{\theta}\right)\partial\bar{\theta}/\partial x$.

При достижении некоторых критических значений безразмерных параметров потока (числа Реллея (Ra), Ричардсона (Ri), Рейнольдса (Re), являющихся комбинациями указанных выше величин и учитывающих также эффект вязкости) в воздушном потоке начинается рост возмущений, приводящих к возникновению тех или иных мезомасштабных структур.

Так при наличии достаточно большой бароклинности (большого горизонтального градиента температуры) даже при условиях статически устойчивой атмосферы ($\partial\bar{\theta}/\partial z > 0$) возникают валиковые вторичные течения с характерным горизонтальным размером порядка нескольких сотен километров. При уменьшении вертикальной ус-

тойчивости горизонтальные размеры этих валиковых циркуляций начинают уменьшаться до десятков километров при нейтральной стратификации.

Существенное влияние на структуру валиковой естественной конвекции оказывают эффекты горизонтального сдвига ветра и вращения. При отсутствии этих эффектов в невозмущенном потоке возникают валиковые системы с вертикальной структурой. Под действием вращения и горизонтального сдвига ветра циркуляция в валиках становится наклонной (см. рис.2.6). Такая наклонная система течений приводит к деформации поля температуры и образованию относительно холодных и теплых наклонных слоев воздуха, разделенными зонами с повышенными градиентами температуры. Система таких чередующихся восходящих и нисходящих движений может объяснить деформацию фронтальной поверхности, состоящую в изменении ее наклона (см. рис. 2.3).

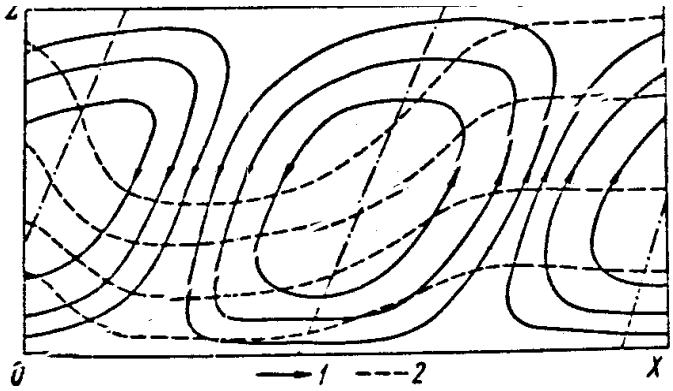


Рис. 2.6. Схема мезомасштабных течений и деформации температурного поля в зоне атмосферного фронта. 1 - линии тока, 2 - изотермы.

В участках нисходящих течений монотонный подъем фронтальной поверхности замедляется, а в участках восходящих движений фронтальная поверхность несколько приподнимается. В результате появляются области с более пологим и более крутым подъемом фронтальной зоны.

Учет влажности, также как и в случае конвекции в горизонтально-однородных слоях воздуха, действует по двум основным направлениям. Во-первых, условия насыщения воздуха влагой предполагают эффективный рост статической неустойчивости, что в свою очередь приводит к уменьшению горизонтального размера возникающих валиковых течений. Во-вторых, появление внутренних источников и стоков энергии за счет процессов конденсации и испарения понижает критические значения внешних безразмерных параметров, при которых возникает естественная конвекция. Кроме того, это приводит к возникновению асимметрии во внутреннем строении циркуляционных ячеек - участки восходящих течений становятся более узкими и интенсивными, а участки нисходящих течений - более широкими и менее интенсивными.

Таким образом, возникающие вторичные валиковые системы течений приводят к образованию рекурентных мезомасштабных облачных неоднородностей в фронтальных облачных системах синоптического масштаба. Однако мы отмечали, что полосы осадков редко бывают однородными и соответствующие им облачные системы состоят, как правило, из ряда скоплений кучево-дождевых облаков, т.е. внутри валиковых систем имеются движения более мелкого масштаба. Их появление вызвано конвективными движениями в результате потери статической устойчивости в восходящих ветвях мезомасштабных двумерных ячеек. Качественно механизм взаимодействия бароклинной и статической неустойчивости можно представить следующим образом. Образование горизонтальных градиентов температуры во фронтальной зоне на фоне небольшой статической устойчивости приводит к реализации бароклинной неустойчивости, которая создает начальную «закрутку» вторичных течений в виде рекурентных валиковых мезомасштабных систем. В восходящих ветвях этих двумер-

ных мезомасштабных ячеек создаются области условной статической неустойчивости, в которых реализуется конвекция типа Бенара-Реллея, обеспечивающая более интенсивный вертикальный тепло-и массообмен в облачных полосах и появление трехмерной структуры течений. В результате такой суперпозиции бароклинной и статической неустойчивости осадки в зоне мезомасштабных фронтальных полос приобретают пятнистый характер с максимумами интенсивности в районах скоплений конвективных облаков.

2.1.3. **Анализ и прогноз мезомасштабных полос осадков**

Основным средством анализа мезомасштабных полос осадков являются, безусловно, радиолокационные наблюдения. Снимки облачного покрова и данные наземных наблюдений при наличии сравнительно густой сети наземных станций служат хорошим дополнением к радиолокационным наблюдениям. Ограниченность в использовании снимков облачного покрова заключается в том, что довольно часто более активные участки фронтальных облачных систем, состоящие из кучево-дождевых облаков, бывают покрыты сверху сплошным щитом перистых и слоистообразных облаков и включенная (затопленная) в них конвекция бывает неразличима на изображениях как в видимом, так и в ИК-участках спектра. Эти сложности, как правило, отсутствуют при использовании спутниковых данных для идентификации мезомасштабных полос облачности в теплом секторе и зафронтальных гряд кучево-дождевой облаков в холодном воздухе. Привлечение наземных данных об осадках совместно с радиолокационными измерениями несомненно повышает возможности идентификации мезомасштабных полос осадков, однако наземные данные о других метеорологических параметрах не всегда могут оказать помощь. Их можно использовать лишь в тех случаях, когда мезомасштабные системы течений начинаются в непосредственной близи от поверхности Земли. К ним относятся узкие полосы осадков в зоне холодного фронта у поверхности Земли, зафронтальные полосы осадков в холодном воздухе, полосы осадков в теплом секторе, а также полосы осадков, возникающие в непосредственной близи от приземной линии теплого фронта. В этих случаях конвергенция воздушных потоков в приземном слое и мезомасштабное распределение поля давления могут дать полезную дополнительную информацию о зарождении мезомасштабной полосы осадков.

Процедура анализа мезомасштабных полос осадков должна состоять в их идентификации по радиолокационным данным, которые дают представление о трехмерном распределении радиоэха и помимо плоской картины распределения осадков у поверхности Земли указывают высоту верхней границы радиоэха, т.е. толщину слоя осаждающихся гидрометеоров (см. Приложение В). Затем проводят оценку положения выявленной зоны осадков в системе циклона (фронта) - положение зоны осадков в облачной системе и относительно линии фронта. Для этого привлекают снимки облачного покрова, а также приземные и высотные карты. Это позволяет отнести данную зону к одному из перечисленных выше шести типов и понять, связаны с системами циркуляции, достигающими земной поверхности, или с системами циркуляциями, располагающимися выше поверхности фронтального раздела.

Если выявленная полоса осадков находится перед фронтом окклюзии (тип 4), теплым фронтом у поверхности Земли (тип 1*а*) или за холодным фронтом (тип 3*а*), то она генерируется мезомасштабными циркуляциями выше поверхности фронтального раздела и не имеет прямой связи с распределением метеорологических величин у по-

верхности Земли (разумеется, кроме осадков), поэтому попытки увязать поле осадков с распределением других метеорологических величин у поверхности Земли могут принести больше вреда, чем пользы. В этих случаях для прогнозирования ее дальнейшего развития следует привлекать характеристики воздушного потока в средней тропосфере (700-500 гПа). Если же полоса является узкой полосой осадков в зоне холодного фронта у поверхности Земли (тип 3*б*), или зафронтальной полосой осадков в холодном воздухе (тип 5), или же полосой осадков в теплом секторе (тип 2), или полосой осадков, возникающей в непосредственной близи от приземной линии теплого фронта тип (1*б*), то для ее оценки существенно знание состояния нижней тропосферы (слоя от поверхности Земли до уровня 700 гПа).

Так как характерное время жизни мезомасштабных полос осадков составляет 8-12 ч, то возможно только их сверхкраткосрочное прогнозирование на срок 3-6 ч. Для этого целесообразно использовать прежде всего процедуры линейной экстраполяции, суть которой состоит в следующем. На основе нескольких радиолокационных наблюдений в предшествующие 1-3 ч определяется направление и скорость перемещения полосы осадков и затем эти значения экстраполируются на ближайшие 2-3 ч. Параллельно оценивается эволюция осадков за последний час или два (усиление или ослабление), и эта тенденция учитывается при прогнозировании осадков на последующие 2-3 ч.

При использовании экстраполяционных процедур следует иметь в виду, что мезомасштабные полосы осадков перемещаются вместе со всей синоптической системой, а не со скоростью воздушного потока в том или ином слое, поэтому данные о скорости и направлении ветра имеют ограниченное значение при прогнозировании перемещения таких полос. Отдельные же скопления кучево-дождевых облаков в облачной полосе имеют тенденцию двигаться со средней скоростью воздушного потока в слое их генерации, поэтому для сверхкраткосрочного прогноза очагов наиболее интенсивных осадков можно воспользоваться данными о среднем ветре в том или ином слое. Так, для зон интенсивных осадков в полосах типа 1*а*, 2, 3*а*, 4 и 6 целесообразно пользоваться средним ветром в слое 700-500 гПа, а при прогнозировании перемещения очагов осадков в полосах типа 1*б*, 3*б*, 5 - данными о среднем ветре в слое 850-700 гПа.

При оценке эволюции полос осадков помимо экстраполяционной процедуры целесообразно:

- для полос типа 2, 3*б*, 5 и 6 привлекать результаты приземного мезомасштабного анализа, т.к. появление зон конвергенции, падения давления у поверхности Земли свидетельствует о зарождении мезомасштабной циркуляции в атмосфере;
- для всех полос осадков - привлекать анализ эволюции облачного покрова по спутниковым ИК-снимкам облачности, т.к. тенденция к понижению температуры верхней границы облаков (росту их верхней границы) свидетельствует в большинстве случаев об увеличении мощности облаков и вероятности выпадения осадков. Напротив, разрушение компактного массива высоких облаков, повышение температуры верхней границы облачности (понижение их верхней границы) является признаком ослабления интенсивности мезомасштабной системы и указывает на возможность последующего ослабления осадков из такого облачного массива.

2.2. *НЕФРОНТАЛЬНЫЕ МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ВИХРИ*

Нефронтальными мезомасштабными вихрями или просто мезомасштабными вихрями называют циклонические циркуляции в умеренных и высоких широтах с горизонтальными размерами 100-500 км, которые зарождаются или продолжают существовать в течение некоторого времени вне прямой связи с фронтальными системами синоптического масштаба.

Наличие таких систем в атмосфере было обнаружено с помощью анализа изображений облачного покрова со спутников в начале 60-х годов. Несмотря на это, в метеорологии до сих пор не существует установившегося термина для обозначения этих возмущений масштаба мезо - α. В работах по спутниковой метеорологии их обычно называют *облачными запятыми*, поскольку в горизонтальной плоскости форма облачной системы в этих циклонических возмущениях напоминает символ запятой, или *вторичными циклонами,* имея в виду, что они по масштабам, и по хронологии образования следуют за крупномасштабными вихревыми системами умеренных и высоких широт. Используются также названия "*завихренность*", "*полярный циклон*".

В этой связи мы будем употреблять более общий термин "*нефронтальный мезомасштабный вихрь*", или просто "*мезомасштабный вихрь*", подразумевая в последнем случае его нефронтальное происхождение.

Мезомасштабные вихри образуются в атмосфере не столь часто, ка циклоны синоптического масштаба, но заслуживают внимания, поскольку с ними часто бывают связаны резкие ухудшения погоды. Так, на северо-западе Тихого океана 20% штормов в период с 1973 по 1980 г. было связано с мезомасштабными вихрями, развивающимися в холодной воздушной массе. Нефронтальные мезомасштабные вихри отмечались также в зимний период над акваториями Средиземного и Черного морей. Летом они довольно часто наблюдаются над Центральной и Восточной Европой.

2.2.1. **Общая характеристика нефронтальных мезомасштабных вихрей**

Характерные горизонтальные размеры мезомасштабных вихрей составляют в среднем 100-500 км, хотя в отдельных случаях они могут достигать 1000 км. Время жизни таких вихрей составляет чаще всего 1-2 суток. Их облачные системы весьма различны и могут быть представлены:

- мало организованными скоплениями кучево-дождевых облаков,
- облачными запятыми,
- семейством облачных спиралей.

Мезомасштабным вихрям соответствуют участки повышенной циклонической завихренности в средней тропосфере и повышенная термическая неустойчивость в нижней тропосфере, возникающая в результате перемещения масс холодного воздуха над теплой подстилающей поверхностью. В этих вихрях существенную роль играют конвективные процессы, т.к. облачные системы состоят преимущественно из конвективных облаков, хотя баланс между конвективным компонентом и компонентом более крупного масштаба может быть различным.

С точки зрения условий погоды у поверхности Земли, мезомасштабные вихри всегда характеризуются ливневыми осадками. Большие скорости ветра (более 20м/с) свойственны интенсивным мезомасштабным вихрям со спиралевидной структурой облачного покрова, напоминающей по внешнему виду облачную систему тропиче-

ского циклона. Этим же вихрям свойственны интенсивные ливневые осадки, продолжающиеся несколько часов.

2.2.2. **Механизм образования мезомасштабных нефронтальных вихрей**

Теоретически к объяснению механизма цикло- и фронтогенеза можно подойти с двух крайних позиций. Первая из них основывается на том, что вихревые возмущения и фронтальные разделы в них могут явиться результатом статической неустойчивости горизонтально-однородного ($\partial\bar{\theta}/\partial x = \partial\bar{\theta}/\partial y = 0$) вращающегося слоя жидкости. Вторая базируется на принципе реализации бароклинной неустойчивости, возникающей в результате термической горизонтальной неоднородности вращающегося слоя жидкости и приводящей также к появлению вихревых возмущений и фронтальных разделов. Рассмотрим вкратце существо обоих возможных механизмов вихреобразования.

В первом случае в наиболее простой постановке задачи для вязкой жидкости при превышении критического числа Реллея реализуются конвективные системы течений. Под воздействием вращения эти конвективные ячейки, образующиеся в условиях покоящейся жидкости, вытягиваются и образуют при определенных условиях (соотношении сил плавучести, вязкости и Кориолиса) систему вихрей, состоящих из чередующихся спиралей восходящих и нисходящих потоков. Возникающие в процессе конвекции эти вторичные течения спиралевидной формы, порождают термические неоднородности, и на границе восходящих и нисходящих ветвей движений образуются "фронтальные" разделы в поле температуры, которые отделяют холодный воздух в области нисходящих течений от теплого воздуха в области восходящих течений. Указанные фронтальные разделы имеют наклон в сторону холодного воздуха, поэтому при движении спиралевидных систем течений вокруг центра завихренности температурный раздел перед зоной восходящих движений можно интерпретировать как "теплый" фронт, а температурный раздел за зоной восходящих движений (по отношению к ее смещению) как "холодный" фронт. В условиях атмосферы такой механизм должен привести к образованию более или менее осесимметричного вихря с серией облачных спиралевидных полос и относительно безоблачных промежутков между ними.

Во втором случае, также при наиболее простой постановке задачи ($\partial\theta/\partial z = 0$), система также может характеризоваться безразмерным числом Реллея (Ra), но в него входит теперь не вертикальный, а горизонтальный градиент температуры (см. раздел 1). Таким образом, первая и вторая задачи различаются друг от друга лишь ориентацией силы тяжести относительно градиента плотности (температуры). В первом случае сила тяжести направлена против градиента температуры, а во втором по нормали к нему. При отсутствии эффекта вращения в задаче естественной конвекции образовался бы циркуляционной контур в вертикальной плоскости типа бризовой циркуляции, однако, под действием вращения движения принимают сначала волновой, а затем и вихревой характер. Так же как и в первом случае в процессе образования волны, а затем и вихря, состоящего (в первом приближении) из одной спирали восходящих течений и одной спирали нисходящих течений, на границе между ними формируется температурная фронтальная зона, являющаяся продуктом неустойчивости, как и само вихревое образование.

В результате реализации такого механизма неустойчивости в атмосфере в ней также могут возникать циклонические образования со спиралевидной структурой об-

лачного покрова. Горизонтальные размеры этих вихрей определяются уровнем статической устойчивости воздушной массы - при большой устойчивости ($\partial\theta/\partial z \rangle\rangle 0$) наибольшее развитие получают вихри с горизонтальным масштабом $L > 10^3$ км, а при нейтральной - вихри с масштабом $L \approx 10^2$ км, т.е. мезомасштабные вихри.

В реальной атмосфере при рассмотрении возможного участия этих механизмов в генерации и развитии мезомасштабных вихрей следует учитывать следующее:

1. на горизонтальных масштабах порядка нескольких сотен километров практически всегда имеется элемент горизонтальной неоднородности, как в поле температуры, так и в поле воздушных течений, а элемент статической неустойчивости может присутствовать либо отсутствовать.
2. в мезомасштабной части спектра атмосферных движений существует определенная взаимосвязанность между двумя рассмотренными выше типами неустойчивости:
   - области повышенной статической неустойчивости способствуют усилению эффектов бароклинной неустойчивости (мезомасштабных бароклинных возмущений);
   - горизонтальная неоднородность бароклинного происхождения способствуют развитию и локализации в пространстве и реализации первого механизма генерации мезомасштабного вихря и вместе с ним дальнейшего усиления эффекта бароклинности.

Таким образом, круг происходящих процессов можно считать замкнутым и вряд ли является принципиальным, с какой точки отсчета этого круга начинать отсчет начала жизненного цикла мезомасштабной системы. Гораздо более важным является то, что оба механизма питают друг друга и часто приводят к образованию интенсивных циклонических вихревых образований.

Переходя к рассмотрению наиболее часто встречающихся типов нефронтальных мезомасштабных вихрей, отметим, что в соответствии с рассмотренными выше механизмами их образования *вихри с облачным покровом в виде запятой* следует отнести к системам, в которых доминирующую роль играют процессы бароклинной неустойчивости, а *вихревые образования в виде серии облачных спиралей* - к системам, в которых преобладают процессы конвективной неустойчивости.

Типичную физическую картину генерации и развития мезомасштабного вихря можно представить следующим образом. За начальное состояние примем условно синоптическую ситуацию, в которой в системе крупномасштабной циркуляции образуется вихревая неоднородность масштаба мезо-α. Это может быть:

- завихренность в свободной атмосфере, представляющая собой остатки ранее существовавшего циклона,
- мезомасштабное возмущение волнового характера с малой амплитудой, не получившее ранее развития по каким-либо причинам.

Если такое угасающее (по крайней мере, не развивавшееся ранее) возмущение при своем перемещении попадает в район, благоприятный для развития конвекции, то оно способствует ее генерации и локализации.[8] Локализованная конвекция, обеспечивающая эффективный перенос тепла, влаги количества движения по вертикали, приводит к заметному нагреву и увлажнению нижней половины атмосферы. Появляю-

[8] Примером такой ситуации может служить попадание зоны повышенной завихренности в холодном воздухе в область теплого океанического течения зимой или проникновение отсеченного высотного циклона в теплое время года далеко на юг над континентом.

щаяся мезомасштабная теплая и влажная зона неизбежно приводит к конвергенции в него воздушных потоков в средней тропосфере, а в условиях действия силы Кориолиса ранее существовавшая завихренность резко усиливается. Если такой процесс происходит в горизонтально однородном крупномасштабном окружении, то доминирует конвективный механизм. Если же он развивается на периферии фронтальной зоны, то в условиях горизонтальной неоднородности поля температуры и влажности в процессе генерации вихря он начинает пополняться с одной стороны более теплым и влажным воздухом, а с другой - более холодным и сухим, что усиливает эффект бароклинности. В любом случае, интенсивность вихря в период его максимального развития зависит от мощности развивающейся в нем конвекции и степени ее локализации. Чем больше плотность конвекции и чем более она развита по вертикали, тем интенсивнее развивается вихревое образование. Именно этим объясняется тот факт, что наиболее сильные ветры и обильные осадки связаны со сравнительно небольшими по размеру вихрями.

Циклонический вихрь увеличивает свою интенсивность до тех пор, пока не начинается бурный процесс образования осадков, который приводит постепенно к выведению влаги из тела вихря, охлаждению нижнего слоя тропосферы и оттоку из нее холодных масс, блокирующих питание вихря теплом и влагой от подстилающей поверхности и окружения. Лишенный источников тепла и влаги мезомасштабный вихрь разрушается.

2.2.3. **Анализ и прогноз нефронтальных мезомасштабных вихрей**

Основным средством анализа мезомасштабных вихрей (особенно над океанами) являются снимки облачного покрова со спутников. В качестве полезной дополнительной информации, особенно над сушей, можно использовать данные обычных метеорологических наблюдений, а также радиолокационные данные в случае использования нескольких радиолокаторов, объединенных в единую сеть, охватывающую достаточно большую территорию.

На первом этапе анализа проводят выявление мезомасштабных вихрей или областей, подозрительных на их образование, на снимках облачности с геостационарных спутников в видимом и ИК диапазонах. При анализе последовательных изображений следует обратить внимание на тенденции к росту конвективных облаков и их мезомасштабной локализации. Признаками зарождения мезомасштабного вихря являются:

1. скопления кучево-дождевых облаков размером 200-300 км и обнаруженная тенденция к росту конвективных элементов в центре этой области,
2. образование на фоне сравнительно малооблачного окружения изолированного массива слоистообразной облачности размером 200-300 км с включением в нее кучево-дождевых облаков.

Эти образования следует искать в холодных воздушных массах за холодным фронтом. В тех случаях, когда вихревая структура облачности распознается отчетливо, идентификация мезомасштабных вихрей становится очевидной.

На втором этапе анализа, когда скопление облаков, подозрительное на возможность вихреобразования, или сам мезомасштабный вихрь обнаружен, следует обратиться к анализам высотных карт. Наиболее информативными здесь являются карты абсолютной топографии $АТ_{500}$ и карты относительной топографии $ОТ_{1000}^{500}$, так как первая характеризует степень завихренности в средней тропосфере, а вторая - области

расположения очагов тепла и холода в нижнем слое атмосферы. Районы с повышенной завихренностью, расположенные в очагах холода, являются благоприятными для развития организованной конвекции над теплой подстилающей поверхностью. Сопоставление (наложение) снимков облачности на высотные карты часто позволяет выявить мезомасштабные детали в распределении давления и температуры, которые при анализе только карт барической топографии могу ускользнуть из поля зрения прогнозиста.

На стадии более развитой системы с вихревым облачным образованием в виде облачной запятой высотная мезомасштабная ложбина обычно располагается в тыловой части по отношению к сплошному облачному массиву. При интерпретации обнаруженных вихревых систем с развитой спиралевидной структурой следует учитывать, что чем меньше сходимость спиралей к фокусу облачного вихря, тем интенсивнее в нем циркуляция. В предельном случае облачные спирали превращаются в кольцо (тор), как это бывает в тропических циклонах.

При прогнозировании перемещения мезомасштабного вихря можно использовать два подхода. Первый из них состоит в использовании метода линейной экстраполяции, когда по серии последовательных снимков облачности с геостационарного спутника за последние 3-6 часов определяется скорость и направление его перемещения, которые экстраполируются затем на последующие 6-9 часов. Второй подход состоит в использовании правила ведущего потока, особенно в случаях не слишком сложной конфигурации воздушных потоков. Так как мезомасштабные вихри являются сравнительно неглубокими циклоническими образованиями, то рассчитывать траекторию движения вихря можно в предположении, что он будет двигаться со скоростью воздушного потока на уровне 700 гПа. Таким образом, по диагностическим и прогностическим картам AT_{700} можно с успехом прогнозировать перемещение мезомасштабного вихря.

Оценка эволюции вихря проводится по анализу снимков облачного покрова со спутников, а также стандартной метеорологической информации в районе исследования. На ИК-снимках со спутника признаками образования и развития мезомасштабного вихря является понижение температуры верхней границы облаков, их сплочение и тенденция к формированию спиралевидной структуры. Признаками разрушения вихря является распад облачной спирали (спиралей) или облачной запятой на отдельные блоки и повышение температуры верхней границы облаков. На синоптических картах признаки углубления (ослабления) мезомасштабного вихря такие же, как и для обычного циклона умеренных широт.

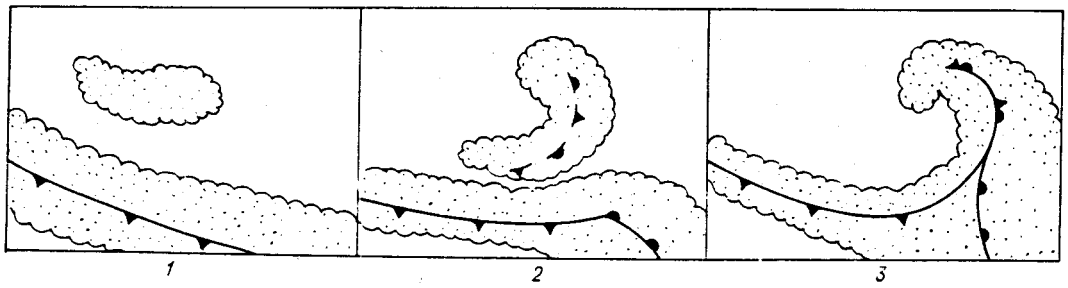


Рис. 2.7. Схема сближения облачной запятой с облачной системой холодного фронта и образование «внезапной окклюзии». Облачные системы затенены. Цифрами 1-3 указано последовательное положение облачных систем.

Особое внимание при анализе и прогнозе развития мезомасштабных вихрей следует уделять их возможному взаимодействию с фронтальными системами. Типичным здесь является сближение облачной запятой с основным холодным фронтом, которое приводит к образованию т.н. «*внезапной окклюзии*». Процесс ее возникновения схематически показан на рис. 2.7. С точки зрения прогнозирования предусмотреть возможность такого процесса достаточно важно, поскольку при этом возникает новая интенсивная система.

Несколько отличная категория мезомасштабных вихрей довольно часто образуется над континентами в летнее время года, когда порция холодного воздуха с повышенной завихренностью проникает далеко на юг (в Северном полушарии) и превращаются в изолированное мезомасштабное образование. Характерными признаками вихря такого типа является их устойчивость во времени и в пространстве. Развивающаяся в них конвективная облачность образует серию спиралей, которые разрушаются и возникают вновь. Конвекция поддерживает такую вихревую систему часто в течение нескольких суток, поэтому, несмотря на свою слабую динамику как на высотах, так и у поверхности Земли она определяет неустойчивый характер погоды в течение довольно длительного периода времени. Тот факт, что циклоническая циркуляция бывает выражена в таких вихрях только на высотах, затрудняет ее распознавание на синоптических картах.

При прогнозировании условий погоды в мезомасштабных вихрях следует учитывать, что для них характерны ливневые осадки большой интенсивности. Скорость ветра в мезомасштабных вихрях может существенно различаться. Наибольшие скорости ветра (более 20 м/с) у поверхности (особенно над океаном) наблюдается в вихрях с хорошо организованной спиралевидной структурой облаков.

Вопросы для самопроверки

1. Дайте общую характеристику полос осадков теплого фронта.
2. Дайте общую характеристику полос осадков теплого сектора.
3. Дайте общую характеристику полос осадков холодного фронта.
4. Дайте общую характеристику полос осадков на фронте оклюзии.
5. Дайте общую характеристику полос осадков за холодным фронтом.
6. Дайте общую характеристику мезомасштабных нефронтальных вихрей
7. Опишите внутреннюю структуру узких полос осадков холодного фронта.
8. Опишите внутреннюю структуру полос осадков на стационарных фронтах большой протяженности
9. Охарактеризуйте механизм образования мезомасштабных полос осадков.
10. Охарактеризуйте процедуру анализа полос осадков.
11. Перечислите типы полос осадков, которые можно выявить по спутниковой информации и поясните почему.
12. Охарактеризуйте методику сверхкраткосрочного прогноза эволюции мезомасштабных полос осадков.
13. Охарактеризуйте методику сверхкраткосрочного прогноза перемещения мезомасштабных полос осадков.
14. Перечислите типы полос осадков, которые можно выявить по приземному анализу и поясните почему.
15. Охарактеризуйте процедуру анализа мезомасштабных полос осадков.
16. Охарактеризуйте механизм образования мезомасштабных нефронтальных вихрей.
17. Сформулируйте различия в механизме образования вихрей в виде облачных запятых и спиралевидных структур.
18. Охарактеризуйте процедуру анализа мезомасштабных нефронтальных вихрей.
19. Какая исходная информация необходима для анализа мезомасштабных нефронтальных вихрей.
20. Охарактеризуйте методику сверхкраткосрочного прогноза перемещения мезомасштабных нефронтальных вихрей.
21. Охарактеризуйте методику сверхкраткосрочного прогноза эволюции мезомасштабных нефронтальных вихрей.
22. Опишите явление «внезапной окклюзии» холодного фронта.
23. Какие различия в условиях образования мезомасштабных вихрей и мезомасштабных конвективных комплексов?

Глава 3. ОРОГРАФИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННЫЕ МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ЦИРКУЛЯЦИИ

Воздействие рельефа на атмосферную циркуляцию проявляется на различных пространственных размерах атмосферных образований - от глобального до микромасштаба. В настоящих лекциях ограничимся обсуждением лишь орографических возмущений, имеющих масштабы от 10 до 100 км, поэтому такие вопросы, как орографический циклогенез и деформация крупномасштабного потока под воздействием горных массивов, рассматриваться не будут.

Воздействие орографии на атмосферную циркуляцию в мезомасштабной области движений можно условно подразделить на два типа:

- *механическую*
- *термическую*

Условность такого подразделения объясняется тем, что чисто механическое или чисто термическое воздействие встречается в атмосфере редко, поскольку часто механическая деформация воздушного потока приводит к изменению термодинамического состояния воздушного столба, меняется фазовое состояние атмосферной влаги, появляются дополнительные источники и стоки энергии и процесс воздействия рельефа на атмосферу существенно усложняется. Аналогично, термическое воздействие рельефа практически трудно отделить от механического, поскольку горизонтальные градиенты плотности (температуры), появляющиеся вследствие нагревания или охлаждения неоднородностей рельефа по отношению к свободной атмосфере, реализуют циркуляцию в условиях конкретного рельефа, а окончательная форма движений будет определяться также и механическим влияния рельефа.

В этой связи термины *механически и термически возбужденные системы,* которые будут употребляться в последующих параграфах, следует воспринимать как некие идеализации, помогающие упростить изложение и понимание физических механизмов, приводящих к формированию тех или иных мезомасштабных орографических возмущений.

3.1. *МЕЗОМАСШТАБНЫЕ БАРЬЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ*

Даже в тех случаях, когда под действием рельефа не возникает специфических орографических циркуляций (фенов, горных волн и т.д.), которые будут обсуждаться ниже, горы и даже холмы оказывают заметное влияние на условия погоды, особенно на распределение облачности и осадков. Так, в районах, где во влажные сезоны направление крупномасштабного потока устойчивое, т.е. в климатическом плане выделяются наветренные и подветренные склоны гор, воздействие рельефа проявляется прежде всего в мезомасштабном распределении осадков. Подобного рода барьерные эффекты могут усиливать на наветренной стороне гор даже небольшой высоты (до 600 м) интенсивность фронтальных осадков увеличивается в 3 раза.

3.1.1. **Механизм формирования барьерных эффектов**

Основная суть данного механизма состоит в том, что воздушный поток, достигающий горного хребта, начинает тормозиться в своей нижней части, особенно при устойчивой стратификации натекающей воздушной массы. Это торможение приводит

к блокированию, т.е. замедлению перемещения атмосферных возмущений перед горным хребтом. В то же время, наклонная поверхность горного хребта создает вынужденный подъем воздуха вдоль этой поверхности. Скорость этого подъема дается простым соотношением

$$w = u\,\mathrm{tg}\,\alpha\,, \qquad (3.1)$$

где u - горизонтальная составляющая скорости, перпендикулярная к препятствию, а α - угол наклона горного хребта. Таким образом, в первом приближении интенсивность орографического возмущения пропорциональна скорости набегающего воздушного потока.

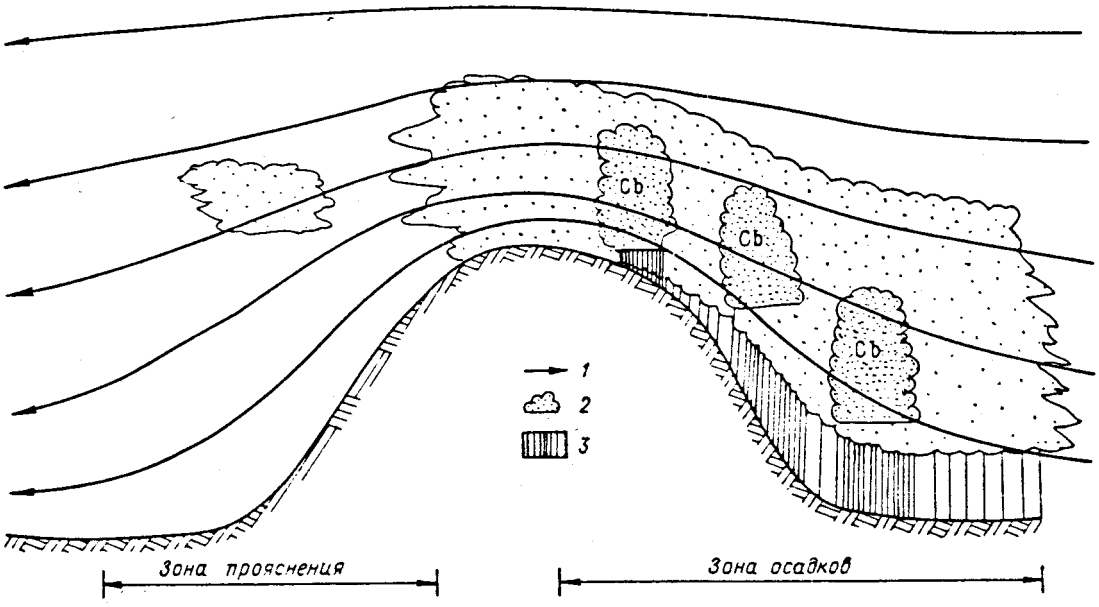


Рис.3.1. Схема перетекания воздушного потока через горный хребет. Здесь: 1 - линии тока, 2 - зоны облачности, 3 - зоны осадков и более интенсивных осадков из кучево-дождевых облаков, включенных в облачную систему с наветренной стороны хребта.

Вынужденный подъем воздуха на наветренных склонах усиливает процессы конденсации, что увеличивает мощность облаков и приводит к интенсификации осадков. Этот же вынужденный подъем может быть спусковым механизмом для развития конвекции, так повышение относительной влажности воздуха до насыщения приводит к усилению условной неустойчивости, что в конечном счете приводит к реализации механизма условной неустойчивости и появлению конвективных движений на наветренных склонах. Конвективная неустойчивость существенно усиливает эффект общего орографического вынужденного подъема воздуха и приводит к выпадению интенсивных и неравномерных по площади осадков.

При выпадении жидких осадков этот механизм может приводить к возникновению паводков, а при выпадении твердых осадков - к интенсивному росту снежного покрова и последующему сходу снежных лавин.

Вследствие конденсации (сублимации) и выпадения осадков горные хребты оказывают тормозящее воздействие на термодинамическое состояние атмосферы, что приводит к внутреннему нагреванию и иссушению натекающей воздушной массы. В результате гребня хребта достигает относительно теплый воздух с низким содержа-

нием влаги. При переваливании этого воздуха через хребет происходит ускорение воздушного потока и его скольжение вниз по склону. Под действием нисходящих течений воздух адиабатически нагревается и удаляется от состояния насыщения. В связи с этим с подветренной стороны резко уменьшается плотность облаков и количество выпадающих осадков. Идеализированная схема обтекания воздушным потоком горного хребта и типичные для этого процесса условия погоды изображены на рис. 3.1.

3.1.2. **Мезомасштабный анализ и прогноз барьерных эффектов**

С практической точки зрения наибольший интерес представляет анализ и прогноз облачности и осадков, поскольку последние оказывают наиболее существенное воздействие на хозяйственную деятельность человека в горных районах. Основным средством анализа могут служить данные стандартных наземных наблюдений, измерения со спутников и радиолокаторов. По данным аэрологических наблюдений следует оценить ориентацию воздушного потока относительно горной системы и определить таким образом наветренные и подветренные склоны. Далее, исходя из высоты горного массива и его ширины, следует определить средний наклон горной системы (угол α в формуле (3.1)), а по картам барической топографии оценить скорость невозмущенного потока на расстоянии примерно 200 км от горного препятствия на уровнях, находящихся ниже гребня хребта. Определенные таким простым образом с помощью формулы (3.1) вертикальные движения не могут претендовать на точность, достаточную для использования их в расчетах облачности и осадков, но могут служить качественной мерой орографического возмущения в натекающем потоке.

Далее по снимкам облачности со спутников оценивается состояние облачного покрова в районе горного хребта.

Прогнозирование формирования и развития барьерных эффектов возможно на основе простых диагностических гидродинамических мезомасштабных моделей, которые воспроизводят деформацию фиксированного крупномасштабного потока неоднородностями данного рельефа, а также на основе качественных методов. Использование гидродинамических моделей дает обычно хорошие результаты, но в случае отсутствия возможностей их использования прибегают к методам качественного прогнозирования. Выше уже была описана процедура качественной оценки возможных вертикальных движений в горном районе на основе простых расчетов по формуле (3.1). Далее оценивается наличие условий благоприятных или неблагоприятных для формирования (или продолжения существования) мощной облачности и осадков в горном районе. Для этого используется анализ облачности и данных о влажности воздуха в ближайших пунктах радиозондирования, которые дают представление о начальном состоянии воздушной массы. При наличии массива плотной облачности и большой суммарной влажности вверх по потоку можно ожидать осадки на наветренном склоне хребта, при небольшой плотности облаков и малом влагосодержании атмосферы вверх по потоку вероятность осадков мала.

При составлении более детальных прогнозов необходимо тщательно проанализировать ориентацию воздушного потока относительно отдельных участков хребта с тем, чтобы идентифицировать наиболее наветренные участки, где можно ожидать более интенсивную облачность и осадки.

3.2. ***ФЕНЫ***

Феном принято называть нисходящий воздушный поток, образующийся вследствие соскальзывания воздушной массы вдоль наклонной поверхности хребта. Интенсивность фена зависит от особенностей рельефа, стратификации атмосферы и процессов адвекции воздушных масс.

3.2.1. **Общая характеристика явления**

Классическая форма фена связана с переваливанием воздушных масс через горный хребет. При этом с наветренной стороны происходит подъем воздуха, конденсация водяного пара, образование облачности, доходящей до гребня горного хребта и резко обрывающейся с подветренной стороны (см. барьерные эффекты), а с подветренной стороны хребта возникает интенсивный поток воздуха, достигающий в предгорьях ураганной силы. В различных районах Земного шара имеются местные названия этого явления (*чинук, зонда, бора, мистраль и т.д.*). Практический интерес к анализу и прогнозу фена связан с тем, что с ним часто связаны резкие изменения температуры (как повышения - т.н. "*теплые*" фены, так и понижения температуры - "*холодные*" фены). При теплом фене (например, чинук) температура воздуха может очень быстро возрасти на 10-15 ^{0}С, а скорость ветра достигает 40 м/с (т.н. "*феновая буря*"). При холодном фене (например, бора)наблюдается сильный порывистый ветер до 40м/с, а в отдельных случаях - до 60м/с, а температура воздуха в течение нескольких часов может опуститься на 10-15 ^{0}С.

Продолжительность фенов колеблется от нескольких часов до 20-30 час, а горизонтальные размеры составляют от нескольких десятков до 100-200 км.

Следует отметить, что фены наблюдаются не только при переваливании через горный хребет крупномасштабных атмосферных возмущений и воздушных масс. Они достаточно часто наблюдаются и в условиях антициклонов. В этом случае фены не всегда достигают районов предгорий и с ними не связаны резкие изменения в поле ветра и температуры. Тем не менее, они оказывают существенное влияние на условия погоды в предгорьях, так как способствуют образованию инверсионных слоев, под которыми в этих районах образуются обширные зоны низких облаков и туманов и создаются условия плохой вентиляции в пограничном слое атмосферы, приводящие к значительным уровням загрязнения воздуха. Отличительной особенностью таких фенов является их большая продолжительность (до недели и более).

3.2.2. **Механизм образования фенов**

Несмотря на более чем вековую историю изучения фенов, механизм их образования до настоящего времени еще окончательно не установлен и существуют различные точки зрения относительно причин, порождающих сильные ветры вдоль подветренных склонов гор. Что же касается изменений температуры при фене и подразделения его на "теплые" и " холодные", то здесь в последние годы происходит постепенное сближение точек зрения, сводящееся к тому, что теплые и холодные фены представляют генетически одно и то же явление, а наблюдаемые изменения температуры связаны с двумя обстоятельствами:

- типом воздушной массы, переваливающей через горный хребет (теплая или холодная)

• предшествующей погодой в пункте, испытывающем на себе воздействие фена. Теплые фены приносят тепло в основном не вследствие того, что в них из-за динамического сжатия при опускании повышается температура, а за счет того, что приземная пленка холодного воздуха вытесняется теплой воздушной массой, переваливающей через горный хребет. Аналогично холодный фен наблюдается, как правило, на теплых побережьях (Черноморском, Средиземноморском и т.д.), когда массы холодного воздуха переваливают через прибрежные горные хребты. Наличие таких холодных фенов также свидетельствует о незначительности динамического нагрева при нисходящем скольжении воздуха вдоль хребта.

Таким образом, механизм образования теплых и холодных фенов является, по-видимому, существенно подобным и его можно рассматривать как единый независимо от локальных изменений температуры, наблюдающихся в зоне действия фена. Как уже указывалось выше, относительно этого механизма существует несколько точек зрения. Изложим здесь несколько основных. В качестве возможных рассматриваются:

⇒ гидравлический эффект, приводящий к образованию сверхкритического (быстрого) течения в сужающемся канале,

⇒ волновые процессы, возникающие в окрестности препятствия при перетекании через него масс воздуха.

В обоих подходах в качестве исходного условия используются фактические данные о том, что при образовании фена нижний слой атмосферы бывает стратифицирован более устойчиво, чем вышележащий слой, а между ними имеется инверсионный слой, который располагается выше гребня хребта.

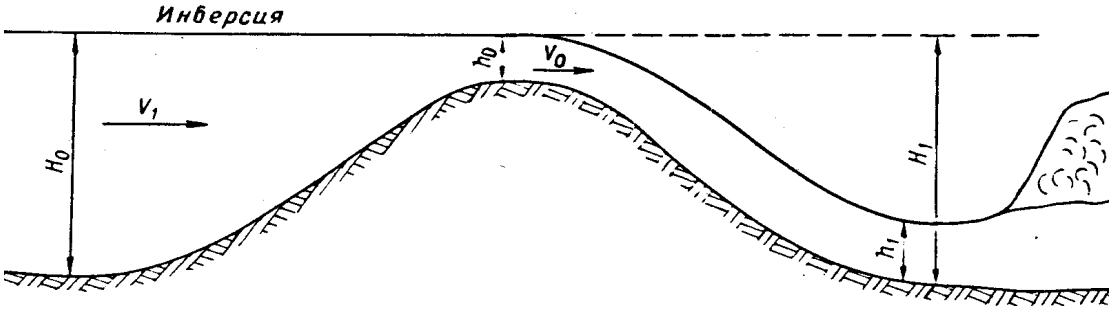


Рис.3.2. Схематическое распределение воздушного потока и стратификации атмосферы при фене в соответствии с гидравлической теорией его образования. H_0 - толщина подинверсионного слоя с наветренной стороны препятствия, h_0 - высота инверсии над горным хребтом, h_1 - высота инверсии с подветренной стороны хребта, H_1 - гипотетическая высота инверсии с подветренной стороны без учета её опускания. V_1 - скорость ветра в невозмущенном потоке, V_0 - скорость ветра над хребтом. Область разрушения инверсии показана в виде факела.

Наличие инверсии является необходимым условием в гидростатических моделях фена, поскольку здесь инверсионный слой трактуется как верхняя "*стенка*" канала, по которому воздушная масса перетекает через хребет (см. рис. 3.2). В этом случае сверхкритическое (быстрое) течение возникает при значении безразмерного параметра (числа Фруда) больше единицы, т.е.

$$Fr = \frac{V^2}{\left(g\frac{\Delta\theta}{\theta_0}L\right)} > 1. \qquad (3.2)$$

Здесь V - скорость воздушного потока в канале; $\Delta\theta$ - перепад потенциальных температур на нижней и верхней стенках канала, θ_0 - некоторое стандартное значение потенциальной температуры; L - глубина канала, образуемого топографией местности и инверсионным слоем (H_0, h_0, h_1, H_1 на рис. 3.2).

Число Фруда характеризует соотношение между силами тяжести (в данном случае ее эффективное воздействие оценивается членом $g\frac{\Delta\theta}{\theta_0}$) и инерции ($V^2/L$). Из анализа формулы (3.2) и рис. 7.2. видно, что критическая для возникновения режима быстрого течения скорость над гребнем хребта значительно меньше, чем с наветренной стороны. Если с подветренной стороны инверсия располагается так, как это показано сплошной линией на рис. 3.2,то сечение канала остается узким (его размывание происходит под воздействием турбулентного перемешивания далеко вниз по потоку). В этом случае вдоль наклонного узкого канала сила тяжести еще усиливает поток, в результате чего и образуется интенсивный фен.

Определенная слабость гидростатической теории состоит в неясности причины, по которой с подветренной стороны инверсия опускается вдоль по склону - особенно если перетекающий гребень воздух не является более холодным (плотным), чем воздух, находившийся ранее с подветренной стороны препятствия. Инверсия может остаться, например, на прежней высоте, как это показано пунктиром на рис. 7.2. Тогда глубина канала вниз по склону будет увеличиваться и сверхкритическое течение сменится на некотором расстоянии от гребня на докритическое.

По-видимому, гидравлическая теория фена наиболее подходит для объяснения механизма холодного фена, когда более плотный воздух устремляется под действием положительной плавучести вниз по склону. При этом, поверхность его раздела с более теплым воздухом располагается так, как это указано на рис. 3.2 сплошной линией, и в узком канале между сечениями h_0 и h_1 создаются условия для сверхкритического потока.

Волновая теория образования фена предполагает образование в атмосфере гидростатических волн с длиной волны 50-100 км. Такие волны возбуждаются горным препятствием и распространяются в вертикальной плоскости. Упрощенное выражение для скорости ветра у Земли (V_0) имеет вид

$$V_0 = N_1 A H \qquad (3.3)$$

где ***H*** - высота горного препятствия, N_1 - частота Брента-Вяйсяля в нижнем слое атмосфере. Множитель ***A*** является функцией устойчивости и сдвига фазы волны при ее распространении из подинверсионного в надинверсионный слой.

В этой теории есть также много спорных мест, поэтому представляется, что между волновой и гидравлической теориями не существует особых противоречий, поскольку волновые процессы большой амплитуды могут способствовать образованию узких каналов в нижнем слое атмосферы и способствовать образованию гидравлического скачка и появлению сверхкритического течения вдоль подветренного склона.

В зимнее время года в условиях сильного радиационного охлаждения наблюдается мезомасштабная циркуляция, имеющая феновую природу, которую обычно называют «антициклоническими фенами».

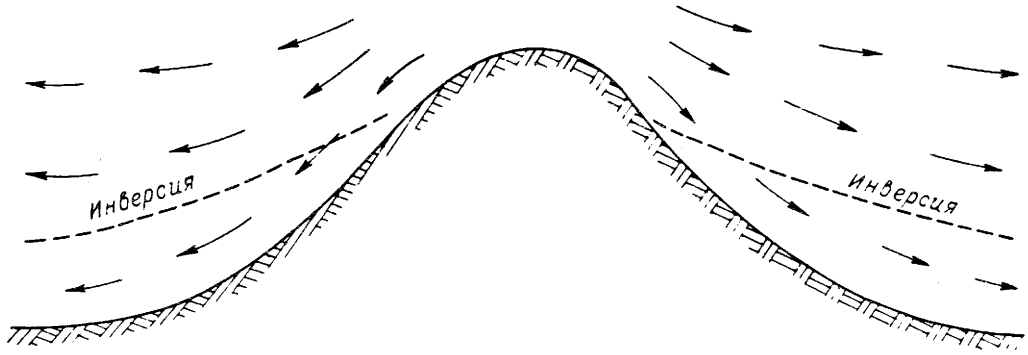


Рис. 3.3. Схематическое распределение воздушных потоков в антициклоническом фене.

Образование антициклонических фенов определяется в основном чисто термодинамическими факторами. Они по своему происхождению родственны стоковым ветрам или ветрам склонов, когда вследствие радиационного охлаждения поверхности гор более холодный и плотный воздух стекает в предгорья (см. рис. 3.3). Так как в зимнее время покрытые снегом горы имеют отрицательный радиационный баланс, они представляют собой "острова холода" круглые сутки, что создает устойчивое опускание воздуха в условиях малооблачной антициклонической погоды.

3.2.3. **Анализ и прогноз фенов**

Для анализа феновых ситуаций целесообразно привлекать приземные и высотные карты, данные радиозондирований в окрестности гор, а также изображения облачного покрова со спутников.

Поскольку интенсивные фены образуются при пересечении горного хребта фронтальными зонами и воздушными массами, необходимо прежде всего оценить общую синоптическую обстановку в интересующем районе. В том случае, когда горный хребет пересекает высотная фронтальная зона или к нему приближается атмосферный фронт, целесообразно произвести более детальный анализ, поскольку фен может стать "проблемой дня". При этом необходимо внимательно проанализировать тенденции давления у поверхности Земли на приземных картах. Для фена характерны две ситуации:

1) падение давления с наветренной стороны хребта и еще большее падение давления с его подветренной стороны;
2) рост давления с подветренной стороны и еще больший его рост с наветренной стороны.

Изменение давления первого типа характерно для приближения к горному хребту циклонического возмущения, когда в передней его части имеется общая тенденция к падению давления.

Изменение давления второго типа характерно при переваливании через хребет холодного воздуха в тыловой части циклонического возмущения, когда имеется об-

щая тенденция роста давления. При достаточной густоте наземной сети с наветренной стороны горного хребта можно обнаружить узкую область повышенного давления, т.н. "*феновый нос*" - один из характерных признаков фена, на который следует обратить внимание при анализе приземного давления.

При наличии с наветренной стороны горного хребта пункта/тов радиозондирования целесообразно произвести анализ кривой стратификации и выявить наличие температурной инверсии, ее мощность и высоту. Существование такого инверсионного слоя на высоте, превышающей высоту гребня хребта, является признаком феновой ситуации.

Большую помощь в анализе фенов могут оказать изображения со спутников в видимом и ИК-диапазонах. Характерным признаком фена на снимках со спутника является наличие облачного покрова с наветренной стороны горного хребта и размывание его с подветренной. При интенсивном фене на изображениях бывает хорошо видна резкая передняя граница облачного покрова, почти точно совпадающая с линией гребня - т.н. "*феновая стена*".

Так как под действием фена размывается прежде всего низкая облачность, то на изображениях со спутника с подветренной стороны могут сохраняться облака среднего и верхнего ярусов, находящиеся выше уровня гребня. Признаком фена могут быть волнистые формы этих облаков, т.к. феновые ситуации часто сопровождаются образованием подветренных волн (см. ниже).

В том случае, когда фен уже реализовался, прямым его признаком являются, естественно, данные о ветре и измерения температуры и влажности на станциях, расположенных с подветренной стороны. В тех случаях, когда сеть наземных наблюдений не плотная, для установления границ действия фена целесообразно использовать изображения облачного покрова со спутников: зоне действия фена на спутниковых изображениях соответствует область максимального прояснения с подветренной стороны. По мере ослабления фена с удалением от горного хребта количество облачности начинает увеличиваться. Точно также на снимках со спутника часто хорошо заметна боковая граница фена. В этом случае характер облачности в потоке, обтекающем горный хребет сбоку, не претерпевает заметных изменений, в то время как в зоне действия фена облачность или совсем размывается, или ее количество резко убывает. В результате вниз по потоку от края хребта образуется довольно резкая граница облачного покрова, очерчивающая область воздействия фена.

Для анализа антициклонических фенов также целесообразно использовать комплекс обычных и спутниковых данных. По стандартным метеорологическим данным устанавливается общая синоптическая ситуация. Более детальный мезомасштабный анализ проводится в районе, где выявлена малоподвижная область высокого давления над горным районом. Здесь, прежде всего, целесообразно привлечь к анализу снимки облачного покрова с тем, чтобы определить наличие низких облаков в предгорьях. Если на периферии горного хребта имеются зоны таких облаков, очертания которых повторяют основные формы горного рельефа, это является признаком антициклонического фена, не достигающего поверхности Земли. При наличии в зоне низких облаков (и, возможно, туманов) данных радиозондирования целесообразно оценить по кривым стратификации высоту и мощность температурной инверсии, чтобы получить представление об интенсивности фена.

Количественное *прогнозирование интенсивности фена* представляет значительные трудности даже при использовании в этих целях полных мезомасштабных моделей, поскольку интенсивность явления крайне чувствительна к деталям вертикально-

го распределения метеорологических величин, которые в горной местности бывают неизвестны. Тем более это трудно сделать путем сравнительно простых расчетов, основываясь лишь на крупномасштабных характеристиках полей, имеющихся на приземных и высотных картах, и качественной мезомасштабной информации, имеющейся на снимках облачного покрова со спутников.

Вторым обстоятельством, затрудняющим прогнозирование фена, является то, что довольно часто он наступает внезапно. Прогнозирование развития таких "феновых бурь" еще более затруднительно, хотя с практической точки зрения было бы наиболее полезным.

Поэтому, учитывая ограниченные возможности современного информационного обеспечения и методов прогноза, в настоящее время целесообразно говорить скорее о прогнозировании феновой ситуации, нежели о прогнозировании точного времени наступления фена и его интенсивности.

Поскольку характеристики фена тесно связаны с конкретным физико-географическим районом, наиболее плодотворным будет разработка локальных методик прогнозирования этого явления на основе климатологических данных, устанавливающих связь между наступлением фена в конкретном районе и характеристиками потока, доступными из существующих наблюдений.

Можно рекомендовать следующую общую структуру прогнозирования фена.

1. Путем проведения описанного выше анализа устанавливается наличие фена или ситуации, предвещающей возможность его образования. При наличии последовательных изображений облачного покрова с геостационарных спутников дополнительно анализируется эволюция облачного покрова в районе горного хребта за последние 6-12 ч. Особое внимание обращается на приближение к хребту фронтальной облачной системы и на эволюцию высоты ее верхней границы. Увеличение плотности облаков с наветренной стороны и повышение их верхней границы до уровня гребня и выше является признаком возможного образования фена.
2. При появлении признаков интенсивного перетекания воздуха через горный хребет (высокие скорости ветра выше гребня, уплотнение облачности с наветренной стороны, наличие инверсии температуры выше гребня хребта) проводится расчет числа Фруда по модифицированной формуле

$$Fr = V\left(h^2 g \frac{\partial\theta}{\partial z}\frac{1}{\theta_0}\right)^{-1/2} \qquad (3.4)$$

   где V - скорость воздушного потока, в направлении перпендикулярном горному хребту на высоте, превышающей высоту хребта; h - высота хребта; $\partial\theta/\partial z$ - градиент потенциальной температуры с наветренной стороны хребта в слое от подошвы хребта до его гребня; θ_0 - потенциальная температура на нижнем уровне.

   По рассчитанному значению числа Фруда с учетом условия (3.2) и местных особенностей проводится оценка появления фена и дается сверхкраткосрочный прогноз фена.
3. При прогнозировании с большой заблаговременностью (12-24 ч) по имеющимся прогностическим материалам рассчитывается время подхода к горной системе фронтальной зоны, затем по формуле (3.4) по данным о температуре и

ветре в этой зоне рассчитывается число Фруда и на основе этого дается прогноз возможности возникновения фена.

3.3. ***ПОДВЕТРЕННЫЕ ВОЛНЫ***

Как уже отмечалось выше, в процессе обтекания воздушным потоком горных препятствий рождаются атмосферные возмущения различных масштабов. Размеры этих возмущений зависят как от размеров препятствий, так и от структуры набегающего потока. Причем, размеры одних возмущений определяются размерами препятствия, а размеры других - состояние натекающего воздушного потока. Таким образом, все волновые движения в атмосфере, возникающие в результате возмущающего воздействия рельефа, можно разделить на две группы

⇒ *горные волны*, образующиеся непосредственно над препятствием и имеющие горизонтальные размеры, соизмеримые с размерами самого препятствия. Такие волны могут быть разных размеров, в т.ч. и крупномасштабные, и здесь рассматриваться не будут;

⇒ *подветренные волны*, которые возбуждаются горным препятствием, но их размеры определяются в основном свойствами натекающего атмосферного потока. Они наблюдаются не только вблизи горного хребта, но и на достаточном удалении от него. Эти волны являются мезомасштабными.

3.3.1. **Общая характеристика явления**

Явление подветренных волн состоит в том, что в результате возмущающего воздействия горного препятствия с его подветренной стороны воздушные течения приобретают волновой характер. Волновая структура прослеживается на расстоянии до 300 км от горного хребта. Число следующих друг за другом подветренных волн может достигать 20-30, их длина колеблется в пределах от 2 до 70 км, но чаще образуются волны с длиной от 5 до 20 км. Амплитуда волны, измеряемая вертикальным расстоянием между ее гребнем и ложбиной, коррелирует с длиной волны. Наблюдавшиеся амплитуды изменялись от нескольких сот метров до 2 км, хотя наиболее часто амплитуды укладываются в диапазон от 300 до 500 м. Вертикальные скорости подветренных волнах связаны с их амплитудой и колеблются в пределах 2-6 м/с, но отмечались скорости и более 10 м/с.

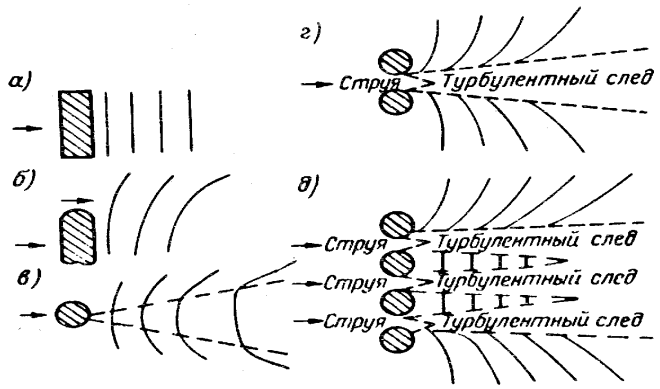


Рис.3.4. *Схематическое расположение подветренных волн за одним, двумя или несколькими изолированными препятствиями. Стрелками указано направление невозмущенного потока с наветренной стороны препятствий.*

Изображения облачности со спутника являются в настоящее время основным источником информации о подветренных волнах.

В общем случае волны имеют трехмерную структуру, однако детали плановой формы волны зависят от геометрии препятствия, обтекаемого воздушным потоком. Различные типы подветренных волн, наиболее характерные для атмосферы, представлены на рис.3.4.

Рисунок 3.4*а* иллюстрирует расположение волнистых облаков при обтекании бесконечно длинного препятствия. Данный тип волн является наиболее распространенным в атмосфере. Волновые движения носят квазидвумерный характер. В случаях, когда в гребнях волн образуется облачность, а в ложбинах волн опускающийся воздух становится ненасыщенным, подветренные волны становятся заметными в поле облачности и легко идентифицируются на снимках со спутника.

Волны типа указанного на рис 3.4.*б* возникают обычно на периферии горного хребта, когда помимо перетекания воздуха через хребет имеет место обтекание его сбоку.

Если препятствие имеет квазикруговую форму (рис.3.4.*в*), то под действием перетекания и бокового обтекания с обеих сторон волны приобретают в плане форму подков. Такая конфигурация наиболее хорошо выражена в тех случаях, когда горизонтальный размер препятствия соизмерим с длиной подветренной волны или несколько больше (5-50 км). В том случае, когда воздушный поток обтекает два или несколько изолированных препятствий, находящихся недалеко друг от друга, волны с подветренной стороны располагаются так, ка это указано на рис.3.4*г* и *д*. Этот тип волн наблюдается наиболее часто при обтекании группы островов.

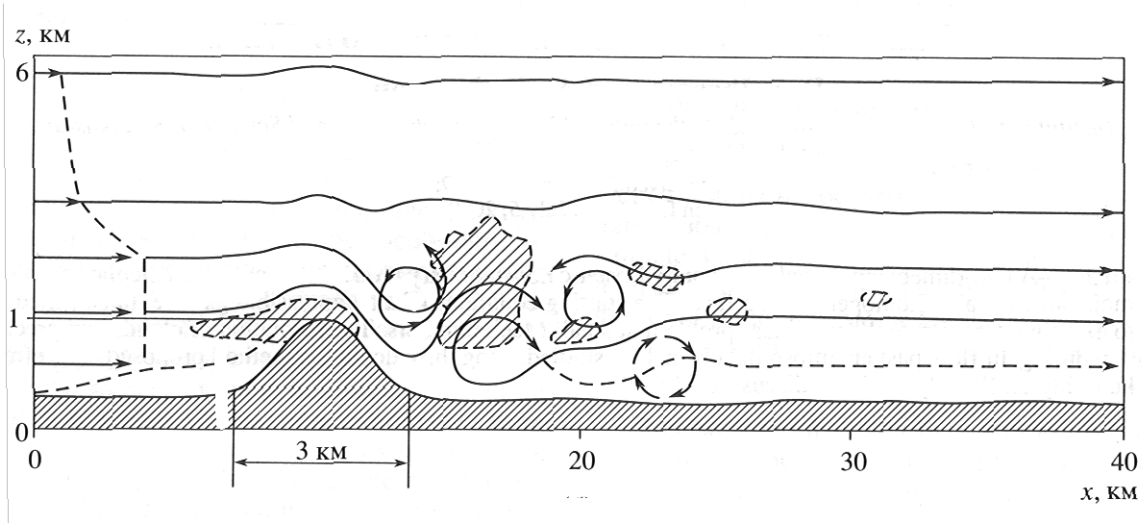
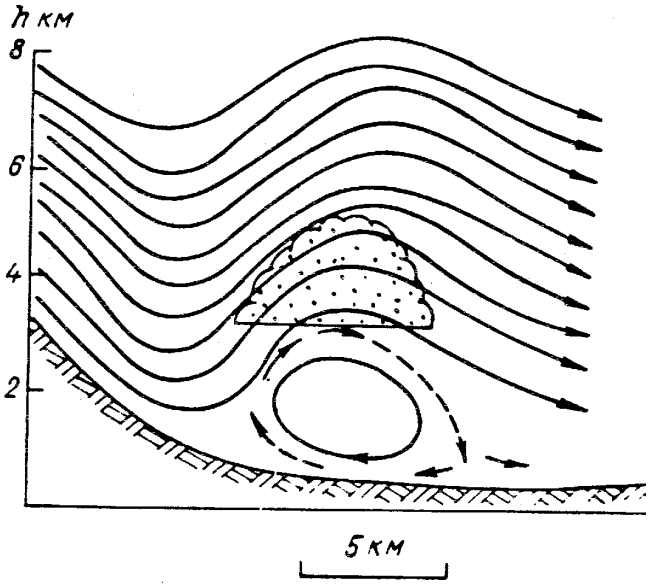


Рис.3.5. Пример волновых движений над Пенинами – натурные измерения.

К подветренным волнам примыкает и другая мезомасштабная циркуляция, наблюдающаяся с подветренной стороны горных хребтов. Это т.н. роторы - системы замкнутой циркуляции с горизонтальной осью. Расположение ротора с подветренной стороны хребта показано на рис.3.5 и 3.6.

Появление роторов обусловлено двумя основными факторами:

- профилем подветренного склона и
- скоростью ветра.



Роторы чаще образуются с подветренной стороны гор, имеющих большую крутизну. Скорость ветра на уровне гребня при образовании ротора, как правило, превышает 15 м/с и отмечается в слое большой вертикальной мощности выше препятствия. В возвратных течениях роторов у поверхности Земли скорости ветра составляют 2-4 м/с. В зоне восходящих течений ротора образуются облака. При образовании ротора атмосфера с подветренной стороны становится сильно турбулентной.

Рис. 3.6. *Схема течений с подветренной стороны горного хребта при образовании ротора. Область образования роторного облака затенена.*

3.3.2. **Механизм образования подветренных волн**

Изучение подветренных волн показало, что появление их в атмосфере (конечно, при наличии горного препятствия) обусловлено двумя основными факторами:

◊ скоростью ветра,

◊ стратификацией атмосферы.

Обычно подветренные волны образуются при наличии устойчиво стратифицированного слоя воздуха на уровне гребня гор. Максимальные амплитуды волн наблюдаются внутри или вблизи наиболее устойчивого слоя. Для образования подветренных волн характерны большие значения скорости и сдвига ветра. Воздушный поток при этом должен быть почти перпендикулярным к горному хребту и плоскопараллельным в значительном по толщине слое. При повороте ветра с высотой подветренные волны не наблюдаются.

В этих условиях образование волн с подветренной стороны препятствия происходит под действием вертикальных колебаний, возбуждаемых горным препятствием. Эти колебания имеют гравитационную природу. Частицы воздуха, натекающего на препятствие, за счет вынужденного подъема приобретают направленную вверх вертикальную составляющую. За препятствием, когда вынуждающая сила прекращает свое действие, в условиях устойчивой стратификации частицы под действием силы тяжести стремятся вернуться в исходное положение. Однако вследствие инерции "проскакивают" свой уровень и опускаются ниже его. Здесь сила плавучести "выталкивает" их вверх. Таким образом, колебательный процесс повторяется несколько (или несколько десятков) раз, пока силы вязкости не приведут к затуханию этого механически возбужденного гравитационного колебания. Поскольку совершающие вертикальные колебания частицы воздуха переносятся одновременно горизонтальным

крупномасштабным потоком, результирующее их движение в вертикальной плоскости приобретает волновой характер.

Период гравитационных колебаний в атмосфере определяется формулой

$$T = 2\pi / N, \qquad \text{где} \quad N^2 = \frac{g}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z} \text{ - частота Брента-Вяйсяля.} \qquad (3.5)$$

Если, совершая вертикальные колебания, частица движется со скоростью V, то длина волны будет равна

$$\lambda = 2\pi V / N. \qquad (3.6)$$

При V=20 м/с и типичных для атмосферы значений $\partial\theta/\partial z$=0.004 К/м, θ=300 К длина волны будет равна $\lambda \approx 12$ км.

Таким образом, рельеф играет роль лишь возбудителя, а ответная реакция атмосферы определяется целиком ее собственным состоянием. Если это состояние благоприятно для образования гравитационных колебаний, подветренные волны образуются, если неблагоприятно, вызванное рельефом возмущение не приведет к образованию подветренных волн.

3.3.3. **Анализ и прогноз подветренных волн**

Несмотря на то, что горизонтальные размеры подветренных волн намного превосходят длину летательных аппаратов, волны большой амплитуды, продуцирующие значительные вертикальные скорости (до 10-15 м/с) могут оказывать определенное влияние на легкую авиацию. Кроме того, при роторах генерируются зоны интенсивной турбулентности, существенно влияющей на условия полетов в горных районах. Поэтому, анализ и прогноз подветренных волн представляет определенный практический интерес, особенно при обслуживании легкой авиации в горной местности.

Основными средствами мезомасштабного анализа подветренных волн в настоящее время являются спутниковые и стандартные метеорологические наблюдения. В перспективе эффективным средством наблюдений за волновыми процессами в горных районах может стать доплеровская радиолокационная техника (особенно при отсутствии облачности). В тех случаях, когда в гребнях волн образуются облака, подветренные волны выявляются по изображениям облачного покрова со спутников. По стандартной информации с наветренной стороны следует проанализировать профили температуры и ветра в невозмущенном потоке, чтобы на основе качественного анализа выявить условия, благоприятные для развития подветренных волн.

При сверхкраткосрочном прогнозировании подветренных волн следует использовать прогностические материалы о крупномасштабном потоке. Если ожидается, что в ближайшие 6-12 часов характер крупномасштабного воздушного потока сохранится таким же, как и в момент обнаружения подветренных волн по спутниковой информации, то существование этих волн можно прогнозировать на указанный срок. Если же имеется ряд последовательных изображений облачности с геостационарных спутников, то необходимо изучить динамику облачности с подветренной стороны с тем, чтобы выявить тенденцию процесса - возникновение, развитие или его затухание.

3.4. *МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ПОДВЕТРЕННЫЕ ВИХРИ*

Существование вихревых цепочек в атмосфере впервые было зафиксировано в конце 40-х годов, а их первое описание по снимкам облачности появилось в 1962 году. *Суть процесса* состоит в том, что при боковом обтекании воздушным потоком горного препятствия с его подветренной стороны периодически генерируются мезомасштабные вихри, которые затем переносятся вниз по потоку. В результате с подветренной стороны препятствия образуется цепочка таких вихрей. На снимках облачного покрова такие вихри легко идентифицируются по спиралевидной структуре облачного покрова.

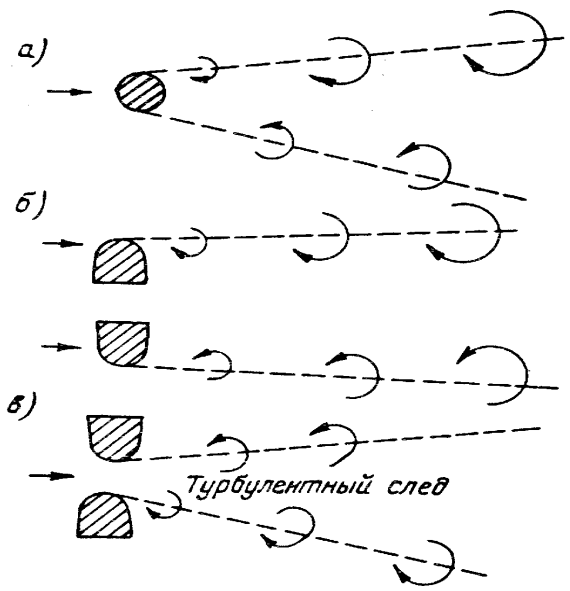


Рис. 3.7. *Типы вихревых цепочек за различными препятствиями*

Вихревые цепочки в атмосфере могут возникать при обтекании изолированного гористого острова (рис.3.7*а*), при одностороннем боковом обтекании горного хребта (рис.3.7*б*) или при движении воздуха между гористыми островами (рис.3.7*в*). Вихревые цепочки возникают в атмосфере при боковом обтекании препятствий, высота которых не меньше 800 м, а горизонтальные размеры в направлении, перпендикулярном вектору ветра, колеблется от 10 до 80 км. Обычно мезомасштабные вихревые цепочки наблюдаются в широтном поясе 15-40^0 в зоне холодных океанических течений.

Горизонтальный размер вихрей, отрывающихся от острова, соизмерим с горизонтальным размером самого острова, и составляет в среднем около 40 км. При движении вниз по потоку размер вихря постепенно увеличивается. Общая длина вихревой цепочки с подветренной стороны может достигать 600 км, а число вихрей в ней колеблется от 2 до 6. Периодичность отрыва вихрей изменяется от 1ч до 15ч, а в среднем - около 8 ч. Время существования отдельного вихря может достигать 30-40 ч, а скорость их перемещения составляет 0.7-0.8 скорости невозмущенного потока.

Вихревые цепочки образуются в тех случаях, когда нижний слой атмосферы ограничен сверху инверсией, располагающейся гораздо ниже вершины острова или гребня хребта. Невозмущенный крупномасштабный поток с наветренной стороны препятствия устойчив во времени, скорость ветра в нижнем слое атмосферы составляет около 10 м/с. Вихревая структура течений обнаруживается по слоисто-кучевым и слоистым облакам, которые образуются под инверсией и вовлекаются в мезомасштабную вихревую циркуляции. Безоблачные пространства образуются вследствие вовлечения сухого воздуха из инверсионного слоя в нижележащий облачный слой.

Вихревые цепочки возникают вследствие того, что при боковом обтекании тела с вертикальными стенками в пограничном слое вблизи стенки возникают значительные градиенты скорости (в результате тормозящего эффекта) и генерируется завихренность. При достижении некоторого критического числа Рейнольдса ($40 \le Re \le 200$),

характеризующего соотношение между силами инерции и вязкости, реализуется квазипериодический режим движений, в котором генерирующаяся вблизи стенки завихренность увлекается потоком как отдельная циркуляция (т.н. *цепочки Кармана*). Под действием диссипативных сил эта вихревая система постепенно расширяется, а интенсивность циркуляции в ней убывает. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса квазипериодическая структура течения сменяется турбулентным режимом.

С точки зрения практического анализа и прогноза погоды вихревые цепочки представляют наименьший интерес среди других орографических мезомасштабных циркуляций, поскольку с ними не бывают связаны опасные явления погоды. Основным средством анализа являются спутниковые изображения облачного покрова. Выявленные цепочки в районах с недостатком метеорологической информации (например, над океанами) могут служить качественным индикатором состояния воздушной массы (наличие инверсии, направление и скорость воздушного потока).

3.5. ***ВЕТЕР СКЛОНОВ И ГОРНО-ДОЛИННАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ***

Ветры склонов и горно-долинная циркуляция могут иметь различные пространственные масштабы в зависимости от горизонтальных размеров горных препятствий, являющихся причиной их возникновения. Поскольку нас интересуют мезомасштабные циркуляции в атмосфере, будем рассматривать интегральное воздействие группы склонов на условия погоды, хотя рассмотрение механизма явления будет проводиться на примере одного элементарного склона.

3.5.1. **Общая характеристика ветра склонов и горно-долинной циркуляции**

Ветром склона называют локальную циркуляцию, имеющую в большинстве случаев выраженную суточную периодичность и состоящую в том, что в дневные часы над нагретыми склонами воздух поднимается вверх по склону, а в ночные часы над остывшими склонами гор опускается вниз по склону.

Горно-долинной циркуляцией называют циркуляцию, при которой в дневные часы в приземном слое ветер дует вверх по долине (*долинный ветер*), а в ночные часы - вниз по долине (*горный ветер*). Ветры склонов являются элементами горно-долинной циркуляции.

В целом ветры склонов и горно-долинные циркуляции, несмотря на их существенную зависимость от геометрии долин, их географического положения и т.п., развиваются в тех случаях, когда через горы не проходят крупномасштабные возмущения и имеет место радиационный режим, характерный для антициклонических условий погоды. Наиболее часто они отмечаются в тропических и субтропических широтах. В умеренных широтах эти циркуляции наиболее типична для летних месяцев. В зимнее время в высоких широтах из-за малого светового дня в горной местности доминируют горные ветры, дующие вниз по склону, которые в условиях Антарктиды достигают ураганной силы и именуются *стоковыми ветрами*. В умеренных широтах под воздействием горных ветров в масштабе горного хребта образуется антициклонический фен, о котором уже говорилось в параграфе 3.2.

Конкретные характеристики ветра склонов и горно-долинной циркуляции (скорость ветра, время смены горного ветра долинным и наоборот) сильно зависят от местных условий:

* размеров долины (ширина, длина, крутизна склонов),

* ее ориентации относительно господствующих ветров,
* наличия или отсутствия ледников в верховьях,
* продолжительности светлого времени суток и т.д.

В этой связи характеристики ветра склонов и горно-долинной циркуляции меняются в весьма широких пределах. Так, например, время наступления горного ветра может изменяться от 18 до 8 часов местного времени, а время наступления долинного ветра - от 7 до 12 часов местного времени.

Скорость приземного ветра при горно-долинной циркуляции изменяется в очень широких пределах - от 1÷2 м/с в небольших закрытых долинах до 10÷15 м/с в открытых высокогорных долинах, особенно ориентированных вдоль господствующего направления ветра в нижней атмосфере, когда составляющая горной или долинной циркуляции складывается с общим потоком воздуха.

Под воздействием горно-долинной циркуляции формируется характерный для гор суточный ход температуры, которая в летнее время повышается наиболее быстро между 7-10 ч местного времени, пока не устанавливается долинный ветер. С его появлением рост температуры замедляется и максимум достигается около 15 ч местного времени. Резкое понижение температуры происходит между 18-20 ч местного времени, когда долинный ветер сменяется горным.

Воздействие ветра склонов и горно-долинной циркуляции на перераспределение облачности состоит в том, что в первую половину дня конвективные облака "подтягиваются" долинной циркуляцией к гребню гор, а в вечерние часы под действием горных ветров облачность смещается в предгорья.

В масштабах горного хребта можно говорить об общей направленности приземного воздушного потока от равнины к горам в дневные часы и о ветре с гор на равнины в вечерние и ночные часы.

3.5.2. **Механизм ветра склонов и горно-долинной циркуляции**

Ветер склонов представляет собой одну из разновидностей механизма естественной конвекции. Основная их особенность состоит в том, что конвективный режим реализуется над наклонной поверхностью. Поэтому градиент температуры (плотности), возникающей в результате нагревания подстилающей поверхности, оказывается ориентированным под некоторым углом к направлению силы тяжести (рис.3.8). Таким образом, режим конвекции оказывается смешанным и обладает одновременно свойствами присущими конвекции в горизонтальном слое подогреваемым (охлаждаемым) снизу, так как действует компонент градиента $\Delta\theta_в$, направленный против (или вдоль) силы тяжести, и компонент $\Delta\theta_г$, направленный по нормали к силе тяжести, рождающий конвекцию в слое жидкости, неравномерно прогреваемой сбоку. С обзором работ по теории ветра склонов можно ознакомиться в монографии Бурмана (1969).

В дневные часы, когда под действием инсоляции склон нагревается, под действием сил плавучести в вертикальном направлении возникает конвекция подобно тому, как в горизонтальном слое жидкости, а под действием горизонтального градиента температуры, направленного от горы к долине, создается система циркуляции, подобная той, что приведена на рис. 3.9*а*. Возникающий циркуляционный контур приводит к деформации поля температуры, показанному на рис. 3.9*а* пунктиром, т.е. вызывает некоторое понижение температуры в нижней части склона и повышение ее

вблизи вершины. Именно этим и объясняется некоторое замедление роста температуры в дневные часы при развитии ветра склонов и горно-долинной циркуляции.

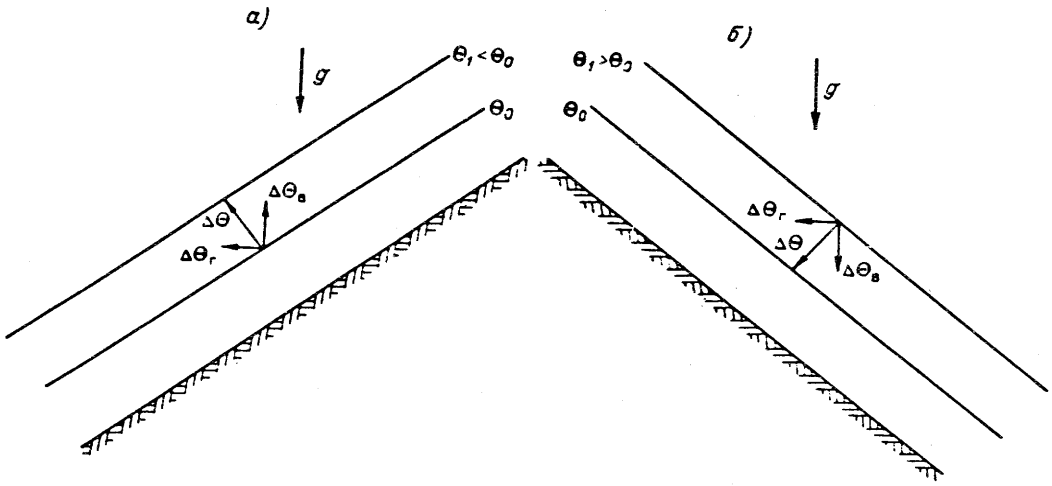


Рис. 3.8. Схема распределения температуры воздуха вдоль склона днем (а) и ночью (б). Индексами «в» и «г» обозначены соответственно вертикальные и горизонтальные составляющие градиента температуры. В верней части рисунка стрелками указано направление действия силы тяжести.

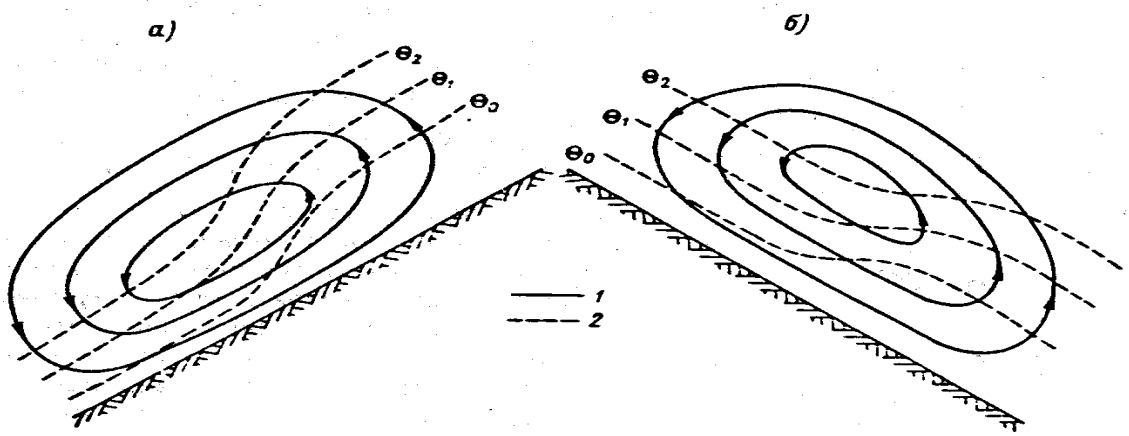
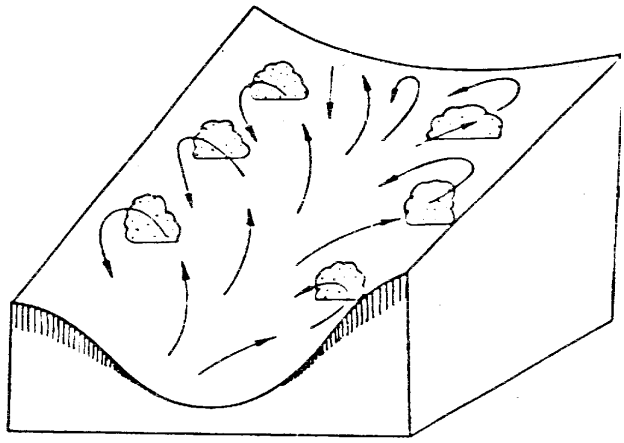


Рис. 3.9. Схема течений при ветре склона днем (а) и ночью (б). Здесь: 1 - линии тока, 2 - изотермы.

В ночные часы, когда вследствие излучения поверхность склона охлаждается, вертикальный компонент градиента температуры не возбуждает движений, т.к. $\Delta\theta_в>0$, а конвекция возбуждается только горизонтальным компонентом $\Delta\theta_г$, который направлен теперь от долины к горе (см. рис 3.9*б*). Такое распределение температуры приводит к образованию циркуляции, приведенной на рис. 3.9*б*. При конвекции в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу, или при конвекции в слое жидкости, обладающей разными температурами на боковых границах, движения возникают при достижении некоторого критического числа Реллея (см. главу 1), однако в качестве дополнительного параметра входит угол наклона поверхности.

Горно-долинная циркуляция создается комплексом склонов, образующих долину. Хотя ее генезис точно такой же, как и ветра склонов, и очень схематически цир-

куляция может быть представлена в виде двумерных схем, изображенных на рис. 3.8 и 3.9, где под склоном теперь понимается общий наклон горной долины, однако на самом деле на циркуляцию в горной долине в равной мере влияет дифференцированный нагрев как вдоль долины, так и по ее склонам.



В результате образования продольного и поперечного (по отношению к ложу долины) градиентов температуры характер циркуляции становится существенно трехмерным: образуется спиралевидная система течений (рис. 3.10), создающая в дневное время общий поток воздуха вверх по долине в приземном слое и нисходящие течения вдоль оси долины. В ночное время характер циркуляции меняется на противоположный.

Рис. 3.10. Схема горно-долинной циркуляции.
Стрелками указано направление течений вблизи поверхности
Земли и на высотах. Участки образования облаков вдоль склонов затенены.

Асимметрия орографии долины может вносить существенные изменения в картину течений, изображенных на рис. 3.10 для орографически и радиационно симметричной долины. Так, может возникать циркуляция, состоящая всего из одной ветви, в которой восходящие движения образуются вдоль освещенного солнцем нагретого склона, а нисходящие - вдоль затененного, более холодного склона долины.

3.5.3. **Анализ и прогноз ветров склонов и горно-долинной циркуляции**

С практической точки зрения интерес представляет анализ и прогноз горно-долинной циркуляции в крупных долинах, где ее эффект может быть ощутимым для метеорологического обслуживания, прежде всего, легкой авиации, а также в промышленно освоенных долинах для оценки и прогнозирования условий ее вентиляции применительно к проблемам экологического мониторинга. В большинстве случаев практический интерес представляют суммарные эффекты ветров склонов, которые возможно выявлять на основе сети метеорологических наблюдений и снимков облачного покрова со спутников, хотя масштаб движений здесь предельный с учетом возможностей их разрешения существующими средствами наблюдений.

Наиболее надежным средством для количественной оценки эффектов горно-долинной циркуляции и ветра склонов в масштабе горы - равнина в конкретном географическом районе является, по-видимому, накопленная статистика, связывающая характеристики местных циркуляций с параметрами крупномасштабного потока. Исходя из того, что ветры склонов и горно-долинная циркуляция определяются в основном горизонтальными градиентами температуры между горами и равниной (долинами), целесообразно искать статистические связи между явлением ветра склонов (горно-долинной циркуляции) и температурным контрастом горы-равнина (долина).

Вторым параметром, влияющим на образование горно-долинной и склоновой циркуляции, являются характеристики крупномасштабного атмосферного потока, поскольку регулярные местные циркуляции могут образовываться при сравнительно небольших скоростях ветра.

Горно-долинная циркуляция и ветры склонов оказывают существенное влияние на суточный цикл облачного покрова в горах, что необходимо учитывать при краткосрочном прогнозировании облачности. При этом следует руководствоваться следующими простыми правилами.

В первую половину дня и после полудня конвективные облака, развивающиеся в горной местности, обычно имеют тенденцию подниматься вверх по долинам и склонам. Постепенно развиваясь и укрупняясь, они дают максимум облачности и ливневых осадков в послеполуденные часы в верхней части гор. В предвечерние и вечерние часы под действием горного ветра облачность имеет тенденцию "сползать" в долины и предгорья, в связи с чем максимум облачности и ливневых осадков в предгорьях смещается на вечерние часы.

Вопросы для самопроверки

1. Дайте общую характеристику барьерных эффектов.
2. Дайте общую характеристику фенов.
3. Дайте общую характеристику мезомасштабных подветренных волн.
4. Дайте общую характеристику мезомасштабных подветренных вихрей.
5. Дайте общую характеристику ветра склонов и горно-долинной циркуляции.
6. Охарактеризуйте механизм образования мезомасштабных барьерных эффектов.
7. Опишите физический механизм образования фенов.
8. Опишите особенности формирования антициклонических фенов.
9. Охарактеризуйте механизм образования мезомасштабных подветренных вихрей.
10. Охарактеризуйте механизм образования мезомасштабных подветренных волн.
11. Могут ли подветренные волны образовываться при неустойчивой стратификации натекающего на препятствие воздушного потока? Обоснуйте свой ответ.
12. Опишите механизм образования ветров склонов и горно-долинной циркуляции.
13. Охарактеризуйте процедуру анализа и прогноза мезомасштабных барьерных эффектов.
14. Охарактеризуйте методику анализа и краткосрочного прогноза фенов.
15. Охарактеризуйте методику анализа и краткосрочного прогноза мезомасштабных подветреных волн и вихрей.

Глава 4. МЕЗОМАСШТАБНЫЕ СИСТЕМЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Как уже указывалось, разделить термически и орографически возбуждаемые мезомасштабные системы часто бывает весьма сложно, поскольку рельеф местности оказывает не только механическое, но и термическое воздействие. Поэтому разделение мезомасштабных циркуляций на орографически и термически возбужденные в некоторой степени является условным. Будем относить к последним такие типы движений, в которых термический фактор является доминирующим. Однако следует помнить, что под воздействием рельефа термически возбужденные циркуляции могут существенно трансформироваться. Так, например, бризовая циркуляция над равнинным побережьем существенно отличается от бризовой циркуляции в районе холмистого или гористого побережья, где на нее накладываются эффекты ветров склонов и общий барьерный эффект высоких берегов. Поэтому при анализе мезомасштабных циркуляций и условий погоды, связанных с термической неоднородностью подстилающей поверхности, необходимо учитывать орографию рассматриваемого района, внося соответствующие поправки в процедуры анализа и прогноза, вытекающие из идеализированных условий.

4.1. *БРИЗОВАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ (БРИЗЫ)*

4.1.1. **Общая характеристика явления**

Бризом называют локальную циркуляцию, возникающую в прибрежной зоне вследствие температурных различий между поверхностью воды и суши. В дневные часы, когда температура поверхности суши становится выше температуры водной поверхности, развивается *морской бриз*[9] - воздушный поток, направленный в приземном слое с моря на сушу. В ночные часы, когда температура поверхности воды становится выше температуры поверхности суши, развивается *береговой бриз* - воздушный поток, направленный в приземном слое с суши на море.

В настоящее время бризовая циркуляция, особенно над районами с ровным рельефом, является одним из наиболее хорошо изученных типов местной циркуляции.

Бризы лучше всего выражены и распространены в тропиках, где они наблюдаются в течение всего года. В умеренных широтах бризовая циркуляция возникает обычно летом, ее регулярность нарушается прохождением крупномасштабных атмосферных возмущений. Бризы наблюдают не только в прибрежной зоне морей, но и вдоль берегов озер и даже крупных рек.

Явление морского бриза состоит в том, что возникает система прямой термической циркуляции, в которой над теплой поверхностью суши образуются восходящие течения воздуха, а над более холодной водной поверхностью - нисходящие течения воздуха. В приземном слое воздуха возникает воздушный поток с моря на сушу, а на некоторой высоте появляется компенсационный поток, направленный с суши на море. Образование морского бриза приводит к появлению умеренного ветра, скорость кото-

---

[9] Следует отметить, что с точки зрения терминологии правильнее было бы использовать определения "дневной" бриз и "ночной" бриз, а не "морской" бриз и "береговой" бриз, поскольку термин "морской" трудно отнести к берегам озер и рек. Тем не менее, мы будем употреблять этот термин, поскольку он широко распространен, относя понятие "морской" бриз и к дневным бризам вдоль побережья внутренних водоемов.

рого составляет чаще всего 5-7 м/с, хотя при определенных формах берегового рельефа и большой интенсивности бризовой циркуляции скорость ветра может превышать 10м/с. При появлении морского бриза происходит падение температуры воздуха и повышение удельной влажности. Вдоль побережья образуется зона малооблачной или безоблачной погоды шириной от нескольких километров до несколько десятков километров (в зависимости от интенсивности бриза и условий рельефа). Над сушей, на некотором удалении от береговой линии образуется так называемый *бризовый фронт*, в котором развиваются кучевые и кучево-дождевые облака. Бризовый фронт, особенно хорошо заметный на изображениях облачного покрова со спутников, указывает на глубину проникновения морского бриза на сушу. В тропиках эта глубина достигает 100 км, в умеренных широтах она не превышает 20-50 км.

Мощность морского бриза по вертикали составляет 100-1000 м, в тропиках она больше, чем в умеренных широтах. Мощность возвратного течения, расположенного над морским бризом, колеблется в пределах 500-3000 м.

Время появления морского бриза зависит от конкретного географического района и времени года. В целом морские бризы образуются в период от 8 до 12 ч местного времени. Затухание морского бриза происходит вечером от 19 от 21 ч местного времени.

Явление берегового (ночного) бриза состоит в образовании прямой термической циркуляции, в которой над более холодной поверхностью суши образуются нисходящие движения воздуха, а над более теплой водной поверхностью - восходящие течения. В приземном слое воздуха возникает воздушный поток с суши на море, а на некоторой высоте появляется компенсационный поток воздуха с моря на сушу. Береговые бризы выражены не так хорошо, как морские. Они уступают морским бризам и по силе ветра, и по вертикальной мощности.

4.1.2. **Механизм бризовой циркуляции**

Объяснению механизма бризовой циркуляции посвящено большое количество теоретических работ, в т.ч. выполненных в ОГМИ. В них рассмотрены как наиболее простые случаи образования бриза при отсутствии крупномасштабного потока, так и более общие случаи с учетом силы Кориолиса и крупномасштабных атмосферных движений. Задача бризовой циркуляции решалась как аналитически, так и численно. Мы ограничимся лишь качественным пояснением механизма возбуждения бризовой циркуляции.

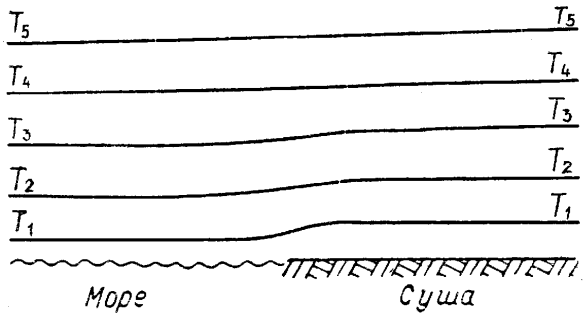


Рис. 4.1. Распределение температуры, приводящее к появлению морского бриза.

В утренние часы под действием солнечной радиации происходит более интенсивное нагревание поверхности суши, чем водной поверхности. За счет этого, в приземном слое воздуха, расположенном над сущей и над морем, начинает формироваться контраст температуры (плотности). Под действием турбулентного перемешивания и мелкомасштабной конвекции над сушей тепло переносится в более

высокие слои и создается распределение температуры, схематически представленное на рис. 4.1. Такое распределение аналогично хорошо изученному теоретически и экспериментально случаю *естественной конвекции* в сосудах, боковые стенки которых находятся при разных температурах. Основное отличие ситуации в атмосфере состоит в том, что боковые "стенки" являются проницаемыми, а температурные контрасты постепенно затухают с высотой.

Известно, что, как и для свободной конвекции, при достижении некоторого критического значения числа Реллея[10] (т.е. при достижении критического перепада температур ΔT на боковых границах) возникают конвективные движения в виде валиковых циркуляций с горизонтальной осью. Расчеты показывают, что для возникновения неустойчивости и появления бризовой ячейки при стандартных метеорологических условиях необходим горизонтальный перепад температуры около 0.15 К/1км. По мере усиления контраста температуры ΔT увеличиваются горизонтальные и вертикальные размеры бризовой ячейки. Схематическое распределение циркуляции и отклонений температуры от среднего значения в бризовой ячейке представлено на рис. 4.2.

Возникновение циркуляции, изображенной на рис. 4.2*а*, обусловлено подъемом воздуха вдоль теплой "стенки" и опусканием его вдоль холодной. Вследствие сплошности среды в верхней части области возникает поток от теплой стенки к холодной, а в нижней части - от холодной к теплой. Так же как и в случае конвекции в горизонтальном слое, подогреваемом снизу, в системе бризовой циркуляции реализуется механизм, обеспечивающий более интенсивный тепло- и массообмен, способствующий выравниванию контрастов температуры (плотности), которые существовали бы в режиме только турбулентного обмена. Выравнивание интегральных контрастов (контрастов, осредненных по всей области) не означает, однако, отсутствия локальных контрастов в системе бризовой циркуляции.

Для циркуляционных ячеек, возникающих в результате естественной конвекции, характерна область сгущения изотерм, образующихся между очагами тепла и холода. В условиях атмосферы вследствие трения вблизи поверхности эта зона сгущения изотерм особенно четко выражена в нижней части циркуляционной ячейки (заштрихована на рис. 4.2*б*). Наличие такой зоны в системе естественной конвекции объясняет появление бризового фронта. Поскольку передняя граница бриза совпадает с участком восходящих течений, в ней создаются условия, благоприятные для образования конвективных облаков и осадков.

Береговой бриз имеет точно такой же механизм образования, как и морской. Основное отличие между береговым и морским бризам состоит в том, что охлаждение земной поверхности вследствие теплового излучения в ночные часы не распространяется в атмосферу так эффективно, как нагревание в дневные часы[11], поэтому температурные перепады образуются в более тонком слое атмосферы и бризовая циркуляция оказывается менее интенсивной.

Механизм образования бризов также можно объяснить (как это делается многими авторами) возникновением *бароклинной неустойчивости* в идеальной (невязкой) жидкости, движущей силой которого также является горизонтальный градиент температуры. Результаты оказываются качественно сходными, однако учет вязкости в зада-

---

[10] Или точнее, для случая контраста температур между боковыми (а не вертикальными) стенками соотношение между силами плавучести и вязкости описывается *числом Грасгофа*, аналогичным числу Рэллея, введенному соотношением (1.1) - $Gr = \dfrac{\alpha g L^3 \Delta T}{\nu^2}$, где под ΔT понимается перепад температур между боковыми стенками.

[11] Так как в нижнем слое атмосферы интенсивность турбулентного перемешивания днем больше, чем ночью.

чах естественной конвекции делают расчеты бризовой циркуляции более реалистичными.

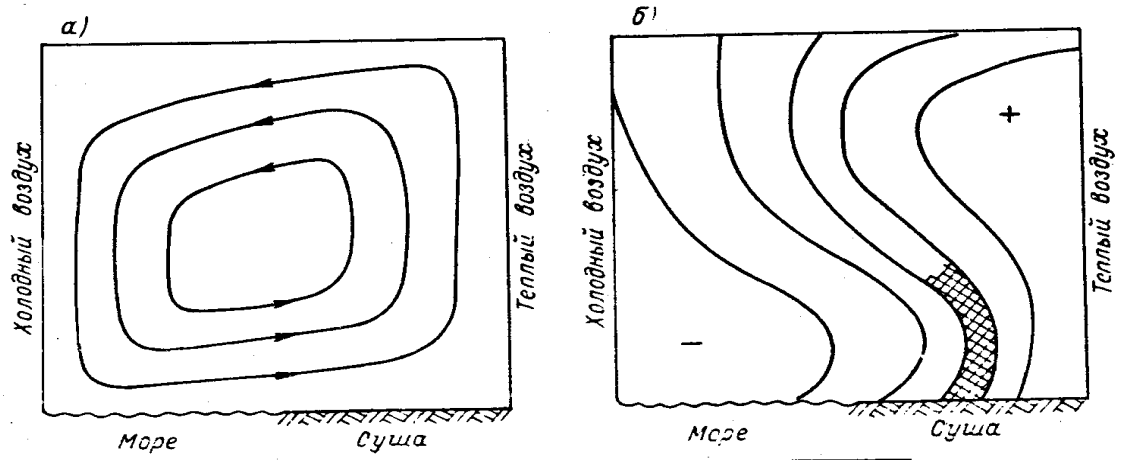


Рис. 4.2. Схема циркуляции (а) и деформации поля температуры (б) в морском бризе. Знаком «минус» на рис. (б) указана область низкой температуры, а знаком «+» - область высокой температуры. Зоны образования бризового фронта заштрихованы.

4.1.3. **Влияние крупномасштабного потока и особенностей рельефа на бризовую циркуляцию**

Основной механизм образования бризов, рассмотренный выше, может заметно модифицироваться как за счет воздушного потока синоптического масштаба, так и вследствие воздействия особенностей рельефа прибрежной зоны. Так, например, интенсивный воздушный поток с моря на сушу или с суши на море полностью подавляет бризовую циркуляцию, поскольку при интенсивной адвекции воздушный масс исчезает устойчивый температурный контраст в прибрежной зоне, являющийся источником бризовой циркуляции.

При слабом и умеренном ветре ($V \leq 6$м/с) воздействие крупномасштабного потока на бризовую циркуляцию зависит от его направления. При ветре, направленном от более холодной к более теплой поверхности, ослабевают температурные перепады в прибрежной зоне, и бриз становится менее интенсивным. При ветре, направленном от теплой поверхности к холодной, происходит усиление температурных контрастов, особенно в зоне бризового фронта. Это приводит к образованию на бризовом фронте более интенсивной конвекции. Наиболее интенсивная часть этого фронта имеет ширину 100-250 м, в ней отмечаются повышенная турбулентность и вертикальные скорости до 1-2 м/с. На интенсивных бризовых фронтах образуются кучево-дождевые облака, выпадают ливневые осадки и отмечаются грозы.

Крупномасштабный воздушный поток, ориентированный параллельно береговой линии, не оказывает существенного влияния на интенсивность бризовой циркуляции, но способствует образованию спиралевидной (геликальной) циркуляции, при которой воздушные частицы движутся не по нормали к береговой линии, а под некоторым углом к ней.

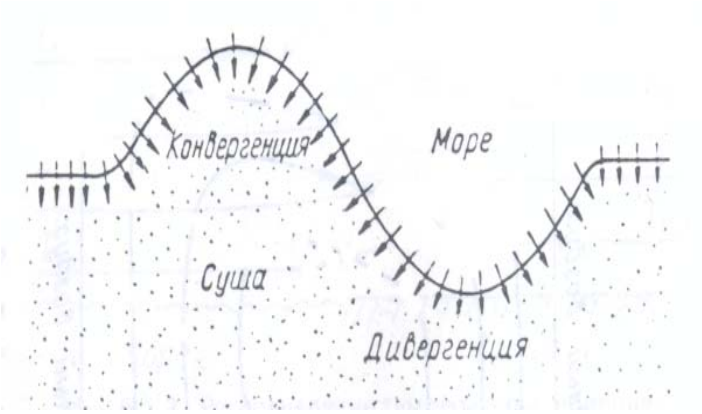


Рис. 4.3. Схема морского бриза вдоль побережья с искривленной береговой линией.

Существенное влияние на бризовую циркуляцию оказывает характер береговой линии и рельеф местности. В том случае, когда береговая линия состоит из серии заливов и мысов, бризовая циркуляция становится неоднородной вдоль береговой линии. При морском бризе (рис. 4.3) в зоне мысов создается конвергенция воздушных потоков, а в районе бухт и заливов - дивергенция потоков в приземном слое атмосферы. Это приводит к тому, что над мысами происходит обострение бризовых фронтов, а над бухтами и заливами - их ослабление. Этот эффект обычно бывает хорошо заметен в распределении облачного покрова.

Следует отметить, что кривизна береговой линии обычно связана с топографической неоднородностью рельефа: за береговой линией в заливах следуют обычно более пониженные участки суши, а мысы являются более возвышенными. Таким образом, над мысами бризовая циркуляция усиливается дополнительно эффектами склонов. В климатическом плане это приводит к тому, что в прибрежной зоне мысов погода в дневные часы оказывается более облачной, чем в прибрежной зоне бухт и заливов.

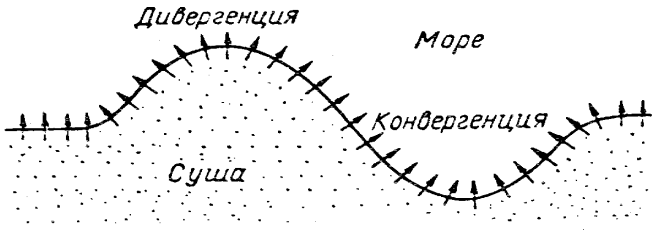


Рис. 4.4. Схема берегового бриза вдоль побережья с искривленной береговой линией.

При береговом бризе (рис.4.4) в районе мысов над прибрежной зоной создается область дивергенции, а в прибрежной зоне заливов - конвергенция потоков в приземном слое. Это приводит к тому, что в ночное время бризовый фронт обостряется над заливами и над ними происходит более интенсивное образование облачности.

4.1.4. **Мезомасштабный анализ и прогноз бризовой циркуляции**

Во многих регионах бризы оказывают существенное влияние на условия погоды и часто приводят к образованию ливневых осадков и даже гроз в зоне бризового фронта. Кроме того, метеорологическое обслуживание курортных районов морских побережий требует качественного анализа и прогноза этого мезомасштабного процесса. Еще одной проблемой, усиливающей практический интерес к анализу и прогнозу бризов, является загрязнение воздушного бассейна прибрежных городов. Во время берегового бриза загрязняющие вещества переносятся с суши в прибрежную морскую зону, а затем с наступлением морского бриза загрязненный воздух вновь возвращается на сушу, вызывая значительное повышение концентрации загрязняющих веществ в прибрежной зоне. Несмотря на это, мезомасштабный анализ и прогноз погоды в зоне бризовой циркуляции находится в настоящее время в начальной стадии развития.

Эмпирическое изучение бризов показало, что обычные наблюдательные системы (сеть метеорологических станций) дают слишком грубое пространственное разрешение для того, чтобы разработать процедуры оперативного анализа и прогноза бризов. Представляется, что в настоящее время наиболее оптимальным является мезомасштабный анализ бризовой циркуляции на основе комплексного использования спутниковых, радиолокационных и стандартных метеорологических наблюдений. Благодаря широко распространенной в настоящее время системе передачи изображений облачного покрова с геостационарных спутников в режиме WEFAX (Weather Facsimille), в распоряжении синоптика-прогнозиста имеются снимки облачного покрова в видимом и ИК-диапазонах через каждые 30 или 60 минут. Эти снимки обладают пространственным разрешением, достаточным для идентификации облачных систем, возникающих в зоне бризового фронта. Анализируя последовательные изображения облачности, можно получить достаточно полное представление о времени возникновения облачности на бризовом фронте, его перемещении в течение суток и эволюции облачного покрова в течение суточного цикла бризовой циркуляции. Поскольку снимки облачного покрова дают лишь качественное представление о мощности облаков и не дают информации об осадках, для анализа пространственно-временной эволюции облачных систем на бризовом фронте очень полезно использовать радиолокационные данные, так как с их помощью можно получить дополнительные сведения о пространственно-временной структуре осадков на бризовом фронте.

Общий подход к прогнозированию должен базироваться на том, что бризовой циркуляции присущ циклический характер, а возбуждающие ее силы являются устойчивыми, что позволяет достаточно эффективно использовать для прогнозирования климатическое изучение бризов в данном районе.

Здесь можно использовать два подхода. Первый из них состоит в том, что с помощью трехмерной мезомасштабной модели, учитывающей конкретные географические условия местности, рассчитывается бризовая циркуляция для ряда характерных для данного региона синоптических ситуаций и таким образом создается библиотека бризов, которую затем синоптик может использовать в прогностической практике. Процедура прогнозирования в этом случае сводится к тому, что по крупномасштабным прогностическим картам проводится оценка ожидаемого синоптического положения, а затем из библиотеки бризов выбираются результаты соответствующих расчетов, которые используются затем для прогнозирования основных характеристик бриза: скорости ветра, глубины проникновения бризового фронта, его интенсивности,

вероятности выпадения на нем осадков. Такой подход позволяет использовать преимущества детерминированного прогнозирования бризов сравнительно экономичным способом, исключающим необходимость проведения ежедневных дорогостоящих расчетов.

Второй подход состоит в том, чтобы так же, как и в первом подходе, выделить несколько характерных для данной местности синоптических ситуаций, определяющих направление и скорость крупномасштабного потока. При таком выделении следует помнить, что на интенсивность бризовой циркуляции оказывают два основных фактора, о которых говорилось в предыдущих параграфах: различие между температурой воздуха на поверхностью суши и водной поверхностью (ΔT), направление и скорость крупномасштабного воздушного потока в прибрежной зоне. Исходя из того, что температурные различия носят циклический характер, а крупномасштабный поток может меняться весьма нерегулярно, классификация синоптических ситуаций для получения климатических характеристик бриза лучше делать по направлению воздушного потока. Для простоты можно ограничиться двумя ситуациями:

1) крупномасштабный поток направлен с суши на море;
2) крупномасштабный поток направлен с моря на сушу.

Так как в реальных условиях направление крупномасштабного потока может составлять произвольный угол к береговой линии, при климатическом изучении бриза можно определять нормальный к береговой линии компонент скорости, умножая скорость ветра на cos φ, где φ - угол между направлением ветра и нормалью к береговой линии.

В качестве параметров, характеризующих вероятность появления бризовой циркуляции, следует выбирать такие, которые представляют собой комбинацию скорости ветра (**V**) и разности температур между сушей и водной поверхностью (ΔT). Например, можно использовать такие индексы вероятности появления или отсутствия бриза:

a) Бигса-Грейвса-Лионса

$$I_1 = V_g^2 / c_p \Delta T \qquad (4.1)$$

где V_g - скорость приземного геострофического ветра в утренние часы, ΔT - максимальная разность между приземной температурой воздуха и температурой поверхности воды. Рассчитав значения индекса I_1 по ряду случаев с наличием бризов и их отсутствием можно получить его критическое значение, при котором вероятность появления бризовой циркуляции не превышает заданного процента.

b) обратное число Ричардсона

$$I_2 = Re/Gr = V^2 / (g \alpha L \Delta T) \cong 30 V^2 / (L \Delta T) \qquad (4.2)$$

где $Re = L V / \nu$ - число Рейнольдса, Gr - число Грасфора (см. параграф 4.1.2), L - масштаб длины, который для бриза можно принять равным 1 км, а V и ΔT имеют тот же смысл, что и в (4.1).

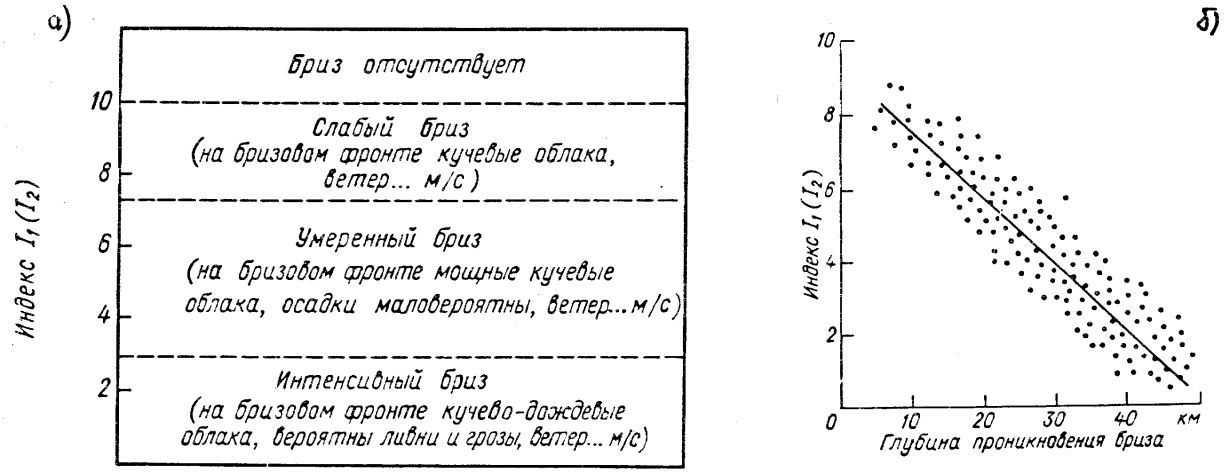


Рис.4.5. Пример построения эмпирической диаграммы для определения вероятности появления (а) и глубины проникновения (б) морского бриза.

При построении индексов бризовой циркуляции типа I_1 или I_2 целесообразно одновременно фиксировать количественные характеристики бриза: скорость ветра на прибрежных метеорологических станциях, глубину распространения бризового фронта, ширину облачной полосы на бризовом фронте и температуру верхней границы облачности на этом фронте. Две последние характеристики являются мерой интенсивности бризов и могут быть использованы для того, чтобы набрать статистику об интенсивности бризовой циркуляции при различных значениях индексов I_1 или I_2.

При наличии метеорологических наблюдений на станциях в зоне бризового фронта крайне полезно использовать дополнительно сведения об осадках и грозах. Итогом такой локальной климатологии должны быть диаграммы типа изображенных на рис. 4.5*а, б*.

4.2. ***ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ НАГРЕВА ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА МЕЗОМАСШТАБНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАЧНОСТИ***

Часто размеры неоднородностей подстилающей поверхности или различия в температуре между ними не настолько велики, чтобы преодолеть действие диссипативных сил вязкости (турбулентной и молекулярной) и сформировать устойчивую систему мезомасштабную локальную циркуляцию типа бризовой. Вместе с тем эти термические различия достаточны для того, чтобы над поверхностями с различной температурой образовывались разные типы облаков, обусловленные механизмами вертикального перемешивания в атмосфере.

Кроме того, в процессе интенсивной адвекции воздушные массы перемещаются с одного типа подстилающей поверхности на другой и в определенном пространственно-временном интервале сохраняют в значительной мере свойства, полученные в процессе тепло- и влагообмена на предшествующей подстилающей поверхности (свойство инерционности). В процессе трансформации воздушной массы над новым типом поверхности эта "память" о предыдущем типе поверхности постепенно исчеза-

ет, однако она является достаточно устойчивой, чтобы создать характерные мезомасштабные особенности в распределении облачности.

Такого рода эффекты известны метеорологам давно, однако, до появления снимков облачного покрова со спутников трудно было получить количественные характеристики о размерах и продолжительности таких явлений и, самое главное, использовать информацию о влиянии неоднородности нагрева подстилающей поверхности на распределение облачности в практической работе по анализу и прогнозу локальной погоды.

В этом параграфе будут рассмотрены влияние неоднородного прогрева (охлаждения) подстилающей поверхности на:

1. мезомасштабное распределение кучевообразной облачности в условиях неустойчивой стратификации,
2. мезомасштабное распределение слоистообразной облачности и туманов при устойчивой стратификации.

Основным источником информации здесь являются снимки облачного покрова со спутников, поскольку они обеспечивают сплошной обзор поверхности с высоким пространственным разрешением.

4.2.1. **Влияние термической неоднородности подстилающей поверхности на распределение кучевой облачности**

Особенно сильно термическая неоднородность подстилающей поверхности влияет на распределение кучевой облачности. В тех случаях, когда скорость ветра сравнительно невелика (до 6 м/с), преимущественное развитие кучевых облаков происходит над перегретыми приподнятыми участками суши. Напротив, долины крупных рек, озера и заболоченные участки суши остаются сравнительно свободными от облаков.

Когда наблюдается интенсивный перенос воздуха с более холодной поверхности на более теплую или наоборот, в поле кучевой облачности бывают хорошо заметны "теневые" эффекты. Так, например, при переносе воздуха в летнее время с холодной поверхности моря или озера на теплую поверхность суши часто можно видеть, как конвективная облачность начинает развиваться лишь на расстоянии 100-200 км от береговой линии, причем граница облаков практически точно повторяет конфигурацию береговой линии. Аналогичная картина наблюдается зимой в умеренных широтах, когда холодные массы континентального воздуха переносятся на теплую океаническую поверхность. При этом кучевые облака начинают возникать лишь на расстоянии от нескольких десятков до нескольких сотен километров от береговой линии, и граница появления облаков хорошо повторяет границу береговой линии. При направлении воздушного потока с теплой поверхности суши на холодную поверхность моря или озера кучевые облака, образовавшиеся над сушей, начинают разрушаться над холодной водной поверхностью лишь на некотором удалении от береговой черты.

Отмеченные выше закономерности целесообразно использовать при мезомасштабном анализе кучевой облачности и ее краткосрочном прогнозировании. При антициклонической погоде с однородными синоптическими условиями над приподнятыми участками рельефа при прочих равных факторах следует прогнозировать на 15-25% больше облаков, чем над пониженными. В прибрежной зоне морей, крупных водохранилищ и озер при прогнозировании облачности следует учитывать направление и скорость крупномасштабного воздушного потока. Качественные рекомендации

здесь состоят в том, что при сильном ветре с холодной водной поверхности в прибрежной зоне шириной 100-200 км можно ожидать малооблачную погоду. Аналогичную зону малооблачной погоды можно ожидать над теплой поверхностью моря при сильном выносе с холодной поверхности суши на море. Ширина зоны прояснения при переходе с холодной поверхности на теплую определяется двумя факторами: контрастом температуры между двумя типами поверхности и скоростью воздушного потока. Чем больше скорость ветра (V) и чем меньше температурный контраст (ΔT), тем дальше от береговой линии будут образовываться кучевые облака.

Для того чтобы более уверенно прогнозировать кучевую облачность в прибрежной зоне крупных водных объектов, можно построить для данного района эмпирические графические зависимости, аналогичные рис. 4.6. Для их построения можно использовать введенные в предыдущем параграфе индексы I_1 или I_2.

Завершая обсуждение, следует отметить, что приведенные мезомасштабные особенности распределения кучевой облачности можно использовать при качественном анализе условий погоды в неосвещенных данными прибрежных районах - по расположению зоны безоблачной погоды можно судить о направлении и скорости крупномасштабного потока в этом районе.

4.2.2. **Влияние термической неоднородности подстилающей поверхности на распределение слоистообразной облачности и туманов**

Эффекты термической неоднородности подстилающей поверхности сказываются не только на распределение кучевых облаков, но и на распределение слоистообразной облачности и туманов при устойчивой стратификации воздушной массы. Принципиально о наиболее частом появлении туманов в пониженных участках рельефа (речных и горных долинах, озерных котлованах), а также над районами холодных океанических течений метеорологам известно давно. Существует большое количество работ, посвященных вопросам образования туманов над поверхностями, охлажденными вследствие радиационных или динамических процессов. Физика явления состоит в том, что при сравнительно слабом уровне перемешивания в нижнем слое атмосферы воздух, охлаждающийся от подстилающей поверхности, достигает состояния насыщения и образуется туман или низкие слоистые облака.

Не будем останавливаться здесь на механизме образования низких облаков и туманов, поскольку эти вопросы достаточно подробно изложены в курсе физики атмосферы, а рассмотрим лишь вопросы пространственного распределения зон низких облаков и туманов в связи с температурными неоднородностями подстилающей поверхности.

Наиболее полную информацию о пространственном распределении низких облаков и туманов можно получить по изображениям Земли со спутников. Поскольку на снимках облачности часто невозможно отличить низкие облака от туманов, с тем, чтобы иметь дополнительную информацию о нижней границе облаков и разделить туман и низкую облачность, анализ лучше производить, используя как снимки со спутников, так и данные обычных метеорологических наблюдений. Для туманов и низких облаков, образующихся над сушей или внутренними водоемами, характерен рисунок, повторяющий рельеф местности. По этому признаку локальные области туманов и низких облаков довольно легко отличить от более мощной слоистообразной облачности, в образовании которой ведущую роль играют динамические факторы.

Данную информацию очень полезно анализировать совместно с топографической картой масштаба, сходного или более высокого, чем снимок со спутника. Это связано с тем, что верхняя граница туманов и низких облаков бывает довольно однородной по высоте и практически совпадает с контуром изогипс рельефа. Сравнивая контур тумана с контуром изогипс, можно более или менее точно определить высоту верхней границы облаков или тумана на большой территории и получить таким образом сведения об их мощности. Эта исходная информация является весьма ценной для подготовки краткосрочного прогноза погоды, так как при прочих равных условиях более мощные низкие облака и туманы рассеиваются медленнее.

Поскольку снимки со спутника дают непосредственную информацию о пространственном расположении зоны туманов с гораздо большей точностью, чем сеть метеорологических станций, то эти снимки можно использовать для обоснованной пространственной экстраполяции результатов наземных наблюдений.

Над морем низкие облака и туманы образуются чаще всего над холодными течениями, где вследствие поднятия холодных вод происходит постоянное охлаждение приводного слоя воздуха и конденсация в нем водяного пара. Например, в Атлантическом океане туманы и низкие облака часты над холодными Бенгальским и Лабрадорским течениями. Для мезомасштабного анализа морских туманов, наиболее полезными являются снимки облачного покрова со спутников в видимом диапазоне. Если в распоряжении прогнозиста имеется последовательность изображений с геостационарного спутника (видеокольцо) за последние 6-12 часов, то из её анализа можно получить представление о динамике зоны туманов или низкой облачности и дать краткосрочный прогноз перемещения и эволюции этой зоны по крайней мере на ближайшие 6 часов методом линейной экстраполяции ее предшествующей динамики.

Вопросы для самопроверки

1. Дайте общую характеристику мезомасштабной бризовой циркуляции.
2. Опишите механизм образования бризовой циркуляции.
3. Опишите влияние крупномасштабного потока на формирование бризовой циркуляции.
4. Опишите влияние особенностей рельефа прибрежной зоны на формирование бризовой циркуляции.
5. Опишите методику диагноза и прогноза бризовой циркуляции.
6. Бризовая мезомасштабная циркуляция относится к орографически или термически возбуждаемой? Докажите свой выбор.
7. Охарактеризуйте влияние термической неоднородности подстилающей поверхности на мезомасштабное распределение кучевообразной облачности в условиях неустойчивой стратификации.
8. Опишите влияние неоднородного охлажения подстилающей поверхности на мезомасштабное распределение слоистообразной облачнсти и туманов.

Приложение А

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ С ИСЗ ДЛЯ ДИАГНОЗА И ПРОГНОЗА МЕЗОМАСШТАБНЫХ СИСТЕМ

А.1 *Основные особенности метеорологической информации, получаемой с ИСЗ*

Существует два типа искусственных спутников Земли (ИСЗ), используемых в метеорологических целях:

a) *Полярно-орбитальные спутники*, которые совершают оборот вокруг земного шара примерно за два часа. Они проходят над одним и тем же пунктом на поверхности земли лишь два раза в сутки, но обеспечивают охват полярных и экваториальных районов с одинаковым разрешением. Высота орбиты этих спутников составляет, как правило, около 800 км;

b) Геостационарные спутники передают каждые 30 мин. Обновляемые изображения, однако их недостаток заключается в том, что они дают искаженное представление о районах, находящихся к северу и югу от субтропиков. Высота их орбиты составляет примерно 36 тыс. км.

Информация с ИСЗ поступает в цифровом виде или в виде изображения в видимом (0,4-1,1 мкм - ТВ) и инфракрасном (10,5- 12,5 мкм - ИК) участках спектра.

В видимом участке спектра прослеживаемыми объектами со спутников являются облака и открытые участки земной поверхности. Обнаружить облачность на фоне подстилающей поверхности можно по их различной способности отражать падающую на них прямую и рассеянную солнечную радиацию (различное альбедо), благодаря чему на снимках они характеризуются различной яркостью. В видимом участке спектра альбедо облаков в основном определяется их вертикальной мощностью, водностью, фазовым состоянием и высотой Солнца.

Данные в ИК-диапазоне могут интерпретироваться как значения температуры в течение всех 24 часов. Установленная на метеорологических ИСЗ (МИСЗ) ИК-аппаратура позволяет по разнице излучения в этом участке спектра отличать облака от подстилающей поверхности или выделять облака различных ярусов. Проходя через атмосферу, ИК-излучение частично поглощается. В основном его поглощают водяной пар, углекислый газ и озон. Преобладающее значение в поглощении длинноволновой радиации принадлежит водяному пару, причем лучи разной длины поглощаются им в разной степени.

Наибольшая прозрачность атмосферы наблюдается при длине волн 3.2-4.8 и 8.0-12.0 мкм. Учитывая, что на второй диапазон длин волн приходится максимум энергии, излучаемой земной поверхностью и облаками, рабочую полосу ИК-аппаратуры на МИСЗ выбирают также в диапазоне 8-12 мкм. Так как облака (за исключением тонких Ci) непрозрачны для ИК-излучение в этом интервале волн, то радиометры измеряют по существу энергию, излучаемую подстилающей поверхностью Земли, в районах свободных от облаков, или энергию, излучаемую верхней границей облачного покрова. Таким образом, ИК-снимки получаются благодаря наличию энергетических контрастов между подстилающей поверхностью и верхней границы облаков. На ИК-снимках объекты , имеющие более высокую температуру, т.е. излучающие большее количество лучистой энергии, изображаются виде более ярких областей, чем объекты с меньшей температурой. Чтобы приблизить зрительное восприятие ИК-

снимков к ТВ-снимкам на практике используют негативные отпечатки ИК-снимков, на которых более холодная облачность имеет более светлый тон изображения.

Одновременный анализ ТВ и ИК-снимков помогают уточнить типы облачности и определить наиболее активные её участки в местах совпадения яркости изображений. При анализе следует помнить, что различие в яркости на ТВ-снимках связано с различным альбедо объектов, а на ИК-снимках - с различной температурой излучающей поверхности. Более яркие участки на ИК-снимках соответствуют облакам с верхней границей, расположенной более высоко, и имеющей соответственно более низкую температуру верхней границы. Менее яркие участки соответствуют более низким облакам. Мощные кучево-дождевые облака имеют высокую отражательную способность и на ТВ- и на ИК-снимках имеют высокую яркость. Температура верхней границы облаков измеряется с точностью 2 ^{0}С при положительных температурах и до 4 ^{0}С - при отрицательных.

Особую информативность при анализе мезомасштабных процессов и динамики конвективных систем имеют данные с геостационарных спутников Земли (ГСЗ), в частности с ГСЗ «Метеосат». Информация, поступающая с «Метеосат», также как и с других ГСЗ с временным разрешением 30 мин. и пространственным разрешением в ТВ-диапазоне 1-5 км позволяет в оперативном режиме выявлять и прослеживать динамику развития и перемещения облачной системы. В настоящее время для обработки данных «Метеосат» используют станции автоматического приема и обработки спутниковых изображений. Анализ информации производится на дисплее станции. Для этого наряду с черно-белым изображением предусмотрено цветное изображение в шкале 4, 8 и 16 цветов, которые непосредственно устанавливает оператор любым полутоновым уровнем (всего 64 уровня). На ИК-снимках цвета передают температуру подстилающей поверхности и верхней границы облаков. Шкала соответствия температуры и цвета дается прямо на дисплее под снимком. Аппаратура позволяет выделять отдельные участки, например с температурой, которая соответствует облакам с верхней границей 7 мк и выше. Выделенные участки можно анализировать в цветном и черно-белом изображении более детально, увеличивая (до16 раз) их размер.

Если на снимок облачности с ИСЗ нанести данные наблюдения МРЛ, то можно определить следующее:

1) характер и конфигурацию облачности,
2) горизонтальные и вертикальные размеры,
3) интенсивность и вид объекта на большой территории.

Сборные карты облачного покрова, построенные по ТВ-снимкам, обладают большой информативностью, они отображают пространственную структуру и другие характеристики облачности.

А.2 *Дешифровочные признаки*

Основными дешифровочными признаками, позволяющими различать изображение облаков разного типа и земной поверхности, являются тон (яркость) и рисунок изображения.

При интерпретации изображений облаков следует учитывать следующие характеристики:

1) яркость,
2) текстуру,
3) структуру,

4) форму,

5) тип и размеры облаков и облачных систем.

Яркость изображения облаков наиболее трудна для определения. Она зависит не только от метеорологических параметров, но также и от особенностей приемопередающей аппаратуры. Яркость связана с природой облаков. Альбедо облаков на ТВ-снимках возрастает с увеличением мощности облаков, а на ИК-снимках - с увеличением их верхней границы.

В циклонических облачных системах существует весьма тесная связь между яркостью и мощностью облаков. Также существует связь между яркостью и интенсивностью осадков. Более ярким облакам соответствует более мощная облачность и, следовательно, зоны более интенсивных осадков.

Текстура облаков на снимках с ИСЗ показывает: размыты облака, облачные системы или имеют четкую форму, однородные они или неоднородные.

Форма облачных элементов, определяемая по снимкам, - важная характеристика облачности. Летом в области антициклона единственным показателем облачности может служить необычайно бледно-серая пелена над сушей. К полудню развивается кучевая облачность, которая становится различимой на снимках, а наиболее более мощные облака - очень яркими объектами на этих снимках.

Кучево-дождевые облака на снимках выглядят как яркие объекты округлой или овальной формы с четкими, резко выраженными границами. Слоистые формы облачности имеют вид сплошного покрова, кучевые формы - объекты с четкими границами, а перистые формы облачности имеют вид тонкострунных волокнистых или нитевидных облаков, которые почти всегда формируются в верхней части тропосферы. Облачная структура также определяется характером барического поля и имеет макромезо- и микромасштабы. Структура облачной системы связана с определенной циркуляционной системой атмосферы.

Приложение В

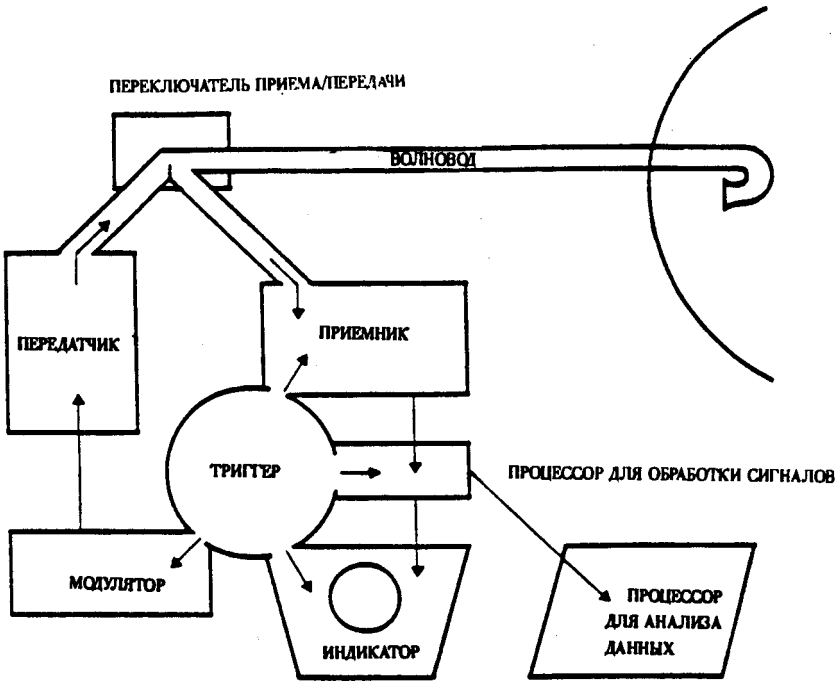
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ МРЛ ДЛЯ ДИАГНОЗА И ПРОГНОЗА МЕЗОМАСШТАБНЫХ СИСТЕМ

В.1 *Основные принципы радиолокации*

Понятие «радиолокация» представляет собой «обнаружение объекта и определение расстояния до него с помощью радиоволн». Таким образом, основным принципом радиолокации является обнаружение и определение местоположения различных объектов путем зондирования пространства с помощью радиоволн.

Радиолокатор посылает импульсы радиоволн и фиксирует отражение части этой энергии от объектов, встречающихся на их пути. При этом используют узконаправленные короткие радиоимпульсы, формируемые и направляемые в заданную точку пространства радиолокационной станцией (РЛС), блок-схема которой представлена на рис. В.1. Электромагнитные волны, излучаемые антенной РЛС, распространяются в атмосфере со скоростью, близкой к скорости света в вакууме ($3 \cdot 10^8$ м/с). При наличии препятствий или диэлектрических неоднородностей среды на пути распространения радиоволны частично отражаются от них обратно и могут быть приняты как эхосигнал (радиоэхо), часть радиоволн рассеивается по всем направлениям, а часть поглощается средой.

Радиолокационными целями называют диэлектрические неоднородности или препятствия, создающие радиоэхо. Такими целями могут быть неровности рельефа, строения и прочие местные объекты, летательные аппараты, волны и корабли на водной поверхности, неоднородности атмосфере метеорологического происхождения (облака, осадки, туманы, ионизированные каналы молний, инверсии температуры, влажности и др.). Неоднородности атмосферы метеорологического происхождения называют *метеоцелями*.



Преимущество радиолокационного способа обнаружения целей состоит в том, что его можно использовать в любое время суток, при любой погоде и дальность обнаружения цели достаточно велика. Радиолокаторы имеют большой радиус действия и позволяют обозревать пространство за очень короткий промежуток времени без каких-либо нарушений собственно структуры объектов.

Рис. В.1. *Блок-схема типового радиолокатора*

На вход приемника РЛС одновременно поступают сигналы, отраженные от совокупности частиц, заключенных в объеме, ограниченном шириной диаграммы направленности антенны радиолокатора и половиной длины зондирующего импульса. Такой объем увеличивается с удалением импульса от РЛС. Поэтому для характеристики эффективной площади рассеяния совокупности частиц используется понятие об *эффективной площади рассеяния* единицы объема η. Если расстояние между частицами в объеме таково, что нет взаимодействия между полями, отражаемыми отдельными частицами (нет интерференции), то такое рассеяние называют некогерентным. В этом случае эффективная площадь рассеивания равна

$$\eta = \sum \sigma_i \qquad (B.1)$$

где σ_i - эффективная площадь рассеивания i-той частицы из этого объема.

Для сферических релеевских частиц обычно используется формула

$$\eta = \left(64\pi^5/\lambda^4\right)\sum a_i^6 N\left[\left(m^2-1\right)/\left(m^2+2\right)\right]^2$$

или

$$\eta = \left(64\pi^5/\lambda^4\right) Z \qquad (B.2)$$

где: Z - радиолокационная отражаемость, см^3

$$\eta = \sum a_i^6 N\left[\left(m^2-1\right)/\left(m^2+2\right)\right]^2; \qquad (B.3)$$

$\left(m^2-1\right)/\left(m^2+2\right)$ - множитель, характеризующий физические свойства рассеивающих частиц. Для воды в сантиметровом диапазоне волн он равен 0.93±0.04, а для льда 0.197;

λ - длина волны РЛС,

a_i - радиус рассеивающей частицы.

Отражаемость Z является специфической метеорологической характеристикой интегральной микроструктуры облаков и осадков, такой же как водность или интенсивность выпадающих осадков. В отличие от η, величина Z не зависит от длины волны радиолокатора или каких-либо других характеристик радиолокатора. Диапазон отражаемости Z в реальных облаках очень велик (от 10^{-5} до 10^5 мм^6/м^3), поэтому часто для удобства используют логарифм или децилогарифм отражаемости ($\lg Z$ или $10\lg Z$).

В метеорологии используют радиолокаторы сантиметрового и миллиметрового диапазонов и их называют *метеорологическими радиолокаторами* (МРЛ). Рассмотрим их некоторые характеристики.

<u>Дальность радиовидимости</u>. С одной стороны, чем короче длина волны, тем сильнее её затухание в атмосфере и, следовательно, меньше дальность радиовидимости. Но, с другой стороны, использование коротковолнового (сантиметрового) радиолокатора обеспечивает лучшее определение цели, поэтому, в настоящее время применяются сантиметровые радиолокаторы, обеспечивающие дальность радиовидимости в пределах 50-150 км. Радиоволны сантиметрового диапазона распространяются в атмосфере в пределах прямой видимости по криволинейным траекториям. Причиной этого является атмосферная рефракция, обусловленная диэлектрической неоднород-

ностью атмосферы (изменениями показателя преломления радиоволн). Этот показатель преломления существенно зависит от температуры, давления и влажности воздуха и т.к. значения этих характеристик убывают с высотой, уменьшается и значения показателя преломления. По этой причине первоначально горизонтальная траектория любой радиоволны по мер удаления от источника радиоволн загибается к поверхности Земли. Радиогоризонт расположен примерно на 15% дальше оптического горизонта.

Эффективная площадь рассеяния метеоцели. Интенсивность излучения от рассеивающих частиц в направлении на радиолокатор, как и для любой цели, можно оценить через эффективную площадь рассеяния σ. Для малых частиц ($a \le 0.03\lambda$) сферической формы величина σ рассчитывается по формуле Реллея (релеевское рассеяние):

$$\sigma = \left(64\pi^5 a^6/\lambda^4\right) \Big/ \left[\left(m^2-1\right)/\left(m^2+2\right)\right]^2 \qquad (B.4)$$

Для крупных частиц, когда $a > 0.03\lambda$ расчет эффективной площади рассеяния проводят по формулам Ми.

Из формул Реллея, так и из формул Ми следует, что рассеяние от сухих ледяных частиц намного больше, чем от водяных капель такого же размера (при релеевском рассеянии - в 5 раз, для крупных частиц - в 10 раз).

Из формул (B.3) и (B.4) следует существенная зависимость отражаемости Z и эффективной площади рассеяния σ от размеров частиц. Таким образом, отражаемость резко возрастает при увеличении размеров частиц и их содержания в облаке и резко падает по мере их уменьшения. Поэтому МРЛ наиболее эффективны при обнаружении и определении размеров облаков, состоящих из большого количества крупных частиц.

Ослабление сантиметровых радиоволн. При распространении радиоволн в тропосфере их ослабление обусловлено двумя причинами: поглощением радиоволн, т.е. превращением электромагнитной энергии в тепловую при взаимодействии волны с атмосферными газами (кислород и водяной пар) и частицами облаков и осадков, и рассеиванием радиоволн частицами облаков и осадков.

Для расчета полного ослабления при распространении радиоволн вводят коэффициент ослабления $\varphi_{осл}$, который измеряют в децибелах на единицу пути:

$$\varphi_{осл} = \varphi_{АГ} + \varphi_{обл} + \varphi_{ос}, \qquad (B.5)$$

где $\varphi_{АГ}$, $\varphi_{обл}$ и $\varphi_{ос}$ - соответственно коэффициенты ослабления в атмосферных газах, в облаках и в осадках.

Ослабление волн разной длины не одинаково. Так, при изменении длины волны от 1 до 3 см ослабление меняется примерно на порядок. При одном и том же содержании влаги ослабление в кристаллических облаках примерно на порядок меньше, чем в водяных. Для всех практических целей ослаблением радиоволн в кристаллических облаках можно пренебречь.

Ослабление радиоволн в осадках представляют обычно как функцию интенсивности осадков *I*, а сама интенсивность осадков зависит, как известно, от содержания жидкой воды и от скорости падения капель, зависящей в свою очередь, от размера ка-

пель. Ослабление радиоволн в мокром снеге такое же, как и в дожде такой интенсивности.

Ограничения радиолокационного метода наблюдений

Предельная дальность обнаружения ($R_{пр}$) метеорологических объектов радиолокатором ограничена дальностью прямой радиовидимости. В принципе, РЛС может принимать отраженный сигнал от всех облаков, вершины которых расположены выше линии радиогоризонта.

При расстоянии 100 км и больше от РЛС часть облаков, имеющих небольшую вертикальную протяженность, не обнаруживаются из-за того, что их вершины лежат ниже линии радиогоризонта. По этой же причине на расстоянии свыше 100-120 км нельзя измерять интенсивность осадков. Высокие местные предметы (здания, горы, башни и др.) вокруг РЛС создают углы закрытия. Поэтому возрастает минимальная высота обнаружения облачности, находящейся в азимутах расположения высоких местных объектов.

С увеличением расстояния возрастает минимальная отражаемость $Z_{мин}$, которую при заданном потенциале РЛС ($П_м$) дает радиоэхо на экране радиолокатора. Поэтому облака, отражаемость которых меньше $Z_{мин}$, на данном расстоянии радиолокатор уже не обнаруживает.

Из-за сильного ослабления в облаках и осадках РЛС также может не обнаружить те облака, перед которыми находятся другие метеоцели. Для облаков, расположенных за зоной выпадающих осадков, РЛС с λ = 3.2 см всегда дает заниженные значения $\lg Z$.

С увеличением расстояния от РЛС резко падает ее разрешающая способность по угловым координатам. Диаграмма направленности антенны становится настольно широкой, что не позволяет с удовлетворительной точностью измерять высоты и площади радиоэха. Так, на расстоянии 300 км при угле раскрытия луча $\Theta = 1^0$ линейные размеры сечения диаграммы направленности составляют 5 км, тогда как на расстоянии 30 км они равны 0.5 км. Это определяет зависимость точности определения высоты и площади радиоэха от расстояния до метеоцели.

Метеорологические радиолокаторы.

Все отечественные метеорологические радиолокаторы по их назначению можно разделить на две группы:

1) МРЛ имппульсного типа, рабатающие в сантиметровом диапазоне радиоволн. Эти МРЛ используются в большинстве гидрометслужб до сих пор как основной тип метеорологических радиолокаторов. Данные этих МРЛ поступают оперативно в соответствующие подразделения гидрометслужбы и используются в следующих целях:
   - ⇒ для метеорологического обеспечения авиации (МРЛ-1, МРЛ-2 и их автоматизированный вариант «Метеоячейка»),
   - ⇒ для диагноза и прогноза погоды, в том числе стихийных явлений, связанных с конвекцией (МРЛ-1, МРЛ-2, автоматизированный комплекс АКСОПРИ),
   - ⇒ в системе градозащиты (МРЛ-4,МРЛ-5 и МРЛ-6).

Метеорологический радиолокатор МРЛ-1 представляет собой передвижной вариант станций с длиной волны λ = 3.2 и 0.8 см и предназначен для установки в аэропортах. В отличие от первого МРЛ-2 с λ = 3.2 см выполнен в стационарном варианте и предназначен для установки в Гидрометцентрах. Принципы работы с МРЛ-1 и МРЛ-2 приведены в «Руководстве попроизводству наблюдений и применению информации с радиолокаторов МРЛ-1 и МРЛ-2».

2) опытные варианты МРЛ, работающие на принципах доплеровского эффекта, радиотеплолокации др., используемые в основном в исследовательских целях, в том числе бортовые радиолокаторы ИСЗ.

Поляриметрические и доплеровские РЛС позволяют гораздо детальнее изучать микро- и мезомасштабное строение поля скоростей воздушных течений, микрофизику формирования осадков, града, микрошквалов. В настоящее время в ряде национальных гидрометслужб происходит (или уже произошло – как, например, в США) переоснащение оперативной сети доплеровскими МРЛ, что позволяет существенно улучшить качество анализа и прогноза мезомасштабных возмущений, в т.ч. опасных и особо опасных.

Доплеровский радиолокатор измеряет радиальную составляющую скорости (скорость движения цели от радиолокатора или к нему). Это достигается путем определения изменения частоты полученного радиолокатором сигнала в сравнении с частотой переданного импульса. При этом используется *эффект Доплера*, который, как известно, состоит в том, что частота волны (электоромагнитной или звуковой) от источника излучения изменяется в зависимости от того приближается данный источник к приемнику излучения или удаляется от него. Если источник приближается, то частота волны увеличивается, если удаляется, – частота уменьшается. При этом имеет значение только радиальное перемещение или радиальная составляющая перемещения. Тангенциальная составляющая, т.е. движение по нормали к линии, соединяющей приемник и источник, к изменению частоты не приводит. Таким образом, изменение частоты отраженного сигнала от облака или осадков будет характеризовать скорость перемещения как самого объекта, так и частиц его составляющих.

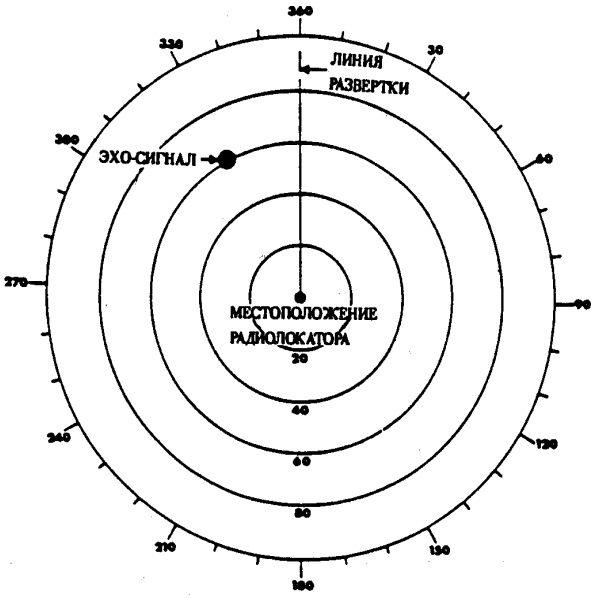


Рис. В.2. *Экран ИКО*

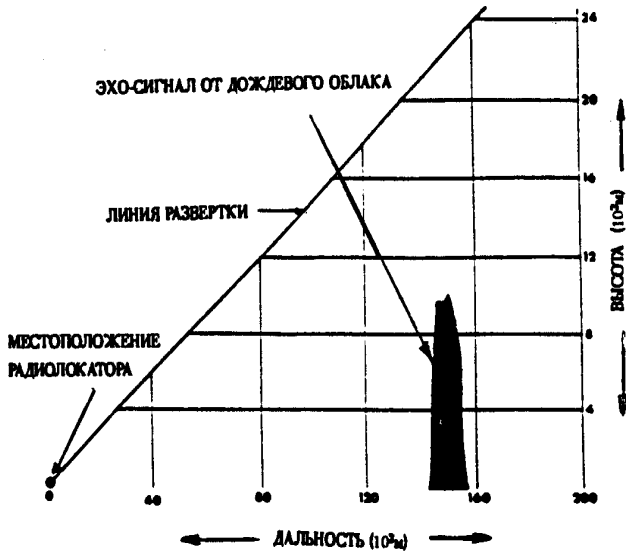


Рис. В.3. *Схематическая диаграмма ИДВ*

Вследствие сдвига ветра и турбулентности в пределах определяемого лучом локатора объема воздуха, частицы осадков в луче вызывают появление в отраженном сигнале спектра доплеровских частот, а не один лишь сдвиг Доплера. Разброс частот является показателем разброса скорости в данном объеме воздуха и принимается в качестве определенного показателя интенсивности турбулентности в этом объеме.

Когерентные доплеровские МРЛ позволяют определить как скорость смещения всего исследуемого объекта, так и спектры скоростей частиц, составляющих этот объект (в отличие от некогерентных МРЛ, которые могут измерять только вторую характеристику). Более подробно о принципах действия, особенностях использования доплеровских радиолокаторов см. № 7 приведенного списка литературы.

Обычно данные с радиолокатора выводятся на электронно-лучевую трубку (ЭЛТ) - дисплей. В прошлом использовались монохромные дисплеи, которые обеспечивают отображение различий в интенсивности воспроизводимого сигнала. Позже начали применять цветные дисплеи. Они позволяют кодировать интенсивность эхосигнала при помощи цвета или выводить наиболее важные характеристики отражения.

Для представления информации с радиолокатора используют две основные системы координат. Первая – это индикатор кругового обзора (ИКО), а вторая – индикатор дальности/высоты (ИДВ). При использовании ИКО представление информации является горизонтальным; при этом кажется, что наблюдатель смотрит сверху на охваченный радиолокатором район (см. рис. В.2). Радиолокатор при этом, как правило, показан в центре дисплея, как это показано на рис. В.2. линия развертки вращается синхронно с вращением антенны МРЛ. По мере поступления на приемную антенну отраженных сигналов на дисплее появляются соответствующие засветки. Цифры по краю внешней окружности ИКО означают азимутальные направления от антенны МРЛ. Концентрические окружности на ИКО – это отметки дальности. Используя указатели направления и отметки дальности можно определить, что на рис. В.2 эхосигнал находится на расстоянии 60 км в направлении 330^0.

При использовании ИДВ представление дается в виде вертикального разреза атмосферы по выбранному направлению (см. рис. В.3). Линия развертки всегда вращается вокруг нижней исходной точки, которая соответствует местонахождению МРЛ. По мере движения линии развертки вверх и вниз образуются линии дальности и высоты. На рис. В.3 представлен типичный сигнал, отраженный от небольшой грозы. Проведя экстраполяцию между отметками дальности и высоты, получим, что отраженный сигнал достигает высоты 10 км и имеет протяженность 13 км (сигнал находится в промежутке 142-155 км) по траектории луча МРЛ. Таким образом, ясно, что вертикальный и горизонтальный масштабы являются несоразмерными и, если отраженный сигнал представлен на ИДВ как высокий и небольшой горизонтальной протяженности (как на рис. В.3), то действительный дождевой вал в атмосфере имеет большую горизонтальную протяженность, нежели высоту.

В большинстве радиолокационных систем для облегчения понимания пользователем отображенной на дисплее информации предусмотрено оконтуривание данных. Это позволяет отображать различные уровни интенсивности (например, отражательной способности) при помощи различных оттенков (черного, серого или белого), либо разных цветов. Внедрение доплеровских радиолокаторов наряду с другими современными радиолокаторами, обеспеченными компьютерной обработкой информации и объемным сканированием, дает много дополнительных возможностей для предоставления данных для пользователя.

В.2 *Основные особенности метеорологической информации МРЛ, используемой в диагнозе и прогозе конвективных явлений*

Метеорологическая эффективность данных МРЛ

Метеорологическая эффективность МРЛ определяется объектом и качеством полученных сведений об облаках и осадках. В понятие метеорологической эффективности входит следующее:

1) вероятность обнаружения на разных расстояниях облаков и осадков;
2) точность определения вертикальных границ облаков и горизонтальной протяженности зон осадков;
3) точность и диапазон измерения интенсивности радиоэха (отражаемости).

Таблица В.1. **- Вероятность обнаружения облаков с осадками МРЛ-1 и МРЛ-2, %**

Явление	Расстояние, км	Лето	Зима
Осадки из Sc	30-100	70	50
Обложные осадки из Ns	50-100 100-150 150-200	90 70 30	70 40 < 5
Негрозовые ливни (Cb)	30-100 100-150 150-200 200-300	100 95 70 20	70 20 < 5 -
Грозы и грозовые облака (Cb)	50-100 100-150 150-200 200-300	100 95-100 80 30	- - - -

Вероятность обнаружения всех форм облаков убывает с увеличением дальности обнаружения, которая возрастает при увеличении следующих параметров:

- потенциала РЛС $П_м$;
- отражаемости Z;
- высоты облаков H, для которых $Z > Z_{мин}$ (таблица В.1).

Вероятность обнаружения метеоцели при заданном потенциале РЛС определяется микроструктурными характеристиками облаков и осадков, которые в свою очередь определяются временными и физико-географическими условиями.

Точность измерения пространственных параметров метеоцели. Радиоэхо метеорологических объектов имеет следующие основные параметры:

- ♦ верхняя граница радиоэха,
- ♦ горизонтальная протяженность метеорологического объекта.

Точность измерения этих параметров зависит от потенциала МРЛ, удаления метеоцели и микроструктуры метеорологического объекта.

Пространственные параметры радиоэха от облаков искажаются за счет следующих основных факторов:

1) шириной диаграммы направленности антенны МРЛ;
2) затуханием (ослаблением) распространяющихся радиоволн в тропосфере, облаках и осадках;

3) неравномерностью пространственного распределения отражаемости в облаке.

Чем меньше расстояние до метеоцели, тем точнее можно определить ее вертикальную границу и горизонтальную протяженность. В таблице В.2 приведены средние вероятные ошибки определения границ облаков. Эти данные получены при значении потенциала МРЛ $\lg П_м \geq 47$ дБ. Если значение $\lg П_м < 47$ дБ, то естественно ошибки возрастают.

На расстоянии более 200 км от МРЛ данные о высоте верхней границы Cb, превышающей 10 км, как правило, завышены на 2 км. Максимальные ошибки могут быть больше ошибок, указанных в таблице В.2, примерно в 3 раза.

Таблица В.2. - **Средние вероятные ошибки определения границ облаков, м**

Форма облаков	Удаление от МРЛ, км					
	30	31-50	51-100	101-150	151-200	201-300
Все формы (кроме Ns и Cb)	± 150	-	-	-	-	-
Ns	±150	±150	-	-	-	-
Cb	±150	±200	±300	±500	±700	±1000

Точность измерения интенсивности радиоэха или радиолокационной отражаемости Z зависит от способа измерения мощности отраженного сигнала и от точности калибровки аппаратуры и ее стабильности. Для МРЛ-1 и МРЛ-2 средняя квадратическая погрешность измерения $\lg Z$ не превышает 3.3 дБ.

В.3 *Основы метеорологической интерпретации радиолокационных данных*

Метеорологический радиолокатор дает возможность получить только отраженный сигнал (радиоэхо) от зоны осадков или облаков, измерять в любом месте и на любой высоте интенсивность этого сигнала, определять горизонтальную и вертикальную протяженность и координаты радиоэха. Вместе с тем МРЛ почти не дает никаких метеорологических сведений об объекте: какой это тип облачности, связаны ли с этой облачностью опасные явления и т.д., т.е. сведений, ради которых собственно и ведутся сами наблюдения. Эту наиболее важную для прогнозиста информацию можно получить в результате анализа и интерпретации полученных параметров радиоэха с помощью соответствующих методик, основанных на существовании устойчивых физико-статистических связей между измеренными параметрами с одной стороны и физическим состоянием облачности и осадков (в том числе возможностью существования опасных явлений) – с другой стороны.

В целом анализ параметров радиоэха основан на следующих принципах:

- использовании составленных заранее радиолокационных характеристик и описаний каждого типа облачности, как он «видится» радиолокатором;
- использовании установленных заранее физико-статистических критериях распознавания опасных явлений;
- применении при анализе установленных также заранее корреляционных связей между параметром $\lg Z$ и интенсивностью осадков;

- знании возможностей МРЛ по обнаружению того или иного типа облачности в зависимости от расстояния и сезона года.

При этом, естественно, используются накопленные знания об условиях образования того или иного типа облачности, характерных высотах, на которых этот тип наблюдается, водности, фазовом состоянии (в т.ч. в зависимости от сезона год), характерных горизонтальных и вертикальных размерах, возможности выпадения осадков и опасных явлениях, связанных с данным типом облачности.

Методика распознавания явлений, связанных с конвективными явлениями, основана на измерении параметров радиоэха ($H_в$ и $\lg Z_{макс}$) и на результатах радиолокационного исследования структуры облачности с осадками.

Все Cb делятся на три класса:

a) градоопасные и грозовые облака с градом - класс I;

b) грозоопасные облака и ливневой дождь с грозой - класс II;

c) негрозовые конвективные облака и ливни - класс III.

МРЛ не фиксирует грозовые разряды, поскольку вероятность обнаружения радиоэха молнии на длине волны 3 см ничтожно мала из-за кратковременности существования молнии и узкой диаграммы направленности антенны. Поэтому грозовое состояние облака радиолокационным способом определяют по косвенным признакам, опираясь на известный факт, что наивысшая активность молний связана с районом наибольшей активности осадков. Поэтому радиолокационная классификация конвективных явлений несколько отличается от общепринятой метеорологической классификации.

Вид явления, связанного с Cb, определяется структурой радиоэха. Эту структуру учитывают по значениям $\lg Z_{макс}$, определенным на следующих уровнях:

I. на уровне 1 км от поверхности Земли, H_1 - $\lg Z_{макс_1}$.

II. на уровне нулевой изотермы, H_2 - $\lg Z_{макс_2}$;

III.на уровне, расположенном на 2-2.5 км выше нулевой изотермы, H_3 - $\lg Z_{макс_3}$;

Для распознавания явлений класса I определен однозначный критерий $\lg Z_{макс_2} \geq 4.5$ или $\lg Z_{макс_3} \geq 4.5$. При выполнение этого условия вероятность *P* совпадения радиолокационной и наземной информации о наличии града превышает 90%. Для явлений класса II однозначным критерием является значение $\lg Z_{макс_2} \geq 3.5$ или $\lg Z_{макс_3} \geq 3.5$. Вероятность совпадения радиолокационной и наземной информации о наличии грозы превышает 90%.

Для распознавания грозовых и градовых облаков используется также *комплексный критерий грозоопасности*, учитывающий особенности радиолокационной структуры Cb:

$$J = H_{макс} \lg Z_{макс}, \qquad (B.6)$$

где $H_{макс}$ - максимальная высота радиоэха, км.

Для явлений II и III классов J = 6...25. Для явления II класса достоверным признаком является $J \geq 25$, что обеспечивает не менее 90% вероятности совпадения гроз по радиолокационным и наземным наблюдениям. Данные о явлениях II класса на бланке карты данных МРЛ (рисунок B.4) в зависимости от значения критерия J обозначают следующим образом:

1) при $J \geq 25$ вероятность $P \geq 90\%$,

2) при J = 20...25 вероятность $P \geq 75\ldots80\%$,

3) при J = 10...20 вероятность $P = 30\ldots70\%$.

Явления III класса могут возникать в тех ячейках, где характер явлений остался нераспознанным.

Максимальную интенсивность выпадающих ливневых осадков можно оценить в радиусе до 90 км, где измеряется параметр $\lg Z_{макс_1}$. Вероятность совпадения радиолокационных и визуальных данных в этом радиусе значительно выше. Конвективные облака без указанных выше явлений определяют, измеряя высоту нижней границы радиоэха. Для таких облаков нижняя граница радиоэха не должна сливаться с радиоэхом земной поверхности.

В холодный период года при температуре воздуха у поверхности земли ниже минус 2^0С опасными считают ливневой снег и зимние грозы.

Грозы в холодный период года выявляют по следующим значениям параметров радиоэха:

1) $H_{макс} \geq 4$ км,

2) $\lg Z_{макс} > 2...2.5$ независимо от уровня.

При этом, вероятность совпадения радиолокационной и визуальной информации о характере данного явления, сопровождающего конвективную облачность, составляет 30-70%. Если в зимний период для конвективной и сочетания конвективной и слоистообразной облачности $\lg Z_{макс} > 1.3$, то с ним связывают явление выпадения ливневого снега и на карте данных МРЛ ставят следующие обозначения:

a) $\overset{*}{\nabla}$ - при расстоянии от МРЛ до метеоцели менее 90 км,

b) $\overset{*}{\nabla}$) - при расстоянии до метеоцели более 90 км.

Наиболее эффективным радиусом обзора МРЛ, в котором радиолокационная отражаемость и линейные размеры вертикальной и горизонтальной протяженности радиоэха от облаков и зон осадков определяется с достаточно высокой точностью, является расстояние от РЛС до метеоцели:

a) 150-200 км в теплый период,

b) 100-150 км в зимний период.

Сроки наблюдений МРЛ

Радиолокационные наблюдения ведутся на МРЛ АМСГ в следующие сроки:

◊ основные (синоптические),

◊ ежечасные,

◊ дополнительные (режим «шторм»).

В синоптические сроки данные наблюдений МРЛ передают в узел связи УГМС каждые 3 ч (00, 03, 06, 09, 12, 15, 18 и 21 ч СГВ) в виде телеграмм не позднее часа конкретного синоптического срока, используя код RADOB для сообщения данных радиолокационных наблюдений.

Ежечасные наблюдения проводят в оперативных подразделениях по указанию дежурного синоптика в периоды сложных погодных условий (при выявлении «проблемы дня»). Данные ежечасных наблюдений можно передавать при необходимости в родственные подразделения по факсимильным средствам связи.

В режиме «шторм» МРЛ работает постоянно и обновляет информацию каждые 10-15 мин или с другой периодичностью по требованию дежурного синоптика. В режиме «шторм» штат МРЛ должен начать работу без указания дежурного синоптика.

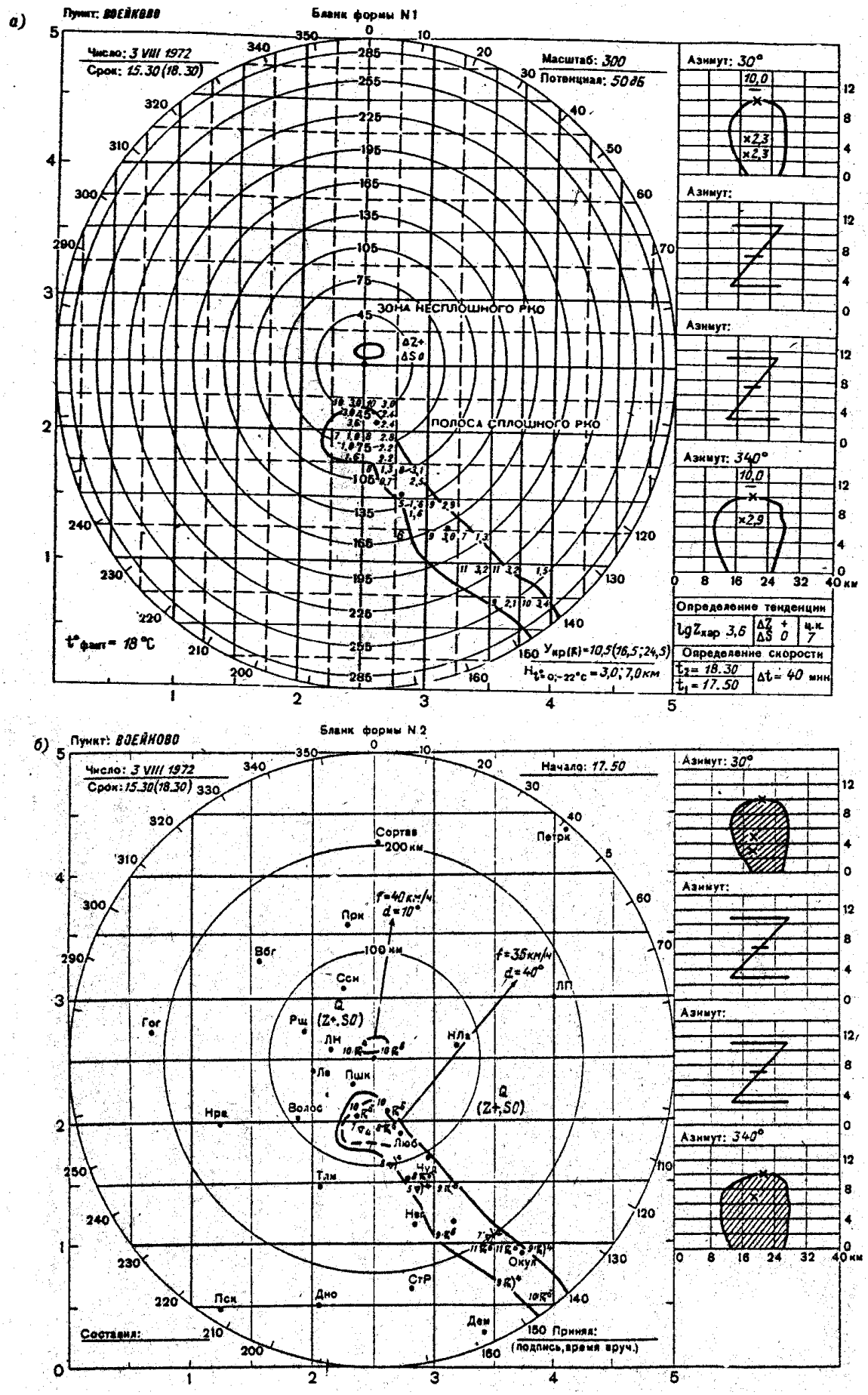


Рис. В.4. - *Бланки-карты МРЛ формы №1 (а) и № 2 (б).*

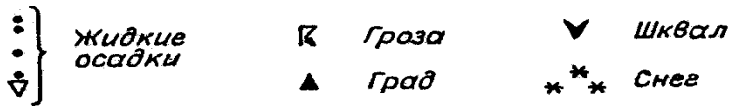
При выявлении штатом МРЛ опасных явлений следует немедленно поставить синоптика в известность и передать кодом RADOB данные о наличии штормовой ситуации в узел связи для передачи в другие заинтересованные инстанции.

Формы представления радиолокационных данных в оперативном режиме

Данные МРЛ представляются в следующем виде:

1. в виде карты-бланка данных одного МРЛ (в радиусе 300 км) ежечасно (в масштабе 1:2500000) (рисунок В.4),
2. в виде карт сети МРЛ в масштабе 1 5000000 по ЕТ СНГ каждые 3 ч (рисунок В.5).

Карту данных сети МРЛ по ЕТ СНГ составляют только по данным оперативных подразделений гидрометеослужбы (АМСГ, зональных обсерваторий, гидрометцентров). Радиолокационные данные на карте сети МРЛ (см. рис. В.5) представляют по квадратам 60х60 км, в центре которых символом указывают вид явления:



Слева от символа указывают максимальную высоту радиоэха в километрах (в нечетных цифрах - по коду RADOB), справа снизу указывают интенсивность радиолокационной отражаемости $\lg Z_{макс}$ в цифрах кода. В точке пункта МРЛ обозначают тенденцию развития радиоэха:

⇒ знак «плюс» - развивается,

⇒ знак «минус» - рассеивается,

⇒ нуль - без изменений.

В этой же точке указывают направление и скорость перемещения радиоэха в форме, применяемой на синоптических картах.

Карты- бланки с данными одного МРЛ (см. рис. В.4) составляют ежечасно в двух формах (№ 1 и № 2). В форме № 1 (рис.В.4а) приводят по квадратам 30х30 км следующие данные:

1) измеренные значения верхней границы радиоэха $H_в$ в километрах;
2) значения $\lg Z_{макс}$ та трех уровнях:
- на высоте 1.5 км от поверхности земли (1),
- на высоте изотермы 0 ^oC (2),
- на высоте 2.5 км выше изотермы 0 ^oC (2);
3) тенденцию развития радиоэха по значению радиолокационной отражаемости (± Z) и по изменению площади радиоэха (± S);
4) формы облачности (радиоэхо кучевообразное - **РСО**, радиоэхо кучевообразное со слоистообразным - **РКСО**, радиоэхо слоистообразное - **РСО**).

Форму № 2 (рис. В.4*б*) составляют на основе формы № 1. В форме №2 по квадратам 30х30 указывают следующие данные:

1) вид явления в символах,
2) максимальную высоту радиоэха в километрах,
3) максимальную радиолокационную отражаемость $Z_{макс}$ в цифрах кода,
4) контуры зон осадков,
5) тенденцию развития поля радиоэха,

6) скорость и направление перемещения облачных систем в радиусе 300 км.

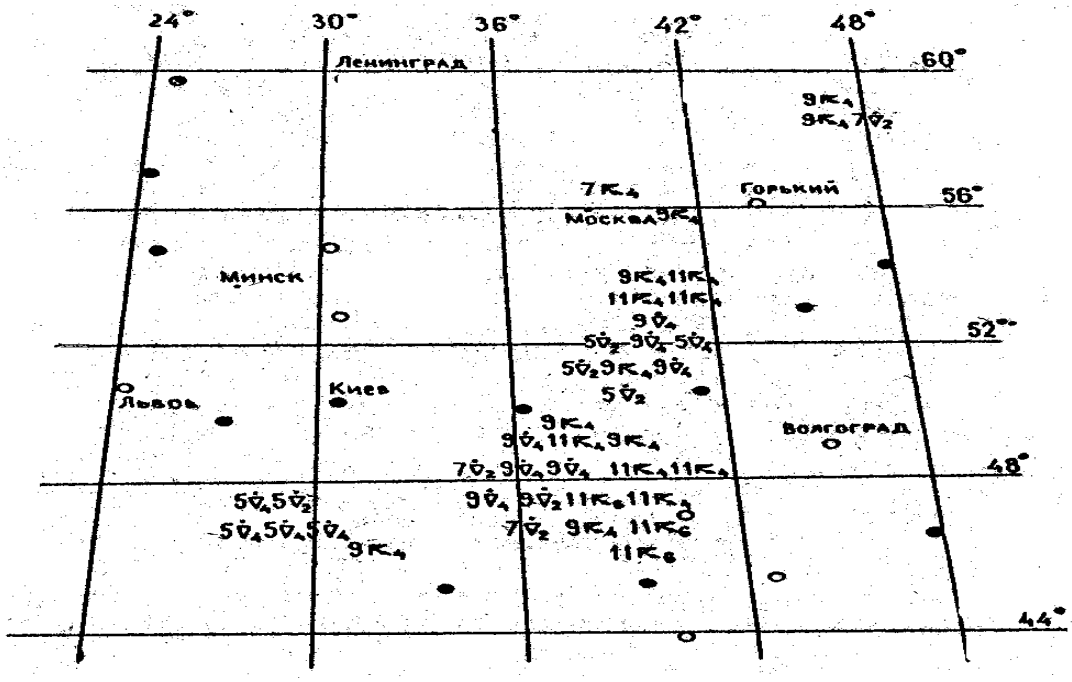


Рисунок В.5. - *Пример карты данных сети МРЛ по ЕТ СНГ 03.08.89г. в 03 ч СГВ*

В форме № 2 справа дают вертикальные разрезы радиоэха в различных заданных направлениях (азимутах), на которых указывают нижнюю и верхнюю границы радиоэха, его структуру и форму облачности.

Эффективность метеорологической информации, получаемой МРЛ

Эффективность данных МРЛ, восполняющих информацию об облаках, о факте осадков, о случаях без осадков, о случаях гроз и града, определяют с учетом локального характера развития конвективных явлений. При этом сравнивают число дней с фактом осадков, число дней без осадков, число дней с градом и грозами, зафиксированное для пункта наблюдений и для территории радиусом 100 км вокруг пункта по пространственным квадратам 30х30 км по различным видам наблюдений - число дней определяют по ежечасным данным МРЛ, по данным полной сети метеорологических наблюдений (в том числе по данным метеорологических станций и постов) и также по данным только метеорологических станций.

Радиолокационная информация естественно уступает метеорологическим наблюдениям при определении некоторых форм мелкокапельных облаков. Однако радиолокационные характеристики можно получить за очень короткий срок одновременно по большой территории и в тех условиях, когда наземные наблюдения затруднены (ночью и при облачности нижнего яруса). Кроме того, радиолокационный метод дает информацию, которую невозможно получить визуальными методами.

Радиолокационный метод наблюдений дает следующую принципиально новую информацию:

⇒ о вертикальном распределении основных видов облачности в радиусе до 40 км и осадков в радиусе 150-200 км,

⇒ о местоположении и числе грозовых ливней[12],
⇒ о верхних границах слоистообразных и кучево-дождевых облаков,
⇒ о направлении и скорости перемещения зон осадков,
⇒ о площадях, занятых различными видами осадков (ливнями, градом, обложными осадками), и о мгновенной интенсивности осадков,
⇒ об эволюции кучево-дождевых облаков и тенденции развития радиолокационных характеристик облачных систем в мезомасштабе.

[12] Сравнение данных МРЛ и визуальных наблюдений для ЕТ СНГ показывает, что МРЛ в радиусе 150-200 км может обнаруживать в 1.5-2 раза больше очагов гроз, чем дает достаточно густая сеть метеорологических станций.

Часть 2

Гидродинамические методы моделирования и прогнозирования мезомасштабных атмосферных систем

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ[1]

A - альбедо подстилающей поверхности

$\vec{a} \cdot \vec{b}$ - скалярное произведение веторов $\vec{a}$ и $\vec{b}$

$\left[\vec{a} \times \vec{b}\right]$ - векторное произведение веторов $\vec{a}$ и $\vec{b}$

C_{gr}^{i} - групповая скорость в направлении ***i***

c_P - теплоемкость сухого воздуха при постоянном давлении

$\vec{C}_{ph}$ - «истинная» фазовая скорость

$\widehat{C}_{ph}^{i}$ - «ложная» фазовая скорость в направлении ***i***

C_S - теплоемкость почвы

c, c_1, c_{φ_i} - коэффициенты пропорциональности в схеме нелинейной турбулентной вязкости

Def – полная деформация

D_{ij} - компонент тензора деформации

$\vec{D}_{\vec{V}} = \left\{D_{u_1}, D_{u_2}, D_{u_3}\right\}$ - вектор дивергенции турбулентных напряжений

$$D_{u_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\tau_{ij}\right)$$

D_φ - члены, описывающие источники и стоки субстанции за счет турбулентных процессов

d – высота вытеснения

$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i}$ - оператор индивидуальной производной $\frac{d\varphi}{dt} = \varphi \frac{d}{dt}$

$\frac{\partial}{\partial \ell}$ - оператор производной в направлении ℓ

- дискретный аналог оператора $\frac{\partial}{\partial \ell}$

E – кинетическая энергия турбулентности

F – радиационный поток

f – параметр Кориолиса

G_0 - якобиан преобразования из (x, y, z) – в (ξ, η, ς) – систему координат

---

[1] Пояснение части локально употребляемых переменных и коэффициентов приводится по тексту

G_1 и G_2 - компоненты метрического тензора преобразования из (x, y, z) – в (ξ, η, ς) – систему координат

g – ускорение свободного падения

H – высота верхней границы расчетной области

H_P - высота верхней границы планетарного пограничного слоя (ППС)

$H_\theta = c_P \dfrac{\overline{\theta}}{g}$ - высота изэнтропической атмосферы

h_S - высота верхней границы приземного слоя (ПС) атмосферы

I – поправка в теории подобия для ПС для учета стратификации водяного пара в генерации турбулентности

$I_m(z)$ - мнимая часть числа Z

K – коэффициент турбулентной диффузии

K_m - коэффициент турбулентного обмена для импульса

K_S^q - диффузионная проводимость в почве

K_S^θ - коэффициент температуропроводности в почве

$\widetilde{K}_q$ - коэффициент гидравлической проводимости в почве

K_φ - коэффициенты вертикального турбулентного обмена для субстанции Φ

K_{φ_i} - коэффициент турбулентного обмена для скалярной величины Φ по координате x_i

$\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\} = \{k_{1x}, k_2, k_3\}$ - волновой вектор

$\vec{k} = \{0, 0, 1\}$ - единичній вектор в вертикальном направлении

κ_0 - постояннная Кармана

L - 1) скрытая теплота парообразования; 2) масштаб длины Монина-Обухова в теории подобия для ПС

L_i - скрытая теплота сублимации

ℓ - масштаб турбулентности

ℓ_m - характерный вертикальный масштаб турбулентных вихрей

ℓ_E - характерный пространственный масштаб турбулентных вихрей

M_φ - члены, описывающие источники и стоки субстанции за счет влажностных процессов

$\acute{I}$ - частота Брента-Вяйсяля

P - давление смеси

$\overline{P}$ - фоновое значение давления смеси

P_0 - наземное значение $\overline{P}$

p - отклонение давления смеси от фонового значения

$Q = Q_V + Q_C$ - массовая доля водяного пара и облачной влаги

$Q_C = Q_{CW} + Q_{Ci}$ - массовая доля облачной влаги в жидком и кристаллическом виде

$Q_{Ci} = \overline{q}_{Ci} + q_{Ci}$ - массовая доля облачного льда

$Q_{CW} = \overline{q}_{CW} + q_{CW}$ - массовая доля облачной воды

$Q_r = Q_{rW} + Q_{ri}$ - массовая доля осаждающейся влаги в жидком и кристаллическом виде

$Q_{ri} = \overline{q}_{ri} + q_{ri}$ - массовая доля осаждающегося льда

$Q_{rW} = \overline{q}_{rW} + q_{rW}$ - массовая доля осаждающейся воды

Q_S - влажность почвы

Q_{Sat} - массовая доля насыщенного водяного пара

$Q_t = Q_C + Q_r + Q_V$ - общее влагосодержание

$Q_V = \overline{q}_V + q_V$ - массовая доля водяного пара

$\overline{q} = \overline{q}_V + \overline{q}_C$ - сумма массовых долей водяного пара и облачной влаги для фонового состояния

$q = q_V + q_C$ - отклонение суммы массовых долей водяного пара и облачной влаги от фоновых значений

$\overline{q}_C = \overline{q}_{CW} + \overline{q}_{Ci}$ - фоновое значение массовой доли облачной влаги

$q_C = q_{CW} + q_{Ci}$ - отклонение массовой доли облачной влаги от фоновых значений

$\overline{q}_{Ci}$ - фоновое значение массовой доли облачного льда

q_{Ci} - отклонение массовой доли облачного льда от фоновых значений

$\overline{q}_{CW}$ - фоновое значение массовой доли облачной воды

q_{CW} - отклонение массовой доли облачной воды от фоновых значений

$\overline{q}_r$ - фоновое значение массовой доли осаждающейся влаги

q_r - отклонение массовой доли осаждающейся влаги от фоновых значений

$\overline{q}_{ri}$ - фоновое значение массовой доли осаждающейся кристалической влаги

$\overline{q}_{rw}$ - фоновое значение массовой доли осаждающейся жидкой влаги

q_{ri} - отклонение массовой доли осаждающейся кристалической влаги от фоновых значений

q_{rw} - отклонение массовой доли осаждающейся жидкой влаги от фоновых значений

$\overline{q}_V$ - фоновое значение массовой доли водяного пара

q_V - отклонение массовой доли водяного пара от фоновоых значений

q_* - масштаб влажности в теории подобия для ПС

R_d - удельная газовая постоянная для сухого воздуха

$\mathrm{Re}(z)$ - действительная часть комплексного числа Z

Ri - число Ричардсона

Ri_B - массовоечисло Ричардсона

Ri_{3D} - трехмерное число Ричардсона

Ri^*_{3D} - общение трехмерного числа Ричардсона на случай учета полного сдвига в поле потенциальной температуры

T – абсолютная температура

$\overline{T}$ - фоновое значение абсолютной температуры

T' - отклонение абсолютной температуры от фоновых значений

T_g - наземное значение абсолютной температуры

t – координата времени

u, v, w или u_1, u_2, u_3 - составляющие вектора скорости потока $\vec{V}$ в координатах x, y, z

u_* - динамическая скорость (масштаб скорости в теории подобия для ПС)

V_G - скорость геострофического ветра

V_T - скорость гравитационного падения осадков

x, y, z или x_1, x_2, x_3 - пространственные декартовы координаты

z_a - нижний уровень применимости теории подобия в поле температуры

z_0 - уровень (высота) шероховатости подстилающей поверхности

$z_{0\varphi}$ - значение высоты шероховатости для субстанции φ

z_g - уровень поверхности Земли

$\Gamma(x, y)$ - рельеф земной поверхности

Δ – 1) оператор Лапласа $\Delta = \nabla\cdot\nabla$; 2) масштаб расчетной сетки

$\Delta\ell$ - шаг дискретной сетки по координате ℓ ($\ell = x, y, z, t, \xi, \eta, \zeta$)

δ_{ij} - оператор Кронекера

Θ - потенциальная температура сухого воздуха

$\Theta_a = \Theta(z_a)$

$\overline{\theta}$ - фоновое значение потенциальной температуры сухого воздуха

θ' - отклонение потенциальной температуры сухого воздуха от фоновых значений

Θ_e - еквивалентная потенциальная температура

$\Theta_{i\ell}$ - водо-ледяная потенциальная температура

Θ_S - температура почвы

$\Theta_{V\ell}$ - виртуальная потенциальная температура с учетом жидкой и твердой фаз влаги («*обобщенная виртуальная потенциальная температура*»)

$\overline{\theta}_{V\ell}$ - фоновое значение обобщенной виртуальной потенциальной температуры

$\theta'_{V\ell}$ - отклонение обобщенной виртуальной потенциальной температуры от фоновых значений

θ_* - потоковая температура (масштаб температуры в теории подобия для ПС)

$\kappa = c_p - c_V$ - отклонение теплоемкостей для сухого воздуха

$\lambda = g/\overline{\theta}_{V\ell}$ – параметр плавучести; $\lambda_1 = \lambda/c_p$

υ –кинематический коэффициент молекулярной вязкости воздуха

ν_θ - кинематический коэффициент молекулярной диффузии тепла

ν_q - кинематический коэффициент молекулярной диффузии водяного пара

ξ, η, ς – пространственные координаты в орографических системах координат

Π - функция Экснера

$\overline{\pi}$ - фоновое значение функции Экснера

π' - отклонение функции Экснера от фоновых значений

ρ – плотность смеси (атмосферного воздуха, содержащего влагу)

$\overline{\rho}$ - фоновое значение плотности смеси

ρ' - отклонение плотности смеси от фоновых значений

ρ_S - плотность почвы

ρ_W - плотность воды

σ - координата Филлипса

$\sigma_\varphi = d\varphi / dz$ - параметр фоновой стратификации субстанции Φ

$\tau_{ij} = \rho \overline{u_i' u_j'}$ - компонент тензора турбулентных напряжений Рейнольдса

Ф – 1) гепотенциал; 2) общее обозначение одного из искомых полей (субстанций); 3) универсальная функция для масштаба скорости в теории подобия для ПС

$\overline{\varphi}$ - 1) фоновое значение поля Ф; 2) символ осреднения в теории подсеточной турбулентности (см. § 2.3)

φ - отклонение значений поля Ф от фоновых значений

φ' - турбулентная пульсация величины Ф

$\overline{\varphi' f'}$ - одноточечный второй момент для турбулентных пульсаций φ' и f' величин Ф и F

$\varphi^{(n)}$ - значение переменной φ в момент времени $t = n\Delta t$

φ_i - значение переменной φ в *i*-той точке дискретной сетки

Ψ - универсальная функция для масштабов температуры и влажности в теории подобия для ПС

ω - 1) вертикальная скорость в орографической или в p-системе координат; 2) частота гармонической волны

$\nabla = \left\{ \partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z \right\}$ - оператор градиента

Глава 5. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, СВОЙСТВА УРАВНЕНИЙ ГИДРОТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ МЕЗОМАСШТАБНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

5.1. *ОСНОВНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ*

Негидростатические численные модели прогностического типа, о которых будет идти речь в настоящих лекциях, используют различные системы уравнений, представляющие собой упрощенные версии полной системы гидротермодинамических законов сохранения. Эта система в декартовых координатах t, x, y, z может быть записана в следующем виде:

Уравнения движения в векторном виде:

$$\frac{d\rho\vec{V}}{dt} + f\left[\vec{k}\times\rho\vec{V}\right] + \rho g\vec{k} + \frac{1}{\rho}\nabla P = \vec{D}_{\vec{v}}, \qquad (5.1.1)$$

Уравнение неразрывности в векторном виде:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\rho\vec{V} = M_{\rho}, \qquad (5.1.2)$$

Уравнение притока тепла:

$$\frac{d\Theta}{dt} = A_R + M_{\theta} + \frac{1}{\rho}D_{\theta}, \qquad (5.1.3)$$

Уравнения переноса влаги в различных фазовых состояниях:

$$\frac{d\Phi}{dt} = M_{\varphi} + \frac{1}{\rho}D_{\varphi}, \quad \Phi = Q_v, Q_{cw}, Q_{ci}, Q_{rw}, Q_{ri}, \qquad (5.1.4)$$

$$Q_c = Q_{cw} + Q_{ci}, \quad Q_r = Q_{rw} + Q_{ri}.$$

Большинство обозначений в системе уравнений (5.1.1) - (5.1.4) - общепринятые. Полные сведения приведены в Списке обозначений.

Уравнение (5.1.4) выписано исходя из упрощающего предположения, что образовавшийся в атмосфере конденсат можно описать с помощью только интегральной характеристики (например, массовой доли влаги) и подразделить его на две фракции (облачную и осаждающуюся воду), каждая из которых может находиться как в жидкой, так и в ледяной фазе.

Уравнения (5.1.1) - (5.1.4) представляют систему восьми скалярных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, которые содержат неизвестные величины трех видов:

а) одинадцать искомых скалярных функций, характеризующих состояние атмосферного воздуха:

- три компоненты скорости потока $\vec{V} = \{u, v, w\}$,
- термодинамические характеристики состояния:
  - потенциальная температура Θ,
  - давление смеси P,
  - плотности смеси ρ

- характеристики влагосодержания:

пять компонентов атмосферной влаги: массовые доли водяного пара (Q_v), облачной (Q_c) и осаждающейся (Q_r) воды в жидкой и ледяной фазах каждая;

б) турбулентные притоки импульса ($\vec{D}_{\vec{V}}$), тепла (D_θ) и влаги (D_φ);

в) члены, характеризующие приток (сток) массы (M_ρ) за счет влажностных и турбулентных процессов, притоки (стоки) тепла (M_θ) и влаги (M_φ), обусловленные фазовыми переходами влаги, а также радиационный приток тепла ($A_R = -\frac{1}{\rho c_p} \operatorname{div} \vec{F}$).

Таким образом, исходная система основных уравнений гидротермодинамики атмосферы является существенно незамкнутой и необходимо привлечение дополнительных соотношений, уравнений и/или допущений, позволяющих замкнуть эту систему.

Сначала рассмотрим дополнительные уравнения и соотношения, связавающие между собой пременные первой группы. Прежде всего, эта система дополняется уравнением состояния, связывающим между собой термодинамические характеристики состояния атмосферы. Однако, так как рассматриваемая воздушная масса представляет собой смесь сухого воздуха, водяного пара и частиц влаги в облаках и осадках, то использовать уравнение состояния в обычном виде для смеси сухого воздуха и водяного пара

$$P = \rho_d R_d T\left(1 + 0{,}61 Q_v\right),$$

не представляется возможным. Поэтому, в мезомасштабном моделировании используется т.н. «*полуэмпирическое уравнение состояния*» для смеси сухого воздуха, водяного пара и частиц влаги в облаках и осадках

$$P = \rho_d R_d T\left(1 + 0{,}61 Q_v - Q_c - Q_r\right). \qquad (5.1.5)$$

Кроме того, исходная система уравнений дополняется соотношением для потенциальной температуры

$$\Theta = T\left(P_0 / P\right)^{(\kappa-1)/\kappa}. \qquad (5.1.6)$$

При описании атмосферного вохдуха, представляющего собой смесь сухого воздуха, водяного пара и частиц влаги в облаках и осадках, обычно вводят по аналогии с виртуальной температурой понятие т.н. «*обобщенной виртуальной потенциальной температуры*»

$$\Theta_{v\ell} = \Theta\left(1 + 0.61 Q_v - Q_c - Q_r\right), \qquad (5.1.7)$$

которая связана с обобщенной виртуальной абсолютной температурой

$$T_{v\ell} = T\left(1 + 0.61 Q_v - Q_c - Q_r\right)$$

соотношением, аналогичным (5.1.6)

$$\Theta_{v\ell} = T_{v\ell}\left(P_0 / P\right)^{(\kappa-1)/\kappa}, \qquad \text{где } \kappa = c_V / c_P.$$

С учетом введенных новых термодинамических переменных уравнение состояния (5.1.5) можно записать в виде

$$P = \rho_d R_d T_{V\ell}. \tag{5.1.8}$$

Следующей новой термодинамической переменной, широко используемой в мезомасштабном моделировании, является т.н. *функция Экснера*

$$\Pi = \left(P/P_0 \right)^{(\kappa-1)/\kappa}, \tag{5.1.9}$$

откуда П есть отношение абсолютной и потенциальной температур:

$$\Pi = T/\Theta = T_{V\ell}/\Theta_{V\ell}. \tag{5.1.10}$$

Составляющие силы барического градиента в уравнениях движения (5.1.1) в П-переменных принимают вид

$$\frac{1}{\rho}\nabla P = c_P \Theta_{V\ell} \nabla \Pi. \tag{5.1.11}$$

Действительно, имеем $\nabla \Pi = \nabla \left[\left(\frac{P}{P_0} \right)^{R_d/c_P} \right] = \left[\frac{R_d}{c_P} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{R_d/c_P} \right] \frac{1}{P} \nabla P$. Но $\frac{R_d}{c_P} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{R_d/c_P} = \frac{R_d}{c_P} \Pi$,

а $\frac{R_d}{c_P} \Pi = \frac{R_d}{c_P} \frac{T_{V\ell}}{\Theta_{V\ell}} = \frac{R_d}{c_P \Theta_{V\ell}} \frac{P}{\rho R_d} = \frac{P}{c_P \Theta_{V\ell} \rho}$. Таким образом $\nabla \Pi = \left[\frac{R_d}{c_P} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{R_d/c_P} \right] \frac{1}{P} \nabla P =$

$= \frac{P}{c_P \Theta_{V\ell} \rho} \frac{1}{P} \nabla P = \frac{1}{c_P \Theta_{V\ell} \rho} \nabla P$. Итак, $\nabla \Pi = \frac{1}{c_P \Theta_{V\ell} \rho} \nabla P$, что и требовалось доказать.

При использовании функции Экснера уравнения (5.1.1) принимают вид:

$$\frac{d \rho \vec{V}}{d t} + f \left[\vec{k} \times \rho \vec{V} \right] + \rho g \vec{k} + \rho c_p \Theta_{v\ell} \nabla \Pi = \vec{D}_{\vec{v}}, \tag{5.1.12}$$

Обобщенная виртуальная потенциальная температура и функция Экснера используются в качестве основных термодинамических переменных в большинстве исследований по мезомасштабному моделированию. Выражение, связывающее плотность смеси с этими термодинамическими переменными, является следствием определения $\Theta_{v\ell}$ (5.1.7) и уравнения состояния смеси (5.1.8):

$$\rho \left(\text{кг}/\text{м}^3 \right) = 10^5 \frac{\Pi^{1/(\kappa-1)}}{R_d \Theta_{v\ell}} \tag{5.1.13}$$

Таким образом, путем введения функции Экснера число искомых переменных первой группы удалось сократить на одну – исключили давление и плотность смеси.

Относительно неизвестных величин 2-й и 3-й групп возможны два варианта действий:

1) дополнить исходную систему уравнениями (системами уравнений), которые в ***явном виде*** описывают физические процессы, представленные величинами 2-й и 3-й групп, и таким образом замкнуть систему уравнений гидротермодинамики;
2) дополнить исходную систему уравнениями (системами уравнений), которые выражают неизвестные величины 2-й и 3-й групп через десять искомых функций первой группы, т.е. ***параметризовать*** данные физические процессы. В этом случае в системе уравнений остаются неизвестные функции только 1-й группы, и общая система уравнений становится замкнутой.

Использование второго варианта действий предпочтительнее по нескольким причинам. Во-первых, физические процессы, описываемые неизвестными 2-й и 3-й групп, имеют пространственные и временные масштабы, по крайней мере, на 1-2 порядка меньшие, чем исследуемые мезомасштабные атмосферные системы и явления. Поэтому, для явного описания этих процессов необходимо соответственно на 1-2 порядка измельчить шаг расчетной сетки, чем это необходимо для описания мезомасштабных процессов. Во-вторых, при конструировании оперативных моделей прогноза мезомасштабных процессов особые требования выдвиваются для оптимизации соотношения «точность прогноза - машинное время расчетов», что связано с малым жизненным циклом мезомасштабных процессов. Поэтому любое увеличение расчетных узлов, связанное с измельчением сетки, количества уравнений, переменных и объема исходной информации, с одной стороны положительно влияет на точность расчетов, но, с другой стороны, выводят численную модель из разряда «прогностической» в связи с невыполнением требований по минимизации времени счета.

Таким образом, в дальнейшем будем считать, что в уравнении (5.1.1) или (5.1.12) через $\vec{D}_{\vec{V}}$ обозначен вектор, *параметризующий* влияние турбулентных потоков импульса, а в (5.1.2) - (5.1.4) через M_φ и D_φ - члены, *параметризующие* источники и стоки субстанции φ ($\varphi = \rho, \Theta, Q_v, Q_{cw}, Q_{ci}, Q_{rw}, Q_{ri}$) за счет влажностных и турбулентных процессов соответственно. А первое слагаемое в правой части (5.1.3) таким образом представляет собой *параметризацию* радиационных потоков тепла. Методика представления всех этих членов через искомые функции рассматривается в следующей главе.

При рассматрении некоторых из вопросов в настоящей главе несущественным является не только конкретный вид, но и самое наличие радиационного, турбулентных и влажностных членов в уравнениях (5.1.1) - (5.1.4). В таких случаях мы будем опускать эти члены для краткости записи.

С учетом вышеизложенного уравнения (5.1.2) - (5.1.4), (5.1.12) вместе с выражениями (5.1.7), (5.1.13) для обобщенной виртуальной потенциальной температуры с учетом жидкой и твердой фаз, $\Theta_{v\ell}$, и плотности смеси ρ образуют систему десяти скалярных уравнений относительно десяти искомых скалярных функций:

- трех компонентов скорости $\vec{V} = \{u, v, w\}$,
- потенциальной температуры $\Theta_{v\ell}$,
- функции Экснера П,

- пяти компонентов атмосферной влаги: массовых долей водяного пара (Q_v), облачной (Q_c) и осаждающейся (Q_r) воды в жидкой и ледяной фазах каждая.

Полученная замкнутая система уравнений является чрезвычайно сложной как с математической, так и с физической точек зрения. Математическая сложность состоит в том, что она представляет собой систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных эллептического типа (за счет турбулентных членов), имеющую 8 порядок по времени. С физической точки зрения её сложность заключается в том, что эта система уравнений описывает очень широкий спектр масштабов атмосферных процессов. Поэтому естественным является выделение из этой общей системы уравнекний гидротермодинамики влажной атмосферы системы уравнений гидротермодинамики, описывающей именно мезомасштабные атмосферные процессы.

Для такого выделения используем предположение о том, что фактическое значение метеорологической величины есть алгебраическая сумма значений, обусловленных вкладами атмосферных процессов различных масштабов, т.е. $\varphi = \overline{\varphi} + \varphi'$, где переменные с "крышкой" описывают крупномасштабное заданное фоновое распределение, а переменные со штрихом - мезомасштабных возмущения. Тогда, для искомых функций имеем:

$$\vec{V} = \overline{\vec{V}} + \vec{v}', \quad \Theta = \overline{\theta}(z) + \theta', \quad \Pi = \overline{\pi}(z) + \pi', \quad \rho = \overline{\rho}(z) + \rho', \quad Q_v = \overline{q}_v(z) + q'_v,$$

$$Q_{cw} = \overline{q}_{cw} + q'_{cw}, \quad Q_{ci} = \overline{q}_{ci} + q'_{ci}, \quad Q_{rw} = \overline{q}_{rw} + q'_{rw}, \quad Q_{ri} = \overline{q}_{ri} + q'. \qquad (5.1.14)$$

Фоновое распределение величины $\Theta_{v\ell}$ определяется в силу (5.1.5) как

$$\overline{\theta}_{v\ell} = \overline{\theta}\left(1 + 0.61\,\overline{q}_v - \overline{q}_c - \overline{q}_r\right), \quad \overline{q}_c = \overline{q}_{cw} + \overline{q}_{ci}, \quad \overline{q}_r = \overline{q}_{rw} + \overline{q}_{ri}$$

а возмущение как

$$\theta_{v\ell} = \Theta_{v\ell} - \overline{\theta}_{v\ell} = \Theta\left(0.61\,q'_v - q'_c - q'_r\right) + \theta'\left(1 + 0.61\,\overline{q}_v - \overline{q}_c - \overline{q}_r\right),$$

$$q'_c = q'_{cw} + q'_{ci}, \quad q'_r = q'_{rw} + q'_{ri} \qquad (5.1.15)$$

Для упрощения дальнейших выкладок будем полагать, что:

1) фоновый крупномасштабный поток характеризуется состоянием покоя, так что фоновые составляющие скорости равны нулю $\overline{\vec{V}} = 0$;
2) фоновые значения других метеорологических величин изменяются только в вертикальной плоскости, т.е. $\overline{\varphi} = \overline{\varphi}(z)$;
3) фонововое состояние крупномасштабного потока является гидростатическим, т.е. профили $\overline{\theta}_{v\ell}$ и $\overline{\pi}$ связаны соотношением статики:

$$c_p\,\overline{\theta}_{v\ell}\,\frac{d\overline{\pi}}{dz} + g = 0. \qquad (5.1.16)$$

С учетом данных допущений, имеем $\dfrac{\partial\varphi}{\partial t} = \dfrac{\partial\overline{\varphi}}{\partial t} + \dfrac{\partial\varphi'}{\partial t} = \dfrac{\partial\varphi'}{\partial t} + w'\dfrac{d\varphi}{dz}$.

Для горизонтальных составляющих силы барического градиента в этом случае имеем

$c_P \Theta_{V\ell} \frac{\partial \Pi}{\partial s} = c_P \left(\overline{\theta}_{V\ell} + \theta'_{V\ell}\right) \frac{\partial \pi'}{\partial s} = c_P \overline{\theta}_{V\ell} \frac{\partial \pi'}{\partial s} + c_P \theta'_{V\ell} \frac{\partial \pi'}{\partial s}$. Считая, что мезомасштабная составляющая намного меньше, чем фоновая крупномасштабная составляющая метеорологических величин, то можно пренебречь произведением двух малых величин, так что составляющие силы барического градиента удается *линеаризовать* (т.к. фоновое значение предполагается заданным):

$$c_P \Theta_{V\ell} \frac{\partial \Pi}{\partial s} \cong c_P \overline{\theta}_{V\ell} \frac{\partial \pi'}{\partial s}.$$

Для вертикальной составляющей силы барического градиента имеем:

$$c_P \Theta_{V\ell} \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{\Theta_{V\ell}}{\overline{\theta}_{V\ell}} \left(c_P \overline{\theta}_{V\ell} \frac{\partial \overline{\pi}}{\partial s} + c_P \overline{\theta}_{V\ell} \frac{\partial \pi'}{\partial s} \right).$$

С учетом уравнения статики (5.1.16) переходим к $c_P \Theta_{V\ell} \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{\Theta_{V\ell}}{\overline{\theta}_{V\ell}} \left(c_P \overline{\theta}_{V\ell} \frac{\partial \pi'}{\partial s} - g \right) =$ $= \frac{\Theta_{V\ell}}{\overline{\theta}_{V\ell}} c_P \overline{\theta}_{V\ell} \frac{\partial \pi'}{\partial s} - \frac{\Theta_{V\ell}}{\overline{\theta}_{V\ell}} g$. Здесь первое слагаемое представляет собой вертикальную составляющую силы барического градиента и при его описании можно положить, что $\frac{\Theta_{V\ell}}{\overline{\theta}_{V\ell}} \approx 1$. Однако, во втором слагаемом, которое описывает силу плавучести, это предположение принимать ни в ком случе нельзя. Для этого второго слагаемого имеем

$\frac{\Theta_{V\ell}}{\overline{\theta}_{V\ell}} g = \frac{\overline{\theta}_{V\ell} + \theta'_{V\ell}}{\overline{\theta}_{V\ell}} g = g + \frac{g}{\overline{\theta}_{V\ell}} \theta'_{V\ell}$. Первое слагаемое преставляет собой силу тяжести, а второе – выталкивающая сила Архимеда.

С учетом вышеизложенного, выражая в уравнении (5.1.2) ρ через Π и $\Theta_{v\ell}$ согласно (5.1.13) и переходя от полных величин к возмущениям, получим уравнения (5.1.2) - (5.1.4), (5.1.12) в следующем виде[2] (радиационное слагаемое опускаем):

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + f\left[\vec{k} \times \vec{v}\right] - \lambda\, \theta_{v\ell} \vec{k} + c_p \overline{\theta}_{v\ell} \nabla \pi = \frac{1}{\rho} \vec{D}_{\vec{v}}, \tag{5.1.17}$$

$$\frac{d\pi}{dt} - \lambda_1 w + (\kappa - 1)\Pi \left[\nabla \cdot \vec{v} - \frac{1}{\Theta_{v\ell}} \left(\frac{d\theta_{v\ell}}{dt} + \sigma_{\theta_{v\ell}} w \right) \right] = M_\rho, \tag{5.1.18}$$

$$\frac{d\varphi}{dt} + \sigma_\varphi w = M_\varphi + \frac{1}{\rho} D_\varphi, \tag{5.1.19}$$

$$\varphi = \theta, q_v, q_{cw}, q_{ci}, q_{rw}, q_{ri}, \quad \lambda = g / \overline{\theta}_{v\ell}, \quad \lambda_1 = \lambda / c_p \overline{\rho}, \quad \sigma_\varphi = d\varphi / dz.$$

[2] Здесь и далее для упрощения записи штрифовое обозначение возмущений убираем, помня, что строчная буква обозначает полную величину, а прописная без "крышки" - возмущение.

Целесообразность перехода от исходных уравнений (5.1.1)-(5.1.4) к уравнениям в возмущениях вида (5.1.17) - (5.1.19) заключается в ряде моментов:

1) в записи (5.1.17) - (5.1.19) явно обособляются члены, "ответственные" за эффекты, связанные с расслоенностью атмосферы по высоте в отношении термодинамических и влажностных характеристик. Это оказывается полезным не только при теоретическом изучении атмосферы, но и при изучении схем численного интегрирования данных уравнений;

2) появляется возможность количественных упрощений - в большинстве моделей полные величины заменяются в (5.1.17) - (5.1.19) фоновыми там, где они фигурируют в качестве коэффициентов (не дифференцируются)[3]. В выражении (5.1.15) для $\theta_{v\ell}$ обычно пренебрегают величинами 2-го порядка малости и т.д. Это сокращает алгоритм, экономит память и время работы ЭВМ;

3) при построении численных алгоритмов запись (5.1.17) - (5.1.19) позволяет путем неявной аппроксимации членов вида $\sigma_\varphi w$ повышать устойчивость алгоритма без его заметного удорожания (подробней см. главу 8);

4) переход от полных величин к возмущениям повышает точность вычислений, т.к. избавляет от необходимости искать малые разности больших величин при численном дифференцировании полей;

5) при учете орографии посредством перехода в орографическую систему координат (см. § 5.6) выделение гидростатически сбалансированного фона уменьшает погрешности аппроксимации градиента давления (см. § 8.12).

Представление термодинамических и влажностных характеристик в виде "фона" и "возмущений" с последующей формулировкой прогностических уравнений в терминах возмущений принято в той или иной форме во всех моделях. Однако выбор фона может осуществляться по-разному:

а) принимается $\overline{\theta} = \text{const.}$;

б) используется представление полных величин в виде суммы трех слагаемых - заданного гидростатического нейтрально стратифицированного фона ($\overline{\theta}_0 = \text{const.}$), заданной горизонтально-однородной гидростатической добавки, стратифицированной согласно натурным замерам ($\overline{\theta}_1(z)$), и искомых возмущений $\theta(t, x, y, z)$;

б) учитывается зависимость фоновых распределений и от времени и от пространственных координат.

Тот или иной выбор связан со спецификой изучаемых явлений. Для целей локального прогноза оптимальным компромиссом представляется использование в моделях гидростатического фона $\overline{\theta}(z)$ и $\overline{\pi}(z)$, стратифицированного согласно натурным замерам в начальный момент прогноза, при условии, что структура крупномасштабной циркуляции учитывается в ходе прогноза (подробней см. главы 7 и 8). В ходе прогноза время от времени может производиться пересчет фоновых распределений $\overline{\theta}(z)$, $\overline{\pi}(z)$.

---

[3] Что и было продемонстрировано нами выше на примере преобразования уравнений движения (5.1.12).

5.2. ***НЕУПРУГИЕ УРАВНЕНИЯ***

Один из основных принципов упрощения уравнений гидротермодинамики при их применении к описанию атмосферных процессов заключается, как известно, в фильтрации быстрых волн. Под "быстрыми" при этом понимаются волны, скорость которых велика относительно скорости интересующих нас процессов. Такие волны энергетически несущественны в этих процессах и в то же время затрудняют построение вычислительных алгоритмов, устойчивых при величине шага по времени Δt, адекватной данным процессам.

К числу волн, подлежащих фильтрации, в динамической метеорологии относятся прежде всего акустические волны. В гидростатических уравнениях приближение статики является механизмом, фильтрующим трехмерные звуковые волны. В негидростатических уравнениях единственный путь фильтрации звуковых волн заключается в пренебрежении локальной производной плотности по времени, $\partial\rho/\partial t$, в уравнении неразрывности (5.1.2). Эта модификация фильтрует из уравнений акустические волны (в том числе и волны Лэмба, в отличие от гидростатического приближения, сохраняющего волны Лэмба), несколько - в пределах 20%, искажая фазовую скорость внутренних гравитационных волн (завышая при высокоустойчивой стратификации фона и занижая при слабоустойчивой). Искажение тем больше, чем больше длина волны по вертикали, но и здесь она слабо выражена.

Покажем эти эффекты на примере линеаризованной системы уравнений для сухой атмосферы, записанной в отклонениях от фона (т.е. на предельно упрощенном варианте исходной системы уравнений, представленной в § 5.1).

Имеем

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c_p\,\bar{\theta}\,\frac{\partial \pi'}{\partial x} - f\,v = 0,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + c_p\,\bar{\theta}\,\frac{\partial \pi'}{\partial y} + f\,u = 0,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + c_p\,\bar{\theta}\,\frac{\partial \pi'}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\theta}}\,\theta' = 0,$$

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} + (\kappa - 1)\,\bar{\pi}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) = 0,$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + w\,\frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0. \qquad (5.2.1)$$

Решение системы уравнений (5.2.1) ищем в виде волны:

$$\left.\begin{aligned} u &= U_0 \\ v &= V_0 \\ w &= W_0 \\ \pi &= \Pi_0 \\ \theta &= \Theta_0 \end{aligned}\right\} \times \exp\left[i\left(\omega t - k x - m y - n z\right)\right] \qquad (5.2.2)$$

Здесь $\omega = 2\pi/T$ - частота, k, m, n - волновые числа (размерность [м$^{-1}$]) по координатам X, Y, Z, соответственно; T - период волны; $L_x = 2\pi/k$, $L_y = 2\pi/m$, $L_z = 2\pi/n$ - длина волны по координатным осям X, Y, Z, соответственно.

Зависимость частоты ω от волновых чисел k, m, n устанавливается *дисперсионным соотношением*, которое можно получить, подставив в систему (5.2.1) решение (5.2.2). При этом получим:

$$\begin{array}{c} \begin{array}{ccccc} (u) & (v) & (w) & (\pi) & (\theta) \end{array} \\ \begin{vmatrix} i\omega & -f & 0 & -ic_p\Theta k & 0 \\ f & i\omega & 0 & -ic_p\Theta m & 0 \\ 0 & 0 & i\omega & -ic_p\Theta n & g/\Theta \\ -i(\kappa-1)\Pi k & -i(\kappa-1)\Pi k & -i(\kappa-1)\Pi k & i\omega & 0 \\ 0 & 0 & d\Theta/dz & 0 & i\omega \end{vmatrix} \end{array} \times \begin{vmatrix} U_0 \\ V_0 \\ W_0 \\ \Pi_0 \\ \Theta_0 \end{vmatrix} = 0 \qquad (5.2.3)$$

Для того, чтобы выполнялось (5.2.3) при амплитудах отличных от нуля, необходимым условием является, чтобы определитель системы был равен нулю:

$$\begin{vmatrix} i\omega & -f & 0 & -ic_p\Theta k & 0 \\ f & i\omega & 0 & -ic_p\Theta m & 0 \\ 0 & 0 & i\omega & -ic_p\Theta n & g/\Theta \\ -i(\kappa-1)\Pi k & -i(\kappa-1)\Pi k & -i(\kappa-1)\Pi k & i\omega & 0 \\ 0 & 0 & d\Theta/dz & 0 & i\omega \end{vmatrix} = 0. \qquad (5.2.4)$$

Раскрывая определитель в (А.4), получим дисперсионное соотношение

$$\omega\left\{\omega^4 - \left[f^2 + N^2 + c^2\left(k^2 + m^2 + n^2\right)\right]\omega^2 + N^2\left[f^2 + c^2\left(k^2 + m^2\right)\right] + f^2c^2n^2\right\} = 0. \qquad (5.2.5)$$

Здесь: $N^2 = \frac{g}{\Theta}\frac{d\Theta}{dz}$ - частота Брента-Вяйсяля, размерность [N] = с$^{-1}$. Эта частота представляяет собой частоту колебаний частицы воздуха, выведенной из состояния равновесия, при стратификации $d\Theta/dz$ при средней температуре слоя, равной Θ.

$c^2 = c_p\,\Theta(\kappa - 1)\Pi = \kappa R_d T$ - скорость звука;

Уравнение (5.2.5) имеет относительно ω пятую степень, т.е. имеет пять корней - пять частот $(\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \omega_5)$. Первый корень $\omega_1 = 0$ представляет собой стационарную волну Россби при f = const. Остальные волны ($\omega_2, \omega_4 > 0$; $\omega_3, \omega_5 < 0$) представляют собой инерционно-акустические (скорость которых равна скорости звука ***c***) и инерционно-гравитационные волны (с частотой ***N***).

Для отфильтрования волн, распространяющихся со скоростью звука из системы уравнений (5.2.1), необходимо исключить из дисперсионого соотшения решения, содержащие c^2. Это можно сделать, если в определителе системы в строке, связанной с

уравнением неразрывности (четвертая строка), член, связанный с п (четвертый столбец), изменить с $i\omega$ на нуль. Это равносильно тому, что положить в уравнении неразрывности системы (5.2.1) $\partial \pi' / \partial t = 0$. Тогда дисперсионное соотношение (5.2.5) принимает вид

$$\omega\left\{\omega^2\left(k^2+m^2+n^2\right)-N^2\left(k^2+m^2\right)-f^2n^2\right\}=0 \qquad (5.2.6)$$

Если положить $f = 0$, чтобы отфильтровать стационарные волны Россби, тогда получим

$$\omega = \frac{N\sqrt{k^2+m^2}}{\sqrt{k^2+m^2+n^2}}. \qquad (5.2..7)$$

Так как величина $\sqrt{k^2+m^2} \Big/ \sqrt{k^2+m^2+n^2} \le 1$, следовательно $|\omega| \le N$, т.е частота Брента-Вяйсяля является верхним пределом для частоты волн, содержащихся в решении системы (5.2.1).

Итак, при условии, что $\partial \pi' / \partial t = 0$ (что равносильно условию $\partial \rho / \partial t = 0$) в решении системы (5.2.1) остаются стационарная и инерционно-гравитационные волны, а акустические и инерционно-акустические (волна Лэмба) - отфильтровываются.

Исторически системы уравнений, не содержащие $\partial\rho/\partial t$ в уравнении неразрывности, ведут свое происхождение от уравнений для несжимаемой среды, изучавшихся Буссинеском (1903) и еще раньше Обербеком (1879). Основополагающей в определенном смысле явилась здесь работа Огура и Филлипса (1962), где данные системы и получили название "неупругих". Здесь же неупругие системы уравнений, в зависимости от принимаемых упрощений, классифицированы на уравнения "глубокой" конвекции и "мелкой" конвекции. Первые уравнения репрезентативнее вторых за счет двух факторов:

1) учета падения плотности с высотой в уравнении неразрывности и

2) представления силы плавучести через возмущения потенциальной (а не абсолютной) температуры.

Соответственно уравнения глубокой конвекции применимы в слое, толщина которого сравнима с толщиной изэнтропической атмосферы H_θ (~ 30 км), а мелкой конвекции - в слое с толщиной, на порядок меньшей H_θ. На практике в качестве характерной толщины слоя, в котором репрезентативны эти системы, принимают: для уравнений глубокой конвекции - 10 км, мелкой конвекции - 2 км.

Характерная особенность неупругих систем уравнений с точки зрения их численного интегрирования в моделях локального прогноза заключается в отсутствии уравнения, которое могло бы служить для восстановления величины П на каждом шаге по времени. Поэтому при построении численных схем эти системы предварительно преобразовывают, конструируя недостающее уравнение и заменяя им уравнение неразрывности. Это выполняется следующим образом. Уравнение (5.1.2), которое теперь имеет вид

$$\nabla \cdot \rho \vec{v} = 0, \qquad (5.2.8)$$

дифференцируют по времени, после чего $(\rho\vec{v})_t$ выражается из (5.1.1). Это дает (правые части в (5.1.1) и (5.1.2) опускаем):

$$\nabla\cdot\left\{(\rho\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v}+g\rho\vec{k}+f\left[\vec{k}\times\rho\vec{v}\right]+\rho c_p\Theta_{v\ell}\nabla\Pi\right\}=0.$$

Данное равенство интерпретируется как уравнение

$$\nabla\cdot\left(\rho c_p\Theta_{v\ell}\nabla\Pi\right)=\nabla\cdot\left\{(\rho\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v}+g\rho\vec{k}+f\left[\vec{k}\times\rho\vec{v}\right]\right\} \tag{5.2.9}$$

для восстановления Π по известным $\vec{v},\Theta_{v\ell}$ и ρ. Это уравнение эллиптического типа, поскольку старшие производные образуют выражение

$$\rho c_p\Theta_{v\ell}\nabla\Pi.$$

Система уравнений (5.1.1), (5.2.9), (5.1.3), (5.1.4) эквивалентна системе тех же уравнений, но с (5.2.8) вместо (5.2.9) при условии, что начальные поля удовлетворяют (5.2.8).

Используемые в настоящее время неупругие системы уравнений конвекции, глубокой или мелкой, представляют собой тот или иной вариант упрощения системы (5.1.1), (5.2.9), (5.1.3), (5.1.4) за счет разделения термодинамических характеристик на "фон" и "возмущения" аналогично тому, как описано в предыдущем параграфе. Благодаря появлению уравнения (5.2.9) алгоритм численного интегрирования теперь может быть построен как восстановление $\vec{v}$ и Φ ($\Phi=\Theta, Q_v, Q_{cw}, Q_{ci}, Q_{rw}, Q_{ri}$) из эволюционных уравнений (5.1.1), (5.1.3), (5.1.4) и восстановление Π решением краевой задачи для уравнения (5.2.9). Такова общая структура численного алгоритма во всех современных негидростатических моделях, основанных на использовании неупругих систем уравнений.

Типичная форма неупругой системы уравнений, применяемой сегодня в мезомасштабных моделях, в термодинамических переменных π, θ имеет вид:

$$\nabla\cdot\bar{\rho}\vec{v}=0, \tag{5.2.10}$$

$$\frac{d\bar{\rho}\vec{v}}{dt}+f\left[\vec{k}\times\bar{\rho}\vec{v}\right]-\bar{\rho}\left[\lambda\theta+g\left(0.61q_v-q_c-q_r\right)\right]\vec{k}+\bar{\rho}c_p\bar{\theta}_{v\ell}\nabla\pi=\vec{D}_{\vec{v}}, \tag{5.2.11}$$

$$\frac{d\theta}{dt}+\sigma_\theta w=A_R+M_\theta+\frac{1}{\bar{\rho}}D_\theta, \tag{5.2.12}$$

$$\frac{d\varphi}{dt}+\sigma_\varphi w=M_\varphi+\frac{1}{\rho}D_\varphi,\quad \varphi=q_v,q_{cw},q_{ci},q_{rw},q_{ri}, \tag{5.2.13}$$

$$\bar{q}_{cw}=\bar{q}_{ci}=\bar{q}_{rw}=\bar{q}_{ri}=\sigma_{q_{cw}}=\sigma_{q_{rw}}=\sigma_{q_{ci}}=\sigma_{q_{ri}}=0.$$

Уравнение для восстановления π, аналогичное (5.2.9), получает в этом случае вид:

$$\nabla\cdot\left(\bar{\rho}c_p\bar{\theta}_{v\ell}\nabla\pi\right)=\nabla\cdot\left\{(\bar{\rho}\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v}+f\left[\vec{k}\times\bar{\rho}\vec{v}\right]-\bar{\rho}\left[\lambda\theta+g\left(0.61q_v-q_c-q_r\right)\right]\vec{k}+\vec{D}_{\vec{v}}\right\} \tag{5.2.14}$$

и таким образом окончательному интегрированию подлежит система (5.2.10)-(5.2.14).

5.3. ***ПОЛНЫЕ УРАВНЕНИЯ***

При выборе системы уравнений для прогнозирования того или иного класса явлений, наряду с вопросом о её физической репрезентативности, важнейшим в настоящее время является вопрос о возможностях построения эффективных численных алгоритмов для интегрирования данной системы уравнений. В этом отношении "досадная" особенность рассмотренных только что неупругих систем заключается в необходимости интегрирования на каждом шаге по времени краевой задачи для уравнения (5.2.14). Как уже отмечалось, это уравнение эллиптического типа, поэтому алгебраическая система уравнений, к которой приводит его дискретизация, может решаться итеративными методами. На практике, однако, даже наиболее совершенные из таких методов оказываются недостаточно эффективными. Поэтому общим правилом является применение прямых (безитерационных) методов для интегрирования уравнения (5.2.14), иногда в сочетании с итеративными методами.

Прямые методы уязвимы, однако, в отношении чувствительности к особенностям дискретных аппроксимаций - неравномерности расчетной сетки, использованию многоточечных конечно-разностных аналогов 1-й и 2-й производных, варьированию краевых условий и т.д. - каждая такая модификация может повлечь за собой неприменимость данного прямого метода или заметное усложнение его реализации[4]. Положение особенно обостряется, если мы хотим учесть такой физический фактор, как рельеф земной поверхности (а именно данный фактор, едва ли не прежде всех других ведет к необходимости отказа от гидростатического приближения, см. ниже § 5.6). В этом случае потребность в итерациях при решении уравнения (5.2.14) резко возрастает, а их эффективность быстро падает с ростом высоты и крутизны рельефа и занимаемой им доли расчетной территории. Другой фактор, учет которого ведет к аналогичной ситуации, - верхнее краевое условие типа незакрепленной поверхности раздела, положение которой определяется в ходе прогноза. Еще один фактор, исключающий интегрирование уравнения (5.2.14) прямым методом, - учет переменной высоты приземного слоя.

В этой связи с середины 70-х годов начинают появляться негидростатические модели, основанные на интегрировании полной системы уравнений гидротермодинамики. Под "полной" мы в данном случае понимаем такую систему уравнений, в которой сохранены <u>все типы волн</u>, присутствующие в уравнениях Эйлера (в том числе и акустические волны, в связи с чем эти уравнения иногда называют "упругими"), хотя при этом могут приниматься те или иные "количественные" упрощения в целях экономии памяти и операций ЭВМ. Иногда такие системы уравнений называют также "примитивными", но мы остановимся на термине "полные" во избежание путаницы с примитивными гидростатическими уравнениями Чарни (1955). В полной системе уравнений для каждой искомой величины имеется уравнение эволюционного типа, поэтому вычислительные модификации или учет дополнительных физических факторов не вносит <u>принципиальных</u> затруднений (тот или иной *конкретный* алгоритм, понятно, может и не допускать учета того или иного фактора). Одновременно, разумеет-

---

[4] Применение прямых методов затрудняет даже изменение величины шага по времени Δt в ходе прогноза (Δt целесообразно уменьшать в периоды резких перестроек радиационного и теплового режима атмосферы), поскольку при этом может потребоваться заново вычислять собственные значения и собственные вектора матрицы, аппроксимирующей левую часть уравнения (5.2.14).

ся, возникают вычислительные трудности, связанные с наличием в полной системе уравнений быстрых волн.

5.4. *УРАВНЕНИЯ В Р-СИСТЕМЕ КООРДИНАТ*

В негидростатическом моделировании р-система координат получила определенное распространение, хотя и несравненно меньшее, чем в гидростатических моделях. Полная система уравнений в р-координатах не используется в силу своей громоздкости (в частности, в уравнении неразрывности здесь фигурирует третья индивидуальная производная, d^3/dt^3 от геопотенциала).

При моделировании часто используется фильтрованная система уравнений относительно φ, T' и трех компонентов скорости в скалярной форме для случая идеальной сухой атмосферы с использованием в качестве термодинамических переменных абсолютной температуры T и геопотенциала Ф, которые представляются в виде суммы гидростатически сбалансированного фона, $\overline{T}(p)$ и $\overline{\varphi}(p)$ и отклонений T' и φ:

$$\Phi = gz = \overline{\varphi}(p) + \varphi; \quad T = \overline{T}(p) + T'; \quad d\overline{\varphi}/dp = -\left(R\overline{T}/p\right).$$

имеет вид:

$$\frac{du}{dt} - fv + \frac{\partial\varphi}{\partial x} = 0, \tag{5.4.1}$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{\partial\varphi}{\partial y} = 0, \tag{5.4.2}$$

$$\frac{R}{g}\frac{d}{dt}\left(\frac{\overline{T}\omega}{p}\right) + \frac{gp}{R\overline{T}}\frac{\partial\varphi}{\partial p} + \frac{g}{\overline{T}}T' = 0, \tag{5.4.3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial\omega}{\partial p} = 0, \tag{5.4.4}$$

$$\frac{dT'}{dt} - \sigma_\theta\omega - \frac{(\kappa-1)\omega T'}{\kappa p} = 0, \tag{5.4.5}$$

$$\omega = \frac{dp}{dt}, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + \omega\frac{\partial}{\partial p}, \quad \sigma_\theta = -\frac{d\overline{T}}{dt} + \frac{\kappa-1}{\kappa}\frac{\overline{T}}{p} = -\frac{\overline{T}}{\overline{\theta}}\frac{d\overline{\theta}}{dp}. \tag{5.4.6}$$

Система (5.4.1)-(5.4.5) квалифицируется как квазинегидростатическая, аналогичная неупругим уравнениям глубокой конвекции (5.2.10)-(5.2.12), на том основании, что малый параметр, разложение по степеням которого получена данная система, сходен с параметром, аналогичным образом приводящим к уравнениям (5.2.10)-(5.2.12). При записи системы (5.4.1)-(5.4.5) в координатах X, Y, Z и в переменных π и θ она, однако, не переходит полностью в систему (5.2.10)-(5.2.12), хотя и отличается от нее слагаемыми, малыми относительно порядка точности обеих систем. Так как уравнение неразрывности (5.4.4), как и уравнение (5.2.10), диагностично, при численном интегрировании его заменяют диагностическим уравнением для φ, аналогичным (5.2.14):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{gp}{R\overline{T}}\frac{\partial \varphi}{\partial p}\right) = F$$

где черезF обозначены слагаемые, не содержащие φ.

Недостаток уравнений (5.4.1)-(5.4.5), сближающий их с гидростатическими примитивными уравнениями, заключается в том, что в них не отфильтрованы волны Лэмба (хотя скорость их заметно уменьшена по сравнению с полной системой уравнений: вдвое для волны длиной в 16 км и в 10 раз для волны длиной в 130 км), что осложняет построение эффективных вычислительных алгоритмов. В линейной модели фильтрация этих волн достигается надлежащим нижним краевым условием (ω=0 при p=1000гПа), но в более общих условиях данный механизм фильтрации становится проблематичным.

В качестве преимущества уравнений в p-координатах перед уравнениями в z-координатах отмечается лишь уточнение процедуры конденсационного приспособления (см. § 5.5).

5.5. ***КВАЗИКОНСЕРВАТИВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ***

В связи с особенностями описания фазовых переходов влаги и связанных с ними источников и стоков субстанции Θ, Q_v, Q_{cw}, Q_{ci}, Q_{rw} и Q_{ri} при численном интегрировании уравнений (5.1.19) применяются специальные преобразования прогностической системы уравнений. В настоящем параграфе приведем общие сведения по этому вопросу, в некоторых случаях для краткости ограничиваясь парообразной и жидкой фазами ($Q_{ci} = Q_{ri} = 0$).

В данной точке пространства (x, y, z) на данном временном интервале Δt возможны два качественно разных режима влажностных процессов:

1) состояние насыщенности или ненасыщенности воздуха водяным паром сохраняются,

2) водяной пар из ненасыщенного становится насыщенным или наоборот.

В первом случае выражения M_φ $(\varphi = \theta, q_v, q_{cw}, q_{rw})$ представляют собой гладкие функции независимых переменных, и их аналитические выражения единообразны на всем интервале Δt. В этом случае специальных трудностей в интегрировании уравнений (5.1.19) не возникает. Во втором случае выражения M_φ на интервале Δt терпят разрыв, и их аналитические представления меняются. В этом случае, следовательно, возникают трудности как в алгоритмическом плане, так и в плане больших вычислительных погрешностей при дискретной аппроксимации разрывных функций и функций с разрывными производными. Здесь же возникает трудность в описании турбулентных процессов: так как при фазовых превращениях субстанции $\theta, q_v, q_{cw}, q_{rw}$ перестают быть консервативными, раздельная параметризация турбулентных потоков этих субстанций упускает из вида роль конденсации/ испарения в генерации турбулентности.

Вычислительные методики, которыми в этом случае оперируют при конструировании мезометеорологических моделей, основаны на особенностях в структуре выражений M_φ $(\varphi = \theta, q_v, q_{cw}, q_{rw})$. Именно, имеются четыре комбинации этих выражений,

такие, что в них частично или полностью взаимно аннулируются те негладкости (связанные с процессами конденсации/ испарения), которые присутствуют в каждом из этих выражений порознь. Это следующие комбинации:

$$M_\theta + \frac{L}{c_p \overline{\pi}} M_{q_v}, \quad M_\theta - \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \left(M_{q_{cw}} + M_{q_{rw}} \right),$$

$$M_{q_v} + M_{q_{cw}}, \quad M_{q_v} + M_{q_{cw}} + M_{q_{rw}}. \tag{5.5.1}$$

Данные комбинации возникают вследствие физических упрощений, которые принимаются при описании фазовых переходов влаги в атмосфере. Из (5.5.1) следует, что, беря соответствующие комбинации уравнений (5.1.19)

$$\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial t}\left(\theta + \frac{L}{c_p \overline{\pi}} q_v\right) + \vec{v} \cdot \left(\nabla \theta + \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \nabla q_v\right) + \left(\sigma_\theta + \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \sigma_{q_v}\right) w = \\ = M_\theta + \frac{1}{\overline{\rho}} D_\theta + \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \left(M_{q_v} + \frac{1}{\overline{\rho}} D_{q_v} \right),\end{gathered} \tag{5.5.2}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial t}\left[\theta - \frac{L}{c_p \overline{\pi}}\left(q_{cw} + q_{rw}\right)\right] + \vec{v} \cdot \left[\nabla \theta - \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \nabla\left(q_{cw} + q_{rw}\right)\right] + \left[\sigma_\theta - \frac{L}{c_p \overline{\pi}}\left(\sigma_{q_{cw}} + \sigma_{q_{rw}}\right)\right] w = \\ = M_\theta + \frac{1}{\overline{\rho}} D_\theta - \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \left(M_{q_{cw}} + M_{q_{rw}} + \frac{1}{\overline{\rho}} D_{\left(q_{cw} + q_{rw}\right)} \right),\end{gathered} \tag{5.5.3}$$

$$\frac{d}{dt}\left(q_v + q_{cw}\right) + \sigma_{\left(q_v + q_{cw}\right)} w = M_{q_v} + M_{q_{cw}} + \frac{1}{\overline{\rho}} D_{\left(q_v + q_{cw}\right)}, \tag{5.5.4}$$

$$\frac{d}{dt}\left(q_v + q_{cw} + q_{rw}\right) + \sigma_{\left(q_v + q_{cw} + q_{rw}\right)} w = M_{q_v} + M_{q_{cw}} + M_{q_{rw}} + \frac{1}{\overline{\rho}} D_{\left(q_v + q_{cw} + q_{rw}\right)}, \tag{5.5.5}$$

получим в правых частях этих уравнений выражения более гладкие, чем в правых частях (5.1.19).

На этом обстоятельстве основана наиболее распространенная методика <u>конденсационного приспособления</u>. Она применяется в разных вариантах, но по-существу остается одной и той же и заключается в следующем. Уравнения (5.1.19) для θ и q_v интегрируются на данном временном интервале (t, $t + \Delta t$) в данной точке (x, y, z) по явной конечно-разностной схеме, но при этом в правых частях уравнений опускаются те челны (источники-стоки субстанций θ и q_v), которые взаимно аннулируются при составлении уравнения (5.5.2). Полученные таким образом из неточных уравнений величины $\left(\theta^*\right)^{t+\Delta t}$ и $\left(q_v^*\right)^{t+\Delta t}$ не являются окончательными, однако значение их линейной комбинации $\left[\theta^* + \left(L/c_p \overline{\pi}\right) q_v^*\right]^{t+\Delta t}$ будет окончательным, поскольку оно же могло бы быть получено непосредственно из точного уравнения (5.5.2), не содержащего в правой части разрывных слагаемых. Используя значение данного выражения, а также значение $\left(q_v + q_{cw}\right)^{t+\Delta t}$, определяемое интегрированием уравнения (5.5.4), восстанавливаем окончательные значения θ, q_v и q_{cw} в момент ($t + \Delta t$), исходя из предположений, что пересыщение водяного пара не происходит (весь избыточный

ний, что пересыщение водяного пара не происходит (весь избыточный пар мгновенно конденсируется) и что в ненасыщенном состоянии облачная вода отсутствует. Этот заключительный этап оперирует только локальными зависимостями (не содержащими производных) и поэтому не ведет к погрешностям, связанным с дискретными аппроксимациями.

Процедуре конденсационного приспособления свойственен, однако, ряд недостатков. Один из них был указан выше: раздельная параметризация турбулентных потоков (слагаемые D_θ и D_{q_v} в уравнении (5.5.2) и аналогично D_θ и $D_{(q_{cw}+q_{rw})}$ в уравнении (5.5.3)) не позволяет учесть турбулентность, генерируемую фазовыми переходами влаги. Далее, эта методика исключает использование неявных численных схем, а также консервативных численных схем. Данные недостатки были бы исключены, если бы комбинации неизвестных, фигурирующие в (5.5.2) или в (5.5.3), а именно

$$\Theta_e = \Theta + \frac{L}{c_p \overline{\Pi}} Q_v , \tag{5.5.6}$$

$$\Theta_\ell = \Theta - \frac{L}{c_p \overline{\Pi}} \left(Q_{cw} + Q_{rw} \right), \tag{5.5.7}$$

наряду с

$$Q = Q_v + Q_{cw} \tag{5.5.8}$$

или в случае осадкообразования

$$Q_t = Q_v + Q_{cw} + Q_{rw} \tag{5.5.9}$$

могли бы рассматриваться как консервативные с точностью до выпадения осадков и турбулентного перемешивания. В этом случае вместо уравнений (5.5.2), (5.5.3) можно было бы записать уравнения, аналогичные (5.5.4), (5.5.5):

$$\frac{d\theta_e}{dt} + \sigma_{\theta_e} w = M_\theta + \frac{L}{c_p \overline{\Pi}} M_{q_v} + \frac{1}{\overline{\rho}} D_{\theta_e} , \tag{5.5.10}$$

$$\frac{d\theta_\ell}{dt} + \sigma_{\theta_\ell} w = M_\theta - \frac{L}{c_p \overline{\Pi}} \left(M_{q_{cц}} + M_{q_{rw}} \right) + \frac{1}{\overline{\rho}} D_{\theta_\ell} . \tag{5.5.11}$$

Величину Θ_e называют *эквивалентной потенциальной температурой,* а величину Θ_ℓ - *водной потенциальной температурой*. Формулы (5.5.6) и (5.5.7) дают приближенные значения для Θ_e и Θ_ℓ, соответствующие приближенному описанию фазовых переходов влаги выражениями M_φ ($\varphi = \theta, q_v, q_{cw}, q_{rw}$).

5.6. ***<u>УЧЕТ ОРОГРАФИИ</u>***

Мезомасштабные орографические неоднородности являются тем физическим фактором, адекватный учет которого едва ли не прежде всех других требует отказа от гидростатического приближения. Не случайно исторически первыми исследованиями в динамической метеорологии, выполненными на основе негидростатических уравнений, были работы по моделированию подветренных горных волн. Необходимость в

негидростатических уравнениях возникает, во всяком случае, как только наклон горы становится не намного меньше единицы[5]. Можно сформулировать следующий критерий применимости гидростатического приближения при описании атмосферных процессов над горами: *толщина рассматриваемого атмосферного слоя должна быть мала по сравнению с радиусом кривизны рельефа*. Поучительно применить этот критерий к традиционному колоколообразному рельефу

$$z = a^2 b \big/ \left(x^2 + b^2\right). \qquad (5.6.1)$$

Имея в виду расчет атмосферных движений в слое толщиной 10 км, потребуем, чтобы минимум радиуса кривизны рельефа (5.6.1), $r(x)$, достигаемый при x = 0, составлял 100 км (для практического применения это требование слишком жестко, но представляет интерес принципиальная оценка). Примем b = 10 км - фактическая протяженность протяженность препятствия при этом составляет 60 км (30 км от подошвы горы до вершины). Тогда находим, что $r(0) \geq$ 100 км, если высота $a^2/b \leq 500$ м, т.е. средний наклон такого препятствия (допускающего гидростатическое приближение) составляет 1/60.

Учет орографии в современных моделях осуществляется путем перехода к новой системе координат, в которой искривленная поверхность Земли становится координатной плоскостью. В негидростатических моделях (нередко и в гидростатических) в качестве такой системы обычно используется так называемая "*орографическая*" или "*сигма-Z*" система координат (ξ, η, ζ), которая в случае, если расчетная область ограничена сверху плоскостью Z= = const = H, имеет вид:

$$\xi = x,\ \eta = y,\ \zeta = \frac{z - \Gamma}{H - \Gamma} H, \qquad (5.6.2)$$

где $z = \Gamma(x, y)$ - форма рельефа.

Преобразование (5.6.2) представляет собой частный случай широко распространенного в динамической метеорологии преобразования координат, при котором временная и горизонтальные координаты сохраняются, а вертикальная координата заменяется новой "обобщенной вертикальной координатой". Таковы, наряду с ζ-координатой (5.6.2), p-координата, θ-координата, σ-координата Филлипса, а также различные комбинации этих координат.

Запись уравнений в координатах (ξ, η, ζ) осуществляется с помощью трех безразмерных коэффициентов: якобиана преобразования (5.6.2) G_0, характеризующего высоту рельефа, и двух коэффициентов G_1 и G_2, характеризующих наклон рельефа по осям X и Y, соответственно

$$G_0 = 1 - \frac{\Gamma}{H}, \quad G_1 = \left(\frac{\zeta}{H} - 1\right)\frac{\partial \Gamma}{\partial \xi}, \quad G_2 = \left(\frac{\zeta}{H} - 1\right)\frac{\partial \Gamma}{\partial \eta}. \qquad (5.6.3)$$

Поскольку $G_0 \neq 0$, преобразование (5.6.2) обратимое. Компоненты горизонтальной скорости в новой системе координат по величине остаются прежними:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{dx}{dt} = u, \quad \frac{d\eta}{dt} = \frac{dy}{dt} = v,$$

[5] Ниже мы укажем происхождение данной оценки.

а вертикальная скорость меняется:

$$\frac{d\zeta}{dt} = \frac{G_1 u + G_2 v + w}{G_0} \equiv \omega . \qquad (5.6.4)$$

неупругие уравнения неразрывности и движения (5.2.10), (5.2.11) в орографических координатах принимают вид (в скалярной форме):

$$\left(G_0 \bar{\rho} u\right)_\xi + \left(G_0 \bar{\rho} v\right)_\eta + \left(G_0 \bar{\rho} \omega\right)_\zeta = 0 \qquad (5.6.5)$$

$$\frac{du}{dt} - fv + \frac{C_p \bar{\theta}_{v\ell}}{G_0}\left[\frac{\partial}{\partial \xi}\left(G_0 \Pi\right) + \frac{\partial}{\partial \zeta}\left(G_1 \Pi\right)\right] = \frac{1}{\bar{\rho}} D_u \qquad (5.6.6)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{C_p \bar{\theta}_{v\ell}}{G_0}\left[\frac{\partial}{\partial \eta}\left(G_0 \Pi\right) + \frac{\partial}{\partial \zeta}\left(G_2 \Pi\right)\right] = \frac{1}{\bar{\rho}} D_v \qquad (5.6.7)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{C_p \bar{\theta}_{v\ell}}{G_0}\frac{\partial \Pi}{\partial \zeta} - \left[\lambda\theta + g\left(0.61 q_v - q_c - q_r\right)\right] = \frac{1}{\bar{\rho}} D_w \qquad (5.6.8)$$

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial \xi} + v\frac{\partial}{\partial \eta} + \omega\frac{\partial}{\partial \zeta} \qquad (5.6.9)$$

Внешний вид уравнений (5.2.12) и (5.2.13) сохраняется (с учетом нового содержания (5.6.9) оператора индивидуальной производной), только радиационный приток тепла в уравнении притока тепла (5.2.12) заменяется на

$$-\frac{1}{C_p G_0 \bar{\rho} \bar{\Pi}}\frac{\partial F}{\partial \zeta}$$

Представление дивергенции турбулентных потоков D_φ в новых координатах, как и в исходных, будет рассмотрено в следующей главе. Во всяком случае, поскольку в выражения для D_φ участвуют вторые производные, для гладкости преобразования (5.6.2) необходимо, чтобы рельеф Г обладал вторыми непрерывными производными.

Из (5.6.4), (5.6.6)-(5.6.8) может быть получено также уравнение для новой вертикальной скорости ω (турбулентные слагаемые и члены с параметром Кориолиса опускаем):

$$\frac{d\omega}{dt} - u^2\left(G_1/G_0\right)_\xi - uv\left[\left(G_2/G_0\right)_\xi + \left(G_1/G_0\right)_\eta\right] - v^2\left(G_2/G_0\right)_\eta - uw\left(1/G_0\right)_\xi - u\omega\left(G_1/G_0\right)_\zeta -$$
$$- vw\left(1/G_0\right)_\eta - v\omega\left(G_2/G_0\right)_\zeta + C_p \bar{\theta}_{v1}\left\{\left(G_1/G_0\right)\Pi_\xi + \left(G_2/G_0\right)\Pi_\eta + \left[\left(1 + G_1^2 + G_2^2\right)/G_0^2\right]\Pi_\zeta\right\} -$$
$$- \frac{\left[\lambda\theta + g\left(0.61 q_v - q_c - q_r\right)\right]}{G_0} = 0, \qquad (5.6.10)$$

откуда видно, что приближение статики

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \zeta} = \frac{G_0}{C_p \overline{\theta}_{v\ell}} \left[\lambda \theta + g\left(0.61 q_v - q_c - q_r\right) \right],$$ [6]

вообще говоря, требует ограничений и на высоту, и на крутизну, и на кривизну рельефа (в частности, малости абсолютной величины коэффициентов G_1/G_0, G_2/G_0 и их производных по ξ и η[7])

Вид уравнения неразрывности (5.6.5) указывает, что в новой системе координат роль плотности берет на себя произведение ($G_0 \overline{\rho}$). Это обстоятельство оказывается существенным при параметризации турбулентности над горами (см. § 6.3).

Из (5.6.5)-(5.6.10) находим, что уравнение (5.2.14) для восстановления давления приобретает вид:

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\left\{ \overline{\rho} C_p \overline{\theta}_{v\ell} \left[\frac{\partial}{\partial \xi}\left(G_0 \Pi\right) + \frac{\partial}{\partial \zeta}\left(G_1 \Pi\right) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial \eta}\left\{ \overline{\rho} C_p \overline{\theta}_{v\ell} \left[\frac{\partial}{\partial \eta}\left(G_0 \Pi\right) + \frac{\partial}{\partial \zeta}\left(G_2 \Pi\right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \zeta}\left\{ \overline{\rho} C_p \overline{\theta}_{v\ell} \left[G_1 \frac{\partial \Pi}{\partial \xi} + G_2 \frac{\partial \Pi}{\partial \eta} + \frac{1 + G_1^2 + G_2^2}{G_0^2} \frac{\partial \Pi}{\partial \zeta} \right] \right\} = F, \qquad (5.6.11)$$

где через F обозначены все слагаемые, не содержащие П. Из вида слагаемых со старшими производными

$$\overline{\rho} C_p \overline{\theta}_{v\ell} \left[G_0 \left(\frac{\partial^2 \Pi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \eta^2} \right) + \frac{1 + G_1^2 + G_2^2}{G_0^2} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \zeta^2} + 2 G_1 \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \xi \partial \zeta} + 2 G_2 \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \eta \partial \zeta} \right]$$

следует, что уравнение (5.6.11) сохраняет эллиптический вид при любой форме рельефа. Однако численное интегрирование требует теперь применения итерационных методов по всем координатным направлениям (не забудем, что не только коэффициенты G_i, i = 0,1,2, но и $\overline{\rho}$ и $\overline{\theta}_{v\ell}$ зависят теперь от всех пространственных переменных; и краевые условия по вертикали также содержат теперь переменные коэффициенты).

В связи с известной громоздкостью уравнений (5.6.5)-(5.6.11) в мезометеорологическом моделировании находит применение еще одна, "простейшая" орографическая система координат:

$$\xi = x, \ \eta = y, \ \zeta = z - \Gamma . \qquad (5.6.12)$$

Для преобразования (5.6.12) имеем в этой системе координат

$$G_0 \equiv 1, \quad G_1 = -\frac{\partial \Gamma}{\partial \xi}, \quad G_2 = -\frac{\partial \Gamma}{\partial \eta}. \qquad (5.6.13)$$

---

[6] Данная, более жесткая версия гидростатического приближения означает, что мы пренебрегаем ускорениями вдоль оси Z. Более мягкая версия состоит в пренебрежении ускорениями вдоль оси ζ, при сохранении ускорений вдоль осей ξ и η, частично включающих в себя ускорение вдоль оси Z. Соответствующее, более полное уравнение гидростатики можно получить, сохраняя целиком слагаемое $\left[\left(1 + G_1^2 + G_2^2\right)/G_0^2\right]\Pi_\zeta$, которое в только что приведеном уравнении урезано до Π_ζ / G_0^2.

[7] Как видно из уравнения (5.6.10), исключение составляют случаи слабого ветра (например ночью, в условиях сильной приземной инверсии), когда приближение статики может сохранять силу даже над сильно пересеченной местностью.

Преобразование (5.6.12) по сравнению с (5.6.2) имеет очевидное достоинство простоты, экономя время и память ЭВМ и, как мы только что видели, давая преимущество в построении эффективных численных алгоритмов. Недостаток же его связан с выбором краевых условий на верхней границе расчетной области $\zeta = \text{const}$, которая в случае использования (5.6.12) повторяет форму рельефа, а при использовании преобразования (5.6.2) совпадает с плоскостью $z = \text{const}$.

Пока мы довольствуемся упрощенными краевыми условиями, основанными на предположении о затухании тех или иных мезомасштабных возмущений с приближением к верхней границе, это различие двух преобразований несущественно. Но в ситуации, когда заметная часть энергии мезомасштабных возмущений переносится вверх за пределы расчетной области и на верхней границе требуется какая-либо разновидность условий открытых границ, искривленность верхней границы может оказаться существенным недостатком. Таким образом, необходимое условие применимости преобразования (5.6.12) - пологий рельеф местности.

Кроме неортогональных орографических координатных систем применялась и ортогональная система, полученная вращением исходной системы (x, y, z) таким образом, чтобы плоскость (x, y) перешла в плоскость, касательную к поверхности горы в данной точке. Однако эта система рассматривалась лишь для гидростатитческих уравнений и рельефа с постоянным наклоном.

Упомянем в заключение еще об одной обобщенной вертикальной координате, переводящей поверхность Земли в координатную плоскость - σ-*координате*. Полная система уравнений в σ-координатах так же, как и в p-координатах неоправданно громоздка. Фильтрованная неупругая ("квази-негидростатическая") система уравнений в σ-координатах, аналогичная системе в p-координатах, представленной в предыдущем параграфе. Недостаток этой системы тот же, что и системы в p-координатах: наличие быстрых волн Лэмба. Здесь этот недостаток усугублен тем, что даже в простейшем случае волны Лэмба не фильтруются надлежащим выбором краевого условия. В мезометеорологическом моделировании данная система до сих пор не использовалась.

Таким образом, "рабочими" методами учета орографии в мезометеорологическом моделировании и прогнозировании остаются в настоящее время (и, очевидно, останутся в моделях ближайших поколений) координатные преобразования вида (5.6.2) и (5.6.12). Выбор между ними связан с проблемой краевых условий на верхней границе расчетной области, которая пока не имеет общепринятого решения (см. ниже § 7.3).

Вопросы для самопроверки

1. Почему для описания мезомасштабных атмосферных процессов нецелесообразно использовать систему уравнений, применяемую для моделирования крупномасштабных процессов?
2. Почему при описании мезомасштабных атмосферных процессов целесообразно использовать негидростатические системы уравнений гидротермодинамики атмосферы?
3. Используя сведения, приведенные во Введении, поясните различия между крупно- и мезомасштабными атмосферными процессами с точки зрения механизмов их генерации. Как эти различия влияют на условия моделирования этих классов атмосферных процессов?
4. Перечислите уравнения, входящие в систему уравнений гидротермодинамики мезомасштабных атмосферных процессов и какие неизвестные переменные в этой задаче.
5. Перечислите, какие физические процессы параметризуются в задаче моделирования мезомасштабных процессов и поясните, почему необходимо их параметризовать.
6. С какой целью в системе уравнений, используемой для описания мезомасштабных процессов, используется функция Экснера, обобщенная виртуальная потенциальная температура и другие новые термодинамические переменные?
7. С какой целью вводится понятие "*фона*" и "*возмущений*" при конструировании системы уравнений локального прогноза погоды?
8. Почему нельзя использовать уравнение статики для исключения акустических волн в системе уравнений, используемой для моделирования мезомасштабных процессов?
9. Чем отличается гидростатическая система уравнений от негидростатической, уравнения мелкой конвекции от уравнений глубокой конвекции?
10. Объясните необходимость перехода от упругих к неупругим уравнениям при моделировании мезомасштабных метеорологических процессов.
11. Объясните необходимость перехода от декартовых к орографическим системам координат при моделировании мезомасштабных метеорологических процессов.
12. Почему в задаче моделирования мезомасштабных процессов необходимо учитывать орографию и как это осуществляется?
13. Чем различается орографическая и упрощенная орографическая системы координат? Их преимущества и недостатки.
14. Почему для условий сложной орографии нецелесообразно использовать упрощенную орографическую систему координат?
15. Почему при учете орографии подстилающей поверхности предпочтение отдается преобрзованным декартовым координатам, а не «p»- или «σ»-системам координат?

Глава 6. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПОДСЕТОЧНОГО МАСШТАБА

6.1. *ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПОДСЕТОЧНОЙ КОНВЕКЦИИ*

Как было показано в первой части, конвекция, являясь одним из наиболее важных физических процессов, формирующих мезомасштабные атмосферные процессы, трансформирует пространственно осредненные метеорологические поля посредством вертикального переноса тепла, влаги и импульса, а также за счет нагрева (охлаждения), возникающего в результате фазовых переходов атмосферной влаги (конденсации, испарения, плавления, замерзания). Все эти процессы являются крайне нелинейными и зависят сложным образом от крупномасштабного потока.

Тем не менее, начиная с работы Смагоринского (1956), в различных странах стали разрабатываться процедуры приближенного представления некоторых суммарных эффектов конвекции, за которыми постепенно установился термин «*параметризации кучевой конвекции*».

Процедуры параметризации кучевой конвекции преследовали две основные цели:

⇒ учесть приближенно конвективное перемешивание и конвективные осадки;

⇒ препятствовать образованию в численных моделях неустойчивой стратификации, которая может привести к вычислительной неустойчивости при использовании гидростатической системы уравнений.

В подавляющем большинстве случаев эти процедуры строились применительно к крупномасштабным гидростатическим моделям с горизонтальным шагом более 100 км. В этом случае характерные горизонтальные масштабы непосредственно разрешаемых движений и масштабы конвекции являются весьма различными. Это разделение пространственно-временных масштабов позволяет использовать с определенным основанием ряд упрощающих гипотез и понятий, таких как однородность конвективных облаков в пределах вычислительной ячейки, мгновенность или наперед заданную длительность конвективных процессов и т.д. На основании такого рода гипотез и данных о потенциальной неустойчивости, поступающих из прогностической схемы, строится приближенная модель конвективного облака или ансамбля кучевых облаков, решающая две отмеченные выше задачи. Практика использования процедур параметризации кучевой конвекции оказалась весьма полезной в задачах общей циркуляции атмосферы и численного прогноза в региональном масштабе.

Параметризация эффектов кучевой конвекции как функции разрешаемых моделью масштабов становится спорной при сетках с горизонтальным шагом порядка десятков километров, так как масштаб разрешаемых движений становится весьма близким к конвективному и большая часть упрощающих гипотез параметризации, основанная на значительных различиях в пространственно-временной структуре конвективных и непосредственно разрешаемых движений, становится мало оправданной. Поэтому в моделях с высоким разрешением, возможно, предпочтительней опустить концепцию параметризации кучевой конвекции в пользу явных описаний конденсации и испарения.

При рассмотрении вопроса о включении процедуры параметризации кучевой конвекции в мезомасштабную прогностическую модель необходимо исходить из кон-

кретного выбора исходной системы уравнений, горизонтального шага сетки и используемой методики параметризации подсеточной турбулентности.

При использовании мезомасштабной гидростатической модели включение процедуры параметризации кучевой конвекции, по-видимому, целесообразно даже при сравнительно высоком пространственном разрешении вычислительной сетки, поскольку такая модель не в состоянии воспроизвести достаточно хорошо глубокую конвекцию, а появляющаяся вертикальная неустойчивость температурной стратификации может вызвать вычислительную неустойчивость.

При использовании для прогноза негидростатической модели применение процедуры параметризации кучевой конвекции становится действительно спорным, поскольку исходные уравнения обеспечивают гораздо более полный учет сил плавучести, нежели приближенные соотношения в известных способах параметризации кучевой конвекции, а при использовании соответствующих методик параметризации микрофизики облаков - гораздо более точный расчет конвективных осадков. Если при этом плавучесть входит в параметризацию подсеточной турбулентности, то эффекты конвекции оказываются учтенными и на масштабах, не разрешаемых данной сеткой. Таким образом, для негидростатических мезомасштабных моделей, где кучевая конвекция может воспроизводиться непосредственно, введение её параметризации представляется менее обоснованным, чем в случае гидростатических моделей. Приближенное представление подсеточной конвекции будет неизбежно убирать элемент конвективной неустойчивости из модели, поэтому негидростатическая модель с процедурой параметризации кучевой конвекции будет автоматически лишена возможности воспроизведения конвективных систем, разрешаемых данной сеткой. Если шаг сетки настолько мал, что могут быть воспроизведены непосредственно крупные ансамбли (скопления) кучево-дождевых облаков (с горизонтальным размером ≈ 40-50 км), то производить параметризацию кучевой конвекции, по-видимому, не следует. Если шаг сетки в негидростатической модели настолько велик, что воспроизвести даже крупные массивы конвективной облачности не представляется возможным, то введение процедуры параметризации кучевой конвекции может оказаться полезным.

В настоящее время еще не выработалось единого подхода по вопросам применения параметризаций кучевой конвекции в мезомасштабных моделях. Опыт по применению параметризаций кучевой конвекции в мезомасштабных моделях в настоящее время еще очень мал, чтобы высказываться совершенно категорично в пользу их включения или исключения из моделей. Из общих соображений совершенно ясно лишь то, что с переходом к негидростатическим моделям и уменьшением пространственного шага сетки нужда в процедурах параметризации кучевой конвекции отпадает.

6.2. *ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ*

Согласно современным представлениям, как указывалось во Введении, устойчивое развитие многих мезомасштабных циркуляций, в том числе и наиболее опасных, а, следовательно, возможность их эффективного гидродинамического описания и предсказания, обусловлено двумя факторами:

⇒ спецификой внутренней динамической структуры этих процессов (высоким уровнем спиральности, подавляющим каскадную передачу энергии на инерционном участке спектра и препятствующим диссипации кинетической энергии турбулентности);

⇒ локальными устойчивыми вынуждающими воздействиями на нижней границе области, связанными с неоднородностью подстилающей поверхности - орографической, термической, аэродинамической (шероховатость), отражательной, тепло- и влагопроводящей.

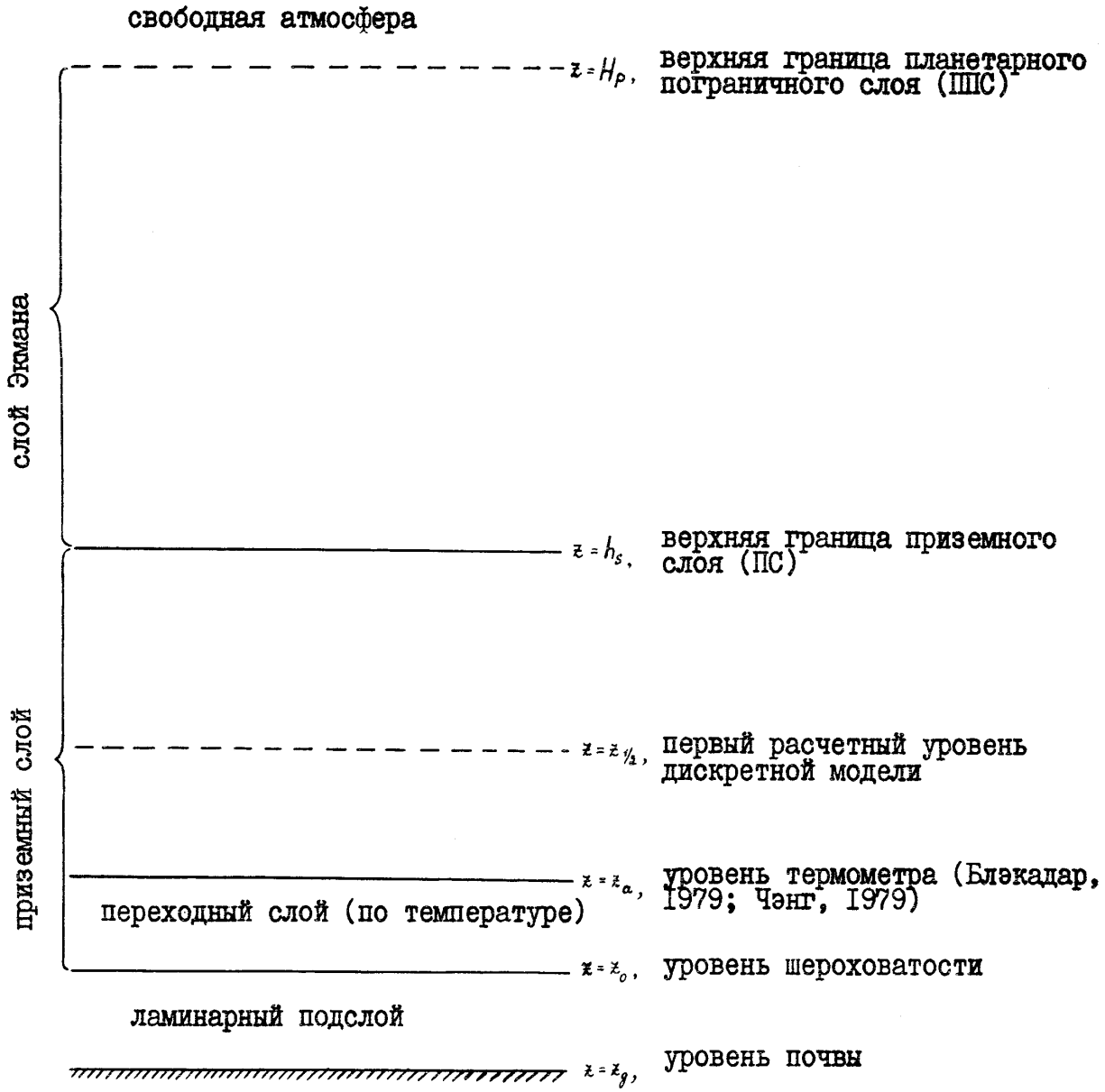


Рис 6.1. Схема строения нижнего слоя атмосферы

Учет неоднородности подстилающей поверхности оказывается, следовательно, одним из первостепенных условий успешности мезометеорологического прогнозирования. Но взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью совершается, как известно, через турбулентные процессы в планетарном пограничном слое (ППС). Таким образом, адекватное описание комплекса «подстилающая поверхность- атмосферная турбулентность» - необходимый элемент схемы гидродинамического локального прогноза.

Цель настоящего параграфа - дать картину существующих сегодня методов описания атмосферной турбулентности в плане их применения в схемах локального прогноза погоды. С аналитической точки зрения это означает указать методы представления слагаемых D_φ системы уравнений (5.1.1)-(5.1.4) и её последующих разновидностей через зависимые и независимые переменные этой системы в тех слоях атмосферы, где эта система применяется для описания мезомасштабных процессов, и указать заменяющие эту систему соотношения в других слоях.

На рис. 6.1 изображен схематически разрез нижней атмосферы применительно к дифференциации методов описания турбулентных процессов. Прокомментируем представленную здесь структуру в целом.

Наиболее универсальным элементом этой структуры является наличие *приземного слоя* (ПС) постоянных турбулентных потоков. Данный слой особенно развит в дневных условиях неустойчивой стратификации, когда его толщина может достигать 100 м и более. В ночных условиях устойчивой стратификации толщина ПС убывает до 10 м и менее. С точки зрения гидродинамического описания, характерной чертой ПС является безусловное преобладание теории подобия над другими методами параметризации. Напротив, в вышележащем переходном слое, который называется *свободный пограничный слой* (или слое Экмана) методы теории подобия играют в настоящее время второстепенную роль, уступая так называемым К-параметризациям, особенно при детальном описании ППС. Далее, само представление о слое Экмана конечной толщины, подразумевающее наличие верхней границы ППС, выше которой турбулентности «нет», не бесспорно. Это представление может быть использовано главным образом для дневных условий. Применительно к задаче локального прогноза, может быть, предпочтительнее другая концепция, согласно которой вся атмосфера представляет собой, в некотором смысле пограничный слой (подробнее см. ниже). Наконец, как изображено на рис.6.1, в пределах ПС, на основе тех или иных признаков, обособляются внутренние слои со своими методами параметризации в каждом. Мы коротко опишем также и эти методы.

Приземный слой

Между поверхностью Земли, z_g, и уровнем шероховатости, z_0, располагается *ламинарный подслой,* в котором господствуют силы молекулярной вязкости. Что касается распределения скорости и давления (функции Экснера), наличие этого подслоя обычно не учитывают, принимая, что всюду в нем

$$u = v = w = 0$$

и что

$$P(z_0) = P(z_g), \quad \Pi(z_0) = \Pi(z_g).$$

Во многих моделях ламинарный подслой не учитывают также и для полей температуры и влажности, принимая

$$\Theta(z_0) = \Theta(z_g), \quad Q_v(z_0) = Q_v(z_g). \tag{6.2.1}$$

Однако для этих величин имеется соотношение между их значениями при $z = z_g$ и $z = z_0$, и при более детальном мезометеорологическом моделировании их учитывают, принимая

$$\Theta(z_0) - \Theta(z_g) = 0{,}0962(\theta_*/K_0)(u_* z_0/\upsilon)^{0,45},$$

$$Q_v(z_0) - Q_v(z_g) = 0{,}0962(q_*/K_0)(u_* z_0/\upsilon)^{0,45}, \tag{6.2.2}$$

где u_*, θ_*, q_* - масштабы скорости, температуры и влажности в теории подобия для ПС, о которых будет сказано ниже. Необходимость в тех или иных соотношениях между значениями Θ и Q_v при $z = z_g$ и $z = z_0$ связана с тем, что балансы тепла и влаги на поверхности земли формулируются в терминах $\Theta(z_g)$ и $Q_v(z_g)$ (см. § 7.4), а выражения для вертикальных турбулентных потоков в ПС, согласно теории подобия, - в терминах $\Theta(z_0)$ и $Q_v(z_0)$. В результате без привлечения соотношений (6.2.1) или (6.2.2) система соотношений оказывается незамкнутой.

Высота уровня шероховатости, $z = z_0$, характеризует аэродинамические свойства подстилающей поверхности и изменяется от 0,001 см (гладкая ледяная поверхность) до 1-3 м (высокая городская застройка). Конкретное значение z_0 над водной поверхностью определяют по формуле Чарнока (1955)

$$z_0 = C_0 u_*^2/g, \tag{6.2.3}$$

где C_0 по данным наблюдений оценивают для разных ситуаций весьма различно - в диапазоне 0,008÷0,05[8]. В мезометеорологических моделях обычно C_0 принимают равным 0,032 или 0,035[9] с дополнительным ограничением

$$z_0 \geq 0{,}0015 \text{ см}. \tag{6.2.4}$$

Над сушей величину z_0 определяют из таблиц, составленных по данным измерений, по построенным на их основе эмпирическим графикам и т.п. Для не слишком высокой растительности в логарифмических координатах z_0 в среднем линейная функция высоты. В условиях орографической неоднородности величину z_0, следуя Леттау, нередко определяют по эмпирической формуле как долю от высоты орографии или городской застройки.

Выражения (6.2.3) и (6.2.4) непосредственно служат для описания потока импульса. Шероховатости для описания потоков тепла и влаги $z_{0\theta}$ и z_{0q} в общем случае даются выражениями

---

[8] Зависимость (6.2.3) относится к режимам не слишком слабых ветров («вполне шероховатое обтекание»).

[9] В настоящее время значение C_0 принято равным 0,0185.

$$z_{0_\theta} = \upsilon_\theta \Big/ \left(K_\theta u_*\right), \qquad z_{0_q} = \upsilon_q \Big/ \left(K_q u_*\right),$$

где υ_θ и υ_q - коэффициенты молекулярной диффузии для тепла и влаги. В мезометеорологических моделях до настоящего времени чаще всего принимают $z_{0_\theta} = z_{0_q} = z_0$, но при детальном моделировании с нижним расчетным уровнем на высоте 1-2 м и менее используют соотношения:

$$\ln\left(z_0/z_{0_\theta}\right) = 0{,}2\left(30\,u_* z_0/\upsilon\right)^{0{,}45}\left(\upsilon/\upsilon_\theta\right)^{0{,}8},$$

$$\ln\left(z_0/z_{0_q}\right) = 0{,}2\left(30\,u_* z_0/\upsilon\right)^{0{,}45}\left(\upsilon/\upsilon_q\right)^{0{,}8}. \qquad (6.2.5)$$

Если покрытие таково, что на высоте z_0 воздушный поток уже заметно турбулизирован, вводится поправочная величина **d,** «*называемая «высотой вытеснения»*, которую также принимают различной для разных типов покрытия и определяют по таблицам, эмпирическим зависимостям и графикам. Как и z_0, в логарифмических координатах величина d в среднем является линейной функцией высоты растительного покрова. Для высокой растительности величина d заключена обычно между половиной и целой высотой растительности и изменяется от нескольких сантиметров (трава) до 20 м (высокий лес). Сравнительно с величиной z_0, значение d обычно в несколько раз больше (среднее соотношение $d = 4z_0$). Учет d заключается в том, что z_0 отсчитывают от высоты $z = d$, а в выражениях для универсальных функций Φ и ψ (см. ниже) вместо z фигурирует «эквивалентная высота» $(z - d)$. Согласно современным представлениям, аналогично параметру шероховатости и высоту вытеснения следует принимать различной для потоков импульса, тепла и влаги.

Неоднородность подстилающей поверхности по её шероховатости и высоте вытеснения (как, впрочем, и остальных характеристик) приводит к формированию внутренних пограничных слоев, влияющих на циркуляционный режим в нижней тропосфере. Учет шероховатости над водоемами согласно (6.2.3), (6.2.4) - общепринят, а переменная шероховатость суши учитывается реже, хотя изменчивость z_0 над сушей выше, чем над водой. Характерный диапазон изменения z_0 над сушей в мезометеорологических моделях при прогностических схемах составляет от 1 см до 1м.

Концепция параметра z_0, как она фигурирует в теории подобия для ПС и используется в большинстве моделей, предполагает однородную подстилающую поверхность. В условиях выраженной неоднородности вводят среднюю «*эффективную шероховатость*». В случае, если эффективная шероховатость используется в контексте теории подобия, физически адекватных результатов можно ожидать лишь при $z > 2\delta$, где δ - высота основных препятствий, а для расчета потоков при меньших z теория подобия для ПС должна быть модифицирована.

Другой подход к выбору параметра z_0 основан на использовании зависимости z_0 от *геострофического коэффициента трения* $\left(u_* \big/ V_G\right)^2$, здесь V_G - скорость геострофического ветра на верхней границе ППС.

Выше уровня $z = z_0$ располагается собственно ПС, в котором вертикальные турбулентные потоки определяются на основе теории подобия. Это традиционное положение получило дальнейшее уточнение в работах Блэкэдара, указавшего, что только поле скорости подчиняется теории подобия вниз вплоть до уровня $z = z_0$, а в поле температуры имеется тонкий слой, примыкающий к уровню $z = z_0$, в котором совершается переход от режима, определяемого радиационными процессами (в нижней части слоя), к режиму, определяемому турбулентными процессами (в верхней части слоя). Отвлекаясь от суточных колебаний верхней границы этого слоя $z = z_a$, уровень z_a отождествляется с уровнем метеорологической будки и условно принимается $z_a - z_0 = 1$ м.

При $z > z_0$ (или $z > z_a$ для температуры) расчет ведется на основе системы (5.1.1)-(5.1.4), и возникает проблема параметризации вторых моментов

$$\overline{u_i'\varphi'}, \quad \varphi = u_j, \theta, q_v; \quad i, j = 1,2,3, \tag{6.2.6}$$

поскольку слагаемые D_φ в этих уравнениях имеют вид

$$D_\varphi = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\rho\,\overline{u_j'\varphi'}\right); \quad \varphi = u_i, \theta, q_v; \quad i, j = 1,2,3. \tag{6.2.7}$$

В соотношениях (6.2.7) предполагается суммирование по повторяющемуся индексу.

Основой определения вторых моментов для ПС в современных моделях остается, как уже отмечалось, теория подобия Монина-Обухова, согласно которой в приземном слое

$$\overline{u_i' u_3'} = -c_D\left(u^2 + v^2\right)^{1/2} u_i; \quad c_D = 1/\Phi^2; \quad i = 1,2$$

$$\overline{q' u_3'} = -c_H\left(u^2 + v^2\right)^{1/2} \Delta F; \quad c_H = 1/(\Phi\Psi); \quad f = \theta, q_v, \tag{6.2.8}$$

а масштабы u_* (скорость трения), θ_* (потоковая температура) и q_* равны

$$u_* = K_0\left(u^2 + v^2\right)^{1/2}/\Phi;$$

$$f_* = K_0 \Delta F/\Psi, \quad f = \theta, q_v. \tag{6.2.9}$$

В выражениях (6.2.8) и (6.2.9) ΔF - разность между значениями величины F на уровнях $z = z_0$ или $z = z_a$ и данном уровне z, который будем обозначать как $z_{1/2}$, а Φ и Ψ - универсальные функции двух безразмерных аргументов: $z_{1/2}/z_0$ (для температуры θ по Блэкэдару - $z_{1/2}/z_a$) и ζ. При данном $z_{1/2}$ значение первого аргумента дается непосредственно или (в случае $z_{1/2}/z_a$) связывает уравнение (6.2.10) (см. ниже) с уравнени-

ем для Θ_a. Значение второго аргумента $\zeta = z_{1/2}/L$ (L - масштаб длины Монина-Обухова), должно быть найдено как решение уравнения

$$\zeta = Ri_B \frac{\Phi^2}{\Psi}, \quad Ri_B = \frac{g z_{1/2} \Delta\Theta}{\left(u^2 + v^2\right)\Theta}, \tag{6.2.10}$$

где u, v, Θ в выражении для коэффициента уравнения, массового числа Ричардсона Ri_B, вычисляются $z = z_{1/2}$.

Теория подобия применяется для расчета приземных турбулентных потоков в большинстве мезометеорологических моделей с детальным описанием ППС, а также нередко и в моделях с грубым (~ 0.5 км) разрешением по вертикали. Целесообразность её использования в негидростатических схемах локального прогноза не вызывает сомнений. Из выражений (6.2.5)-(6.2.9) видно, что практическая реализация теории подобия в прогностической модели сводится к расчету Ri_B по данным, имеющимся в модели, и к решению уравнения (6.2.10).

В заключение отметим, что соотношения теории подобия позволяют рассчитать только величины вертикальных турбулентных потоков.

Свободный пограничный слой и свободная атмосфера

Атмосферная турбулентность существенно влияет на процессы обмена импульсом, теплом и влагой не только в пределах приземного слоя (ПС), но и в свободном пограничном слое (СПС), а также в зонах значительных градиентов скорости ветра в свободной атмосфере (эффект *турбулентности ясного неба*).

Описание турбулентности за пределами ПС отличается большим, чем в ПС, разнообразием не только конкретных формулировок, но и принципиальных подходов. Опишем только «*К-параметризации*», выражающие турбулентные напряжения и потоки с помощью коэффициентов обмена, поскольку этот подход до настоящего времени, безусловно, преобладает и очевидно останется преобладающим в моделях ближайших поколений.

Все *К-параметризации* в методическом отношении распадаются на три класса:

1) эмпирические одномерные формулировки, адаптированные к экспериментальным данным;
2) формулировки, которые могут быть аргументированы, исходя из трехмерной системы уравнений для вторых моментов;
3) гибридные способы, т.е. способы из первого класса, усовершенствованные за счет привлечения уравнений для вторых моментов, и способы из второго класса, существенно модифицированные эвристически.

Данная классификация условна, но она упорядочивает многочисленные способы в отношении их теоретической и/или экспериментальной обоснованности, а также и хронологически.

<u>Эмпирические К-параметризации</u> рассматривают только вертикальные (осредненные по x, y) напряжения и потоки, полагая

$$\overline{w'\varphi'} = -K \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \tag{6.2.11}$$

Здесь, в свою очередь, имеется два подкласса представления ***K***:

⇒ представления, в которых зависимость от координаты z дана явно,

⇒ представления, в которых ***K*** явно зависит только от искомых величин и уже через них неявно от z.

Явные K-формулы экономичны, удобны и будучи применяемы в ситуациях, адекватных физическим предпосылкам, на которых они основаны, гарантируют репрезентативные в среднем результаты. Но с точки зрения специфики локального прогноза им свойственен ряд недостатков:

1) применимость данных формул ограничена СПС, тогда как область локального прогноза должна включать тропосферу, в а районе тропопаузы турбулентность нередко не менее активна, чем в СПС;
2) применение данных формул сопряжено с априорными допущениями, например, о величине H_p и/или h_s. Эти допущения могут варьироваться и оправдывать себя применительно к отдельным расчетам, но в контексте схемы оперативного прогноза они менее уместны;
3) сходная потребность «адаптации» к специфике конкретного процесса возникает не только в отношении параметров внутри формулы, но и в отношении методики в целом. Необходимость варьировать формулы и/или методику для расчета коэффициента турбулентности - результат невысокой чувствительности априорно задаваемых профилей $K(z)$ к структуре (и, прежде всего к устойчивости) осредненного потока;
4) Фиксированная зависимость $K(z)$ исключает адекватное описание внутренних пограничных слоев, возникающих в атмосфере вследствие неоднородностей подстилающей поверхности и определяющих особенности местных циркуляций.

Неявные эмпирические формулировки соотносят величину K не с высотой z непосредственно, а со значениями искомых функций и их производных при заданном z. Все эти формулировки имеют вид:

$$K = l^2\left(u_z^2 + v_z^2\right)^{1/2} f(Ri),$$

$$Ri = \frac{g}{\Theta_{vl}}\frac{\partial\Theta_{vl}}{\partial z}\Big/\left(u_z^2 + v_z^2\right), \qquad (6.2.12)$$

отличаясь видом универсальной функции ***f*** и выражением для масштаба турбулентности *l*, характеризующего масштаб энергетически преобладающих турбулентных вихрей.

Выражение для *l* формулируют, исходя из того, что при малых z $l \sim k_0 z$, а при больших z $l \sim$ const.=l_∞:

$$l = k_0 z \Big/ \left[1 + (k_0 z)/l_\infty\right]. \qquad (6.2.13)$$

К обсуждению определения величины *l* мы вернемся ниже.

Выражения для универсальной функции $f(Ri)$ также многочисленны. Следующая формулировка принадлежит к числу наиболее апробированных на материалах наблюдений:

$$f(\mathrm{Ri}) = \begin{cases} (1 - 18\,\mathrm{Ri})^{1/2}, & \text{если} \quad \mathrm{Ri} \le 0 \\ (1 - 5\,\mathrm{Ri})^{2}, & \text{если} \quad \mathrm{Ri} \ge 0 \end{cases} \tag{6.2.14}$$

Принципиальный дефект всех эмпирических формул, как явных, так и неявных, - их квазиодномерный характер, неучет горизонтальных сдвигов (скорости, температуры, влажности) как факторов развития турбулентности. Вместе с тем, во многих случаях (фронты, линии шквалов, границы кучевых облаков) горизонтальные сдвиги так же важны, как и вертикальные. Например, летом над сушей сильные бури конвективного происхождения обычно связаны именно с горизонтальными неоднородностями характеристик влажнонеустойчивой воздушной массы в ППС. Масштабный анализ позволяет заключить, что учет горизонтальной диффузии становится важным при шагах сетки 30 км и менее.

Задача адекватного описания трехмерной турбулентности требует обращения к уравнениям для вторых моментов.

Параметризация, содержащая представление всех вторых моментов, первоначально развивалась как параметризация подсеточной турбулентности (осреднение полных полей по объему расчетной ячейки), исходя из анализа размерностей для вихрей, принадлежащих инерционному участку турбулентного спектра.

В параметризации, о которой идет речь, - её обычно называют «нелинейной турбулентной вязкостью» - анизотропная часть тензора рейнольдсовых напряжений пропорциональна тензору деформации, а потоки скалярных величин пропорциональны производным этих величин по соответствующим направлениям (здесь и далее предполагаем суммирование по повторяющемуся индексу):

$$\overline{u_i' u_j'} = \frac{2}{3}\delta_{ij} E - K_m D_{ij}, \quad E = \frac{1}{2} u_k' u_k', \quad D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k};$$

$$\overline{u_i' \varphi_j'} = -K_{\varphi i}\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \quad \Phi = \Theta, Q_v; \quad i, j = 1,2,3. \tag{6.2.15}$$

Кинетическая энергия турбулентности E пропорциональна квадрату полной деформации

$$E = c^2 \Delta^2 Def^2, \quad Def^2 = D_{ij} D_{ij}, \tag{6.2.16}$$

А коэффициент турбулентного обмена для импульса, K_m, и коэффициенты обмена для скалярных величин Φ, $K_{\varphi i}$, пропорциональны $E^{1/2}$:

$$K_m = c_1 \Delta E^{1/2}, \quad K_{\varphi i} = c_{\varphi i} K_m, \quad i = 1, 2, 3. \tag{6.2.17}$$

Постоянная величина Δ называется «*масштабом расчетной сетки*». Она аналогична масштабу турбулентности l эмпирических параметризаций и «главному масштабу длины» в моделях, основанных на осреднении по ансамблю (см. ниже). Если сетка равномерная, Δ равен шагу сетки. Если же

$$\Delta x \approx \Delta y \approx \Delta z, \tag{6.2.18}$$

$$\Delta = \left(\Delta x \Delta y \Delta z\right)^{1/3}. \qquad (6.2.19)$$

Величины c, $c_1, c_{\varphi i}$ в этой параметризации - постоянные и несколько варьируются, составляя примерно

$$c^2 = 0.08; \quad c_1 = 0.2; \quad c_{\varphi i} = 2.5; \quad i = 1, 2, 3. \qquad (6.2.19)$$

Обе параметризационные схемы (6.2.15)-(6.2.17) плюс (6.2.19) оправданы, если масштаб параметризуемых вихрей лежит внутри инерционного участка турбулентного спектра. Это ограничивает шаг дискретной сетки величиной 50÷100 м. Поэтому дальнейшие разработки имели целью обобщить методику на случай больших пространственных масштабов осреднения. В этом направлении были предложены две основные модификации.

С одной стороны, для кинетической энергии подсеточной турбулентности вместо диагностической параметризации (6.2.16) было введено полное эволюционное уравнение

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j E\right) + \left(\overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3}\delta_{ij} E\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{g}{\theta_{vl}}\overline{w'\theta_{vl}'} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(0.2\rho l_m E^{1/2}\frac{\partial E}{\partial x_j}\right) + 0.7\frac{E^{3/2}}{l_\varepsilon}, \qquad (6.2.20)$$

в котором полагалось

$$l_m = l_\varepsilon = \Delta. \qquad (6.2.21)$$

Выражение для третьего слагаемого в (6.2.20) дается соотношением (6.2.15), а с методикой расчета четвертого слагаемого связана вторая модификация.

Термодинамические процессы были сформулированы в терминах водной потенциальной температуры Θ_l и общего влагосодержания Q_t (см. (5.5.7),(5.5.9)), трактуемых как квазиконсервативные величины. Следствием этого явилась возможность отказаться от традиционного предположения о единообразном (насыщенном или ненасыщенном) состоянии всего объема расчетной ячейки $\Delta x \Delta y \Delta z$. Такое предположение становится неприемлемым, когда величина Δ возрастает до нескольких сот метров. В этом случае предполагается вероятностное распределение Θ_l и Q_t по общему нормальному закону в данный момент времени внутри данного объема $\Delta x \Delta y \Delta z$. При этом, в частности, жидкая фаза может присутствовать, даже если среднее по ячейке состояние ненасыщенное.

Параметризация (6.2.15), (6.2.17), (6.2.20) представляют собой упрощенный вариант модели турбулентности «уровня 2.5» Ямады и Мэллора в контексте концепции подсеточной турбулентности и позволила увеличить шаги расчетной сетки на порядок ($\Delta x = \Delta y = 1$ км, $\Delta z = 400$ м) и вести расчет в условиях глубокой конвекции.

Оценивая данное направление в целом в контексте задачи локального прогноза, надо отметить следующее. Основное достоинство данного направления - физически обоснованный учет <u>горизонтальных</u> турбулентных напряжений и потоков. Однако в рамках достаточно простых представлений типа (6.2.15) этот учет достигается ценой упрощающих предположений о принадлежности параметризуемых турбулентных

вихрей инерционному интервалу спектра[10]. В свою очередь это означает, что шаги расчетной сетки

1) достаточно малы и
2) достаточно однородны,

так что масштаб осреднения может быть охарактеризован единственной величиной Δ. Первое ограничение может быть ослаблено посредством модификаций, приемлемых с точки зрения объема дополнительных вычислений, но что касается второго ограничения (6.2.18), оно представляется более принципиальным. Схема локального прогноза должна оперировать с сеткой, в которой $z_{min}/z_{max} \sim 10^{-2}$, а $z_{min}/\Delta x \sim 10^{-3}$, что включает трактовку подсеточной турбулентности как квазиизотропной и её параметризацию на основе единого масштаба Δ (6.2.19). Упомянем также затруднение, возникающее при параметризации тензора турбулентных напряжений $\overline{u_i' u_j'}$ с использованием разных масштабов Δ в разных диагональных членах тензора: если параметризовать, согласно (6.2.15), лишь анизотропную часть тензора, дивергенция тензора утрачивает диссипативный смысл.

Таким образом, ни эмпирические одномерные формулировки турбулентных потоков и напряжений, ни трехмерные формулировки, обоснованные уравнениями для вторых моментов, не обладают комплексом свойств, вполне удовлетворяющих требованиям модели локального прогноза: первые не дают описания горизонтальных напряжений и потоков, а вторые для описания этих потоков требуют либо квазиоднородной расчетной сетки, либо применения модели «уровня 4», т.е. в любом случае - неприемлемо большого объем вычислений. Мы должны заключить, что задача описания турбулентности в модели локального прогноза еще ожидает своего достаточного решения. В моделях последних лет наметилась тенденция по использованию «гибридных» схем параметризации турбулентности, в которых гибридность проявляется в двух аспектах:

1) эволюционное уравнение (6.2.20) для кинетической энергии E совмещается с возвращением к одномерным формулировкам эмпирических параметризаций коэффициента обмена и масштабу турбулентности l;
2) концепция «масштаба расчетной сетки», характерная для теории подсеточной турбулентности, совмещается с концепцией «основного масштаба длины», характерного для техники осреднения по ансамблю.

Необходимость использования в параметризационной схеме эволюционного уравнения (6.2.20) для кинетической энергии турбулентности является в настоящее время общепризнанной. При этом обычно ограничиваются лишь одномерной параметризацией, согласно (6.2.11), где коэффициент обмена для импульса полагают

$$K_m = c_m l_m E^{1/2}. \qquad (6.2.22)$$

Постоянную c_m в (6.2.22) в разных моделях меняют (в зависимости от стратификации) в пределах 0.0256÷0.2.

---

[10] Мы не касаемся здесь методов более полного описания турбулентности на основе решения полной системы уравнений для вторых моментов. Эти методы позволяют обоснованно описывать турбулентность за пределами инерционного участка спектра, но по своей вычислительной дороговизне они не могут найти применение в прогностических моделях ближайших поколений.

Поскольку E определяется из полного уравнения, центр тяжести эвристических модификаций переносится на формулировку масштаба турбулентности l_m. Укажем здесь лишь наиболее распространенные и/или принципиальные подходы.

В рамках формулировки (6.2.13) предложено выражение для l_∞, допускающее сколь угодно большие значения этой величины:

$$l_\infty = \alpha \left(\int_0^\infty E\,z\,dz \right) \Big/ \left(\int_0^\infty E\,dz \right), \qquad \alpha \approx 0.1. \tag{6.2.23}$$

Представление (6.2.23) широко распространено в настоящее время, и его апробация показала, между прочим, невысокую чувствительность результатов к значению коэффициента α.

В развитие данных представлений было предложено различать в уравнении (6.2.23) два масштаба длины, l_m и l_ε, полагая последний

$$l_\varepsilon = 0.7\, l_m \Big/ \left(0.19 + 0.51\, {l_m}/{\Delta} \right), \tag{6.2.24}$$

где l_ε - масштаб, характеризующий скорость диссипации турбулентной энергии и тем самым размеры вихря в целом в отличие от l_m, характеризующего прежде всего вертикальные размеры вихря.

При равенстве горизонтальных и вертикальных масштабов соотношение (6.2.24) дает $l_\varepsilon = l_m$, а при неравенстве учитывается преобладание горизонтального масштаба над вертикальным $l_\varepsilon > l_m$.

Последнее направление в представлении масштаба l_m, которое следует отметить, - формулировка прогностического уравнения для l_m. Однако эта параметризация пока не нашла применения в моделях мезометеорологии.

Подводя итог вышеописанным тенденциям, надо признать значительный прогресс, достигнутый на их основе, в частности, на основе модели «уровня 2.5» и её упрощенного варианта. Что же касается упомянутой выше существенной для локального прогноза задачи описания горизонтальных турбулентных потоков в негидростатическом приближении и в условиях сильной неоднородности расчетной сетки, то удовлетворительного решения здесь пока не найдено. Модель «уровня 2.5» дает выражения для всех напряжений и потоков, однако, поскольку она основана на пренебрежении большей частью анизотропных эффектов, использование этих выражений для горизонтальных напряжений и потоков, очевидно, не слишком оправданно. Можно предположить, что параметризация типа (6.2.11), (6.2.20), (6.2.23) с одной из упомянутых формулировок для масштабов турбулентности, l_m и l_ε, или модель «уровня 2.5» Ямады и Мэллора, пополненные мотивированным учетом основных эффектов горизонтальной мезомасштабной диффузии, станут основой описания турбулентности в схемах локального прогноза ближайших поколений.

6.3. *ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАД ГОРАМИ*

Хотя мезомасштабные орографические неоднородности заметно активизируют турбулентные процессы, нередко превращая их в фактор первостепенного значения, учет орографии в схемах параметризации турбулентности принадлежит к наименее устоявшимся аспектам мезометеорологического моделирования. Здесь особенно широко привлекаются упрощающие предположения и эвристические приемы. В силу этого, а также в силу громоздкости аналитического материала, мы ограничимся кратким и преимущественно качественным освещением этого вопроса.

В методах параметризации подсеточной турбулентности уже само осреднение турбулизированных полей над горами выполняется по-разному.

В более полных моделях, ориентированных на описание трехмерной турбулентности, оперирующих негидростатическими уравнениями, квазиоднородными сетками и схемой нелинейной турбулентной вязкости, осреднение выполняют непосредственно в исходной системе координат

$$\overline{\varphi}(t,x,y,z)=\left(\int\limits_{-\Delta z/2}^{\Delta z/2}\int\limits_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2}\int\limits_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2}\varphi(t,x+x',y+y',z+z')\,dx'\,dy'\,dz'\right)\Big/(\Delta x\,\Delta y\,\Delta z)$$

В этом случае вторые моменты параметризуют согласно схеме типа (6.2.15)-(6.2.19) и замкнутую таким образом систему уравнений для осредненного движения преобразовывают затем в орографическую систему координат.

В упрощенных моделях, ориентированных на квазиоднородную параметризацию турбулентности, оперирующих гидростатическими уравнениями, сильно неоднородными сетками и эмпирическими К-теориями, осреднение выполняется после записи уравнений в орографических координатах (здесь и ниже мы используем терминологию и обозначения § 1.6) с учетом эффектов криволинейности расчетной ячейки:

$$\overline{\varphi}(t,\xi,\eta,\zeta)=\left(\int\limits_{-\Delta\zeta/2}^{\Delta\zeta/2}\int\limits_{-\Delta\eta/2}^{\Delta\eta/2}\int\limits_{-\Delta\xi/2}^{\Delta\xi/2}\int\limits_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2}\varphi(t,\xi+\xi',\eta+\eta',\zeta+\zeta')\,dt'\,d\xi'\,d\eta'\,d\zeta'\right)\Big/(\Delta t\,\Delta\xi\,\Delta\eta\,\Delta\zeta) \tag{6.3.1}$$

В этом случае возникает задача параметризации вертикальных потоков в новой системе координат

$$\rho G_0\,\overline{\omega'\varphi'},\qquad \varphi=u,v,\theta\,, \tag{6.3.2}$$

которую решают, предполагая гору пологой, а потоки (6.3.1) в направлении ζ - близкими к потокам в направлении z:

$$\rho G_0\,\overline{\omega'\varphi'}\approx\rho\,\overline{w'\varphi'} \tag{6.3.3}$$

и получая окончательно одномерную параметризацию

$$\overline{\omega'\varphi'}=-\frac{1}{G_0^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(K_\varphi\frac{\partial\varphi}{\partial\zeta}\right). \tag{6.3.4}$$

Поскольку в (6.3.2) роль плотности выполняет выражение (ρG_0), для того, чтобы можно было пренебречь пульсациями этой величины, необходимо, чтобы якобиан G_0 и его производные не сильно менялись в пределах расчетной ячейки. Более общее условие гласит, что для выполнения параметризации на основе осреднения (6.3.1) необходимо, чтобы изменения величин $1/G_0$, G_1/G_0 и G_2/G_0 в пределах расчетной ячейки были относительно малы. Из других соображений для описания турбулентности над горами необходимо выполнение условия

$$\left(\frac{G_1}{G_0}\frac{\Delta x}{\Delta z}\right)^2 + \left(\frac{G_2}{G_0}\frac{\Delta y}{\Delta z}\right)^2 \le 1,$$

где $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ размеры криволинейных расчетных ячеек, соответствующих прямоугольным ячейкам в ζ-координатах.

Как было замечено выше, в основе представлений типа (6.3.4) лежит предположение о пологости рельефа. Тем не менее, данная методика не без успеха эвристически использовалась в условиях «мезомасштабных» крутизны и кривизны склонов (граничной величиной для крутизны, разделяющий рельеф синоптического и мезомасштаба, принято считать 0.01; эта величина условно принимается в качестве верхнего предела для характерных наклонов макромасштабного рельефа и нижнего предела для характерных наклонов мезомасштабного рельефа).

В методическом плане большей независимостью от выбора системы координат и принципиальной отчетливостью обладает методика, основанная на осреднении по ансамблю и уравнениях для вторых моментов. Однако и здесь в конкретных расчетах принимают формально оправданное лишь для пологих и мало искривленных рельефов «приближение пограничного слоя», сохраняя производные только по нормали к границе и пренебрегая эффектами, связанными с переменными размерами расчетных ячеек и криволинейностью координатных. Впрочем, как и при осреднении по расчетным ячейкам и даже еще заметнее, названные упрощения начинают сказываться на структуре осредненных полей, очевидно, лишь при значительной крутизне и кривизне рельефа.

Отдельного упоминания заслуживает расчет турбулентных потоков в приземном слое, поскольку в большинстве случаев он выполняется согласно теории подобия, хотя последняя основана, как известно, на предположении о горизонтальной однородности ПС. В мезометеорологических моделях, учитывающих орографию, обобщение теории подобия производится простейшим способом, локально: в выражениях (6.2.7) под u и v понимаются скорости в орографической системе координат. Надо сказать, что результаты измерений оправдывают данную методику, поскольку именно вертикальные потоки - т.е. как раз те, которые даются теорией подобия - меньше всего изменяются под действием горизонтальных неоднородностей.

Таким образом, в том, что касается представления турбулентности над горами в схемах локального прогноза, скорее, чем в других вопросах, можно говорить о преимуществах техники осреднения по ансамблю перед техникой осреднения по сеточному объему.

6.4. *ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ МИКРОФИЗИКИ ОБЛАКОВ И ОСАДКОВ*

В настоящее время существуют численные модели образования облаков и осадков с детальным расчетом микрофизики, однако использование их в прогностической практике требует значительных ресурсов ЭВМ, так как при этом резко возрастает количество используемых переменных и объем вычислений.

С другой стороны, крайне упрощенный подход к моделированию облаков и осадков, используемый в крупномасштабных прогностических моделях и состоящий, как правило, в мгновенном выведении образовавшегося конденсата (или его части) в виде осадков, является чрезмерно идеализированным. В нем не учитывается конечность процессов укрупнения капель и их испарения в ненасыщенной среде, а также конечная скорость оседания гидрометеоров. В условиях краткосрочного и свехкраткосрочного прогноза облаков и осадков учет характерного времени «созревания облаков и конечности (во времени) процессов осадкообразования является существенным. Поэтому применительно к мезомасштабным прогностическим моделям целесообразно, по-видимому, искать процедуры параметризации микрофизики процессов, которые, с одной стороны, были бы достаточно экономичными и не требовали введения большого числа дополнительных новых переменных и эволюционных уравнений, а с другой стороны, отражали бы в первом приближении микрофизические процессы, протекающие в облаках и осадках.

При обсуждении исходных уравнений в Главе 5 уже отмечалось, что на современном этапе целесообразно ограничиться сравнительно простыми процедурами параметризации, в которых облака и осадки можно характеризовать лишь с помощью одной интегральной переменной типа массовой или объемной концентрации, для которой решаются эволюционные уравнения. Это упрощающее предположение было использовано заданием исходного уравнения (5.1.4) и его последующих модификаций.

Вторая упрощающая гипотеза, используемая обычно в прогностических моделях, состоит в том, что конденсация водяного пара и испарение облачных капель происходят мгновенно и условия пересыщения отсутствуют. Эта гипотеза может быть сохранена и в мезомасштабных моделях. Она использовалась нами при формировании новых термодинамических переменных с использованием исходных уравнений (5.1.3) и (5.1.4).

Процессы укрупнения гидрометеоров в результате их слияния, а также испарения осадков в ненасыщенных районах могут быть учтены наиболее простым способом с помощью параметризации типа Кесслера. Семейство эти параметризаций является в настоящее время достаточно большим, и мы не будем останавливаться подробно на модификациях, предложенных позднее различными авторами, а остановимся лишь на сути метода, его преимуществах и недостатках.

Основная гипотеза в параметризации Кесслера состоит в том, что конденсат образует сначала облачность, которая характеризуется только объемной (массовой) концентрацией. Осадки продуцируются из облаков и характеризуются также объемной (массовой) концентрацией и априорно заданной формой спектра осаждающихся частиц.

Параметризация Кесслера приближенно представляет три процесса:

⇒ укрупнения мелких капель,

⇒ коагуляцию облачных капель на частицах осадков и

$\Rightarrow$ испарение частиц осадков в ненасыщенных районах.

Процесс укрупнения мелких капель до размеров, когда начинает сказываться гравитационное оседание, параметризуется с использованием простой формулы

$$\left(\frac{\partial Q_r}{\partial t}\right)_{AU} = K_{AU}\left(Q_c - \tilde{a}\right), \qquad (6.4.1)$$

где K_{AU} - эмпирический коэффициент (c^{-1}), описывающий характерное время укрупнения мелких капель, а $\tilde{a}$ - некоторое пороговое значение водности облаков, начиная с которого процесс перехода облаков в осадки (автоконверсия) может реализоваться. Обычно используются значения $K_{AU} = 10^{-3}$ c^{-1} и $\tilde{a} = 0.5$ г/кг.

Для расчета процесса захвата облачных капель более крупными каплями осадков (процесс аккреции), а также для расчета испарения осадков необходима некоторая гипотеза о спектре частиц осадков. Наиболее часто для описания спектра осадков используется формула Маршалла-Пальмера

$$N = N_0\, e^{-\chi D}, \qquad (6.4.2)$$

где N - объемная концентрация капель ($м^{-3}$), N_0 ($м^{-4}$) - константа, определенная из экспериментов и лежащая в пределах $6 \cdot 10^6 \le N_0 \le 10^7$, χ ($м^{-1}$) - параметр, а D - диаметр капли.

Для вычисления скорости падения гидрометеоров в атмосфере в качестве исходных служат обычно те или иные аппроксимации экспериментальных данных. Перечень предложенных формул является довольно большим, и мы его приводить не будем. Среди предложенных аппроксимаций можно выделить два основных класса:

(1) аппроксимационные формулы, единые для всех размеров частиц,

(2) аппроксимационные формулы, различные для определенных интервалов размера частиц.

Аппроксимации второй группы дают лучшие результаты, но их нельзя применить в рамках двупараметрического спектра (6.4.2), поскольку для этого необходима информация о размерах частиц. Применение таких формул возможно только при использовании более общих формул распределения частиц осадков, например, Г-распределения. Аппроксимации первой группы могут быть применены в рамках двупараметрической функции распределения (6.4.2). Они задаются чаще всего в виде степенной или полиномиальной зависимости скорости падения частицы от её радиуса (диаметра). При проведении расчетов скорости падения осадков аппроксимационные формулы относятся к некоторому представительному диаметру частиц в спектре - медианному диаметру, разделяющему водность осадков на две равные половины, или рассчитываются взвешенные по массе значения скорости.

При использовании исходной аппроксимации

$$V_{Ti} = -K D_i^{1/2}\left(\rho_0/\rho\right)^{1/2}, \qquad (6.4.3)$$

(где K=130, ρ_0 - плотность воздуха у поверхности земли, ρ - плотность воздуха на данном уровне, D - диаметр частиц) получаем выражение для скорости падения частиц осадков

$$V_T = -38.3\, N_0^{-1/8}\left(\rho Q_r\right)^{1/8}. \qquad (6.4.4)$$

По известным значениям Q_c, Q_r и V_T можно определить приближенно скорость захвата облачных частиц осадками. Она вычисляется, исходя из предположения, что частицы имеют сферическую форму. Тогда объём, вымываемый в единицу времени частицей диаметром D_i, падающей со скоростью V_{Ti}, составляет ($-\pi D_i^2 V_{Ti}/4$), а скорость аккумуляции на ней облачной воды равна

$$\left(\frac{\partial M_i}{\partial t}\right)_{AC} = -\frac{E\rho\pi D_i^2}{4} V_{Ti} Q_c, \quad \left(V_{Ti} < 0\right). \tag{6.4.5}$$

Здесь E - эффективность захвата. Подставляя (6.4.3) в соотношение (6.4.5), интегрируя по спектру и переходя к массовой доле осадков, получим

$$\left(\frac{\partial Q_r}{\partial t}\right)_{AC} = 6.96\cdot 10^{-4} E N_0^{1/8} Q_c \left(\rho Q_r\right)^{7/8} \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/2}. \tag{6.4.6}$$

Скорость изменения массы свободно падающей капли под действием испарения может быть рассчитана по формуле Байерса или другим формулам, в которых учитываются так или иначе следующие основные факторы:

1) диффузия водяного пара с поверхности капли, пропорциональная градиенту влажности между её поверхностью, находящейся в условиях насыщения, и окружающим воздухом;
2) фактор вентиляции, зависящий от скорости падения капли.

Для расчета скорости испарения единичной капли можно применять довольно простую формулу, которая дает ошибку не более ± 40% для большинства значений диаметров частиц, температуры и влажности:

$$\left(\frac{\partial M_i}{\partial t}\right)_{EV} = 2.24\cdot 10^{-2}\left(Q_{SAT} - Q_V\right) D^{8/5}. \tag{6.4.7}$$

Интегрируя (6.4.7) по спектру и переходя к массовой доле влаги, получаем

$$\left(\frac{\partial Q_r}{\partial t}\right)_{EV} = 1.93\cdot 10^{-6} N_0^{7/20}\left(Q_{SAT} - Q_V\right)\left(\rho Q_r\right)^{13/20}. \tag{6.4.8}$$

Определенная ограниченность параметризации в виде (6.4.4)-(6.4.8) состоит в том, что она относится к осадкам в жидкой фазе, в то время как в задаче прогноза расчеты проводятся, как правило, во всей толще тропосферы, где в большинстве реальных случаев наряду с жидкой присутствует и кристаллическая фаза облаков и осадков.

В более поздние годы были предложены методики параметризации с учетом кристаллической фазы облаков и осадков. Непосредственное их применение в прогностических моделях затруднительно, так как это требует введения дополнительных переменных и решения соответствующих эволюционных уравнений. Задачу учета кристаллической фазы облаков и осадков можно существенно упростить, если ввести ряд дополнительных предположений. Например, если принять, что при отрицательных температурах осадки существуют только в кристаллической фазе, а при положительных - только в жидкой фазе (при переходе через нулевую изотерму происходит их

мгновенное плавление или замерзание), то осадки можно по-прежнему характеризовать лишь одной переменной - массовой долей осадков. Если предположить дополнительно, что при отрицательной температуре облачная влага может находиться в жидкой и кристаллической фазах, а доля ледяных облачных кристаллов является в каждый момент времени известной функцией температуры, то при решении эволюционных уравнений можно по-прежнему характеризовать облачность и влажность единственной переменной - их общим влагосодержанием Q и остаться в рамках той же системы уравнений, что и при параметризации Кесслера, но с другими формулировками членов, описывающих фазовые переходы атмосферной влаги. При таком подходе требуется дополнительное диагностическое соотношение для разделения облачной воды Q_c на жидкую Q_{cw} и ледяную Q_{ci} фазы. При составлении такого соотношения можно использовать гипотезу о пропорциональности Q_{ci} концентрации активированных ледяных ядер h_c и массовой доле переохлажденной облачной воды $Q_{cw} = Q_c - Q_{ci}$

$$Q_{ci} = \alpha_i \left(Q_c - Q_{ci}\right) h_c . \qquad (6.4.9)$$

Здесь $\alpha_i << 1$ - коэффициент пропорциональности, а значение h_c можно рассчитать, например, по формуле Флетчера

$$h_c = n_{co} e^{-\beta T}, \qquad (6.4.10)$$

где n_{co} и β - константы, T - температура в ^{0}C. Формулу (6.4.9) удобнее представить в долях ледяной фазы по отношению к общей водности облаков $C_{ci} = Q_{ci}/Q_c$. Тогда (6.4.9) приобретает следующий вид

$$C_{ci} = \frac{h_c}{1/\alpha_i + h_c}$$

Значение коэффициента α_i подбирается, исходя из характерных соотношений между ледяной и жидкой фазами в смешанных облаках. Так, например, если принять, исходя из эмпирических данных, что при T = -15 ^{0}C появление ледяных кристаллов и переохлажденной воды равновероятно, то при β = 0,6 в (6.4.10) получим $\alpha_i^{-1} n_{co}^{-1} =$ 8100. Из (6.4.11) следует, что доля ледяной облачной фазы будет возрастать от очень малых значений при нулевой температуре до единицы при низких температурах.

При таком подходе в толще атмосферы выделяется две области:

(1) область кристаллических и смешанных облаков, кристаллических осадков (T < 273 K),

(2) область капельных облаков и осадков (T ≥ 273 K).

В области отрицательных температур (T < 273 K) представляется возможным существенно модифицировать параметризацию Кесслера и учесть:

⇒ отложение водяного пара на снеге (испарение снега),

⇒ особенности автоконверсии облачных кристаллов в снег,

⇒ особенности захвата облачных кристаллов и переохлажденных капель частицами снега,

⇒ различную скорость оседания кристаллических частиц разной формы.

6.5. *ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПРИТОКОВ ТЕПЛА*

Система уравнений гидротермодинамики, составляющая математическую основу задачи локального прогноза погоды, наряду с турбулентными и фазовыми притоками тепла содержит в качестве источника энергии слагаемое A_R, характеризующее радиационное нагревание или охлаждение воздуха.

В общем случае радиационный приток тепла выражается через дивергенцию потока радиации

$$A_R = -\frac{1}{\bar{\rho}\, c_p} \operatorname{div} \vec{F}. \qquad (6.5.1)$$

Поскольку потоки радиации существенно меняются только по вертикали, можно записать

$$A_R = -\frac{1}{\bar{\rho}\, c_p} \frac{\partial F}{\partial z}. \qquad (6.5.2)$$

(здесь $F = \vec{F}^{\uparrow} - \vec{F}^{\downarrow}$ - вектор результирующего потока, равный разности восходящих $\vec{F}^{\uparrow}$ и нисходящих $\vec{F}^{\downarrow}$ потоков радиации), или в p-системе координат

$$A_R = \frac{g}{c_p} \frac{\partial F}{\partial p}. \qquad (6.5.3)$$

Таким образом, для расчета радиационных притоков тепла на рассматриваемом уровне в атмосфере необходимо предварительно рассчитать нисходящие и восходящие потоки радиации на том же уровне.

Другой важной характеристикой радиационных процессов в системе Земля-атмосфера является величина поглощенной поверхностным слоем солнечной радиации. Количество этой радиации ***S*** зависит главным образом от облачности и альбедо подстилающей поверхности. Сумма значений ***S***, длинноволнового противоизлучения атмосферы (***D***) и длинноволнового излучения подстилающей поверхности ($B = \sigma T_g^4$, где σ = 5,67032·10^{-8} Вт/(м^{2}К^4) - постоянная Стефана-Больцмана, T_g - температура подстилающей поверхности) используется обычно в моделях прогноза погоды в уравнении теплового баланса на нижней границе атмосферы.

Таким образом, целью радиационного блока в моделях прогноза погоды является определение функций A_R, ***S***, ***D*** и ***B***. Фактическая картина радиационных процессов в реальной атмосфере очень сложна, зависит от большого числа рассеивающих и поглощающих субстанций, облаков и аэрозоля, оптических и геометрических характеристик подстилающей поверхности, спектральных характеристик поглощения, излучения и рассеяния газообразных и мелкодисперсных составляющих воздуха, В настоящее время математические модели прогноза погоды не в состоянии адекватно воспроизводить всю эту многопараметрическую картину радиационных процессов и их взаимодействия с динамикой атмосферных процессов. Обычно в моделях для определения A_R, S, D и B используется температура, влажность, давление, водность облаков и осадков, т.е. искомые характеристики состояния атмосферы, в узлах трехмерной разностной сетки. Все остальные характеристики, определяющие радиационные процессы, либо параметризуются через указанные функции, либо считаются равными некоторым известным средним значениям.

Функции A_R, S, D и B, по-видимому, нельзя считать постоянными во времени. Их изменчивость связана, прежде всего, с динамикой облачности, температуры, влажности и альбедо подстилающей поверхности.

Характеристики солнечного и земного спектров излучения

Исходя из современных представлений, целесообразно выделить три спектральных интервала, обладающих относительной однородностью процессов поглощения (излучения) радиации: 0,3 мкм $\leq \lambda_1 <$ 0,75 мкм; 0,75 мкм $\leq \lambda_2 <$ 4 мкм; 4 мкм $\leq \lambda_3 <$ 50 мкм.

Расчеты потоков радиации в длинноволновом диапазоне ($\lambda >$ 4 мкм) и коротковолновом ($\lambda \leq$ 4 мкм) участках спектра можно проводить отдельно, независимо друг от друга, так как спектр излучения Солнца и системы «*атмосфера - подстилающая поверхность*» практически не перекрываются. В соответствии с законом излучения абсолютно черного тела 99% энергии солнечного излучения сосредоточено в области 0,3÷5 мкм с максимумом около 0,47 мкм и лишь 0.4% энергии приходится на длины волн с $\lambda >$ 5 мкм. В спектре же излучения атмосферы и подстилающей поверхности, наоборот, 99% излучаемой тепловой энергии приходится на диапазон 5÷50 мкм и только 0.4% - на область длин волн с $\lambda <$ 5 мкм. Раздельное решение уравнений переноса радиации в длинноволновом и коротковолновом участках спектра позволяет их существенно упростить - в длинноволновом участке спектра пренебречь процессом рассеяния радиации, а в коротковолновом - собственным излучением Земли, облаков и атмосферы.

Для задач энергетики атмосферы требуется знать лишь интегральные по длинам волн радиационные параметры. Однако процессы преобразования солнечной энергии различны в спектральных интервалах ультрафиолетового ($\lambda <$ 0.4 мкм), видимого (0.4 мкм $\leq \lambda \leq$ 0.75 мкм) и инфракрасного (0.75 мкм $< \lambda <$ 4 мкм) излучения, поэтому их следует рассматривать отдельно. Составляющие солнечной постоянной в этих интервалах равны:

$$I_0^{УФ} = 120 \text{ Вт/м}^2, \quad I_0^{еСЪ} = 590 \text{ Вт/м}^2, \quad I_0^{Сж} = 660 \text{ Вт/м}^2;$$

$$I_0 = I_0^{УФ} + I_0^{ВИД} + I_0^{ИК} = 1370 \text{ Вт/м}^2.$$

Индексы УФ, ВИД и ИК здесь и далее обозначают величины, проинтегрированные по спектру длин волн в диапазонах ультрафиолетового, видимого и инфракрасного солнечного излучения соответственно.

Наличие неравенства $I_0^{УФ} << I_0^{ВИД}$, а также близость методических подходов позволяет обычно объединить задачи об определении ультрафиолетовых и видимых потоков излучения (λ_1) и рассматривать отдельно только область инфракрасного (λ_2) солнечного излучения. В тоже время следует отметить, что поглощение УФ-излучения в стратосферном слое озона существенно влияет на термический режим стратосферы.

В спектральном интервале λ_1 имеются полосы поглощения радиации атмосферными газами (кислород, азот, водяной пар и др.), в которых выполняется закон Буге и имеет смысл коэффициент поглощения. Но поскольку радиационный эффект этих процессов ничтожно мал, им обычно пренебрегают. В то же время поглощение сол-

нечной радиации в видимой области спектра аэрозолем может создавать значительный энергетический эффект. Трудность учета этого эффекта обусловлена разнообразием содержания аэрозоля, его химического состава, размеров и формы частиц в атмосфере.

Процессы рассеяния видимой радиации непосредственного радиационного эффекта не имеют, однако существенно перераспределяют поток видимого излучения по направлениям. В итоге оказывается важным учитывать эти эффекты при расчетах потока радиации, дошедшей до подстилающей поверхности. При наличии облаков рассеивающая способность атмосферы пренебрежимо мала по сравнению с рассеивающей способностью облачности.

В области инфракрасного солнечного излучения (λ_2) сосредоточены наиболее сильные полосы поглощения радиации водяным паром и гидрометеорами. Поглощение радиации углекислым газом можно пренебречь с погрешностью менее 5%. Релеевское рассеяние безоблачной атмосферы в инфракрасном участке солнечного спектра пренебрежимо мало. Убывание рассеяния и значительное поглощение приводят к неравенству $A^{ик} < A^{вид}$.

В длинноволновой части спектра (λ_3) рассеяние очень мало. По современным данным альбедо облаков лишь в «окне прозрачности» 8÷12 мкм может достигать величин 0.05÷0.1, в среднем по спектру оно еще меньше, поэтому рассеянием теплового излучения можно пренебречь. Излучение и поглощение газовых компонентов атмосферы (N_2, O_2, инертных газов) весьма мало. Наиболее сильные полосы поглощения и излучения в этой области спектра принадлежат водяному пару, углекислому газу и гидрометеорам.

Методы расчета потоков радиации

Алгоритмы расчета потоков радиации в разных моделях существенно отличаются и всегда являются приближенными по отношению к точным решениям строгих уравнений теории переноса радиации. Приближенность расчетов неизбежна ввиду следующих обстоятельств:

- ⇒ в динамических задачах не содержится достаточной информации для расчета радиационных потоков;
- ⇒ пространственное (в том числе и вертикальное) разрешение моделей недостаточно велико;
- ⇒ алгоритм расчета радиации в схеме прогноза должен быть экономным - он должен занимать малое время по сравнению с остальными расчетами в модели.

В современных неадиабатических моделях прогноза, близких к задаче мезомасштабного прогноза погоды, применяются различные радиационные алгоритмы. Ниже рассмотрены некоторые из них.

(1) <u>Простейший подход</u> - учет только суточного хода температуры подстилавшей поверхности

В этом случае пренебрегают радиационным притоком тепла к атмосфере A_R. Для вычисления температуры воздуха вблизи подстилающей поверхности и учета суточного хода в качестве минимального приближения можно предложить метод расчета радиационных составляющих баланса тепла:

$$H = S - B + D, \qquad (6.5.4)$$

где H - нерадиационные члены уравнения баланса.

Вариант 1. В системе уравнений модели прогноза погоды имеется уравнение для водяного пара, но отсутствует эволюционное уравнение для жидкой воды облаков и осадков. В этом случае:

Самый простой способ расчета S дает применение формулы Мёллера-Кастрова:

$$S = I_0(1 - A)\cos\varphi\left[1 - 0.009\left(\frac{M_v - m_v(z_1)}{\cos\varphi}\right)^{0.3}\right], \qquad (6.5.5)$$

где φ - зенитный угол Солнца, A - альбедо подстилающей поверхности, M_v, m_v - поглощающая масса водяного пара

$$m_v(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} q_v(z)\left[\frac{P(z)}{P(0)}\right]^n dz, \qquad (6.5.6)$$

где q_v - отношение смеси водяного пара. При расчете значения M_v по формуле (6.5.6) принимается: $z_1 = 0, \quad z_2 = \infty, \quad n = 0.5$.

Расчет эффективного излучения можно проводить с применением интегральных функций пропускания:

$$D - B = \sigma T_g^4\left[(1 - n_1)(1 - n_2)(1 - 0.3 n_3^{2.5}) + 0.2(1 - n_1)n_2 + 0.04 n_1\right]P_\delta(H), \qquad (6.5.7)$$

где n_1, n_2, n_3 - доля облачности нижнего (1000-850 гПа), среднего (850-500 гПа), и верхнего (500-300 гПа) ярусов соответственно. Их значения определяют по линейным соотношениям:

$$n_i = \alpha_i \nu_i + \beta_i, \quad i = 1, 2, 3. \qquad (6.5.8)$$

Здесь ν_i - относительная влажность, коэффициенты

$$\alpha_1 = 3{,}33 \qquad \beta_1 = -2{,}00$$
$$\alpha_2 = 2{,}00 \qquad \beta_1 = -0{,}70$$
$$\alpha_3 = 1{,}73 \qquad \beta_1 = -0{,}43$$

а $P_\delta(H)$ - интегральная функция пропускания для всей тропосферы при отсутствии облачности. В качестве основной поглощающей субстанции принят водяной пар. Величину $P_\delta(H)$ можно аппроксимировать по формуле:

$$P_\delta(H) = \sum_{i=1}^{2} a_i \exp\left(\frac{-1{,}66\alpha_i}{g}\int_0^P g\,dp\right), \qquad (6.5.9)$$

где $\alpha_1 = 0{,}3$, $a_1 = 0{,}347$; $\alpha_2 = 0{,}226$, $a_2 = 0{,}192$.

Вариант 2. Система содержит эволюционные уравнения для водяного пара и жидкокапельной воды. В этом случае расчет величин в уравнении (6.5.4) производится следующим образом:

В расчетах S учитываются изменения зенитного угла Солнца. Влияние слоистообразных облаков учитывается посредством применения функции пропускания τ_c,

которая зависит от интегральной плотности жидкой воды в единичном столбе прогнозируемой модельной атмосферы:

$$\tau_c = \exp\left\{ -7{,}9\, w^{0{,}3} \Big/ \left(1{,}84 + \cos^2 \varphi\right) \right\}, \qquad (6.5.10)$$

где w - поглощающая масса жидкой воды в кг/м^2.

Степень непрозрачности для солнечной радиации конвективных облаков определяется баллом кучевой облачности в каждом зле сетки, а сам балл определяется с помощью процедуры параметризации конвекции. Подобным же образом параметризуется обычно много меньшие эффекты рассеяния аэрозолем (τ_s) и поглощения водяным паром (τ_{wv}). Окончательное выражение для коротковолновой радиации у земной поверхности без учета конвективных облаков имеет вид

$$S = I_0 \cos\varphi \left(1 - A\right) \tau_s\, \tau_{wv}\, \tau_c . \qquad (6.5.11)$$

Поверхность земли рассматривается как черное тело, излучающее при температуре поверхности T_g. Инфракрасное излучение слоистых облаков (ε_c) также зависит от значения w и рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_c = 1 - \exp\left(-70\, w\right). \qquad (6.5.12)$$

Принимается, что излучение к земной поверхности идет при температуре основания облака T_c. Конвективные облака, при этом, излучают как черные тела при температуре их основания в зависимости от балла облачности в данном узле сетки. Инфракрасное излучение водяного пара также рассчитывается по соотношению

$$\varepsilon_{wv} = 0{,}157 \log_{10} U + 0{,}611,$$

где U - оптическая толщина водяного пара в кг/м^2. Излучающая температура ($\overline{T}$) определяется как невзвешенная средняя из трех модельных уровней ниже 400 м. Учитывается также поглощение водяным паром радиационного потока в слое от нижней границы облака до поверхности земли. Полный баланс инфракрасных потоков без учета конвективных облаков имеет вид

$$D - B = \sigma \left\{ \varepsilon_{wv} \overline{T}^4 + \varepsilon_c \left(1 - \varepsilon_{wv}\right) T_c^4 - T_g^4 \right\}. \qquad (6.5.13)$$

(2) Расчет радиационных притоков тепла в атмосфере при наличии в модели эволюционного уравнения для водяного пара

Приведем способ расчета радиационных притоков тепла в модели прогноза Национального метеорологического центра США по ограниченной территории.

Приходящая от Солнца коротковолновая радиация зависит от астрономических факторов, поэтому в модели рассматривается её суточный и годовой ход. Параметризуется прямое поглощение солнечной радиации водяным паром. Моделируется косвенное нагревание пограничного слоя под воздействием приходящей коротковолновой радиации. Весь этот процесс зависит от рассчитываемых в модели распределений водяного пара и облачности в атмосфере.

Скорость длинноволнового радиационного выхолаживания считается постоянной и зависящей только от облачного покрова.

В рассматриваемой модели водяной пар может присутствовать только в нижних трех слоях.

Для того, чтобы рассчитать выхолаживание, связанное с дивергенцией длинноволнового радиационного потока тепла, в модели предполагается, что в слое будет существовать облачность, если относительная влажность не менее 60%. Далее проводится проверка для определения самого верхнего из трех несущих водяной пар слое, относительная влажность внутри которого указывает на наличие облачности. Затем все слои модели (кроме верхнего изэнтропического слоя), расположенные над самым верхним облачным слое, охлаждаются со скоростью $1{,}6666 \cdot 10^{-5}$ град/с. Эта скорость охлаждения применяется на каждом временном шаге. Каждый час производится проверка и пересмотр наличия облачности и связанного с ней длинноволнового выхолаживания. Отметим, что три верхних слоя модели всегда подвержены этому выхолаживанию, так как внутри них и над ними никогда нет водяного пара.

Учитывается также дополнительный физический фактор, связанный с длинноволновым радиационным выхолаживанием в пограничном слое модели. Если относительная влажность менее 60% во всех слоях и если поверхность покрыта снегом или льдом, и если высота Солнц менее 10^0, то пограничный слой модели охлаждается с повышенной скоростью. Полная скорость выхолаживания в пограничном слое (включая постоянные эффекты и только что отмеченные) составляет $4{,}4445 \cdot 10^{-5}$ град/с (т.е. 0,16 град/час).

Коротковолновая солнечная радиация нагревает атмосферу в модели двумя путями. Прямое поглощение солнечной энергии водяным паром рассчитывается в нижних трех слоях с учетом оптической толщины водяного пара над данным уровнем (осажденная вода в см), зенитного угла Солнца (для высоты Солнца > 10^0) и разности давления в соответствующих слоях модели. Используется предположение, что $\theta \approx T$, это приводит к недооценке нагревания в верхних слоя, где $\theta > T$.

Для параметризации косвенного нагревания нижней части атмосферы за счет переноса ощутимого тепла от подстилающей поверхности, которая сама нагревается при поглощении приходящей солнечной радиации, вычисляется величина

$$GNDWRM = k_1 \left\{1{,}86 - AH(1)\right\} \cos\varphi \left\{1 - TOPCLD\right\}\left(1 - A\right). \qquad (6.5.14)$$

Здесь: k_1 - множитель, зависящий от параметров модели;

1,18 - величина, принятая в модели для потока солнечного радиационного тепла, достигающего земной поверхности в относительно сухой атмосфере (в кал/ ($см^2$ мин);

$AH(1)$ - значение потока солнечной радиации, поглощенного водяным паром;

$\left\{1 - TOPCLD\right\}$ принимает значения от нуля (при относительной влажности на первом уровне более 60% ($R_1 \geq 60\%$)) до 1 (при $R_K \leq 60\%$, К =1, 2, 3).

Для сухого воздуха над сушей при Солнце в зените скорость нагревания составляет около 0,7 град/час.

(3) Расчет потоков в трех участках спектра с применением интегральных функций пропускания

Ниже описан метод расчета радиационных потоков, примененный в схеме локального прогноза Гидрометцентра СССР. Для определения A_R, S, D и B в расчетах используются значения температуры, влажности, водности облаков и осадков, а также давления, вычисленных в узлах трехмерной сетки. Задача одномерная в вертикальном направлении.

<u>Видимый участок спектра</u>: 0,3 мкм $\le \lambda_1 <$ 0,75 мкм

В этом участке спектра учитывается интегральное ослабление потока радиации всей атмосферой или облачностью. Формула для расчета потока радиации на подстилающую поверхность имеет вид

$$F_{\lambda_1}^{\downarrow} = I_o^{(\lambda_1)}\left(1 - A_i\right). \qquad (6.5.15)$$

Здесь:

- $I_o^{(\lambda_1)}$ - солнечная постоянная в ультрафиолетовом и видимом участках спектра ($I_o^{(\lambda_1)} = I_0^{УФ} + I_0^{ВИД} = 710$ Вт/м^2). Если верхняя граница области в модели прогноза в модели прогноза расположена ниже озонового слоя (100÷50 гПа), в качестве $I_o^{(\lambda_1)}$ можно применять так называемую «*подозонновую*» солнечную постоянную $I_o^{(\lambda_1)}$ = 590 Вт/м^2;
- A_i - интегральное альбедо системы «*атмосфера - подстилающая поверхность*» (i = 1 - безоблачная, i = 2 - облачная атмосфера).

В облачной атмосфере можно пренебречь рассеивающей способностью атмосферы по сравнению с рассеиванием облаков:

$$A_2 = 1 - \left(1 - A_1\right)\exp\left[-\frac{\alpha}{\left(\cos\varphi\right)^{\beta}}\tau_{ОБЛ}^{\gamma}\right]. \qquad (6.5.16)$$

Здесь: α = 0,14; β = 0,35; γ = 0,67. Оптическая толщина облака вычисляется по формуле:

$$\tau_{ОБЛ} = \delta_1 \overline{\rho}\,\overline{q}_c\, h, \qquad (6.5.17)$$

где $\overline{q}_c$ - удельная водность облака, δ_1= 0,13 м^2/г - осредненная величина коэффициента рассеяния.

Формула (6.5.15) дает погрешность порядка 5÷10% в диапазоне значений $5 \le \tau_{ОБЛ} \le 100$ и $0 \le \varphi \le 80^0$.

<u>Инфракрасная солнечная радиация</u>: 0,75 мкм $\le \lambda_2 <$ 4 мкм

В этом спектральном интервале сосредоточены полосы поглощения радиации водяным паром и капельной водой облаков. Поглощение солнечной радиации углекислым газом с погрешностью меньшей 5% можно пренебречь. В модели применяется параметризация переноса излучения солнечной ИК-радиации с использованием интегральных функций пропускания и учетом суммарного (по всему слою) поглощения радиации в облаках. Перенос радиации рассматривается отдельно в надоблачном (безоблачном) и подоблачном слоях.

Вследствие процессов многократного рассеяния в облачных слоях атмосферы поглощающая масса на пути пропущенного или отраженного луча оказывается больше, чем оптическая толщина облака. Поэтому в модели при определении поглощения

в облачном слое вводят поправку, учитывающую средние пути пробега фронтов в отраженном и пропущенном лучах.

Тепловое излучение: 4 мкм $\leq \lambda_3 <$ 50 мкм

Поле теплового излучения атмосферы зависит от величины температуры подстилающей поверхности, высоты, температуры границ облачного слоя, профилей температуры, влажности и водности, содержания и распределения аэрозоля и CO_2. Потоки теплового излучения в меньшей степени, чем потоки солнечного излучения зависят от оптических свойств облачности. В модели не учитывается ослабление аэрозолем и процессы рассеяния теплового излучения. Рабочие формулы для расчета потоков тепловой радиации записываются с применением функций пропускания.

Сравнение расчетов радиационных потоков различными методами

Проведенные в середине 80-х годов сравнение результатов расчетов радиации различными методами показали, что различия в методах расчета радиационных потоков дают расхождения температуры лучистого равновесия у земной поверхности в 10-20 К, на на уровне тропопаузы - 4÷6 К, в стратосфере – десятки и сотни градусов. В свою очередь погрешности в определении радиационного баланса подстилающей поверхности в диапазоне 10 Вт/м^2 могут приводить к погрешностям в прогнозе приземной температуры в 1 К.

В диапазоне теплового излучения расчеты показывают, что в безоблачной атмосфере величина $A_R \approx 0$, а при наличии облаков A_R отлична от нуля и велика на границах облаков. Особенно большой вклад в энергетику мезомасштабных движений дают члены ***S*** и ***D*** уравнения баланса (6.5.4), значения которых существенно зависят от характеристик облачности. Таким образом, адекватное описание распределения облачности существенно влияет на точность мезомасштабного прогнозирования.

Вопросы для самопроверки

1. Что такое процедура параметризации и с какой целью она используется при моделировании атмосферных процессов?
2. В каких случаях физически обоснованно применять методики параметризации конвекции при моделировании мезомасштабных атмосферных процессов?
3. Обоснуйте необходимость учета процессов турбулентного обмена в нижнем слое атмосферы при мезомасштабном моделировании.
4. Опишите особенности вертикальной структуры планетарного пограничного слоя атмосферы.
5. Какие основные методики применяются для параметризации процессов турбулентного обмена в приземном слое?
6. Какая методика используется для параметризации процессов турбулентного обмена в планетарном пограничном слое? Опишите основные её варианты.
7. Опишите особенности параметризации атмосферной турбулентности в условиях гор.
8. Какие физические процессы микрофизики облаков и осадков параметризуются в методике Кесслера?
9. Какие методики используются для расчета потоков радиации в атмосфере? В чем их различия?

Глава 7. КРАЕВЫЕ УСЛОВИЯ

7.1. *ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ*

Проблема формулировки краевых условий присуща любой задаче математического моделирования физических процессов. Однако при моделировании мезомасштабных атмосферных процессов значение адекватного решения этой проблемы существенно возрастает. Это связано с тем, что математическое моделирование мезомасштабных процессов осуществляется по ограниченной территории, что, естественно, более экономично, нежели создавать глобальные (полусферные) модели при заданном горизонтальном разрешении. Если же использовать более мелкое разрешение в локальном районе, представляющем наибольший интерес, то можно получить более точные региональные прогнозы без существенного увеличения времени счета на ЭВМ (машинного времени). Своеобразной платой за эти преимущества является необходимость тщательной формулировки краевых граничных условий. Если же эти условия не сформулированы надлежащим образом, то на границах области расчетов могут генерироваться ложные волны (решения) с большой амплитудой, которые затем распространяются в центральную часть области прогноза и существенно искажают прогноз. В идеальном случае граничные условия должны определяться внутренним решением, которое получается при отсутствии этих границ. С математической точки зрения моделирование на ограниченной территории представляет собой краевую задачу с начальными условиями для системы уравнений в частных производных, описывающих поведение атмосферы. При этом даже для исходных дифференциальных уравнений не совсем ясно необходимое число и сам тип граничных условий.

В настоящей главе речь будет идти преимущественно о формулировке краевых условий для дифференциальной прогностической системы уравнений. Данное ограничение следует иметь в виду, поскольку краевые условия, особенно на боковых границах, - та сфера, в которой велика роль эвристических приемов, формулируемых непосредственно в терминах конечных разностей. Эти «вычислительные» краевые условия соотносятся с «дифференциальными» условиями различным образом: часть из них представляют собой дискретизацию дифференциальных условий, другие - избыточны, что связано с тем, что дискретизация повышает порядок прогностической системы уравнений по каким-либо координатам. Наконец, имеется проблема дискретных краевых условий, которой вообще не может быть поставлена в соответствие проблематика дифференциальных краевых условий (такова в значительной степени краевая проблема «вложенных сеток»). Краевые условия для дискретных уравнений рассматриваются в следующей главе, в контексте численных схем.

Вопрос о краевых условиях для прогностической системы уравнений имеет два аспекта.

Во-первых, как указывалось выше, краевые условия должны быть такими, чтобы приводить к корректной смешанной краевой задаче, т.е. такой задаче, решение которой единственно и устойчиво. В этом отношении речь должна вестись, прежде всего, о количестве независимых краевых условий на каждой границе, и также и об их структуре. Причем, это вопрос должен решаться отдельно для каждого типа прогностической системы. Общая картина достаточно сложна. Например, для гидростатической системы без учета вязкости нельзя указать корректных краевых условий на боко-

вых границах, поскольку различные моды решения требуют различного распределения суммарного числа краевых условий по данной координате между границами втока и истока[11].

В типичных системах негидростатических уравнений число краевых условий определяется следующими правилами. Для температуры, составляющих скорости и неосаждающихся фаз атмосферной влаги - по одному условию для каждой субстанции на каждой границе (поскольку для этих субстанций так или иначе учитывается диффузия по всем координатам). Для осаждающихся фаз влаги - по одному условию на каждой границе $x_i = \text{const.}$, если диффузия по этому направлению учитывается, и одно условие на границе втока в противном случае. Для давления (или функции Экснера) турбулентную диффузию обычно не учитывают, и поэтому здесь различают два случая. С одной стороны, если используются неупругие уравнения, а также упругие уравнения, в которых пренебрегают адвекцией давления, в этом случае краевые условия для давления вообще не требуется (точнее, они требуются на границе меньшей размерности). С другой стороны, если используются полные (упругие) уравнения с сохранением адвекции давления, требуется одно условие на границе втока по каждой координате x_i.

Практическая значимость указанных правил частично снижается, однако, когда мы переходим ко *второму аспекту проблемы краевых условий*. Действительно, только на нижней границе расчетной области условия отчетливо формулируются как именно краевые условия, исходя из характера физических процессов, связанных с этой границей. Что же касается верхней и боковых границ, ситуация усложняется, поскольку та «идеальная» задача гидродинамического прогноза, к решению которой мы должны стремиться, - это, очевидно, не смешанная краевая задача, а начальная задача (задача Коши) на сфере или в полупространстве $Z \geq 0$. Смешанная краевая задача возникает лишь как результат ограничений, накладываемых численным решением на ЭВМ. Краевые условия должны, следовательно, «угадывать» решение задачи Коши - таков общий принцип их конструирования. Для прогностических систем сколько-нибудь общего вида «угадывание» возможно лишь с тем или иным приближением. В этой ситуации распространенная практика заключается в том, чтобы, ориентируясь непосредственно на условия, требуемые системой дискретных уравнений, ставить избыточное число краевых условий, поскольку и «основные» условия, и «избыточные» в равной степени представляют собой лишь приближенное «угадывание» условий, выполняющихся при решении задачи Коши[12]. Другая, еще более распространения практика, также ориентированная на решение не «объявленной» смешанной краевой задачи, а «подразумевающейся» задачи Коши, заключается в применении разных краевых условий к одной и той же искомой величине в разных членах уравнений (например, адвективных и турбулентных).

Несколько слов об упомянутой «идеальной» формулировке задачи локального прогноза как задачи Коши и о принятых приближениях к ней. Для простоты будем иметь в виду задачу в полупространстве $Z \geq 0$ (а не на сфере) и проблему условий на

---

[11] Данное обстоятельство стимулировало, в частности, развитие спектрально-разностной методики интегрирования примитивных уравнений, при которой каждая мода рассчитывается отдельно.

[12] В спектрально-разностных моделях, где имеется возможность формулировать краевые условия для каждой моды отдельно, иногда краевая задача формулируется корректно для одних типов волн (мод) и определяется в избытке (переопределяется) для других.

боковых границах, и таким образом ограничимся рассмотрением задачи на плоскости (X, Y), хотя обсуждаемые ниже вопросы относятся также и к верхней границе.

Задача локального мезомасштабного прогноза, о приближенном решении которой может в настоящее время идти речь, формулируется, очевидно, как задача Коши при определенной структуре начального поля. Именно, начальное поле имеет вид $(F^0 + f^0)$, где F^0 и f^0 отличаются в двух отношениях (см. рис. 7.1):

1) $F^0 \neq 0$, вообще говоря, всюду, а f^0 - только в области прогноза S;
2) характерный масштаб пространственной изменчивости F^0 на один-два порядка больше, чем f^0 (скажем, 1000-3000 км против 30-300 км)[13].

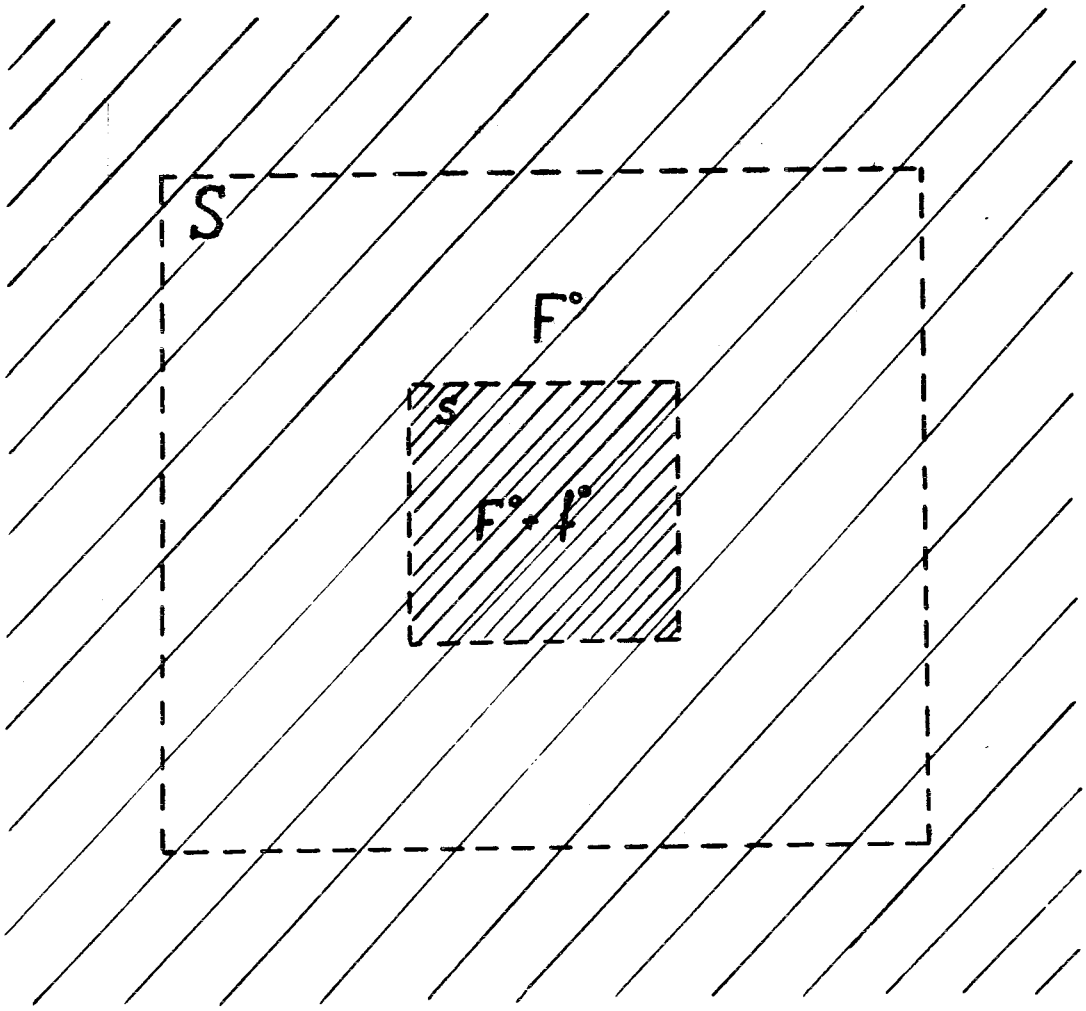


Рис.7.1. *Схема соотношения областей мезомасштабного и крупномасштабного прогноза*

Т.е. F^0 - это крупномасштабный «фон», а f^0 - «наложенные» на этот фон мезомасштабные «возмущения». Основное упрощающее предположение заключается в

[13] Для краткости изложения мы говорим об одном скалярном начальном поле, хотя речь должна идти о начальных полях для всех компонентов решения, а также о различии пространственных масштабов всех неоднородностей подстилающей поверхности в S и вне S.

том, что за пределами территории прогноза эти возмущения в начальный момент времени отсутствуют (понятие «фона» и «возмущений» здесь и ниже понимаются условно, поскольку линеаризация, вообще говоря, не предполагается и два указанных компонента начального поля F^0 и f^0, в ходе прогноза могут свободно обмениваться энергией). Решение задачи Коши для прогностической системы уравнений с начальным полем $(F^0 + f^0)$ и есть, очевидно, тот идеальный результат, к которому должна стремиться численная схема прогноза.

На практике вместо одной задачи Коши рассматривают две смешанные краевые задачи:

- задачу с начальным полем F^0 в области S и
- задачу с начальным полем $(F^0 + f^0)$ в области ***s***.

Первая из них - это задача «фонового» краткосрочного крупномасштабного прогноза, которую, используя гладкость поля F^0, решают на редкой сетке, а вторая - задача локального мезомасштабного прогноза, которую решают на мелкой сетке. При этом возможно:

1) рассматривать в S и ***s*** одну и ту же систему уравнений или разные системы (например, гидростатическую в S и негидростатическую - в ***s***);
2) решать совместно обе задачи или сначала решить задачу в S, а затем, используя полученное решение, искать решение в ***s***.

В первом случае говорят о *двустороннем взаимодействии* краткосрочного и локального прогнозов, во втором - об *одностороннем* или «паразитическом» воздействии крупномасштабного прогноза на локальный прогноз.

Налицо, таким образом, четыре варианта организации локального прогноза в отношении связи с крупномасштабным прогнозом. Из них в гидродинамических моделях и прогностических схемах апробированы три варианта. Четвертый, который, думается, и должен стать основой схем локального прогноза ближайших поколений, состоит в совместном решении гидростатической системы уравнений в области S и негидростатической - в ***s***. Насколько нам известно, этот подход до сих пор не реализован.

Что же касается решения <u>одной и той же</u> системы уравнений в областях S и ***s***, это область так называемых *телескопизированных моделей* или *моделей с вложенными сетками*.

В применении к <u>гидростатическим</u> (баротропным и бароклинным) моделям техника вложенных сеток н только с одинарным, но и с двойным и тройным вложением уже традиционна. Она активно развивалась с конца 60-х годов в одностороннем и в двустороннем вариантах. Вопрос о преимуществах более полной, двусторонней стратегии перед односторонней до сих пор остается решенным скорее в плане методологическом, чем фактическом, поскольку вопрос этот не имеет отчетливой формулировки - разные авторы реализуют тот или другой вид стратегии по-разному. Вообще, генерация вычислительных шумов в окрестности границы области ***s*** (рис. 3.1), связанная с различием погрешностей аппроксимации в ***s*** и S, - общее явление при использовании вложенных сеток.

Обратимся теперь к <u>методам формулировки условий на границах области локального прогноза</u>.

Проблема фиктивных границ и краевых условий на них, не порождающих фиктивных возмущений, возникает в ряде прикладных наук, но в динамической метеоро-

логии и гидрологии (наряду с сейсмологией) - едва ли не наиболее остро. Проблема эта рассматривалась неоднократно как в плане конкретных приложений, так и в более широком плане - как задача вычислительной физики и прикладной математики. Выполненные здесь исследования методически распадаются на две группы. В работах первой группы условия ищутся непосредственно для данной системы уравнений, в работах второй группы - сама система уравнений видоизменяется таким образом, чтобы фиктивные («ошибочные») краевые условия не искажали решение внутри расчетной области.

Первый тип условия называют *условиями излучения*, понимая данный термин расширительно, как условия, выполняющиеся (точно или приближенно) на волнах одного типа, «уходящих», и не выполняющиеся на волнах другого типа, «приходящих» в расчетную область, хотя эти условия не обязательно представляют собой соотношение переноса, как в классическом условии излучения. Необходимым элементом при разработке условий излучения является методика оценки конкретных условий применительно к их способности «выпускать» («излучать») без отражения уходящие волны. Кратко изложим данную методику в общей форме, позволяющей исследовать линейные краевые условия с постоянными коэффициентами, достаточно общего вида, для линейных систем уравнений с постоянными коэффициентами.

Рассмотрим решение системы уравнений вида гармонической волны

$$\vec{\varphi} = \varphi_0\left(\omega, \vec{k}\right) \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k}\vec{x}\right)\right], \tag{7.1.1}$$

где $\vec{\varphi}$ - вектор искомых функций, $\vec{\varphi}_0$ - амплитудный вектор.

Пусть, например, нас интересуют краевые условия на границе $x = \text{const.}$. Выпишем дисперсионное соотношение для искомой системы уравнений

$$\omega = \omega\left(k_x, k_y, k_z\right), \tag{7.1.2}$$

в котором фиксируем значения ω, k_y, k_z . Общее число краевых условий на двух границах $x = \text{const.}$ равно числу волн, допускаемых данной системой при зафиксированных ω, k_y, k_z, т.е. степени (7.1.2) как полинома относительно k_x , а число условий на конкретной (например, левой) границе - числу волн, уходящих с этой границы внутрь области (вправо), причем направление распространения волны определяется в этом случае по знаку групповой скорости. Пусть для определенности общее число условий равно четырем, и из этих четырех волн три, отвечающие значениям k_{x1} , k_{x2} , k_{x3} , распространяются внутрь области, а одна, отвечающая значению k_{x4} , - наружу. Тогда на левой границе должно быть задано три условия[14]. Пусть нас интересуют «отражательные» свойства некоторого конкретного набора таких условий. Записываем общее решение

$$\vec{\varphi} = \exp\left[i\left(\omega t - k_y y - k_z z\right)\right]\left(C_1\vec{\varphi}_{01}e^{-ik_{x1}x} + C_2\vec{\varphi}_{02}e^{-ik_{x2}x} + C_3\vec{\varphi}_{03}e^{-ik_{x3}x} + C_4\vec{\varphi}_{04}e^{-ik_{x4}x}\right), \tag{7.1.3}$$

---

[14] Если для разных наборов (ω, k_y, k_z) общее число волн делится на волны, распространяющиеся по X «вправо» и «влево» в разном соотношении , это и значит, что для данной системы уравнений в целом отсутствует корректная система локальных краевых условий по координате X - случай, имеющий место в гидростатической системе уравнений. Далее, если скорость распространения некоторой волны равна нулю (в системах уравнений для идеальной атмосферы это те волны, у которых $\mathrm{Im}(k_x) \neq 0$), то соответствующее краевое условие должно быть задано слева, если $\mathrm{Im}(k_x) < 0$, и справа, если $\mathrm{Im}(k_x) > 0$.

в котором без ограничения общности амплитуду C_4 приходящей на границу волны полагаем равной единице. Подставляя выражение (7.1.3) во все три краевые условия, получаем алгебраическую систему уравнений относительно амплитуд отраженных волн C_1 , C_2 , C_3. Точными условиями открытых границ будут такие, которое переводят решение

$$\vec{\varphi} = \vec{\varphi}_{04} \exp\left[i\left(\omega t - k_{x4} x - k_y y - k_z z\right)\right]$$

в нуль при любых ω, k_y, k_z, а приближенными такие, для которых найденные значения $|C_1|, |C_2|, |C_3|$ для любых ω, k_y, k_z (или, по крайней мере, для ω, k_y, k_z, отвечающих энергетически преобладающим волнам) будут малы по сравнению с единицей.

Второй тип краевых условий можно назвать <u>*условиями поглощения*</u>. Обычно они реализуются на основе введения т.н. *фиктивной вязкости* - сами уравнения видоизменяются таким образом, чтобы по мере приближения волновых возмущений к границе на них начинала действовать «сила гашения», как правило, нарастающая с приближением к границе и пропорциональная либо только амплитуде возмущения («релеевская» вязкость), либо - амплитуде и квадрату (иногда более высокой степени) волнового числа (вязкость типа молекулярной).

Этот подход, исторически предшествовавший первому, является более грубым («надежным») и универсальным. Он часто реализуется непосредственно в конечных разностях применением оператора сглаживания, но его дифференциальный «прообраз» обычно достаточно очевиден и поддается «реконструкции». При данном подходе (поскольку возмущения с приближением к границе уничтожаются) режим двухстороннего взаимодействия в значительной степени обесценивается, а одностороннее взаимодействие крупномасштабного фона осуществляется прямым наложением последнего на границе и с затухающим коэффициентом - в некоторой окрестности границы.

На этом мы завершим общий обзор проблемы краевых условий. Некоторые типы алгоритмов, не переводимые в дифференциальную форму, будут дополнительно указаны в следующей главе. Обратимся к более конкретному рассмотрению условий на отдельных границах.

7.2. <u>*УСЛОВИЯ НА БОКОВЫХ ГРАНИЦАХ*</u>

В исследованиях по теоретической метеорологии краевые условия типа открытых границ предлагались и изучались, прежде всего, применительно именно к боковым границам расчетной области. Что касается первого класса условий излучения - большинство развитых здесь методик не достигло той общности, которая требуется для их применения к трехмерной негидростатической системе уравнений.

В результате только один подход - несмотря на то, что и он, строго говоря, даже в случае линейных уравнений с постоянными коэффициентами накладывает ряд ограничений, на практике не выполняющихся (см. ниже), - оказался достаточно общим, чтобы найти систематическое применение в мезометеорологических моделях и схемах прогноза. Речь идет об условии излучения типа Зоммельфельда. Поэтому приведем краткие сведения об этом типе условий применительно к линейным уравнениям. На нелинейные уравнения эти методы распространяются эвристически.

Рассмотрим сначала случай локализованного начального поля ($F^0 \equiv 0$ в обозначениях предыдущего параграфа). Такое поле представляет собой суперпозицию волн вида (7.1.1) (условие финитности начального поля). С течением времени каждая волна перемещается по направлению к границе, и поскольку разные волны движутся с разной скоростью, предполагается, что к моменту достижения границы они рассредоточиваются, так что в каждый данный момент времени в каждой данной точке границы находится лишь одна и притом уходящая волна. Пусть, например, речь идет о границе $x = \text{const}$. Запишем условие, которому удовлетворяет любая волна вида (7.1.1):

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \hat{C}^x_{ph}\frac{\partial\varphi}{\partial x} = 0, \tag{7.2.1}$$

$$\hat{C}^x_{ph} = -\left(\partial\varphi/\partial t\right)/\left(\partial\varphi/\partial x\right) = \omega/k_x \tag{7.2.2}$$

где φ - любой компонент $\vec{\varphi}$, а $\hat{C}^x_{ph}$ - так называемая «ложная» (см. ниже) фазовая скорость в направлении оси X. Условие (7.2.1) и есть краевое условие излучения на границе $x = \text{const.}$, которому могут быть подчинены все компоненты решения $\vec{\varphi}$, независимо от того, скольких условий по данной координате требует корректная формулировка задачи, т.к. в этом случае избыточные краевые условия «угадываются» в точности. Все сказанное относится и к границам y=const с заменой в (7.2.1) $\hat{C}^x_{ph}$ на $\hat{C}^y_{ph}$, $\partial/\partial x$ на $\partial/\partial y$ и k_x на k_y .

Условия вида (7.2.1) остаются лишь методологическими, пока не указано, каким образом определять величины $\hat{C}^x_{ph}$ и $\hat{C}^y_{ph}$. В тех исследованиях, где решение задачи ищется аналитически в виде ряда или интеграла Фурье, выражение для фазовой скорости также дается в аналитическом виде, формируя общее решение из одних «уходящих» волн. В прогностических моделях данная методика, конечно, неприменима.. Исходя из этого, поступаем следующим образом. Считаем, что фазовая скорость в данном направлении равна сумме скорости адвекции и фазовой скорости внутренних гравитационных волн в данном направлении. Теоретически оцениваем максимально возможное значение этой последней с учетом размеров расчетной области (или определяются самые быстрые волны, представленные в дискретном решении) и складываем с локальным значением соответствующего компонента скорости, вычисляемым в модели. Полученное таким образом значение фазовой скорости используем в условии (7.2.1).

Еще более общие и широко применяемые методы связаны с <u>численной</u> оценкой величины $\hat{C}_{ph}$ на основе численной реализации первого из равенств (7.2.2). Эти алгоритмы будут освещены в следующей главе.

В вопросе о том, к скольким и каким именно из искомых полей применяются на каждой данной границе условия излучения, господствует немотивированная эвристика. Подход, наиболее адекватный задаче прогноза: на каждой границе независимо излучаются все компоненты решения. В пределах данного подхода, в свою очередь, возможны варианты:

- $\hat{C}_{ph}$ восстанавливают независимо лишь для тех полей, для которых имеются эволюционные уравнения;

- излучаются лишь те величины, для которых имеются эволюционные уравнения, а для величин, описываемых диагностическими соотношениями, краевые условия получают как следствие краевых условий для «эволюционных» величин и систем уравнений;

- наиболее распространенный подход заключается в излучении только нормального к данной границе компонента скорости, а граничные значения остальных величин восстанавливаются по-разному на границах втока и истока, соответственно корректной формулировке краевой задачи для невязких уравнений (при этом краевые условия для нормальных к границе турбулентных напряжений и потоков формулируются отдельно).

Независимо от всех отмеченных выше моментов применение условий (7.2.1) в рамках численной методики заведомо предполагает дискретную аппроксимацию этого условия и притом <u>одностороннюю</u>, поскольку значения $\vec{\varphi}$ известны лишь по одну сторону границы (внутри расчетной области). Отсюда следует, что вычислительно устойчивый краевой алгоритм на основе (7.2.1) возможен лишь при условии соответствующего знака $\widehat{C}_{ph}$ - такого, при котором эта скорость направлена <u>вовне</u> области[15] . Но именно так всегда направлена <u>групповая</u> скорость волн (C_{gr}) у границы (волны с противоположным направлением групповой скорости у данной границы возникнуть не могут). Таким образом, приходим к следующему условию применимости методики излучения по данной координате (например, X): условия вида (7.2.1) могут быть устойчиво реализованы на границе x=const, если в прогностической системе уравнений для всего спектра волновых чисел (или для энергетически преобладающих участков его) величины $\widehat{C}^x_{ph}$ и $\widehat{C}^x_{gr}$ имеют одинаковый знак. Для исходных и негидростатических уравнений это условие выполняется для горизонтальных координат, что обеспечивает успешное применение условий вида (7.2.1) на боковых границах в современных мезометеорологических моделях.

Выше мы говорили о предположениях, лежащих в основе формулировки условия (7.2.1) в численных моделях:

1) наличие в данный момент времени в данной точке границы лишь одной уходящей волны;
2) финитность начального поля.

Условие финитности начального поля в некоторых простых случаях может быть снято (например, переходом в движущуюся систему координат). В общем случае, когда локальный прогноз выполняется на «фоне» регионального или крупномасштабного прогноза, односторонний учет последнего выполняется на основе «линеаризации» полных полей относительно соответствующих «фоновых» полей. Именно, если φ_S - версия характеристики φ, полученная в ходе расчета в области S, а φ_s - версия той же характеристики, рассчитанная в области ***s*** (см. рис. 7.1), строим разность $\delta\varphi = \varphi_s - \varphi_S$. На основе условия (7.2.1), примененного к полю $\delta\varphi$, восстанавливаем граничное значение $\delta\varphi$ и, прибавляя к нему граничное значение φ_S, получаем искомое значение φ_s.

---

[15] Вычислительной устойчивости можно, конечно, добиться в любом случае, насильственно корректируя $\widehat{C}_{ph}$ там, де она направлена внутрь области. Однако, если такая коррекция выполняется для большинства граничных точек и моментов времени, само «излучение» оказывается фикцией и не обеспечивает выполнение условия открытой границы.

Второй вариант техники излучения использует вместо соотношения (7.2.1) уравнение для вектора «истинной» фазовой скорости $\vec{C}_{ph}$ (в отличие от «ложной» скорости $\hat{C}_{ph}$, фигурирующей в (7.2.1)):

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \left(\vec{C}_{ph}\cdot \mathrm{grad}\varphi\right) = 0\,, \tag{7.2.3}$$

где *i*-й компонент $\vec{C}_{ph}$ дается выражением

$$\left(\vec{C}_{ph}\right)_i = -\frac{\partial\varphi/\partial t}{\partial\varphi/\partial x_i}\frac{\left(\partial\varphi/\partial x_i\right)^2}{\left(\partial\varphi/\partial x_j\right)\left(\partial\varphi/\partial x_j\right)} = \frac{\omega}{k_i}\frac{k_i^2}{k_j k_j}\,, \tag{7.2.4}$$

а φ - любой компонент искомой вектор-функции. Оценка величины $\vec{C}_{ph}$ выполняется численно на основе первого равенства (7.2.4), а экстраполяционная формула, получаемая при дискретизации (7.2.3), отличается от формул, получаемых из (7.2.1), тем, что к восстановлению граничного значения привлекаются значения не только во внутренних точках области, но и в точках самой границы (за предшествующий момент времени).

Завершая обзор условий излучения, отметим следующее обстоятельство. Дискретизация этих условий превращает их в алгоритмы <u>экстраполяции</u> данного граничного значения φ по известным значениям этой функции φ за текущий и предшествующие моменты времени. Существует, однако, и много других, независимых от дискретизации условий излучения, алгоритмов экстраполяции, используемых в численных схемах в качестве условий на открытых, и каждому из них можно поставить в соответствие определенный дифференциальный прообраз. Нередко такой экстраполяционный алгоритм функционирует в качестве алгоритма открытой границы в контексте данной численной схемы для внутренних точек области, а в терминах дифференциальных соотношений отнюдь не является условием открытой границы. Наглядным примером этому может служить многократно и с успехом апробированное при решении гидростатических уравнений условие

$$\varphi_N = \varphi_{N-1}\,, \tag{7.2.5}$$

(где "N" - граничная точка, «N-1» - смежная с ней внутренняя точка в направлении нормали к границе), которое естественно интерпретировать как численную реализацию условия

$$\partial\varphi\big/\partial n = 0\,, \tag{7.2.6}$$

(где "n" - направление внешней нормали к границе). Детальное численное интегрирование волнового уравнения по схеме Лакса-Вендорфа показывает, что краевое условие (7.2.5), в самом деле, не порождает отражений, позволяя с высокой точностью получать решение задачи Коши при финитном начальном поле. В то же время, в <u>дифференциальной</u> формулировке условие (7.2.6) для волнового уравнения является вполне отражающим (амплитуда отраженной волны равна амплитуде падающей). Условием открытых границ алгоритм (7.2.5) становится в сочетании со схемой Лакса-Вендорфа, а в контексте других численных схем будет порождать отраженные волны.

Перейдем к рассмотрению второго типа условий - *условия поглощения*. Выше уже отмечалось, что общий смысл этих условий заключается в модификации уравнений посредством введения искусственной вязкости, «съедающей» возмущения по мере их приближения к границе.

В мезометеорологической практике к числу наиболее детально проанализированных и широко апробированных методов этой группы принадлежит метод «губчатой границы».

Существо метода иллюстрируется на примере уравнения переноса

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + C_0\frac{\partial\varphi}{\partial x} = 0, \quad C_0 = \text{const.} > 0 \tag{7.2.7}$$

Пусть нас интересует решение задачи Коши для этого уравнения с начальными данными, заданными на полупрямой $x \le X_N$. При численном интегрировании требуется подчинить φ при $x = X_N$ фиктивному краевому условию, которое, однако, мало изменило бы решение при $x<X_N$. Рассмотрим вместо (7.2.7) уравнение

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + C(x)\frac{\partial\varphi}{\partial x} = 0, \tag{7.2.8}$$

где $C=C_0$ всюду вне «левой» окрестности точки $x=X_N$, а при $x\to X_N$, $C\to 0$. Тогда, вне указанной окрестности возмущения по-прежнему будут переноситься со скоростью C_0, согласно (7.2.7), а попадая в эту окрестность, будут замедляться, накапливаясь здесь, - «собираться в гармошку». Если теперь применить к решению оператор сглаживания, аннулирующий короткие волны, то возмущения, накопившиеся в приграничной зоне, будут «съедены». Таким образом, возмущения по мере приближения к границе будут деформироваться и поглощаться, и на самой границе возмущений не будет, поэтому полное решение здесь следует полагать фоновому макроскопическому значению искомой функции. Для поглощения коротких волн применяется двухэтапную процедуру «сглаживания-восстановления» с тем, чтобы не сильно сгладить длинноволновые компоненты решения.

В принципиальном отношении описанная методика относится к алгоритмам приграничного сглаживания (в частности, с методом «ньютоновского демпфирования», и в этом смысле используется в многочисленных моделях. Однако, по мере прогресса в методах вычислений и вычислительной технике и роста требований к точности алгоритмов, данная методика неоднократно становилась объектом критики, т.к. этот метод является весьма грубым, уничтожающим, наряду с фиктивными отражениями, заметную долю существенной информации. Кроме того, с одной стороны, методики поглощения вычислительно неэффективны (поскольку буферные приграничные зоны занимают значительную часть территории расчетной области), с другой стороны - их принципиальный порок заключается в том, что возмущения, проходя в буферных зонах через среду с переменными свойствами, вообще говоря, должны испытывать частичное отражение.

В настоящее время, таким образом, основные достижения и перспективы в формулировке условий на боковых границах (особенно для негидростатических моделей) связаны скорее с техникой излучения, чем поглощения. Положение осложняется, однако, когда мы обращаемся к условиям на верхней границе.

7.3. *УСЛОВИЯ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ*

В общем плане верхние краевые условия сходны с условиями по горизонтали: здесь также отсутствует физически обоснованная граница, и условия должны выбираться такими, чтобы имитировать решение в бесконечном полупространстве. Поэтому и принципиальные подходы к формулировке краевых условий аналогичны рассмотренным выше. А именно, если отвлечься от достаточно многочисленных образцов эвристических экстраполяционных формул, не дающих вообще говоря, даже приближенного решения проблемы, имеется два подхода: методика излучения и методика поглощения.

Своеобразие заключается в том, что применение условий излучения здесь принципиально затруднено. В предыдущем параграфе мы говорили, что формулировка устойчивого краевого алгоритма излучения возможна, если нормальные к границе компоненты фазовой и групповой скоростей имеют одинаковые знаки. Для внутренних гравитационных волн, энергетически преобладающих в явлениях локального масштаба, данное условие по вертикали не выполняется. Поэтому и в общем случае, т.е. при наличии адвекции, для достаточно длинных по вертикали волн упомянутые скорости будут разных знаков (например, в гидростатической атмосфере при U = 10 м/с, $N = 10^{-2}$ c^{-1}, - для волн с длиной волны по вертикали > 6,3 км).

В силу такого положения, преобладающей (а до недавнего времени и единственной) систематической методикой формулировки верхнего краевого условия является методика условий поглощения на основе введения фиктивной вязкости в приграничной "буферной" зоне. В большинстве случаев это «рэлеевская форма» фиктивной вязкости: в уравнении для эволюции переменной φ приписывается «справа» слагаемое $-\nu(z)\varphi$:

$$\partial\varphi/\partial t + \cdots = \cdots - \upsilon(z)\varphi\,,$$

где $\nu(z)$ – заданная неотрицательная функция, тождественно равная нулю ниже определенного уровня и растущая до величины порядка единицы к верхней границе области. Иногда используется и «молекулярная форма» искусственной вязкости:

$$\partial\varphi/\partial t + \cdots = \cdots - \upsilon(z)\left(\partial^2\varphi \big/ \partial x^2\right).$$

Отметим некоторую противоречивость используемых методик поглащения. При малых значениях параметра ν заметная доля энергии достигает верхней границы, порождая отраженные волны. Большие значения ν связаны (при зафиксированной толщине буферной зоны) с большими значениями $d\nu/dz$, что, в свою очередь, ведет к отражению энергии еще в пределах буферной зоны. Это приводит к необходимости увеличению толщины этой зоны для того, чтобы при плавном увеличении параметра ν он успел достичь значительной величины. Поэтому у большинства авторов буферная зона занимает от 1/3 до 1/2 толщины всего расчетного слоя, что неэффективно в вычислительном отношении.

Опишем также подход на основе принципа излучения, в котором используется свойство, которым, строго говоря, обладает лишь линейная гидростатическая система уравнений в приближении Буссинеска и без учета силы Кориолиса. Это свойство заключается в следующем. Пусть при заданных значениях t и z разложения полей функ-

функции Экснера П и вертикальной скорости ω в интеграл Фурье по горизонтальным координатам имеют вид:

$$\Pi(t,x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\Pi}(t,k_x,k_y,z)\, e^{-i(k_x x + k_y y)}\, dk_x dk_y\,, \qquad (7.3.1)$$

$$\omega(t,x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\omega}(t,k_x,k_y,z)\, e^{-i(k_x x + k_y y)}\, dk_x dk_y\,. \qquad (7.3.2)$$

Тогда коэффициенты Фурье $\hat{\Pi}$ и $\hat{\omega}$ этих полей на волнах, переносящих энергию вверх, и <u>только</u> на них, связаны локальным соотношением

$$\hat{\Pi}(t,k_x,k_y,z) = N\hat{\omega}(t,k_x,k_y,z) \Big/ \left[\left(k_x^2 + k_y^2\right)^{1/2}\right]. \qquad (7.3.3)$$

Поэтому, обеспечивая, чтобы коэффициенты Фурье $\hat{\Pi}$ и $\hat{\omega}$ полей П и ω на каждой границе в каждый момент времени и для каждой пары (k_x , k_y) были связаны соотношением (7.3.3), мы обеспечиваем, чтобы здесь имелись только «уходящие» волны (переносящие энергию вверх).

Для систем уравнений более общего вида соотношение (7.3.3) предполагается выполненным приближенно. Окончательно алгоритм излучения на верхней границе для неупругой системы уравнений в контексте всей численной схемы выглядит следующим образом.

1) Восстанавливаем в «будущий» момент времени ($n\Delta t$) все искомые поля, кроме П и ω, всюду, включая верхнюю границу, в силу соответствующих эволюционных уравнений.
2) Восстанавливаем всюду поле $\omega^{(n\Delta t)}$, интегрируя уравнение неразрывности снизу вверх, с использованием нижнего краевого условия.
3) Раскладываем поле $\omega^{(n\Delta t)}$ на верхней границе в ряд Фурье, соответствующий интегралу (7.3.2) (для этого предполагаем ω на верхней границе периодически продолженной по горизонтали за пределы расчетной области), отыскивая набор значений $\hat{\omega}(t,k_x,k_y,z)$.
4) Из (7.3.3) восстанавливаем набор значений $\hat{\Pi}(t,k_x,k_y,z)$ и с помощью дискретного аналога (7.3.1) «собираем» поле П на верхней границе.
5) Восстанавливаем поле П с использованием найденного значения на верхней границе.

Объем дополнительных вычислений и требования к памяти ЭВМ, связанные с учетом краевого условия, в данном алгоритме значительно скромней, чем в методе фиктивного поглощения.

Таким образом, условия излучения на верхней границе еще ожидают дальнейшего изучения и апробации. То же относится, по-видимому, и в целом к проблеме краевых условий на верхней границе: существующие здесь методы более пестры и эвристичны, меньше анализировались и апробировались, чем методы для боковых границ. В этой связи актуальна такая организация прогностической модели, которая обеспечивала бы возможно более полный учет внутренних слоев отражения (слоев повышенной устойчивости), обычно имеющихся в тропосфере. При наличии таких слоев в

пределах расчетного слоя проблема верхнего краевого условия в значительной степени оказалась бы решенной сама собой.

7.4. *УСЛОВИЯ НА НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕ И ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ВОЗДУХ-ПОЧВА, ПЕРЕНОС ТЕПЛА И ВЛАГИ В ПОЧВЕ*

В отношении условий на разделе воздух-почва атмосферные характеристики естественно распадаются на два класса: с одной стороны, скорости, не имеющие аналогичных себе характеристик в почве, и с другой стороны, температурные и влажностные характеристики, непосредственно переходящие в аналогичные характеристики почвы и поэтому связанные с ними на разделе определенными соотношениями.

Рассмотрим условия для скоростей.

Одно из таких условий является универсальным: нормальный к поверхности компонент скорости равен нулю, т.е. в случае плоской поверхности

$$W = 0 \quad \text{при} \quad z = z_0 \tag{7.4.1}$$

Из (7.4.1) следует, что адвективные слагаемые прогностической системы уравнений вида $w\,\partial\varphi/\partial z$ (φ -любая из искомых функций) не требуют задания условий для φ на границе раздела, и при выборе этих условий следует ориентироваться на специфику турбулентных слагаемых.

Физически точные условия для ***u*** и ***v*** выглядят аналогично (7.4.1)

$$u = v = 0 \quad \text{при } z = z_0, \tag{7.4.2}$$

однако в численных моделях их не принято формулировать в таком виде, т.к. это ведет к необходимости дискретных аппроксимаций $\partial u/\partial z$ и $\partial v/\partial z$ в пределах приземного слоя (ПС), а это, в свою очередь, ведет к большим вычислительным погрешностям, т.к. производные от составляющих ***u*** и ***v*** по вертикали могут быть очень велики в пределах ПС. В этой связи (7.4.2) чаще используют в диагностических моделях, реализуемых аналитически, а в численных прогностических моделях условия для ***u*** и ***v*** формулируются непосредственно в терминах турбулентных напряжений для этих величин

$$\overline{u'w'}\Big|_{z=z_0} = \tau_{13}, \quad \overline{v'w'}\Big|_{z=z_0} = \tau_{23}, \tag{7.4.3}$$

где τ_{13} и τ_{23} восстанавливаются в данный момент времени в данной точке уровня шероховатости согласно теории подобия для ПС. Условия (7.4.3) вычислительно корректны, т.к. напряжения - гладкие функции и производные от них аппроксимируются на дискретной сетке с хорошей точностью[16].

---

[16] Мы не останавливаемся здесь на так называемых условиях свободного скольжения ($\partial u/\partial z = \partial v/\partial z = 0$), так же, как и на их усовершенствованиях, поскольку эти условия оправданы лишь в моделях с грубым вертикальным разрешением (Δz = 0,5÷1,0 км) и не могут дать физически адекватной параметризации ПС в схеме локального прогноза.

Если прогностическая система уравнений пополняется уравнением (6.2.20) для кинетической энергии турбулентности E, то в качестве краевого условия для E используют явную параметризацию этой величины в ПС, основанную на теории подобия, дополнительных предположениях и экспериментальных данных.

В связи с возможной негладкостью искомых полей в ПС прогностическую систему уравнений нередко рассматривают лишь вне ПС при $z > h_S$, где h_S - высота приземного слоя. В этом случае краевые условия для всех величин, кроме $\boldsymbol{w}$ (иногда и для $\boldsymbol{w}$), формулируют при $z = h_S$, получая значения искомых функций (или линейную связь между функцией и её производной по z) при $z = h_S$ на основе теории подобия и данных наблюдений. Такой подход, однако, требует знания величины h_S. Обычно её принимают равной некоторой средней величине ~ 50 м. С другой стороны, величину h_S можно определять в каждой точке и на каждом шаге по времени наряду с другими величинами на основе теории подобия. Представляется, однако, что оба варианта не вполне отвечают специфике задачи локального прогноза. Первый вариант - физически грубый, т.к. высота ПС от ситуации к ситуации может отличаться на порядок, будучи в каждой конкретной ситуации существенной физической характеристикой ПС. Второй вариант связан с дополнительным расходом машинного времени (учет переменного значения h_S производится с помощью замены координат аналогично учету гор, см. § 5.6). Для оперативной схемы локального прогноза разумным компромиссом между физической точностью и вычислительной экономичностью представляется в данном случае использование условий (7.4.3), но в контексте сетки с переменным шагом Δz, позволяющим автоматически, хотя и сглажено, учитывать колебания высоты ПС.

Переходя к условиям на разделе воздух-почва для <u>термодинамических переменных</u> θ и q_v, надо предварительно заметить следующее. При достаточно аккуратной параметризации турбулентных потоков уравнения (5.1.3), (5.1.4) можно было бы использовать повсюду при $z > z_0$, а соотношения на разделе воздух-почва (см. ниже), вместе с соотношениями (6.2.1) или (6.2.2), рассматривать как систему краевых условий для уравнений (5.1.3), (5.1.4). Принципиально это было бы аналогично расчету скоростей с использованием (7.4.2), т.е. заданию, например,

$$\theta_0 = \theta(t, x, y, z_0), \quad (q_v)_0 = q_v(t, x, y, z_0). \tag{7.4.4}$$

Однако, так же, как вместо (7.4.2) в качестве краевых условий для $\boldsymbol{u}$ и $\boldsymbol{v}$ принимают полученные с использованием (7.4.2) соотношения (7.4.3), так и вместо (7.4.4) в целях вычислительной точности для θ и q_v используют условия, получаемые из теории подобия с привлечением всех граничных соотношений

$$\overline{\theta' w'}\Big|_{z=z_0} = \tau_3^\theta, \quad q_v' \overline{w'}\Big|_{z=z_0} = \tau_3^q. \tag{7.4.5}$$

Граничных условий для осадков Q_r на нижней границе не требуется, так как в этом случае турбулентность по вертикали не учитывается, порядок уравнения (5.1.4) становится первым и для решения задачи достаточно одного условия на верхней границе.

Граничные условия для температуры и влажности на поверхности следует выбирать, исходя из типа подстилающей поверхности. В случае водной поверхности в задаче краткосрочного прогноза обычно принимаются условия

$$Q_v = Q = Q_{SAT}, \tag{7.4.6}$$

$$\Theta = \Theta_0 = \Theta_{surface}(x, y), \tag{7.4.7}$$

поскольку изменения температуры водной поверхности в течение суток бывают незначительными.

Над сушей, где имеется значительный суточный ход температуры и влажности на разделе воздух-почва, ставятся обычно условия баланса тепла и влаги. Для определения температуры на поверхности земли ($z = 0$) задаются два условия: непрерывность температурного профиля

$$\Theta_0 = \Theta_s(x, y) \tag{7.4.8}$$

и условие баланса тепла, которое имеет следующий общий вид

$$H_S - \widetilde{E}_S = H_a - \widetilde{E}_a - F, \tag{7.4.9}$$

где H_S и H_a - потоки доступного тепла в почве и в воздухе, $\widetilde{E}_S$ и $\widetilde{E}_a$ - потоки скрытого тепла в почве и в воздухе, F - радиационный поток тепла, считающийся положительным в направлении к поверхности земли.

Аналогично, два условия должны быть заданы для обмена влагой между атмосферой и почвой.

Условие баланса потоков влаги при отсутствии стока можно записать в следующем общем виде

$$\widetilde{Q}_S = \widetilde{Q}_a + P, \tag{7.4.10}$$

где $\widetilde{Q}_S$ - поток влаги в жидкой и парообразной фазах в почве, $\widetilde{Q}_a$ - поток общего влагосодержания ($Q = Q_v + Q_c$) в атмосфере, P - поток осадков на поверхности земли. Условие (7.4.10) выполняется до тех пор, пока $Q_S \le Q_{S\,max}$, т.е. почва обладает некоторой предельной влагоемкостью, при достижении которой избыток поступающей из атмосферы влаги выводится из системы в сток.

Та или иная спецификация второго условия для нахождения влажности на поверхности почвы зависит от конкретной формы расчетов тепла и влаги в почве. Мы вернемся к этому вопросу несколько ниже после того, как будут обсуждены подходы к расчету левых частей в уравнениях (7.4.9) и (7.4.10).

Методы расчета тепла и влаги в почве можно разделить грубо на две категории:

1) прямой расчет температуры и содержания влаги в некотором слое почвы с использованием соответствующих уравнений переноса;
2) использование параметризационных формул, при котором детальный профиль температуры и влажности в почве не рассчитывается, а используются некоторые дополнительные гипотезы о распространении тепла и влаги в почве.

Первый подход в настоящее время используется в основном в работах по микрометеорологии и требует, безусловно, больших затрат времени на проведение расчетов и дополнительной начальной информации, которая часто может отсутствовать. Второй подход менее требователен к вычислительным ресурсам и информационному обеспечению, но зато обладает меньшей точностью.

Рассмотрим сначала подход с включением деятельного слоя почвы в область расчета. В этом случае на некоторой глубине $x_3 = -h_l$ задаются значения

$$\Theta_S = \Theta_S\left(x, y, -h_l\right),$$

$$Q_S = Q_S\left(x, y, -h_l\right). \qquad (7.4.11)$$

В случае краткосрочных прогнозов глубина h_l принимается равной 1 м и является вполне достаточной, так как короткопериодные колебания температуры и влажности на этой глубине практически затухают.

При такой постановке задачи система уравнений (5.1.1)-(5.1.4) должна быть дополнена соответствующими уравнениями переноса тепла и влаги в слое $-h_l \le x_3 \le 0$. Обычно считается, что при решении метеорологических задач можно не учитывать процессы миграции влаги в горизонтальной плоскости и ограничиться лишь рассмотрением вертикального обмена.

При более детальном моделировании переноса тепла следует учитывать зависимость теплопроводности почвы от свойств почвенного скелета, пористости почв, степени заполненности их влагой, а также притоки тепла за счет фазовых переходов влаги в почве. Аналогично при моделировании переноса влаги следует учитывать существование её в двух (трех) фазах , а также зависимость процессов переноса влаги от перечисленных выше физических свойств и теплового состояния почвы. При этом уравнения переноса тепла и влаги становятся весьма громоздкими и связанными друг с другом.

Представляется, что в прогностически ориентированных мезомасштабных моделях, где неизбежно смогут использоваться лишь обобщенные характеристики почв и растительного покрова, часто отсутствуют детальные начальные данные о температуре и влажности почвы, поэтому можно ограничиться более простыми моделями переноса тепла с введением ряда упрощающих гипотез и эмпирических соотношений.

При расчете температуры можно в первом приближении исключить из рассмотрения потоки скрытого тепла, связанные с фазовыми переходами влаги в почве, и воспользоваться уравнением диффузии

$$\frac{\partial \Theta_S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_3}\left(K_S^{\theta}\frac{\partial \Theta_S}{\partial x_3}\right), \qquad (7.4.12)$$

коэффициент температуропроводности K_S^{θ} в котором можно считать функцией влажности почвы. С этой целью можно воспользоваться, например, соотношением

$$K_S^{\theta} = \exp\left\{-\left(P_f + 2.7\right)\right\}, \quad P_f \le 5.1$$

$$K_S^{\theta} = 0.00041, \quad P_f > 5.1 \qquad (7.4.13)$$

Здесь P_f - десятичный логарифм потенциала влаги ψ, выраженного в см. Способ определения ψ будет обсуждаться ниже. Коэффициент теплопроводности $\rho_S\, c_p\, K_S^{\theta}$ дается в кал·с$^{-1}$см$^{-2}$· К$^{-1}$

При расчете переноса влаги в почве можно в первом приближении исключить из рассмотрения парообразную фазу, учет которой существенен лишь в случае сухих

легких почв, и считать процесс изотермическим. С использованием этих упрощающих гипотез уравнение переноса влаги в почве может быть записано в виде

$$\frac{\partial Q_S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_3}\left(K_S^q \frac{\partial Q_S}{\partial x_3} + \widetilde{K}^q \right), \qquad (7.4.14)$$

где Q_S характеризует только жидкую фазу влаги, а $\widetilde{K}^q$ - коэффициент гидравлической проводимости, K_S^q - диффузионная проводимость.

Для вычисления гидравлической проводимости и диффузивности влаги был предложен ряд эмпирических формул, которые учитывают зависимость этих коэффициентов от влажности и физических свойств почвы. Для расчета коэффициента гидравлической проводимости можно, например, воспользоваться формулой

$$\widetilde{K}^q = \widetilde{K}_{SAT}^q \left(\frac{Q_S}{Q_{S\,max}} \right)^{2b+3}, \qquad (7.4.15)$$

где $\widetilde{K}_{SAT}^q$ - гидравлическая проводимость при $Q_S = Q_{S\,max}$ - объемной влажности насыщения.

Для расчета диффузионной проводимости можно воспользоваться, в частности, формулой

$$K_S^q = \frac{b\,\widetilde{K}_{SAT}^q\,\psi_S}{Q_S} \left(\frac{Q_S}{Q_{S\,max}} \right)^{b+3}, \qquad (7.4.16)$$

где ψ_S - потенциал насыщения, а все остальные коэффициенты имеют тот же смысл, что и в формуле (7.4.15). Значения ψ_S для различных типов почв также можно найти в этой работе.

Для вычисления потенциала ψ, используемого при расчете K_S^θ в (7.4.13), можно воспользоваться формулой

$$\psi = \psi_S \left(\frac{Q_S}{Q_{S\,max}} \right)^{-b}, \qquad (7.4.17)$$

где коэффициент b имеет тот же смысл, что и в формулах (7.4.15) и (7.4.16).

Система (7.4.14)-(7.4.16), хотя и грубо, описывает реальные процессы миграции влаги в сложном комплексе почва-растительность и обеспечивает в первом приближении аккумуляцию в почве выпадающей из атмосферы влаги и постепенное выведение её из почвы в атмосферу в результате испарения. Это является важным для расчета энергетического бюджета в атмосфере и более точного расчета температуры и влажности в приземном слое атмосферы.

Гипотеза о том, что почвенная влага присутствует только в жидкой фазе, позволяет конкретизировать уравнения баланса (7.4.9) и (7.4.10) и подобрать второе условие для расчета влажности на поверхности почвы. Предположение об отсутствии парообразной влаги в почве и мгновенном переходе атмосферного конденсата на поверхности в почвенную влагу обозначают, что имеют место два предельных режима:

1) над сухой почвой ($Q_S = Q_{S\,min}$) $\qquad \partial Q / \partial z = 0$ (7.4.18)

2) над максимально увлажненной почвой ($Q_S = Q_{S\,max}$) $\qquad Q = Q_{SAT}$. (7.4.19)

Получение на основе (7.4.18) и (7.4.19) одного дополнительного краевого условию действительного для всех случаев, производится непосредственно в конечных разностях. Забегая несколько вперед, мы приведем его здесь с тем, чтобы была более понятной форма записи уравнений баланса в дифференциальной форме. Соотношение, обобщающее (7.4.18) и (7.4.19), может быть представлено в виде

$$Q_1 - Q_g = M\left(Q_1 - \left(Q_{SAT}\right)_g\right), \tag{7.4.20}$$

где индексом «g» обозначена поверхность, индексом «1» - некоторый уровень в атмосфере, а M представляет собой коэффициент, зависящий от влажности почвы ($M \to 1$ при $Q_S \to Q_{S\,max}$ и $M \to 0$ при $Q_S \to Q_{S\,min}$). Конкретная форма представления M в членах, описывающих влажность почвы, будет рассмотрена при описании численных алгоритмов.

С учетом принятых выше дополнительных предположений уравнения баланса тепла и влаги приобретают следующий вид[17]

$$K_S^{\theta} \frac{\partial \theta_S}{\partial z} \rho_S c_s = \left(\overline{w'\theta'} + \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \overline{w'q'_v}\right) \pi c_p \overline{\rho} - F = k\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{L}{c_p \overline{\pi}} \frac{\partial Q_v}{\partial z}\right) \pi c_p \overline{\rho} - F, \tag{7.4.21}$$

$$K_S^{q} \frac{\partial Q_S}{\partial z} + \widetilde{K}^{q} = \left(k \frac{\partial Q}{\partial z} - q_r V_T\right) \frac{\overline{\rho}}{\rho_w}, \tag{7.4.22}$$

где c_s - теплоемкость почвы, а производные $\partial Q_v / \partial z$ и $\partial Q / \partial z$ аппроксимируются с использованием соотношения (7.4.20). Выражение потока влаги в атмосфере долей потенциального испарения полностью соответствует гипотезе о существовании почвенной влаги только в жидкой фазе и обеспечивает выделение скрытой теплоты парообразования лишь при наличии фазовых переходов влаги на поверхности почвы.

Существует и другой подход к представлению потоков влаги в приземном слое атмосферы, когда дополнительное условие на границе записывают в виде

$$Q_1 - Q_g = Q_1 - h\left(Q_{SAT}\right)_g, \tag{7.4.23}$$

где h - относительная влажность у поверхности земли, а остальные обозначения имеют тот же смысл, что и в (7.4.20).

Представляется, что вне связи с определением почвенной влаги формула (7.4.23) может давать неправильные результаты. Например, при малой относительной влажности ($h\left(Q_{SAT}\right)_g < Q_1$) использование (7.4.23) для потока скрытого тепла приведет к

[17] При записи уравнений баланса потоки в атмосфере представляют, используя выводы теории подобия Монина-Обухова (см. § 6.2)

выделению скрытой теплоты конденсации и нагреванию поверхности даже при отсутствии фазовых переходов атмосферной влаги.

Таким образом, при условии пренебрежения переносом водяного пара в почве дополнительное граничное условие (7.4.20) представляется предпочтительным по сравнению с (7.4.23).

При включении в область расчета деятельного слоя почвы не возникает никаких принципиальных трудностей с представлением левых частей в уравнениях (7.4.21) и (7.4.22), а также коэффициента **M** в (7.4.20), так как необходимая информация получается в результате решения (7.4.12) и (7.4.14).

В тех случаях, когда послойный расчет потоков тепла и влаги в почве не производится, применяется ряд дополнительных упрощающих гипотез. В самом простом варианте потоки тепла в почву принимаются нулевыми, или задается их пропорциональность потокам тепла в приземном слое атмосферы. Сущность данного метода состоит в том что, температура (или влажность) определяется исходя из условия притока тепла (влаги) к конечному тонкому поверхностному слою почвы. Для температуры исходное уравнение представляется в виде

$$\frac{\partial \Theta_S}{\partial t} = \frac{G(z,t) - G(0,t)}{z}, \tag{7.4.24}$$

где Θ_S средняя температура слоя глубиной z, $G(0,t)$ - поток тепла в атмосфере, а $G(z,t)$ - поток тепла на глубине z. За счет малости z предполагается, что Θ_S аппроксимирует температуру поверхности ($\Theta_S = \Theta_g$). В более простом случае принимается, что $G(z,t) = 0$, т.е. на температуру поверхности почвы оказывает влияние только поток тепла из атмосферы. В более реалистичном приближении производится расчет $G(z,t)$, исходя из аналитического решения уравнения теплопроводности при заданной форме теплового возмущения на поверхности. В случае простой периодичности потоков тепла из атмосферы на земную поверхность (суточный цикл с периодом τ_1) уравнение (7.4.24) можно представить в виде

$$\frac{\partial \Theta_g}{\partial t} = \frac{c_1 H_a}{\rho_S c_S d_1} - c_2 \left(\Theta_g - \Theta_S\right) \Big/ \tau_1 . \tag{7.4.25}$$

Здесь $c_1 = 2\pi^{1/2}$, $c_2 = 2\pi$, $d_1 = \left(K_S^{\theta} \tau_1\right)^{1/2}$ - величина, пропорциональная глубине суточной тепловой волны в почве, τ_1 - сутки, H_a - поток тепла на поверхность из атмосферы, Θ_S - температура почвы на некоторой глубине. В более простом случае под Θ_S подразумевается среднесуточная температура почвы, постоянная во всем почвенном слое, задаваемая заранее. Тогда для определения температуры почвы на поверхности земли Θ_g достаточно решить численно уравнение (7.4.25). Дальнейшее расширение этой методики предполагает введение второго прогностического уравнения для Θ_S. В наиболее простом случае это прогностическое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \Theta_S}{\partial t} = -\frac{H_a}{\rho_S c_S d_2}, \tag{7.4.26}$$

где $d_2 = \left(365 K_S^{\theta} \tau_1\right)^{1/2}$ - величина, пропорциональная глубине годовой температурной волны.

Сравнение расчетов температуры поверхности по методикам этого направления с результатами расчетов путем прямого численного решения уравнения теплопроводности на многих уровнях показало, что приближенные расчеты с использованием уравнений типа (7.4.25)-(7.4.26) дают достаточно хорошие результаты в том случае, когда реальная периодичность атмосферных потоков незначительно отличается от наперед заданной суточной или иной цикличности (суперпозиции суточной и более длительной тепловой волны). Результаты расчетов естественно ухудшаются в тех случаях, когда имеют место значительные отклонения от наперед заданных частот, используемых в этой методике. Сделанные численные оценки показывают, что даже в наиболее обобщенном виде использование этого приближенного подхода требует вдвое меньших затрат времени на ЭВМ, чем расчеты по четырехслойной модели.

Для расчета влажности на поверхности земли выписываются уравнения для Q_g и Q_S, сходные с (7.4.25) и (7.4.26):

$$\frac{\partial Q_g}{\partial t} = -c_1\left(\frac{\tilde{Q}_a + P}{\rho_w d_1}\right) - c_2\left(\frac{Q_g - Q_S}{\tau_1}\right), \tag{7.4.27}$$

$$\frac{\partial Q_S}{\partial t} = \frac{\tilde{Q}_a + P}{\rho_w d_2}, \tag{7.4.28}$$

где ρ_w - плотность воды, а остальные обозначения сохранены такими же, как в (7.4.10) и в (7.4.25). В качестве второго условия при расчете $\tilde{Q}_a$ используется по-прежнему (7.4.20).

Приближенные методы определения температуры и влажности на поверхности земли, основанные на решении прогностических уравнений для тонкого поверхностного слоя почвы, являются гораздо более экономичными с точки зрения затрат времени на проведение расчетов и менее требовательными к информационному обеспечению. Однако они могут давать определенные ошибки при отклонении временного хода метеорологических величин от правильного суточного или иного хода, заданного априорно соответствующим выбором периодов (частот) при образовании уравнений типа (7.4.25)-(7.4.28).

Вопрос о целесообразности прямого расчета переноса тепла и влаги в почве или использовании описанных выше приближений следует, по-видимому, решать, исходя из конкретных вычислительных возможностей и обеспечения начальными данными о состоянии почвы.

В заключение надо заметить следующее. Приведенные балансные соотношения оперируют со значениями температуры атмосферы и атмосферной влажности при $z = z_g$. Эти соотношения должны быть использованы одновременно с соотношениями теории подобия для приземного слоя, где, однако, фигурируют температура и влажность на уровне шероховатости, т.е. при $z = z_0$ (соотношения (6.2.7)). Чтобы получить замкнутую систему уравнений привлекают соотношения (6.2.2), связывающие значения Θ и Q_v на указанных уровнях. Если же, следуя Блэкэдару, ввести уровень «приземной» температуры $z = z_a$ и использовать $\Theta(z_a)$ в соотношениях теории подобия,

для замыкания системы уравнений потребуется также уравнение, описывающее эволюцию $\Theta(z_a)$. В результате возникает достаточно сложная трансцендентальная система граничных уравнений, конкретный вид которой зависит от выбранных уравнений и их дискретных аппроксимаций, и которая должна решаться во все моменты времени в каждой точке (x, y) расчетной сетки. К опыту решения систем этого вида мы еще вернемся в главе 8.

Вопросы для самопроверки

1. Почему при моделировании мезомасштабных процессов существенно возрастает влияние краевых условий на точность прогноза?
2. Поясните, какие две общие проблемы возникают при постановке краевых условий для мезомасштабных прогностических моделей?
3. Поясните, какие возможны варианты взаимоотношения мезомасштабного локального и крупномасштабного регионального прогнозов?
4. Поясните суть краевых условий излучения.
5. Поясните суть краевых условий поглощения.
6. Опишите методику постановки боковых краевых условий для мезомасштабнеой прогностической модели.
7. Опишите способы постановки краевого условия на верхней границе области расчетов мезомасштабной модели.
8. Опишите методику постановки нижнего граничного условия для составляющих скорости воздушного потока.
9. Опишите методику постановки нижнего граничного условия для температуры.
10. Опишите методику постановки нижнего граничного условия для характеристик влагосодержания воздушного потока.
11. Опишите способы учета процессов в деятельном слое и в почве при постановке нижнего граничного условия для термодинамических переменных.

Глава 8. КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЕ МЕТОДЫ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ И ПРОГНОЗЕ ЛОКАЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПОГОДЫ

8.1. *ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ*

В предыдущих главах рассматривались вопросы, в которых специфика локального прогноза была выражена сравнительно слабо. Во многих случаях речь шла о методах, одинаково используемых при описании крупно- и мелкомасштабных явлений. Материал настоящей главы теснее связан со спецификой локального прогноза, а именно - с особенностями интегрирования негидростатических уравнений. Тем не менее, и здесь имеется круг вопросов и методов, общий для всей динамической метеорологии. Эти вопросы мы будем освещать лишь кратко, ссылаясь на литературу (в частности, на известную монографию "*Численные методы, используемые в атмосферных моделях*", т.1, 1976; т.2, 1979) и затрагивая подробнее вопросы, специфически актуальные для техники интегрирования негидростатических уравнений и/или менее систематически рассматриваемые в литературе.

В силу ориентации на негидростатические модели мы ограничиваемся рассмотрением лишь *конечно-разностных методов* приближенного интегрирования уравнений. Практически все известные негидростатические модели основаны на методах этого класса. Очевидно, в ближайшие одно-два десятилетия конечно-разностные методы сохранят свое ведущее положение, во всяком случае, в отношении практического прогноза. Обзор других методов (спектрального, псевдоспектрального и метода конечных элементов) содержится, например, во втором томе указанной выше монографии.[18]

8.2. *ПОГРЕШНОСТЬ ВРЕМЕННЫХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПРОИЗВОДНЫХ*

Погрешность конечно-разностного интегрирования прогностических уравнений не исчерпывается погрешностями дискретных аппроксимаций отдельных членов уравнений, но поскольку эти погрешности представляют собой наиболее очевидный и непосредственный источник окончательных ошибок, оценка их вклада в эти последние существенна.

В настоящее время признано, что основными в метеорологических задачах являются ошибки пространственных аппроксимаций. Обычная ситуация такова, что возмущения с пространственными масштабами в 2-4 шага расчетной сетки, описываемые данной сеткой с большими погрешностями, энергетически довольно значительны в изучаемых явлениях, в то время как масштаб их временной изменчивости (час и более) намного превышает величину расчетного шага Δt, диктуемого критерием устойчивости схемы. Следовательно, их временная аппроксимация весьма точна. В типичной атмосферной модели погрешности пространственных аппроксимаций дают 40% общей ошибки (причем, это главным образом ошибки аппроксимации адвективных слагаемых), а временных аппроксимаций - 1.

---

[18] Среди этих методов в последнее десятилетие особенно бурно развивается метод конечных элементов, обладающий значительными преимуществами в учете орографии.

Значительная роль ошибок пространственных аппроксимаций подтверждается результатами работ, в которых в рамках одной и той же модели сопоставлялись прогнозы на сетках с разным пространственным разрешением, и прогнозы, полученные при пространственных аппроксимациях 2-го и 4го порядка точности (теоретический анализ уточнений за счет перехода к аппроксимациям 4-го порядка дан упомянутой выше монографии).

Таким образом, повышение точности пространственных аппроксимаций и вычислительной устойчивости - два актуальных аспекта конечно-разностной методики в атмосферных моделях. Правда, известно, что неявные аппроксимации, с которыми связана повышенная устойчивость схем, искажают (завышают) фазовую и групповую скорости волн. В этой связи высказывались предположения, что при описании мезомасштабных явлений требования к точности временных аппроксимаций (пределы допустимых нарушений критерия ФКЛ) могут оказаться жестче, чем для макромасштабных явлений. Тем не менее, и в этих случаях, очевидно, достаточно ориентироваться на характерный временной масштаб описываемых явлений. Поэтому, как мы убедимся ниже, оба указанных аспекта остаются актуальными и в вычислительной методике для негидростатических моделей.

8.3. *СТРУКТУРА РАСЧЕТНОЙ СЕТКИ*

Однородность расчетной сетки может нарушаться:

- в отношении распределения зависимых и независимых переменных в дискретных времени и пространстве,
- и в отношении размеров расчетных ячеек.

В первом случае говорят о "расшатанной" сетке, а во втором - о "неравномерной" сетке.

Расшатанные сетки, введенные Лаксом, используются с расшатыванием как по отдельным координатам, так и одновременно по всем координатам. В метеорологии такую сетку впервые использовал Элиассен для примитивных уравнений (предложенная им сетка, расшатанная по всем координатам, называется "сеткой Элиассена"). В настоящее время расшатанные сетки считаются предпочтительнее нерасшатанных, несмотря на то, что их применение связано с определенными логическими усложнениями. Основные преимущества схем на расшатанных сетках суммируются следующим образом.

1). При данных шагах расчетной сетки такие схемы - точнее, т.к. позволяют избегать процедур осреднения, в частности, по тому направлению, в котором выполняется дифференцирование (что приводит к аппроксимациям с вдвое б**о**льшим шагом).

2). Благодаря отсутствию осреднений схемы на расшатанных сетках в ряде случаев оказываются предпочтительнее в отношении линейной устойчивости. Например, известная схема в разностях "вперед-назад" (см. ниже §§ 8.7 и 8.9) в применении к примитивным уравнениям оказывается условно устойчивой на расшатанной сетке и неустойчивой на нерасшатанной, т.к. в последнем случае в результате осреднений в решении присутствуют растущие волны с длиной, равной двум шагам сетки.

3) Расшатанная структура сетки облегчает построение дискретных аппроксимаций, обладающих свойствами интегрального сохранения основных физических характеристик (импульса, массы, общего влагосодержания, вихря, энергии, квадрата вихря,

потенциальной энстрофии), что является эффективным средством предотвращения нелинейной неустойчивости. Схемы с теми или иными свойствами этого рода строились многократно и в настоящее время общеупотребительны.

В негидростатических моделях (возможно и в метеорологии в целом) чаще используются пространственно-расшатанные сетки. Принятая сегодня классификация таких сеток на пять основных видов (от "A" до "E") и их анализ приведены в т.1 упомнутой выше монографии. Из этих видов наиболее распространена сетка ***C***, введенная в метеорологические исследования в середине 60-х годов XX века.

Структура сетки ***C*** в основе своей (поскольку данная сетка, в свою очередь, допускает частные модификации) заключается в том, что скалярные переменные ищутся в центре расчетной ячейки, а компоненты скорости - в центрах соответствующих граней ячейки.

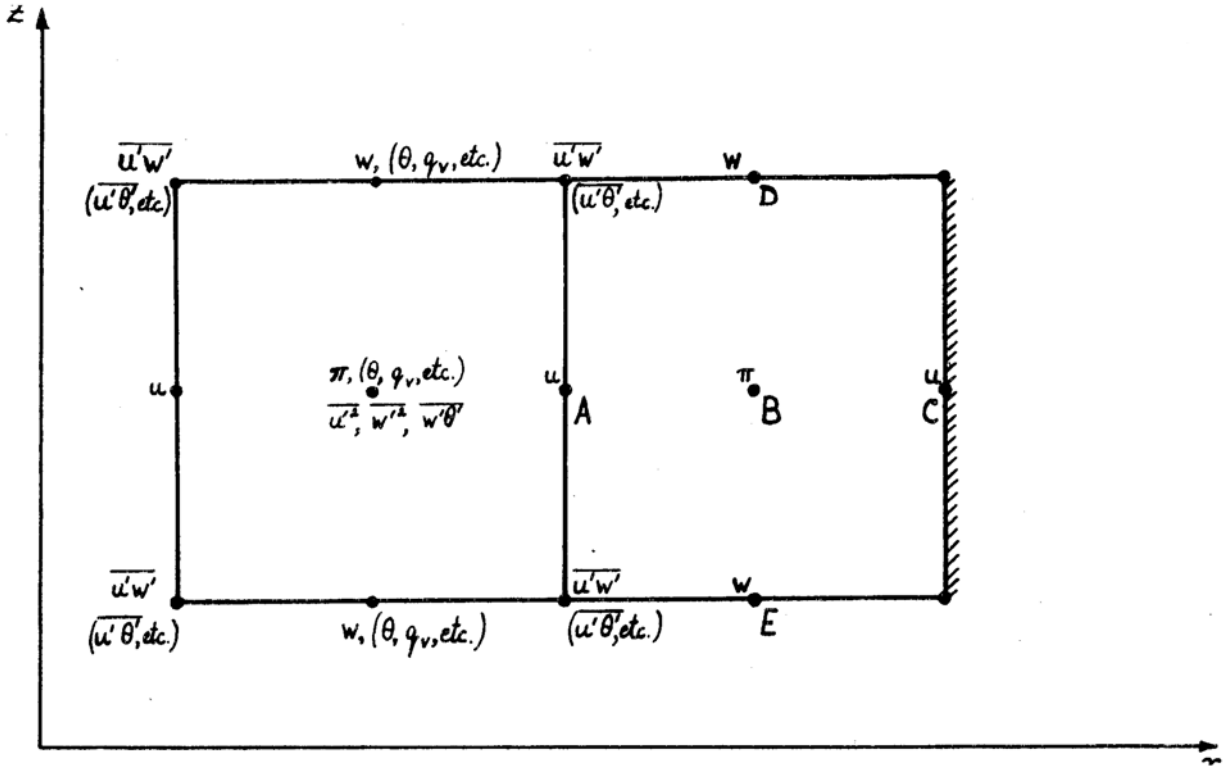


Рис. 8.1. *Образец расшатанной сетки*

Аналогично турбулентные напряжения и потоки ищутся в таких точках, чтобы при дискретизации соответствующих уравнений, дивергенции этих величин могли аппроксимироваться без осреднений. Для двумерного случая такая сетка показана на рис. 8.1. При этом, температуру и влажностные характеристики лучше задавать там же, где w, иначе (т.е. при задании их в центре ячейки) в условиях устойчивой стратификации ухудшается аппроксимация внутренних гравитационных волн. Добавим, что указанная модификация удобна и с вычислительной точки зрения, т.к. позволяет неявно аппроксимировать недифференцируемые члены в уравнениях для w и θ, исключая тем самым скорость гравитационных волн из критерия устойчивости схемы (см. ниже § 8.7).

Неравномерные сетки используются для повышения точности аппроксимации в определенных частях расчетной области. Наиболее распространен прием сгущения сетки по вертикали в связи со значительными вертикальными градиентами метеорологических полей в ППС. Обычный диапазон растяжения сетки в мезометеорологических моделях - от $\Delta z = 10 \div 50$ м в нижнем расчетном слое до $\Delta z = 0.5 \div 1$ км в районе тропопаузы. Технически растяжение сетки выполняют переходом к новой вертикальной координате, для которой эта сетка - равномерная. Преобразование координат может быть выполнено аналитически в рамках дифференциальной системы уравнений или непосредственно в конечных разностях - в форме дискретного преобразования, переводящего заданный набор дискретных уровней в набор равномерно распределенных уровней.

В моделях циклона используют также сетки, неравномерные по горизонтали, с повышенным разрешением в районе оси вихря. И здесь возможны либо непосредственная аппроксимация на неравномерной сетке, либо предварительная замена переменных, либо применение сплайн-интерполяций. В негидростатических моделях сетки с постоянно меняющимся горизонтальным шагом не использовались.

Проведем анализ аппроксимации на неравномерных сетках. Пусть на отрезке $x \in [0, 1]$ используется неравномерная сетка, сгущающаяся к левому концу отрезка, и пусть $x = x(\xi)$ - такое преобразование независимой переменной *x*, что в пространстве ξ сетка равномерна. Тогда использование дискретизаций 2-го порядка точности по ξ обеспечит 2-й порядок точности также и по *x*, если:

1) $dx/d\xi$ равномерно ограничена на всем отрезке и

2) $dx/d\xi = 0$ при $x=0$.

Смысл первого условия состоит в том, что при дроблении шагов сетки отношение соседних шагов $\Delta x_i / \Delta x_{i-1}$ должно стремиться к единице. Второе условие обеспечивает повышенную разрешимость сетки по *x* вблизи $x=0$ и не является необходимым: величине $dx/d\xi$ достаточно быть малой при $x=0$.

Влияние неравномерности сетки на устойчивость вычислительной схемы проявляется в том, что эта неравномерность сама по себе способна стать источником вычислительной неустойчивости даже при неявной аппроксимации (неустойчивость развивается в том случае, если благодаря переменности шага сетки пространственная разность, направленная по потоку, получает больший вес, чем разность, направленная против потока).

8.4. *АППРОКСИМАЦИЯ ВРЕМЕННЫХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПРОИЗВОДНЫХ*

В настоящем и следующих параграфах мы рассмотрим методы дискретизации производных, входящих в неупругую и полную прогностические системы уравнений. Наряду с методами, относящимися к дискретизации только временных или только пространственных производных, имеются методы, смысл которых состоит во взаимосогласованной дискретизации тех и других производных (и шире - всех членов

уравнений). Такова схема Лакса-Вендоффа (*схема LW*), таковы квазилагранжевы методы аппроксимации и т.д. В этих случаях мы располагаем материал, исходя из удобства изложения.

Наиболее употребительна для дискретизации уравнений по времени схема центральных разностей, называемая также схемой "через шаг" или схемой "чехарды". Для уравнения

$$\partial\varphi/\partial t = \psi\,, \tag{8.4.1}$$

где в Ψ включены также все члены с φ, не содержащие дифференцирования по времени, схема чехарды имеет вид

$$\varphi^{(n+1)} = \varphi^{(n-1)} + 2\Delta t\,\psi^{(n)} \tag{8.4.2}$$

Здесь "n" - номер шага по времени. Такая схема может быть реализована как на нерасшатанной, так и на расшатанной сетке. Достоинство схемы (кроме 2-го порядка точности и простоты реализации) заключается в том, что для типичных гиперболических уравнений и при выполнении критерия устойчивости она нейтрально устойчива на всех волнах и потому не дает избыточной диссипации кинетической энергии.

Недостаток схемы состоит в её трехслойности, вследствие чего уравнение (8.4.2) имеет более высокий порядок по времени, чем уравнение (8.4.1) и, следовательно, наряду с физической, содержит вычислительную моду, причем эта последняя, как и физическая мода, нейтральна, т.е. не затухает со временем. При интегрировании на расшатанной сетке увеличение порядка уравнений по времени порождает тенденцию к "расщеплению" решения, т.е. слабой взаимозависимости полей, рассчитываемых на четных и нечетных временных шагах.

В этой связи применение схемы чехарды требует параллельного применения временных фильтров (см. ниже § 8.10) во избежание развития нелинейной неустойчивости. Отметим, что если система уравнений содержит эволюционные уравнения не только для осредненных полей, но и для вторых моментов, последние целесообразно интегрировать не по схеме чехарды, а по схеме Адамса-Бэшфорта

$$\varphi^{(n+1)} = \varphi^{(n1)} + \Delta t\left(\frac{3}{2}\psi^{(n)} - \frac{1}{2}\psi^{(n-1)}\right),$$

в которой вычислительная мода затухает со временем. С другой стороны, численные эксперименты показали, что для обеспечения равной точности схема Адамса-Бэшфорта требует вдвое меньшого шага по времени, чем схема чехарды.

Применительно к неупругой системе уравнений (5.2.10)-(5.2.13) схема чехарды реализуется следующим образом. Выполнение очередного шага по времени складывается из двух этапов. Сначала - восстановление поля функции Экснера $\Pi^{(n)}$, входящего в правую часть (8.4.2), а затем - восстановление полей скорости, температуры и влажности в (n+1)-й момент времени по явным выражениям вида (8.4.2). Этот второй этап очевиден. Остановимся на первом. Аппроксимация уравнений движения вида (8.4.2) дает выражения компонентов скорости в (n+1)-й момент через $\Pi^{(n)}$. Подставляя эти выражения в уравнение неразрывности (5.2.10), отнесенное к (n+1)-у моменту, получаем дискретный аналог уравнения (5.2.14), из которого и находим поле $\Pi^{(n)}$.

В плане сравнения схемы чехарды со схемой LW отметим, что первая почти вдвое экономичнее (поскольку схема LW складывается из "вспомогательного" и "основного" шагов с почти полным объемом вычислений на каждом из них). С другой стороны, схема LW, будучи одноуровневой, не содержит вычислительной моды и сама контролирует развитие вычислительной неустойчивости. Это освобождает от необходимости пользоваться фильтрами (см. 4.11), вносящими в численный алгоритм элементы неопределенности и произвола.

Свою специфику имеет аппроксимация турбулентных слагаемых. В контексте схемы чехарды слагаемые D_φ системы (5.1.1) или (5.2.11)-(5.2.14) должны записываться не в n-й момент времени, как в (8.4.2), а в (n-1) й момент. В противном случае вычислительная мода становится неустойчивой. Порядок аппроксимации уравнений при этом не понижается, поскольку эти слагаемые имеют 2-й порядок малости (см. формулировку данных слагаемых в § 6.2). В схеме LW турбулентные слагаемые учитываются только на основном, но не на вспомогательном шаге. И в этом случае порядок аппроксимации схемы по той же причине остается 2-м[19].

До сих пор речь шла о явных производных. Среди методов, содержащих элементы неявной аппроксимации и в то же время не использующих технику дробных шагов (о схемах в дробных шагах речь пойдет ниже), наибольшее распространение получила "полунеявная" схема Квизака и Робера, отличие которой от схемы чехарды связано с временной аппроксимацией градиента давления. В негидростатических системах о применении полунеявной методики приходится говорить лишь применительно к полным уравнениям. Она заключается в том, что при аппроксимации уравнений движения градиент давления $\partial\Pi/\partial x_i$ (i =1,2,3) аппроксимируется не по значениям $\Pi^{(n)}$ (как предполагается в записи (8.4.2)), а полусуммой значений в (n-1)-й и (n+1)-й моменты. Далее поступаем так же, как и в вышеописанной схеме для неупругой системы: используем представление $U_i^{(n+1)}$ через $\partial\Pi^{((n+1)}/\partial x_i$ (i =1,2,3) для исключения $U_i^{(n+1)}$ из уравнения неразрывности и приходим к эллиптическому уравнению относительно $\Pi^{(n+1)}$. Восстановив $\Pi^{(n+1)}$, восстанавливаем остальные величины. Таким образом, полунеявная методика "уравнивает" полную систему с неупругой в вычислительном отношении.

Обратим внимание и на другой аспект неявных аппроксимаций, который связан с неактуальностью избыточно точных аппроксимаций по времени (см. § 8.2). При явных двухслойных аппроксимациях уравнения диффузии обычно используют схему Кранка-Николсона

$$\left(\varphi^{(n+1)} - \varphi^{(n)}\right)/\Delta t = K\left[\alpha\,\varphi_{xx}^{(n+1)} + \left(1-\alpha\right)\varphi_{xx}^{(n1)}\right], \quad \alpha = 1/2 \tag{8.4.3}$$

как обеспечивающую 2-й порядок точности, несмотря на то, что при больших значениях коэффициента диффузии ***K*** и/или для больших значений волнового числа данная схема неадекватно описывает (занижает) скорость затухания решения. Пожертвовав 2-м порядком точности схемы и, выбирая в (8.4.3) большие значения α ($0.75 \le \alpha \le 1$), можно надеяться на более адекватное демпфирование коротковолновых компонентов

[19] В последние годы получили развитие варианты схемы LW повышенного порядка точности с соответственно повышенным порядком разностных уравнений по пространственным координатам . В негидростатических моделях эти схемы не применялись.

решения. Расчеты, выполненные с одномерной нелинейной моделью суточного хода температуры в ППС, показали, что физически репрезентативные и близкие друг к другу результаты дают: расчет с $\alpha = 0.5$ (схема Кранка-Николсона) при $\Delta t = 10$ с и расчет с $\alpha = 0.75$ при $\Delta t = 300$ с. В то же время расчет по схеме Кранка-Николсона с $\Delta t = 60$ с дал физически бессмысленный результат. Из негидростатических моделей аналогичная аппроксимация турбулентных слагаемых осуществляется в модели Гидрометцентра СССР в рамках методики дробных шагов.

Как правило, аппроксимация пространственных производных естественно предопределяется структурой расшатанной сетки (поскольку эта структура и конструируется в интересах данных аппроксимаций). Обычно используются центрированные аппроксимации 2-го порядка точности, обеспечивающие выполнение дискретных аналогов тех или иных интегральных законов сохранения (импульса, кинетической энергии и т.д.).

Как отмечалось, порядок точности обычно применяемых аппроксимаций - второй. В некоторых моделях с учетом значительных погрешностей, вносимых аппроксимацией адвективных слагаемых (см. § 8.2), для описания горизонтальной адвекции приняты выражения 4-го порядка точности, которые, однако, не обеспечивают интегрального сохранения квадратичных характеристик. Чтобы частично компенсировать это обстоятельство, при дальнейших исследованиях адвективные слагаемые были переписаны и аппроксимированы в консервативной форме (неконсервативная форма была сохранена только в уравнении для температуры, чтобы сохранить алгоритмы последовательного расчета полей температуры и давления).

В связи с дискретизацией адвективных слагаемых следует упомянуть о группе методов, заключающих элемент лагранжева подхода и представляющих собой то или иное уточнение схемы направленных разностей. Такие методы давно применялись в метеорологии, но в последние годы они развиваются и апробируются особенно активно, в том числе и в моделях регионального прогноза. Это связано, в частности, с распространением полунеявного метода, в контексте которого использование лагранжева подхода для описания адвекции приводит в некоторых типах уравнений к абсолютной устойчивости вычислительной схем. Методика этого рода использовалась и в мезометеорологическом моделировании.

При несомненных достоинствах лагранжева подхода (особенно в его новейших реализациях) представляется, что поведение этих алгоритмов в областях резкого изменения скорости адвекции еще ожидает своего изучения. В негидростатических моделях схемы с элементами лагранжева подхода до сих пор применялись лишь для расчета адвекции влажностных характеристик, чтобы обеспечить их неотрицательность. В следующем параграфе мы рассмотрим этот вопрос подробнее.

8.5. *РАСЧЕТ МАССОВЫХ ДОЛЕЙ ВЛАГИ*

Расчет массовых долей влаги до данного момента времени складывается, с одной стороны, из интегрирования соответствующих эволюционных уравнений на данном временном интервале и, с другой стороны, из выполнения процедуры конденсационного приспособления. Используемые здесь подходы рассмотрены в § 5.5, и мы видели, что число конкретных способов весьма значительно. Имеется, однако, трудность, сохраняющаяся при любом подходе. Она заключается в том, что в силу приближенно-

го характера как уравнений (5.1.1)- (5.1.4) или (5.2.11)-(5.2.14), так и погрешностей их численного интегрирования, массовые доли водяного пара могут (и будут) в отдельных пространственно-временных точках принимать отрицательные значения вопреки их физическому смыслу.

Существуют разные точки зрения на это явление. С одной стороны, можно признать, что данный вид погрешностей принципиально не отличается от других видов погрешностей, порождаемых приближенным характером численной модели и что "искусственное" устранение их лишь нарушает внутреннюю логику функционирования принятой физической модели и принятой численной схемы. При такой точке зрения расчет естественно вести с сохранением всех полей неприкосновенными, и вопрос решается интерпретацией окончательно рассчитанных полей (значения массовых долей можно считать нулевыми в тех точках, где они отрицательны, или получать их интерполяцией из окружающих точек и т.д.).

Другой подход предполагает корректировку отрицательных значений массовых долей в ходе расчета. Какие именно из массовых долей могут стать отрицательными, зависит от особенностей и прогностической системы, и численного алгоритма, прежде всего от того, в каких термодинамических переменных записана система и как выполняются конденсационное приспособление.

Разнообразны и алгоритмы коррекции массовых долей. Простейший способ заключается в том, чтобы отрицательные массовые доли заменяются нулевыми.[20] Другие авторы с прибавлением влаги в одних точках пропорционально вычитают ее в других точках, чтобы сохранить влагосодержание в расчетной области прежним (прием "заполнения дыр").

В плане тематики настоящей главы основной интерес представляет, однако, другой класс приемов, исключающих появление отрицательных массовых долей за счет погрешностей временных и пространственных аппроксимаций. Речь идет о дискретизации уравнений адвекции влаги при помощи "монотонных" численных схем, обеспечивающих неотрицательность искомого поля в будущий момент времени, если оно было неотрицательным в предшествующий момент. Такие схемы используются для расчета массовых долей облачной и/или осаждающейся влаги. Принципиально говоря, задача заключается в построении монотонной разностной схемы для адвективно-диффузионного уравнения

$$\partial\varphi/\partial t + u_i\,\partial\varphi/\partial x_i - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(K\left(\partial\varphi/\partial x_j\right)\right) = 0. \qquad (8.5.1)$$

Укажем полученные здесь результаты.

Все монотонные схемы представляют собой то или иное уточнение схемы направленных разностей для уравнения переноса, пополненной учетом диффузии. В этом смысле они все содержат элемент лагранжева подхода и примыкают к классу квазилагранжевых схем, упомянутых в предыдущем параграфе.

Одна из таких схем - "модифицированная схема направленных разностей". Она представляет собой ближайшее обобщение схемы направленных разностей на случай расшатанной сетки и переменных скоростей адвекции.

---

[20] И в этом простейшем случае можно поступать двояко: заменять полученную отрицательную величину нулем сразу после ее расчета в данной точке или по завершении всех расчетов для данного момента времени.

Друга, более точная схема, получается следующим образом. Адвективная часть уравнения (8.5.1) дискретизуется согласно схеме Кроули (2-го порядка точности), диффузионный член аппроксимируется по обычной центрированной формуле (для простоты ограничимся слагаемым по координате x)

$$\left(K_{i+\frac{1}{2}}\left(\varphi_{i+1}-\varphi_i\right)-K_{i-\frac{1}{2}}\left(\varphi_i-\varphi_{-1i}\right)\right)\Big/\Delta x^2 ,$$

но одновременно, значение коэффициента диффузии корректируется на величину, зависящую от числа Куранта $|u|\Delta t/\Delta x$ и от распределения φ таким образом, чтобы в областях больших градиентов решения схема приближалась к схеме направленных разностей, не допуская значительных нарушений монотонности. Хотя в точном смысле такая схема не монотонна, эксперименты указали, что при ее применении могут возникать лишь ничтожные отрицательные значения массовых долей облачной воды и дождя.

Более систематический подход к получению монотонных схем для уравнения переноса был развит Смоларкевичем (1984). Исходным моментом и здесь принимается схема направленных разностей, к которой затем делается ряд последовательных корректирующих "итераций". Каждая "итерация" заключается в том, что в схеме, полученной в результате предыдущей итерации, погашается ее остаточная вязкость. Но так как итерация, в свою очередь, также выполняется в технике направленных разностей, то она, с одной стороны, вновь вносит вязкость (но уже меньшую), устраняемую последующей итерацией, и т.д. Получается набор монотонных схем, каждая - точнее предыдущей и соответственно использует большее число точек сетки. Эксперименты показали, что фактическая точность схемы перестает заметно повышаться за пределами трех коррекций к исходной схеме направленных разностей. На основании экспериментов автор заключает также, что для фактической точности расчетной схемы она должна быть по крайней мере n-го порядка точности по всем переменным, где n - число пространственных переменных интегрируемого уравнения переноса.

8.6. *АППРОКСИМАЦИЯ ЧЛЕНОВ, НЕ СОДЕРЖАЩИХ ОПЕРАТОРА ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ*

В настоящем параграфе рассмотрим вопросы, связанные с аппроксимацией членов, описывающих действие силы Кориолиса и силы плавучести в уравнениях (5.1.17) и (5.2.11), и членов, описывающих стратификацию температурного и влажностного фона (т.е. членов вида $\sigma_\varphi w$ ($\varphi=\Theta, q_v$, etc.)) в уравнениях (5.1.19) и (5.2.12)-(5.2.13).

Основная проблематика аппроксимации этих членов обнаруживается уже в рамках уравнений для сухой атмосферы, с которой мы и начнем. В этом случае образуются две пары аналогично сцепленных уравнений: уравнения для горизонтальных компонентов импульса, сцепленные членами fu и fv, и, с другой стороны, уравнения для вертикального компонента импульса и уравнение для температуры, сцепленные членами $\lambda\Theta$ и $\sigma_\Theta w$ (см. уравнения (5.1.17)-(5.1.19) и (5.2.11)-(5.2.12)). Проблемы аппроксимации этих членов различаются в случаях (трехуровенной0 схемы чехарды и

двухуровенных схем (схема LW, различные варианты схемы Кроули, полулагранжевы двухуровенные схемы и т.д.).

При аппроксимации указанных членов, например кориолисовых, в рамках *схемы чехарды*

$$u^{(n+1)} - u^{(n-1)} + 2\Delta t\left(cu_x^{(n)} - fv^{(n)}\right) = 0, \tag{8.6.1}$$

$$v^{(n+1)} - v^{(n-1)} + 2\Delta t\left(cv_x^{(n)} + fu^{(n)}\right) = 0 \tag{8.6.2}$$

свойства устойчивости схемы сохраняются: при выполнении критерия устойчивости схема нейтрально устойчива на всех волновых числах. В этом случае, следовательно, принципиальные проблемы устойчивости отсутствуют (хотя ограничения на величину Δt за счет наличия кориолисова члена ужесточается), а задача аппроксимации сводится к взаимосогласованной записи всех членов, чтобы наличие их не нарушало дискретных аналогов интегральных законов сохранения.

Напротив, явная аппроксимация кориолисовых членов в рамках *двухуровенной схемы*

$$u^{(n+1)} - u^{(n1)} + \Delta t\left(cu_x^{(n)} - fv^{(n)}\right) = 0,$$

$$v^{(n+1)} - v^{(n)} + \Delta t\left(cv_x^{(n)} + fu^{(n)}\right) = 0$$

приводит к росту амплитуды решения. Правда, в этом случае собственные числа матрицы перехода равны по абсолютной величине $1 + O\left(\Delta t^2\right)$, т.е. рост амплитуды является медленным и схема устойчива. Тем не менее, в условиях интегрирования общей нелинейной системы уравнений это может приводить к развитию неустойчивости, хотя и не обязательно: если аппроксимация других членов и учет подсеточной турбулентности вносят заметную счетную вязкость, действие этой последней может преодолевать слабый рост амплитуды, связанной с явным описанием кориолисовых членов. Вообще надо заметить, что в мезомасштабных моделях, где роль кориолисовых членов мала, их явное описание, очевидно, никогда не приводит к фактическому развитию неустойчивости, и все сказанное следует с большим основанием отнести на счет другой пары сцепленных уравнений, которая в схематической записи имеет вид:

$$w_t + c\,w_x - \lambda\,\theta = 0, \tag{8.6.3}$$

$$\theta_t + c\,\theta_x + \sigma\,w = 0. \tag{8.6.4}$$

В связи с явным описанием членов $\lambda\Theta$ и σw в рамках двухуровенной схемы может развиваться неустойчивость. Путь к преодолению данной трудности заключается в обращении к известному методу "разностей вперед-назад", состоящему в том, что сначала одно или несколько эволюционных уравнений системы интегрируются по явным схемам (т.е. с использованием временных разностей, направленных "вперед"), а затем найденные "будущие" значения искомых величин используются при построении дискретных аналогов оставшихся уравнений. Общеупотребительная реализация данного метода заключается в аппроксимации пространственных производных по ранее найденным "будущим" значениям неизвестных. Применительно к уравнениям

(8.6.3)-(8.6.4) этот метод реализуется в том, что $w^{(n+1)}$, найденное из дискретного аналога (8.6.3), используется для аппроксимации локального слагаемого σw при построении дискретного аналога (8.6.4).[21].

Другой аспект проблемы заключается в том, нельзя ли обратиться к неявной аппроксимации обеих пар членов (fu, fv) и ($\lambda\Theta$, σw) с тем, чтобы за их счет повысить устойчивость расчетного алгоритма, сохранив природу схемы явной (т.е. сохранив треугольную структуру матрицы перехода). Тем самым была бы достигнута возможность увеличения шага Δt (см. в этой связи § 8.2) без заметного вычислительного удорожания схемы. В этом отношении ситуация с членами (fu, fv) и, с другой стороны ($\lambda\Theta$, σw), оказывается существенно разной.

Неявная аппроксимация кориолисовых членов затруднена сразу в двух отношениях. Во-первых, чтобы уравнения (8.6.1) и (8.6.2) представляли собой замкнутую систему двух алгебраических уравнений относительно неизвестных $u^{(n+1)}$ и $v^{(n+1)}$, которую можно было бы разрешить аналитически, скорости u и v должны быт определены в одних и тех же пространственных точках. Это исключает использование сетки типа "C", являющейся во многих отношениях оптимальной. Во-вторых, решая систему уравнений (8.6.1)-(8.6.2) относительно $u^{(n+1)}$ и $v^{(n+1)}$, мы получаем для каждой из этих величин представление, в котором фигурируют и $\partial\Pi^{(n)}/\partial x$, и $\partial\Pi^{(n)}/\partial y$ (тогда как при явной аппроксимации fu и fv, $u^{(n+1)}$ выражается только через $\partial\Pi^{(n)}/\partial x$, а $v^{(n+1)}$ - только через $\partial\Pi^{(n)}/\partial y$). Это может повлечь за собой трудности в решении уравнения для давления (см. следующий параграф). Таким образом, от неявной аппроксимации кориолисовых членов следует отказаться, тем более что их стабилизирующее воздействие в мезомасштабных процессах в любом случае не могло бы быть значительным (даже при максимально допустимых в локальном прогнозе величинах Δt величина $f\Delta t \le 0.1$, а стабилизирующее воздействие кориолисовых членов пропорционально $1+(f\Delta t)^2$).

Напротив, при неявной аппроксимации двух других членов, $\lambda\Theta$ и σw, обе указанные трудности не возникают. Первая трудность аннулируется вариантом сетки "C", при котором w, θ и влажностные характеристики ищутся в одних и тех же точках (см. § 8.3). Вторая трудность отсутствует благодаря тому, что в уравнении для θ отсутствует Π.

Таким образом, препятствий для неявного описания членов $\lambda\Theta$ и σw нет. Такое описание возможно как в рамках схемы чехарды, так и в рамках схемы LW, в обоих случаях с сохранением 2-го порядка точности схем. В схеме LW, в силу ее двухэтапной структуры, неявная аппроксимация может быть введена в двух вариантах: только на первом этапе или на обоих этапах. В первом варианте из критерия устойчивости схемы исключается скорость гравитационных волн, и критерий оказывается чисто адвективным:

---

[21] В следующем параграфе мы увидим, что аналогичная трактовка кориолисовых членов затруднена. Поэтому малый удельный вес этих членов в локальных процессах и возможность сохранить их явное описание (8.6.1)-(8.6.2) надо признать "удачным" обстоятельством.

$$\left[\left(u_i\,\Delta t\right)\Big/\Delta x_i\right]^2 \le 1. \qquad (8.6.5)$$

Во втором варианте линейная устойчивость еще выше и растет с ростом частоты Брента-Вяйсяля, ***N***. Однако для нелинейной модели фактическим критерием устойчивости остается (8.6.5), и реальное отличие второго варианта от первого заключается не в возможности дальнейшего увеличения шага по времени, а в демпфировании коротких волн, тем более сильном, чем больше ***N***.

Итак, неявная аппроксимация членов, описывающих силу плавучести и фоновую стратификацию атмосферы, в вычислительном смысле эквивалентна неявной аппроксимации гравитационных волн и исключает скорость последних из критерия устойчивости схемы при минимальном объеме дополнительных вычислительных затрат.

При учете атмосферной влаги алгоритм неявного описания указанных членов видоизменяется в связи с тем, что:

1) член, описывающий силу плавучести, содержит массовые доли влаги (в составе обобщенной виртуальной потенциальной температуры Θ_{vl});

2) вместо одного уравнения для температуры фигурируют два уравнения для квазиконсервативных термодинамических переменных.

Пусть для примера в качестве таковых выбраны эквивалентная потенциальная температура Θ_l и влагосодержание q (см. выражения (5.5.6) и (5.5.8)). Тогда поступаем следующим образом. В уравнении для вертикальной скорости (5.2.11) член

$$\lambda\theta + g\left(0.61\,q_v - q_c - q_r\right)$$

тождественно преобразуем, выделяя в явном виде $\lambda\theta_l$ и gq. При аппроксимации этого уравнения выделенные члены записываем неявно (или "полунеявно"), а оставшиеся - явно. В уравнениях для $\lambda\theta_l$ и q неявно (или "полунеявно") аппроксимируем слагаемые $\sigma_\varphi w$ $(\varphi = \theta_l, q)$. В результате в каждой внутренней точке расчетной области получаем систему алгебраических уравнений относительно значений $w^{(n+1)}, \theta_l^{(n+1)}, q^{(n+1)}$ в этой точке с определителем, равным

$$\Delta = 1 + O\left(\Delta t^2\right)\cdot g\left(\frac{\sigma_{\theta_l}}{\overline{\theta}_{vl}} - \sigma_q\right).$$

Так как $d\overline{\theta}_l\big/dz \ge 0$, а $d\overline{q}\big/dz \le 0$, то определитель $\Delta \ge 1$. Аналитически разрешая эту систему, получаем соотношения, выражающие указанные величины через известные величины и $d\pi^{(n)}\big/dz$, что позволяет обратиться к построению уравнения для давления (см. следующий параграф). Данная методика реализована в прогностической модели Гидрометцентра СССР. Расчеты подтверждают, что и в общем случае влажной атмосферы критерием устойчивости такой схемы остается (8.6.5).

8.7. ***ПОСТРОЕНИЕ И МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ДИСКРЕТНОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ДАВЛЕНИЯ***

Интегрирование диагностического уравнения для давления (функции Экснера - π) предтавляет собой необходимый этап численного алгоритма в моделях, основанных на неупругой системе уравнений. Применительно к полной системе уравнений также возможны численные схемы, одним из этапов которых оказывается решение краевой задачи для восстановления давления в данный момент времени. Тем не менее, характерные моменты в формировании дискретного уравнения для давления связаны прежде всего со спецификой именно неупругой системы уравнений вида (5.2.11) - (5.2.14).

Дискретное уравнение для восстановления давления в численной схеме для неупругой системы уравнений представляет собой аппроксимацию уравнения (5.2.14). Принципиально говоря, при этом могла бы быть выбрана любая аппроксимация интересующего нас порядка точности, независимая от аппроксимаций других уравнений системы, лишь бы вся численная схема в целом была устойчивой. В этом случае уравнение неразрывности (5.2.10) удовлетворялось бы с известным приближением, как и остальные уравнения системы. Однако на практике (очевидно, в общем идеологическом русле построения схем, обладающих свойствами сохранения) в численном интегрировании неупругой системы уравнений господствует традиция такого построения дискретного уравнения для давление, которое обеспечивало бы точное выполнение центрально-симметричного дискретного аналога уравнения неразрывности в каждой внутренней точке расчетной области.

Метод построения искомого уравнения достаточно очевиден. Пусть для аппроксимации уравнений движения (5.2.11) в рамках схемы чехарды выбраны конкретные соотношения

$$\bar{\rho}\, u_i^{(n+1)} = \bar{\rho}\, u_i^{(n-1)} - c_p \bar{\rho}\, \bar{\theta}_{vl} \frac{\Delta}{\Delta x_i} \pi^{(n)} + \varphi_i\,, \qquad (8.7.1)$$

где i -номер компонента импульса (i = 1,2,3), $\Delta / \Delta x_i$ - дискретный аналог $\partial / \partial x_i$ при аппроксимации $\partial \pi / \partial x_i$, а φ_i дискретные аналоги остальных членов в (5.2.11), вычисляемые по известным значениям искомых полей в (n-1)-й и в n-й моменты времени. Пусть также дискретный аналог уравнения (5.2.10) , к точному выполнению которого мы стремимся, имеет вид

$$\frac{\Delta}{\Delta x_i}\left(\bar{\rho} u_i^{(n+1)}\right) = 0\,, \qquad (8.7.2)$$

Тогда, заменяя все $\bar{\rho} u_i^{(n+1)}$ в (8.7.2) в силу соответствующих выражений (8.7.1.), получим искомое дискретное уравнение для

$$\frac{\Delta}{\Delta x_i}\left(c_p \bar{\rho}\, \bar{\theta}_{vl} \frac{\Delta}{\Delta x_i} \pi^{(n)}\right) = \frac{\Delta}{\Delta x_i}\left(\bar{\rho}\, u_i^{(n-1)}\right) + \frac{\Delta}{\Delta x_i}\left(\varphi_i\right) \text{ [22]} \qquad (8.7.3)$$

---

[22] Дискретные операторы $\Delta / \Delta x_i$ в уравнениях (8.7.1) и (8.7.2) и, соответственно, внешний и внутренний операторы в левой части (8.7.3) могут быть различными (один используется для аппроксимации

Если теперь решить уравнение (8.7.3) точно, а затем восстановить поля компонентов импульса из (8.7.1), то соотношение (8.7.2) будет выполнено точно в каждой внутренней точке сетки.

Сохранение первого слагаемого в правой части (8.7.3) компенсирует машинную погрешность в реализации прямого метода на (n-1)-м шаге, и, таким образом, эти погрешности не накапливаются. Очевидно также, что сохранение данного слагаемого необходимо также и в двухуровенной схеме, если решение (8.7.3) ищется итерационным методом, т.к. погрешность решения в этом случае сравнительно велика.

Вышеописанная процедура построения дискретного уравнения (8.7.3) накладывает определенные ограничения на выбор аппроксимаций (8.7.1) и (8.7.2) для уравнений движения и неразрывности. А именно, при "неосмотрительном" выборе этих аппроксимаций в уравнении (8.7.3) могут возникнуть члены, соответствующие появлению в левой части уравнения (5.2.14) дополнительных членов второго порядка точности и затрудняющие решение уравнения (8.7.3) (в частности, исключающие возможность применения прямых алгоритмов решения). Это произойдет, если, например, применить к кориолисовым членам технику разностей "вперед-назад", аналогично тому, как это было описано в предыдущем параграфе применительно к членам, описывающим действие плавучести и фоновой стратификации.

Обратимся к методам решения уравнения (8.7.3). Они делятся на прямые и итеративные. Преимущество первых - их точность и в связи с этим отсутствие дестабилизирующих воздействий на устойчивость вычислительного алгоритма. Недостатки их связаны с относительной логической громоздкостью и чувствительностью к модификациям в постановке прогностической задачи и в расчетных параметрах (см.§ 5.3). Преимущества итеративных методов связаны с их общностью и простотой организации алгоритмов, а недостатки - с погрешностями результатов, могущих приводить как к вычислительной неустойчивости, так и к физической нерепрезентативности. Вообще итеративные методы, очевидно, оправдывают себя при расчете достаточно гладких полей. В условиях больших значений градиента и кривизны полей (например, над сильно пересеченным рельефом) сходимость итераций замедляется и даже становится проблематичной.

Из прямых методов используются за редким исключением лишь два: быстрое преобразование Фурье (БПФ) и матричное разложение, представляющее собой дискретную аналогию БПФ. Тот и другой методы используются, как правило, в сочетании с прогонкой. Среди итеративных методов наиболее эффективны релаксационный метод и метод переменных направлений, из которых в метеорологических задачах использовался второй.

Сравнивая два прямых метода - БПФ и матричное разложение, можно отметить следующее. Матричное разложение - более общий метод, он применим при более общей структуре как коэффициентов уравнения Пуассона, так и краевых условий. Именно, для применимости матричного разложения принципиально достаточно, чтобы дифференциальная краевая задача для уравнения Пуассона допускала решение методом Фурье (метод "разделения переменных"), т.е. посредством суперпозиции элементарных решений вида

$\partial\pi/\partial x_i$ в уравнениях движения, другой - для аппроксимации $\partial(\bar{\rho}u_i)/\partial x_i$ в уравнении неразрывности), но чтобы не загромождать запись, мы изображаем их одинаково.

$$\varphi_1(x)\varphi_2(y)\varphi_3(z) \qquad (8.7.4)$$

В этом случае при "разумной" дискретизации система алгебраических уравнений может быть решена методом матричного разложения. В частности, коэффициенты дифференциального уравнения для π сами могут иметь вид (8.7.4), т.е. зависеть от всех пространственных переменных, тогда как БПФ применимо, если коэффициенты уравнения зависят не более чем от одного переменного (для метеорологических моделей в координатах X, Y, Z это всегда переменная Z). С другой стороны, БПФ имеет некоторое преимущество перед матричным разложением в экономичности. Однако это преимущество не качественное, а лишь количественное% при экономной алгоритмической реализации решение уравнения (8.7.3) и тем и другим способом занимает ~ 1/4 машинного времени, расходуемого на выполнение всего временного шага. Таким образом, в перспективном плане для применения в моделях локального прогноза предпочтение следует отдать, видимо, методу матричного разложения. Поскольку, однако, в большинстве существующих сегодня неупругих гидростатических моделей коэффициенты уравнения для π зависят лишь от координаты Z, наибольшее распространение получил метод БПФ. Ниже (см. § 8.11) мы укажем пример ситуации, в которой применимо только матричное разложение.

Использование итеративных методов естественней в моделях, основанных на интегрировании полных уравнений, нежели в "неупругих" моделях, поскольку в полных уравнениях и так налицо вычислительный "шум", связанный с нерепрезентативным описанием звуковыхволн. Погрешность итеративного решения уравнения для давления может рассматриваться как еще один компонент этого шума, вообще говоря, не усугубляющий его. Кроме того, роль итеративного подхода принципиально возрастает при учете рельефа (см. § 8.12).

8.8. *ЧИСЛЕННЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ПОЛНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ГИДРОТЕРМОДИНАМИКИ*

Общее требование к схемам интегрирования полной системы заключается в необходимости неявной аппроксимации акустических волн, исключающей скорость последних из критерия устойчивости схемы. В противном случае ограничение на шаг по времени делает невозможным реализацию схемы на современных ЭВМ ($\Delta t \le 0.2$ с при $\Delta z = 50 \div 100$ м в нижних слоях атмосферы). В § 8.4 мы уже описали один из алгоритмов, удовлетворяющий этому требованию - полунеявный алгоритм. В этом алгоритме градиент давления аппроксимируется полусуммой его значений в (n+1)-й и (n-1)-й моменты времени в рамках схемы чехарды. Такой подход сближает алгоритм по общей структуре с алгоритмами интегрирования неупругих систем. При этом из критерия устойчивости схемы полностью исключается скорость акустических волн, скорость же гравитационных волн сохраняется лишь, поскольку явно аппроксимируются члены $\lambda\Theta$ и σw, рассмотренные в § 8.6, что дает условие устойчивости для этих волн, независимое от величины пространственных шагов сетки

$$0 \le (N\,\Delta t)^2 \le 1$$

(данное условие получается из системы (8.6.3) - (8.6.4) при c = 0).

Приведем также краткое описание другого подхода к неявному описанию акустических волн.

Переписываем уравнения движения и неразрывности (5.1.17)-(5.1.18) в виде:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + c_p \overline{\theta}_{vl} \frac{\partial \pi}{\partial x_i} = \varphi_i , \quad i = 1,2,3 \tag{8.8.1}$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + (\kappa - 1)\overline{\Pi} \nabla \cdot \vec{V} = \varphi_\pi \tag{8.8.2}$$

и "уславливаемся", что только левые части только этих уравнений ответственны за распространение акустических волн и должны аппроксимироваться с малым временным шагом, соответствующим скорости распространения этих волн. Правые же части этих уравнений и остальные уравнения прогностической системы за акустические волны "не ответственны" и могут аппроксимироваться с большим временным шагом, характерным для интегрирования неупругих систем. Исходя из этих предположений, вводим две временных сетки - с малым шагом Δt_S, отвечающим скорости акустических волн, и большим шагом Δt_l, отвечающим скорости остальным волн и кратным Δt_S. Интегрирование ведем параллельно на двух сетках. Именно: все уравнения системы, кроме (8.8.1) и (8.8.2), интегрируем на крупной сете, а эти последние интегрируем на мелкой сетке, но правые части φ_i $(i = 1,2,3)$ и φ_π на всем интервале $\left[(n-1)\Delta t_l, (n+1)\Delta t_l\right]$ сохраняем неизменными, вычисленными по значениям неизвестных при $t = n\Delta t_l$ для адвективных слагаемых и по значениям $t = (n-1)\Delta t_l$ - для диффузионных слагаемых. Расчет на крупной сетке ведется по схеме чехарды, а на мелкой сетке - также по схеме чехарды, но дополненной методикой разностей вперед-назад ("будущие" скорости, восстановленные по явной схеме в силу уравнений движения, используются для аппроксимации дивергенции скорости в уравнении неразрывности).

Оценивая в целом подходы к решению упругих уравнений, надо сказать, что оба существующих алгоритма, будучи пионерскими, в то же время представляют собой начальный этап в построении численной методики инегрирования полной системы уравнений в целях локального моделирования и прогнозирования.

8.9. *МЕТОДЫ ДРОБНЫХ ШАГОВ В ИНТЕГРИРОВАНИИ НЕГИДРОСТАТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ГИДРОТЕРМОДИНАМИКИ*

Методы дробных шагов в настоящее время представляют собой едва ли не единственный систематически разработанный класс алгоритмов, позволяющих использовать неявные аппроксимации без значительного удорожания алгоритмов. В негидростатических моделях применение дробных шагов стимулируется прежде всего наличием акустических волн. Вышеописанный метод, собственно говоря, и является первой в метеорологической литературе попыткой эффективного "обезвреживания" акустических волн на основе принципа дробных шагов. Во вторую очередь использование дробных шагов подсказывается жесткими ограничениями на величину шага по времени, накладываемыми явным описанием турбулентности. Из представления коэффициента обмена ***K*** в схеме нелинейной турбулентной вязкости вязкости, модифи-

цированной применительно к условиям неоднородной сетки $\Delta z << \Delta x$ (см. § 6.2), нетрудно найти, что при явной аппроксимации турбулентных слагаемых и Δz у Земли ~ 20 м шаг Δt оказывается ограничен величиной порядка 10 с и менее, что для прогностической схемы неприемлемо мало [23]. В модели Гидрометцентра СССР метод дробных шагов используется для неявного описания турбулентных слагаемых по всем трем координатным направлениям. Численная схема предусматривает два варианта реализации дробных шагов: по принципу переменных направлений (схема Дугласа) или по принципу расщепления.

Имеется еще одна пространственная негидростатическая модель, последовательно использующая принцип дробных шагов и в целом совершенно своеобразная в вычислительном отношении - модель Пененко и Алояна (1985). Коротко опишем данную методику.

Исходной системе уравнений ставится в соответствие интегральное тождество. Подинтегральное выражение в этом тождестве сконструировано по тому же образцу, что и энергетическое тождество для исходной системы, а условия стационарности функционала приводят к исходной системе. Этот функционал дискретизируется, и полученный дискретный аналог варьируется. Условия стационарности дискретного функционала и дают систему алгебраических уравнений, подлежащую решению.

Если операторы исходной системы записаны в определенной ("антисимметричной") форме и определенным образом выбраны аппроксимационные и квадратурные формулы при дискретизации функционала, окончательные алгебраические уравнения:

1) обеспечивают энергетическую сбалансированность численной схемы (и, следовательно, ее устойчивость, если выражение для плотности энергии положительно-определенно);

2) представляют собой тип двуцикличной схемы многокомпонентного расщепления, реализуемой в одномерных прогонках и обеспечивающей 2-й порядок точности на гладких решениях.

Таким образом, данная методика развита и проанализирована весьма систематично. На ее основе реализованы алгоритмы интегрирования как неупругой, так и полной системы уравнений [24].

Представляется, таким образом, что систематическое проникновение метода дробных шагов в задачи негидростатического моделирования прогнозирования атмосферных явлений только начинается. В особенности задача негидростатического прогноза, требующая вычислительной эффективности алгоритма и в физическом плане допускающая использование сравнительно больших шагов по времени, является той областью, в которой методике дробных шагов еще предстоит сказать свое слово.

8.10. *ПРИМЕНЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФИЛЬТРОВ*

Среди моделей временной фильтр применяется во всех тех и только тех моделях, в которых используется схема чехарды. Таким образом, необходимость временной фильтрации целиком связана со спецификой схемы чехарды - наличием вычислитель-

[23] В условиях однородной расчетной сетки явное описание адвекции накладывает более жесткое ограничение на величину Δt, чем явное описание турбулентности, но при сильо неоднородной сетке более жесткое ограничение связано с явным описанием турбулентности.

[24] Относительно "полной" модели надо заметить, что и здесь налицо тот же методически слабый и вычислительно неэкономный этап - решение трехмерного диагностического уравнения для давления.

ной моды и тенденцией к расщеплению решения на две ветви (по четным и нечетным временным шагам).

В большинстве случаев фильтрацию выполняется согласно методике Робера-Асселена, дающей фильтрованное значение переменной φ на n-ом временном слое по фильтрованному значению φ на (n-1)-м слое и нефильтрованным - на n-ом и (n+1)-м слоях ("основной временной фильтр" по Асселену). Фильтрация выполняется после завершения очередного шага, включая процедуру конденсационного приближения. Хотя применение фильтра нарушает баланс влаги, достигнутый благодаря приспособлению, но этот эффект незначителен и им пренебрегают.

Параметр фильтра, определяющий силу сглаживания, большей частью составляет 0.1, однако в целом колеблется в значительных пределах (от 0.2 до 0.02). Режим сглаживания также различен – либо фильтр используется после каждого шага, либо "периодически" (один раз на 30-33 шага).

Более дискуссионен вопрос о применении пространственных фильтров. Мезингер и Аракава (1976) выражают сомнение в наличии принципиальных мотивировок, физических или вычислительных, для применения таких фильтров. Действительно, большинство авторов негидростатических моделей об этих фильтрах не упоминают. ностей по горизонтальным координатам. Пространственная фильтрация должна применяться, по-видимому, только к тенденциям скорости и температуры до построения уравнения для давления и выполнения конденсационного приспособления - в противном случае балансы массы и влаги оказываются заметно нарушеными.

Упомянем здесь неявный пространственный фильтр Лонга, применявшийся в гидростатическом мезомасштабном моделировании:

$$\left(1-\delta\right)\varphi_{i+1}+2\left(1+\delta\right)\varphi_{i}+\left(1-\delta\right)\varphi_{i-1}=\varphi^{*}_{i+1}+2\varphi^{*}_{i}+\varphi^{*}_{i-1}\ , \qquad (8.10.1)$$

где $\{\varphi_i\}$ - фильтрованные, а $\{\varphi_i^*\}$ - нефильтрованные значения переменной φ вдоль данной пространственной координаты. Параметр δ определяет воздействие фильтра на волны разной длины (волны длиной 2Δx, как видно из (8.10.1), аннулируются данным фильтром всегда). Например, значение δ=0.08 сохраняет всем волнам длины ≥ 4Δx более 0.9 их первоначальной амплитуды.

8.11. *ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ КРАЕВЫХ УСЛОВИЙ*

Здесь естественно различаются два круга вопросов: о реализации краевых условий на боковых границах и на нижней границе. Реализация условий на верхней границе (рассмотренных в § 7.3), по-видимому, не содержит устоявшейся вычислительной традиции.

Численная реализация условий на боковых границах.

Мы ограничимся рассмотрением условий, базирующихся на принципе излучения, поскольку эти условия, из прогностически ориентированных типов условий именно они преобладают в существующих моделях и, вместе с тем, представляются наиболее перспективными. Детали численной реализации условий поглощения можно найти в литературе, указанной в § 7.1 и 7.2.

Как уже отмечалось в § 7.2, реализация условия излучения (7.2.1) должна начинаться с алгоритма определения величины $\widehat{C}_{ph}$ для данной переменой φ в данной про-

странственно-временной точке границы. Однако независимо от этого алгоритма имеется априорная оценка, ограничивая $|\widehat{C}_{ph}|$ сверху. Именно, после определения $\widehat{C}_{ph}$ условие (7.2.1) должно быть реализовано в конечных разностях на некотором шаблоне. Пусть, как показано схематически на рис. 8.2, речь идет о правой границе расчетной области $X = X_N$ и о восстановлении значения φ в (n+1)-й момент времени в точке C.

Дискретизация соотношения (7.2.1) может быть выполнена на разных шаблонах (CBC_1, CBC_2, CAC_1 и т.д.), но для каждого шаблона имеется свое предельное значение фазовой скорости C_{max}, такое что при $\widehat{C}_{ph} > C_{max}$ дискретизация (7.2.1) на данном шаблоне приведет к нарушению критерия КФЛ и развитию неустойчивости. Например, для дискретизации (7.2.1) на шаблоне CBC_1 (по схеме направленных разностей) необходимо выполнение неравенства $0 \le \left(\widehat{C}_{ph}\,\Delta t\right)/\Delta x \le 1$.

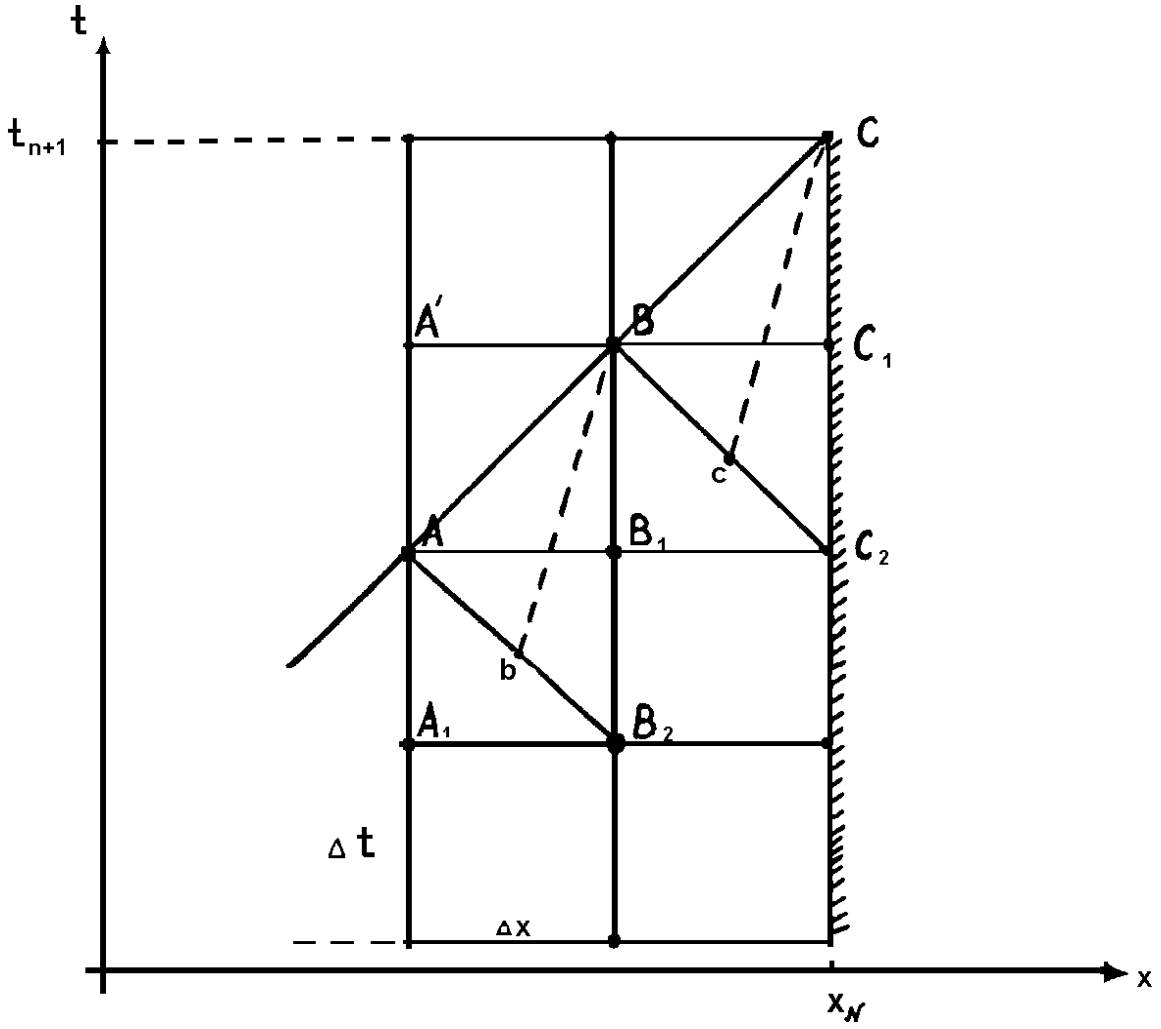


Рис.8.2. *Схема численной реализации условия излучения*

Одна из ранних рекомендаций по выбору $\widehat{C}_{ph}$ как раз и заключалась в том, чтобы полагать

$$\widehat{C}_{ph} = \Delta x/\Delta t\,. \qquad (8.11.1)$$

При этом подразумевается, что шаблон, на котором дискретизируется условие (7.2.1), расположен ниже прямой ABC и (8.11.1) означает, что для $\widehat{C}_{ph}$ принимается максимально возможное в этих условиях значение. Целесообразность данной рекомендации связана с тем, что завышение величины $\widehat{C}_{ph}$ ведет к меньшему отражению волны, чем такое же её занижение.

Еще один из ранних алгоритмов восстановления $\widehat{C}_{ph}$ учитывает, что прогнозируемые поля оказываются малочувствительны к величине $\widehat{C}_{ph}$, которая поэтому может быть взята постоянной. Этот эффект, очевидно, объясняется предпочтительностью завышения $\widehat{C}_{ph}$, нежели занижения, поскольку фактически велись с постоянным значением $\widehat{C}_{ph}$, мажорировавшим значения этой величины, генерировавшиеся моделью.

Третий алгоритм восстановления $\widehat{C}_{ph}$ описан в § 7.2.

Четвертый и наиболее популярный алгоритм принадлежит Орлански (1976). Он представляет собой уточнение оценки (8.11.1) и заключается в получении величины $\widehat{C}_{ph}$ из равенства (7.2.1), дискретизированного на шаблоне с уже известными значениями φ. Для конкретности воспроизведем численную реализацию условия (7.2.1) так, как она изложена в первоначальном виде у Орлански.

Дискретизация соотношения (7.2.1), служащая для восстановления φ(C), принимается в виде:

$$\frac{\varphi(C)-\varphi(C_2)}{2\Delta t} + \widehat{C}_{ph}\,\frac{0.5\big(\varphi(C)+\varphi(C_2)\big)-\varphi(B)}{\Delta x} = 0\,, \qquad (8.11.2)$$

откуда

$$\varphi(C) = \varphi(C_2) - \widehat{C}_{ph}\,\frac{\Delta t}{\Delta x}\Big(\varphi(C)+\varphi(C_2)-2\varphi(B)\Big). \qquad (8.11.3)$$

Рассмотрим шаблон BAB_2, получающийся смещением шаблона CBC_2, использованного в (8.11.2) на Δt «назад» и на Δx внутрь области. Поскольку значения φ в узлах B, A, B_2 известны, то дискретизируя (7.2.1) на этом шаблоне аналогично (8.11.2), найдем $\widehat{C}_{ph}$. Но так как согласно сказанному выше, $\widehat{C}_{ph}$ на таком шаблоне должна быть ограничена пределами $0 \le \widehat{C}_{ph} \le \Delta x/\Delta t$, то принимаем окончательно:

$$\widehat{C}_{ph}\begin{cases} 0\,, & \text{если } \alpha \langle 0; \\ \alpha(\Delta x/\Delta t), & \text{если } 0 \le \alpha \le 1; \\ \Delta x/\Delta t, & \text{если } \alpha \rangle 1, \end{cases} \qquad (8.11.4)$$

где

$$\alpha = \frac{\varphi(B)-\varphi(B_2)}{2\varphi(A)-\varphi(B)-\varphi(B_2)}\,.$$

Используя $\widehat{C}_{ph}$ из (8.11.4), находим φ(C) согласно (8.11.3). Поскольку для восстановления $\widehat{C}_{ph}$ и φ(C) использованы одинаковые дискретизации условия (7.2.1), на отдельной гармонической волне $\varphi = \exp\big[i(\omega t - kx)\big]$ данная процедура будет точна. Если

подставить (8.11.4) в (8.11.3), получим явную (нелинейную) экстраполяционную формулу для восстановления φ в точке C по известным значениям за предшествующие моменты времени. Существо процедуры, однако, в экстраполяции не самого поля φ, а фазовой скорости, которая переносится без изменений вдоль «диагонали» расчетной ячейки (тогда как согласно (8.11.1) таким образом переносится сама величина φ).

Процедура (8.11.2)-(8.11.4) фактически означает следующее. Считая, что поле φ на отрезке AB_2 - линейно, ищем такую точку b (см. рис.1) на этом отрезке, что φ(B) = φ(b). На отрезке BC_2 находим точку c, которая делит отрезок BC_2 в том же отношении, в каком b делит отрезок AB_2 . Полагая, что поле φ на отрезке BC_2 - линейно, находим φ(c) и приравниваем φ(C) = φ(c). Поэтому, более компактно процедура (8.11.2) - (8.11.4) формулируется следующим образом :

$$\varphi(C) = \begin{cases} \varphi(C) = \left\{\varphi\left(C_2\right) - \alpha\left(\varphi\left(C_2\right) - \varphi(B)\right)\right., & \text{если } 0 \le \alpha \le 1; \\ \varphi\left(C_2\right), & \text{если } \alpha \le 0; \\ \varphi\left(B\right), & \text{если } \alpha \ge 1, \end{cases} \tag{8.11.5}$$

где α определяется согласно (8.11.4).

Надо заметить также, что вычислительные аспекты в реализации условий излучения изучены далеко не полностью, и, собственно говоря, недостаточно развит аппарат для их изучения.

Упомянем о других вариантах алгоритмов излучения, отличных от (7.2.1). В § 7.3 говорилось, что условие излучения может быть непосредственно использовано лишь в задаче с локализованными начальными данными. Если же, как это бывает фактически, начальные возмущения наложены на крупномасштабный фон, имеющийся во всем пространстве, то излучать следует не полные величины метеорологических величин, а отклонения от фона. Экстраполяционная формула для излучения величины φ имеет здесь вид (в обозначения рис. 8.2):

$$\varphi(C) = \varphi(B) + \varphi(C_1) - \varphi(B_1) . \tag{8.11.6}$$

Чтобы оценить содержание данной экстраполяции, перепишем её в другой форме:

$$\varphi(C) - \varphi(B) = \varphi(C_1) - \varphi(B_1) . \tag{8.11.7}$$

Как видим, здесь, с одной стороны, использован подход Крайса (8.11.1) (перенос с максимально большой скоростью Δx/Δt по диагонали расчетной ячейки), а с другой стороны, условие (8.11.6) означает, что условие переноса пополнено произвольным вынуждающим воздействием. Действительно, дифференциальный аналог (8.11.7) очевидно имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \widehat{C}_{ph}\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right) = 0, \quad \widehat{C}_{ph} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \tag{8.11.8}$$

откуда

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \widehat{C}_{ph}\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \text{const}. \tag{8.11.9}$$

Постоянная в правой части (8.11.9) трактуется локально, в процессе прогноза её меняют, адаптируя граничную экстраполяцию к информации о макромасштабных процессах.

Приведем также и другую модификацию условия излучения. Расчетная область окружается по горизонтальным координатам наружной областью, которую называют «областью мезомасштабной компенсации» (ОМК). Параллельно с расчетом во внутренней области расчет ведется и в ОМК, но на крупной сетке (к каждой приграничной ячейке внутренней области прилегает одна ячейка ОМК). На внешних границах ОМК скорость не меняется со временем (считается, что эти границы достаточно далеко, и возмущения, генерируемые во внутренней области, до них не доходят), а на границах внутренней области принимается следующее обобщение (7.2.1):

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\hat{C}_{ph}\frac{\partial\varphi}{\partial x}+c_p\,\overline{\theta}_{vl}\left(\langle\Pi\rangle-\Pi_0\right)\Big/\left(L/2\right)=0. \qquad (8.11.10)$$

Здесь: $\langle\Pi\rangle$ - давление во внутренней области, осредненное по X или по Y (в зависимости от того, какую границу мы рассматриваем; Π_0 - диагностически восстанавливаемое давление в ОМК; L - поперечные размеры всей области в целом (вместе с ОМК). Необходимость последнего слагаемого в (8.11.10) мотивируется тем, что, с одной стороны, полная система уравнений (в отличие от неупругой) допускает изменения суммарной массы в объеме, а с другой стороны, условия излучения отражательны по отношению к акустическим волнам (присутствующим в модели). В этих условиях масса в объеме может неограниченно расти или падать. Последнее слагаемое в (8.11.11) и должно обеспечить определенный контроль над интегральным сохранением массы, имитируя реакцию наружного фона на колебания осредненного давления в расчетной области. Возможно, однако, что необходимость контроля связана не с указанными принципиальными моментами, а со спецификой численной схемы.

Другой круг вопросов связан с тем, какие именно метеорологические величины и на каких границах подчинять условию излучения и каким образом пополнять эти условия другими условиями. Общие положения уже отмечались в § 7.2. Здесь приведем некоторые дополнительные сведения.

Имеется группа моделей, в которых краевые условия реализуются по-разному на границах втока и вытока, а в других краевые условия реализуются единообразно. В первой группе моделей нормальный компонент скорости излучается на всех границах. Для остальных величин на границе втока:

- задаются значения этих величин; или
- производная по нормали к границе задается равной нулю.

На границе вытока для остальных величин:

- соответствующие уравнения аппроксимируются на границе с использованием направленных разностей для адвекции по нормали к границе; или
- как и для нормального компонента скорости используются условия.

Во второй группе работ:

1. В модели Гидрометцентра СССР излучаются все величины, кроме давления;
2. В модели Метеослужбы Великобритании излучаются касательные компоненты скорости и температура, а нормальный компонент скорости задается интерполяцией данных регионального прогноза.

В большинстве моделей указанные условия не распространяются на вычисление нормальных к границе компонентов турбулентных напряжений и потоков. Обычно эти последние (либо производные от них по нормали к границе) принимаются равными нулю. Эксперименты с гидростатической моделью холодного фронта указали, что излучение дивергенции и вертикального компонента вихря с последующим восстановлением по ним горизонтальных компонентов скорости уменьшает эффект отражения от границ сравнительно с излучением непосредственно компонентов скорости. Как видим, используемые подходы многочислены, эвристичны и пестры, что свидетельствует о необходимости дальнейших исследований в этой области.

Несколько слов о краевых условиях для давления. Во всех моделях независимых условий для давления не требуется. В качестве краевых условий для уравнения вида (5.2.14) принимаются значения нормальных производных давления, выраженные из уравнений для импульса (5.2.11). Это приводит к краевой задаче с неоднородными условиями типа Неймана. Дискретизация данных условий выполняется аналогично тому, как выполняется дискретизация самого уравнения (5.2.14) - в виде требования нулевого значения дивергенции в приграничной расчетной ячейке, но с учетом уже известных граничных значений компонентов скорости. Пусть, например, правая из двух расчетных ячеек, изображенных на рис. 4.2, представляет собой приграничную ячейку сетки. Тогда краевое условие для этой ячейки имеет вид:

$$\left(u(C)-u(A)\right)/\Delta x+\left(w(D)-w(E)\right)/\Delta z=0. \qquad (8.11.11)$$

В этом условии значения всех величин, кроме $u(A)$, известны из краевых алгоритмов излучения для u и w. Записываем в точке A дискретный аналог первого из уравнений (5.2.11), принятый для внутренних точек, и подставляем полученное алгебраическое выражение для $u(A)$ (содержащее дискретный аналог $\partial\Pi/\partial x$) в (8.11.11). Это и будет дискретным краевым условием для π в точке B. При такой дискретизации краевых условий, согласованной с дискретизацией уравнений во внутренних точках области, алгебраическая система уравнений будет обладать свойством задачи Неймана, т.е. ее решение будет определяться с точностью до произвольной постоянной.

Упомянем в заключение о достаточно распространенной в региональных и мезомасштабных моделях методике решения проблемы краевых условий посредством растяжения (увеличения горизонтального шага) сетки с приближением к границам области. Насколько известно, этот прием нигде не был обоснован. Некоторые эксперименты показывают его неэффективность, так как при небольших растяжениях проблема граничных условий не снимается, а при значительных растяжениях возмущение испытывает отражение, еще не дойдя до границы, - там, где сетка перестала адекватно его описывать.

Условия на нижней границе

Реализацию данных условий рассмотрим лишь кратко. С одной стороны, конкретный алгоритм существенно зависит от специфики расчетной схемы для внутренних точек области (от наличия тех или иных неявных аппроксимаций, от последовательности реализации алгоритма в случае техники дробных шагов, от использования тех или иных квазиконсервативных термодинамических переменных) и от принятой модели взаимодействия атмосферы с почвой (см. § 7.4). С другой стороны, накопленный здесь опыт сравнительно невелик, и общие рекомендации, как правило, были бы преждевременными. Мы отметим принципиальные моменты, ориентируясь на доста-

точно полную физическую модель, когда расчет ведется параллельно в атмосфере и почве, и на границе раздела имеется по два балансных соотношения для тепла и влаги. Предположим, кроме того, что для расчета в атмосфере выбрана явная конечно-разностная схема (в случае, если схема содержит элементы неявности, краевой алгоритм усложняется). Напротив, уравнения для температуры и влаги почвы (7.4.12) и (7.4.14) в силу их чисто диффузионной, одномерной структуры и малых значений коэффициента диффузии, естественно интегрировать по неявной (или "полунеявной") схеме.

При указанных свойствах схемы поля метеорологических величин, известные в момент $n\Delta t$, позволяют для момента $(n+1)\Delta t$:

1) рассчитать поля метеорологических величин на внутренних уровнях в атмосфере

2) выполнить прямую прогонку для дискретного аналога уравнения для температуры почвы, отправляясь от нижнего краевого условия в почве (7.4.11).

Таким образом, к моменту обращения к уравнениям баланса мы располагаем в каждой точке (x, y) значениями $\Theta^{(n+1)}$ и $Q_v^{(n+1)}$ на первом расчетном уровне в атмосфере и линейной связью между значениями $\Theta_s^{(n+1)}$ на уровне земли и на первом подпочвенном уровне. Рассмотрим в этих условиях использование балансных соотношений.

Дискретизация уравнения баланса тепла (7.4.21) с учетом (7.4.8) и указанных только что данных приводит к трансцендентному уравнению относительно наземного значения температуры, $T_g^{(n+1)}$:

$$F\left(T_g^{(n+1)}\right) = \Phi, \qquad (8.11.13)$$

где Φ - члены, не содержащие T_g. Если в модели учитывается наличие ламинарного подслоя, при получении (8.11.13) значения Θ и Q_v при $z = z_0$ (входящие в соотношения теории подобия для пограничного слоя) должны быть выражены через значения этих величин при $z = z_g$ в силу (6.2.2). Если учитывается наличие поверхностного переходного слоя по температуре ($z_0 < z < z_a$, см. рис. 6.1), значение Θ_a (также входящее в соотношение теории подобия) должно быть выражено через Θ_g в силу дискретного аналога эволюционного уравнения для Θ_a.

После того как формирование уравнения (8.11.13) завершено, возникает вопрос о методах его решения. Опыт расчетов показывает, что простейший способ приближенного решения - заменой $T_g^{(n+1)}$ на $T_g^{(n)}$ во всех нелинейных слагаемых - приводит к значительным вычислительным шумам. Поэтому принято либо линеаризовать часть нелинейных слагаемых относительно $T_g^{(n)}$, либо сохранить уравнение нелинейным и решать его итерациями. В последнем случае обычно применяют метод касательных ("метод Ньютона-Рафсона"), но т.к. зависимость $F\left(T_g\right)$ весьма громоздка, весь итерационный процесс расслаивается на "внешний" и "внутренний". Внутренний итерационный цикл производится по схеме Ньютона-Рафсона при фиксированных значениях части членов в (8.11.13), зависящих от T_g. По завершении внутреннего цикла эти члены пересчитываются по вновь найденным значениям T_g. Это образует очередную итерацию внешнего цикла. Затем повторяется внутренний цикл и т.д.

Что касается реализации балансового уравнения для влаги, дополним, прежде всего, материал § 7.4, получив из двух соотношений (7.4.18) и (7.4.19) для двух предельных случаев - сухой ($q_s = (q_s)_{min}$) и максимально увлажненной ($q_s = (q_s)_{max}$) почвы - одно соотношение вида (7.4.20) для общего случая. Это выполняется следующим образом. Перепишем соотношение (7.4.18) в виде:

$$\left((Q_w)_1 - (Q_w)_g\right) \Big/ \Delta z = 0, \tag{8.11.14}$$

а соотношение (7.4.19) в виде:

$$\left((Q_w)_1 - (Q_w)_g\right) \Big/ \Delta z = \left((Q_w)_1 - (Q_{sat})_g\right) \Big/ \Delta z, \tag{8.11.15}$$

где $(Q_w)_1$ - значение Q_w на первом расчетном уровне в атмосфере. Далее рассуждаем так. Пусть увлажненность данного участка почвы в данный момент времени - промежуточная между максимально высокой и максимально низкой, а именно, пусть она образуется из масимальной влажности, взятой с весом ***M***, и максимальной сухости, взятой с весом (***1-M***), где

$$M = \frac{(q_s)_g - (q_s)_{min}}{(q_s)_{max} - (q_s)_{min}}. \tag{8.11.16}$$

Составляя линейную комбинацию соотношений (8.11.14) и (8.11.15), взятых с весами ***M*** и (***1-M***) соответственно, приходим к условию (7.4.20).

Реализация балансных соотношений для влаги теперь осуществляется, например, следующим образом. Определяем значение параметра ***M*** в силу (8.11.16) по значению q_s^n. Поскольку $(Q_w)_1^{(n+1)}$ известно, соотношение (7.4.20) позволяет восстановить $(Q_w)_g^{(n+1)}$, после чего дискретизация (7.4.22) приводит к линейному соотношению между значениями $q_s^{(n+1)}$, на земле и на первом подпочвенном уровне. Это соотношение вместе с условием (7.4.11) на нижней границе области прогноза позволяет восстановить $q_s^{(n+1)}$, интегрируя уравнение (7.4.14).

Подчеркнем еще раз, что фактический опыт учета балансных соотношений в пространственных мезомасштабных моделях сравнительно невелик. В особенности это относится к негидростатическим моделям. Даже в наиболее полных из них алгоритм учета тепловых и (особенно) влажностных процессов в почве и на границе "атмосфера-почва" обычно строятся с привлечением упрощающих гипотез и принадлежит к числу наименее апробированных.

8.12. *ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ОРОГРАФИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ*

Специфически вычислительные особенности расчета движений над горами, обусловлены, с одной стороны, изменениями в структуре уравнений, записанных в орографической системе координат, и с другой стороны, особенностями в структуре са-

мих рассчитываемых полей метеорологических величин. Отметим при этом ряд следующих моментов.

Известная вычислительная трудность возникает при аппроксимации горизонтального градиента давления в орографических координатах (ξ, η, ζ) (см. § 1.6) в связи с тем, что слагаемое $\partial\Pi/\partial x$ оказывается теперь суммой двух слагаемых

$$\partial\Pi/\partial x = \partial\Pi/\partial\xi + \left(G_1/G_0\right)\left(\partial\Pi/\partial\zeta\right). \qquad (8.12.1)$$

В случае наклонного рельефа каждое слагаемое в правой части (8.12.1) описывает изменения давления также и по вертикали, в то время как левая часть описывает изменения только по горизонтали. Следовательно, эти изменения по вертикали (которые для давления намного больше, чем по горизонтали) должны взаимно аннулироваться в двух слагаемых правой части и, таким образом, левая часть (8.12.1) оказывается разностью близких больших величин. Например, при наклоне рельефа ~ 0.005 каждое слагаемое в правой части (8.12.1) в 40÷50 раз больше левой части. При наличии погрешностей в слагаемых правой части за счет погрешностей наблюдений и дискретных аппроксимаций ошибка в определении $\partial\Pi/\partial x$ может превысить 100%. Оценки и эксперименты показали, что в лучших численных схемах, применяемых в гидростатических крупномасштабных моделях, данное обстоятельство успешно преодолевается и не является источником существенных ошибок [25]. В публикациях по негидростатическому моделированию эта проблема затрагивалась мало, а практическое её решение строится здесь, главным образом, на основе записи уравнений в терминах отклонений от гидростатитческого фона. При этом отмечается, что основная ошибка в определении $\partial\Pi/\partial x$ согласно (8.12.1) обусловлена более высокими модами по вертикали. Поэтому переход от полных величин к возмущениям будет эффективен лишь в том случае, если фоновое состояние (взаимно-аннулируемое в слагаемых правой части (8.12.1) точно) учитывает зависимость $\bar{\theta}$ от z. В вычислительном плане это и является основным стимулом к обращению от адиабатического фона к неадиабатическому, восстанавливаемому по данным зондирования.

Другая проблема, также связанная с давлением, заключается в необходимости численного интегрирования уравнения типа (16.11), коэффициенты которого зависят (достаточно произвольным образом) от пространственных координат. Равным образом и краевые условия для этого уравнения, которые, как и в случае отсутствия гор, представляют собой уравнения движения (5.6.6), (5.6.7) и (5.6.10), рассмотренные в точках границы с учетом краевых условий для остальных функций, содержат теперь зависимость от пространственных координат [26].

---

[25] Вообще основной вывод этих экспериментов заключается в том, что погрешности, связанные с учетом горного рельефа, пристекают главным образом из неадекватности физического описания процессов, а не из погрешностей численных алгоритмов. Применительно к моделированию мезомасштабных явлений аналогичных исследований не предпринималось и суждений не высказывалось.

[26] Более точно: краевые условия на боковых границах остаются такими же, как и в отсутствии орографии, поскольку обычно считается, что рельеф $\Gamma(x, y)$=0 вблизи боковых границ расчетной области, но условия на верхней и нижней границах, как видно из (5.6.10), содержат зависимость от ξ и η.

Техника получения дискретных аналогов уравнения для давления и краевых условий для него остается такой же, что и в § 8.7 и § 8.11, соответственно. Однако решение этой краевой задачи теперь требует использования итерационных процедур. В уравнении и краевых условиях обособляются члены, допускающие интегрирование прямым методом. Однократное решение задачи прямым методом и составляет одну итерацию. При этом "неучтенные" члены в уравнении и краевых условиях оцениваются в качестве "правых частей" по значениям давления на предыдущей итерации и обновляются после очередной итерации. Такой итерационный процесс, очевидно, может быть построен самым различным образом. Опыт, накопленный в данной области, незначителен, и вопросы сравнения разных вариантов итерационных процедур, их сходимости при тех или иных параметрах рельефа и вычислительного алгоритма, их эффективности в литературе не обсуждался.

Неитеративный метод восстановления давления в модели Гидрометцентра СССР основан на максимальном использовании возможностей матричного разложения, которое применимо, если уравнение допускает разделение переменных (см. § 8.9). Чтобы использовать это обстоятельство, строим коэффициенты со структурой разделенных переменных - $p^{\varphi}(\xi)\,q^{\varphi}(\eta)\,r^{\varphi}(\zeta)$, где $\varphi = u, v, \omega$ - представляющие собой мажоранты коэффициентов уравнения (5.6.11):

$$p^{u}(\xi)\,q^{u}(\eta)\,r^{u}(\zeta) \ge \overline{\rho}\,c_p\,\overline{\theta}_{v1}\,G_0$$

$$p^{v}(\xi)\,q^{v}(\eta)\,r^{v}(\zeta) \ge \overline{\rho}\,c_p\,\overline{\theta}_{v1}\,G_0$$

$$p^{\omega}(\xi)\,q^{\omega}(\eta)\,r^{\omega}(\zeta) \ge \overline{\rho}\,c_p\,\overline{\theta}_{v1}\left(1+G_1^2+G_2^2\right)/G_0\,. \qquad (8.12.2)$$

Выбор девяти функций $p^{\varphi}(\xi), q^{\varphi}(\eta), r^{\varphi}(\zeta)$ выполняется по данным о характеристиках фона и рельефа, исходя из возможно более точной аппроксимации правых частей (8.12.2) левыми. Функции p и q могут быть выбраны по-разному, а вид функций r определяется требованием, чтобы вне рельефа неравенства (8.12.2) превращались в равенства

$$r^{u} = r^{v} = r^{\omega} = \overline{\rho}(z)\,c_p\,\overline{\theta}_{v1}(z)$$

Далее члены с давлением в уравнении (5.6.6) переписываем в виде:

$$p^{u}(\xi)\,q^{u}(\eta)\,r^{u}(\zeta)\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} + \alpha^{u}\,, \qquad (8.12.3)$$

где во второе слагаемое включено все, неучтенное в первом слагаемом. Аналогичным образом переписываем члены с давлением в уравнениях (5.6.7) и (5.6.10). Соответствующая форма записи уравнения для давления (5.6.11) имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\left(p^{u}(\xi)\,q^{u}(\eta)\,r^{u}(\zeta)\frac{\partial \Pi}{\partial \xi}\right) + \frac{\partial}{\partial \eta}\left(p^{v}(\xi)\,q^{v}(\eta)\,r^{v}(\zeta)\frac{\partial \Pi}{\partial \eta}\right) + \frac{\partial}{\partial \zeta}\left(p^{\omega}(\xi)\,q^{\omega}(\eta)\,r^{\omega}(\zeta)\frac{\partial \Pi}{\partial \zeta}\right) = \Phi + \Phi_1 \qquad (8.12.4)$$

где через Φ обозначена совокупность членов, не содержащих π, а через Φ_1 - совокупность членов, содержащих π.

Алгоритм в целом выглядит следующим образом. На вспомогательном этапе схемы LW (этап "предиктора") в уравнениях движения опускаются члены α^{φ} (φ = u, v, ω), а в уравнении (8.12.4) - член Φ_1. Соответствующие члены опускаются в краевых условиях для π. В результате краевая задача для уравнения (8.12.4) интегрируется прямым методом (матричным разложением). На основном этапе схемы (этап "корректора") все члены в уравнениях и краевых условиях сохраняются полностью, но на промежуточном временном уровне $(n+1/2)\Delta t$, где подлежит определению π, вновь записываются только члены вида $p^u(\xi)q^u(\eta)r^u(\zeta)\frac{\partial \Pi}{\partial \xi}$ и т.п., а остальные члены в (5.6.6), (5.6.7), (5.6.10), слагаемое Φ_1 в (8.12.4) и соответствующие слагаемые в краевых условиях аппроксимируются на уровне $n\Delta t$, где поле π уже известно. В результате и на основном этапе схемы уравнение для давления вновь интегрируется прямым методом. Описанная схема имеет 1-й порядок точности по времени, но при не слишком крутых горах (с наклоном ≤ 0.1), величина главного остаточного члена фактически не превосходит остаточные члены в схемах 2-го порядка точности. В той же работе данная методика апробирована в расчетах по двумерной модели.

В отношении аппроксимации адвективных слагаемых упомянем прием, принципиально не связанный с учетом гор, но развитый в связи с изучением орографических воздействий. На нижнем расчетном уровне, расположенном в пограничном слое, в точках, где w>0, выражения вида $\omega\left(\partial\varphi/\partial\zeta\right)$ рассчитывались не дискретной аппроксимацией $\partial\varphi/\partial\zeta$, а в силу теории подобия, через универсальные функции и масштабы скорости и температуры. Это позволило уменьшить погрешности аппроксимации, связанные с нелинейностью профилей метеорологических величин в пограничном слое. В негидростатических моделях данный прием пока не использовался.

Что касается описания турбулентности, отметим процедуру (в рамках схемы нелинейной турбулентной вязкости) с использованием модифицированного числа Ричардсона Ri':

$$\mathrm{Ri}' = \begin{cases} \mathrm{Ri}, \quad \text{если} \quad \left|\theta_{v1}\right| \leq 10^{-3}\,\overline{\theta}_{v1} \\ \mathrm{Ri} - \left(c_p\,\overline{\theta}_{v1}\right)\left(\sum_{k=1}^{2}\left(\frac{\partial \Pi}{\partial x_k}\right)\left(\frac{\partial \theta_{v1}}{\partial x_k}\right)\right) \Big/ \left|\theta_{v1}\,\mathrm{Def}^2\right| \quad \text{в противном случае} \end{cases}$$

что позволяет аннулировать фиктивные осцилляции метеорологических полей, связанных с разрывами в поле θ (и, как следствие, - в других полях).

Вопросы для самопроверки

1. Поясните, какие две проблемы являются актуальными при конструировании конечно-разностной методики решения уравнений мезомасштабных атмосферных процессов?
2. Опишите использование расшатаных сеток при при конструировании конечно-разностной методики решения уравнений мезомасштабных атмосферных процессов.
3. Опишите использование неравномерных сеток при при конструировании конечно-разностной методики решения уравнений мезомасштабных атмосферных процессов.
4. Опишите схемы, которые используются для аппроксимации пространственных и временных производных при конструировании конечно-разностной методики решения уравнений мезомасштабных атмосферных процессов.
5. Опишите особенности применения методик конечно-разностной аппроксимации при интегрировании уравнения переноса влаги.
6. Опишите методы конечно-разностной аппроксимации уравнения для давления.
7. Опишите особенности конечно-разностной аппроксимации членов уравнений, не содержащих оператора дифференцирования.
8. Опишите возможности использования метода дробных шагов при интегрировании негидростатических систем уравнениий.
9. Опишите условия применения временных и пространственных фильтров при интегрировании уравений мезомасштабных атмосферных процессов.
10. Опишите схему численной реализации условия излучения.
11. Опишите особенности численной реализовации условий на нижней границе области расчетов.
12. Опишите особенности численного интегрирования в условиях сложной орографии подстилающей поверхности.

Глава 9. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПОДГОТОВКИ НАЧАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

Конструирование исходных полей в мезомасштабных моделях представляет значительные трудности, поскольку сеть радиозондирований, как правило, не обеспечивает идентификации мезомасштабных движений. В этой же связи при подготовке мезомасштабных анализов существенно возрастает роль спутниковых, радиолокационных и наземных измерений, позволяющих восстановить элементы мезомасштабных структур в атмосфере, которые не выявляются сетью радиозондирований.

В настоящей главе будут рассмотрены общие вопросы чувствительности мезомасштабных моделей к начальным данным, а также подходы к анализу полей и процедурам инициализации.

9.1. *ПОДХОДЫ К ОБЪЕКТИВНОМУ АНАЛИЗУ ДАННЫХ НА МЕЛКОЙ СЕТКЕ*

Чувствительность мезомасштабных моделей к начальным условиям

Вопрос чувствительности мезомасштабных моделей к начальным условиям важен не только для выяснения предсказуемости различных мезомасштабных возмущений, но и для понимания того, насколько успешным может быть краткосрочный мезомасштабный прогноз при той или иной неполноте исходных данных.

Рядом авторов отмечалось, что по мере уменьшения горизонтального размера возмущений решения в большей степени определяются локальным возбуждением, чем начальными условиями, в связи, с чем атмосфера «забывает» свое начальное состояние и мезомасштабе более быстро, чем в макромасштабе.

По степени чувствительности мезомасшатбных возмущений к начальным данным можно выделить два основных класса:

1) системы течений, образующиеся в результате возбуждающего воздействия подстилающей поверхности и атмосферных движений более крупного масштаба;
2) системы течений, генерируемые внутренне в результате потери устойчивости в более крупных системах течений.

К первому типу движений относятся бризовая циркуляция и другие формы орографических мезомасштабных движений, возбуждаемых термической или орографической неоднородностью подстилающей поверхности, а также атмосферные фронты, зоны конвергенции воздушных потоков. Ко второму типу относятся конвективные течения или системы вторичных течений в зоне атмосферных фронтов, появляющиеся в результате реализации механизмов конвективной или бароклинной неустойчивости.

Мезомасштабные системы, связанные с неоднородностью орографии, являются наименее чувствительными к начальным данным, поскольку возбуждающее воздействие является локализованным, и может определяться довольно точно и вскоре начинает оказывать доминирующее воздействие на получаемое решение.

При возбуждении мезомасштабных течений системами движений большего масштаба чувствительность к начальным данным возрастает, так как ошибки в локализации возбуждающей силы неизбежно транслируются в мезомасштабные решения.

Второй тип возмущений является наиболее чувствительным к заданию исходных данных, поскольку требует непосредственной информации о местоположении мезомасштабных систем. И получающееся в результате интегрирования решение, особен-

но в части его пространственно-временной локализации, будет в значительной мере определяться тем, насколько точно оно было локализовано в начальный момент.

Например, при известных и точно определенных значениях функций на границах мы сможем предсказать в случае конвективной неустойчивости поле кучево-дождевой облачности, но их правильная пространственно-временная локализация не будет обеспечена при отсутствии адекватной мелкомасштабной исходной информации внутри области расчетов. Представляется, что этот тип мезомасштабных возмущений является наиболее сложным для прогнозирования.

Зависимость решений от деталей задания исходных данных будет обсуждаться ниже при рассмотрении подходов к инициализации.

Завершая это обсуждение, отметим, что решения, полученные в задаче мезомасштабного численного прогноза на сравнительно небольшой территории по прошествии небольшого промежутка времени (порядка 12 часов), начинают практически полностью определяться граничными условиями. Поэтому успешность прогнозов с помощью таких моделей на сроки более 12 часов будет зависеть гораздо больше от успешности прогнозирования граничных условий крупномасштабными моделями, чем от качества исходных данных.

Естественно, что при прогнозировании на более короткие сроки (до 12 часов) эффект начальных данных возрастает. Эксперименты с прогностической мезомасштабной моделью Метеорологической службы Великобритании показали, что прогноз на ближайшие 10-12 часов оказывается весьма чувствительным к включению в состав начальных данных сведений об облачности и к неоднородности полей температуры подстилающей поверхности.

Принципиально объективный анализ на мелкой сетке не отличается от анализа на более грубой сетке, и для получения информации в регулярных узлах используются методы формальной интерполяции или метод оптимальной интерполяции. Особенность объективного анализа на сетке с горизонтальным шагом менее 50 км состоит в том, что обычные данные с таким пространственным разрешением в свободной атмосфере отсутствуют, поэтому начальные данные в узлах мелкой сетки получаются интерполяцией результатов анализа или прогноза на грубой сетке. Введение в исходное поле мезомасштабной структуры может быть осуществлено с помощью тех или иных процедур усвоения данных измерений со спутников, радиолокаторов и сети наземных станций, которые имеют значительно большее пространственное разрешение, чем измерения методом радиозондирования.

Мы остановимся здесь лишь на кратком описании методов анализа на мелких сетках (с шагом 35 км и менее), которые используются в прогностических системах отдельных метеорологических служб.

В мезомасштабной модели Метеорологической службы Великобритании с горизонтальным шагом сетки 15 км для инициализации каждого прогноза используется три вида данных:

1) проинтерполированные в узлы сетки значения переменных, полученные из шестичасового прогноза по региональной модели;
2) трехчасовой мезомасштабный прогноз и
3) приземные метеорологические наблюдения.

Проинтерполированные из региональной модели значения используются в качестве крупномасштабного компонента мезомасштабного прогноза выше пограничного слоя.

Распределение влажности, все переменные в пограничном слое и мелко масштабные детали полей сохраняются из мезомасштабного прогноза.

В мезомасштабной модели Метеорологической службы Франции, именуемой ПЕРИДОТ, используется метод трехмерной оптимальной интерполяции. В качестве первого приближения используются шестичасовой прогноз по крупномасштабной модели, который интерполируется в узлы модели ПЕРИДОТ с горизонтальным шагом 35 км. Отличительная особенность многокомпонентного анализа состоит в том, что в нем используются первичные данные TOVS с полным разрешением (≅ 30 км). Данные об облачности с AVHRR применяются для генерации псевдонаблюдений со 100% относительной влажностью.

Схема анализа для ограниченной территории с горизонтальным шагом 33,5-40 км, разработанная в Королевском Нидерландском метеорологическом институте (КНМИ), является по существу объединением схемы Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ЕЦСПП), основанной на многоэлементной трехмерной оптимальной интерполяции, и схемы, используемой Метеорологической службой Швеции. Для анализа приземных полей и параметров пограничного слоя разработана горизонтальная интерполяционная схема, основанная на методе последовательных коррекций.

В Гидрометцентре Российской Федерации для мезомасштабной модели с горизонтальным шагом сетки 10 км построение начальных полей температуры, дефицита точки росы и горизонтальных составляющих скорости ветра проводится по данным радиозондирования на основе полиномиальной интерполяции и по синоптическим данным - на основе варианта метода наименьших квадратов. Для введения в начальные данные мезомасштабных неоднородностей вводят в схему анализа данные измерений со спутников и радиолокаторов.

9.2. ***МЕТОДЫ ИНИЦИАЛИЗАЦИИ***

В связи с неполнотой исходной информации, ошибками в начальных данных и возможным присутствием в них высоких частот, неразрешаемых данной моделью, необходима процедура согласования начальных данных или *процедура инициализации*, которая минимизирует возможность появления больших временных тенденций, появляющихся в результате дисбалансов в исходных данных. В вопросе начальных дисбалансов можно выделить два аспекта:

⇒ несогласованность начальных полей давления и массы (адиабатический дисбаланс)

⇒ влияние неадиабатических факторов на баланс между динамическими и термодинамическими полями

Наиболее разработанным с теоретической точки зрения является вопрос согласования полей ветра и давления в адиабатических моделях. Суть проблемы состоит в том, что из-за дисбаланса между полями ветра и давления в решениях возникают инерционно-гравитационные волны, которые в гидростатических моделях сохраняются в течение нескольких часов и вызывают ощутимые осцилляции в приземном давлении и вертикальной скорости. При этом, следует учитывать, что поле скорости доминирует в процессе согласования на мелком масштабе, а поле массы - на крупном масштабе. На промежуточных масштабах приспособление является взаимным.

Если поле скорости выводится из поля массы через геострофическое соотношение или из уравнения баланса, то по мере уменьшения масштаба происходит быстрое увеличение ошибки скорости при фиксированной ошибке геопотенциала. Так, при шаге сетки 37.5 км ошибка геопотенциала 12 м дает ошибку в скорости 40 м/с. Напротив, если поле массы рассчитывается из поля скорости, то ошибки в поле массы, возникающая при фиксированной ошибке в поле скорости, уменьшается по мере уменьшения пространственного масштаба. Так, при ошибке в измерении скорости ветра в 3 м/с ошибка геопотенциала составляет всего 0.5 м при пространственном шаге сетки 37.5 км. Кроме того, небольшие ошибки в поле массы будут диспергировать в виде относительно "безвредных" гравитационно-инерционных волн.

Таким образом, при инициализации в мезомасштабе целесообразно осуществлять приспособление поля давления к полю ветра, используя для этого обращенное уравнение баланса. Среди предложенных процедур инициализации можно выделить три основные группы. В первой из них используются различные комбинации уравнения неразрывности и "омега"-уравнения для получения ветра по данным о давлении или наоборот. В некоторых моделях условие равенства нулю дивергенции используется для получения бездивергентного компонента ветра по полю давления, в то время как ω-уравнение используется для оценки дивергентного компонента ветра..

Во второй группе методов начальный анализ проектируется на собственные функции модели или нормальные моды. Этот подход известен под названием *инициализации в нормальных модах*. Он является наиболее естественным при периодических условиях и, поэтому нашел особое распространение в глобальных и полусферных моделях. Несмотря на то, что инициализация в нормальных модах не является столь естественной для моделей на ограниченной территории, этот подход используется и для представления начальных полей в моделях на ограниченной территории. В этом методе начальные данные приспосабливаются друг к другу таким образом, что временные вариации высокочастотных гравитационных волн являются первоначально нулевыми.

Третий подход, представляющийся перспективным для моделей на ограниченной территории, основан на *методе ограниченных производных*. В этом методе анализируемые данные приспосабливаются таким образом, чтобы довести производные по времени до метеорологически реалистичных значений.

В четвертом подходе используется *метод динамического согласования*. При динамической инициализации для получения сбалансированных полей используются сами прогностические уравнения. Примером может быть схема Нитты и Ховермейла (1969), где производится интегрирование вперед и назад, центрированное относительно начального состояния. Возможно также и применение интегрирования только вперед с использованием тех или иных гипотез относительно возбуждающих членов в прогностических уравнениях. В качестве первого приближения в этом методе можно использовать предварительно согласованные поля ветра и давления.

Трудность в использовании первых двух подходах состоит в том, что в начальный баланс не включаются неадиабатические эффекты. Между тем в мезомасштабе особенно неадиабатические факторы могут играть существенную роль в балансе между полем ветра и термодинамическими полями. Приспособление к ошибкам в полях температуры и влажности может вызвать не меньшие трудности, чем приспособление к ошибкам в дивергентном компоненте ветра. Было также показано, что использование информации о притоке скрытого тепла в начальных данных существенно улучшило прогноз интенсивности осадков в первые 6 часов прогноза.

Эксперименты с мезомасштабной моделью Метеорологической службы Великобритании показали, что включение в процедуру инициализации информации об облаках, дающих высвобождение скрытого тепла, приводит к быстрому созданию устойчивых мезомасштабных систем, таких как линии шквалов.

Следует также иметь в виду, что для мезомасштабных моделей на ограниченной территории, по крайней мере, в обозримом будущем будет типичной ситуация, когда часть исходных полей (ветер, давление, температура) будет получаться с низким пространственным разрешением, а часть полей (облачность, осадки по спутниковым и радиолокационным данным) - с высоким. В этой ситуации инициализация с использованием прогностических уравнений модели представляется наиболее перспективной, поскольку в результате её применения в процессе согласования полей элементы мезомасштабной структуры в одних полях (влажности, облачности, осадки) могут быть транслированы в другие (температура, давление, ветер). Существование такого рода переноса элементов мезоструктуры из одних полей в другие подтверждается численными экспериментами по чувствительности решений к начальным данным.

Завершая эту главу, сделаем краткий обзор процедур инициализации, используемых в некоторых прогностических и мезомасштабных моделях.

В мезомасштабной модели Метеорологической службы Великобритании с шагом сетки 15 км в качестве исходных данных в процедуре инициализации используются проинтегрированные в узлы сетки прогностические данные из региональной модели в свободной атмосфере, а также данные о влажности в свободной атмосфере, все переменные в пограничном слое - из мезомасштабного прогноза. Полученные "гибридные" данные корректируются затем с использованием наземных измерений. Наземные данные используются для коррекции температуры, влажности и ветра на нижнем расчетном уровне в атмосфере (10 м), а также для анализа количества облаков на каждом уровне модели и интенсивности осадков. В последнем случае мезомасштабный прогноз используется в качестве первого приближения. После этого для определения водности облаков включается схема осадков, применяемая в модели. По восстановленной таким образом водности облаков и анализу их мощности строится анализ интенсивности осадков у поверхности земли. Для восстановления водности на уровне 10 м используются наблюдения за туманом.

В мезомасштабной модели Метеорологической службы Франции "ПЕРИДОТ" с шагом сетки 35 км инициализация проводится методом нормальных мод.

В мезомасштабной модели Гидрометцентра СССР (ныне Российской Федерации) основу методики инициализации составляют процедуры, которые в том или ином смысле "адаптируют" начальные поля метеорологических величин к решениям прогностической схемы. "Адаптация" заключается в построении бездивергентного поля скорости, т.е. в точном выполнении диагностического уравнения для давления прогностической схемы. В последние годы в Гидрометцентре РФ ведутся работы над созданием более совершенной методики инициализации, существо которой заключается в применении самой прогностической схемы при закрепленных краевых условиях, отвечающих начальному моменту прогноза. Полученные после начального этапа быстрой перестройки поля используются в качестве начальных для последующего прогноза.

Вопросы для самопроверки

1. Как влияет чувствительность к начальным данным на успешность прогнозирования мезомасштабных атмосферных процессов?
2. Опишите чувствительность различных мезомасштабных атмосферных процессов к начальным данным.
3. Опишите методы анализа начальных данных на мелкой сетке.
4. Опишите методы инициализации моделей мезомасштабных атмосферных процессов.

Рекомендованная литература

1. Бурман Э.А. Местные ветры. – Л., Гидрометеоиздат, 1969, 341 с.
2. Вельтищев Н.Ф. Мезометеорология и краткосрочное прогнозирование. Сб. лекций. - ВМО № 701, Женева, 1988, 136 с.
3. Гаврилов А.С. Математическое моделирование мезомасштабных процессов – Л., ЛГМИ, 1988, 96 с.
4. Динамика погоды. Сб. статей под ред. С. Манабе. – Л., Гидрометеоиздат, 1988, 420 с.
5. Руководство по диагнозу и прогнозу опасных и особо опасных осадков, града и шквалов по данным метеорологических радиолокаторов и искусственных спутников Земли. Руководящий документ. - М., Федеральнапя служба России по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды. 1996, 180 с.
6. Степаненко С.Н. Математическое моделирование мезомасштабных процессов и явлений в атмосфере. – Одесса, 2001, 286 с.
7. Чередниченко В.С. Радиометеорология и аэрология. – Бишкек, КГНУ, 1998, 631 с.
8. Шакина Н.П. Динамика атмосферных фронтов и циклонов. – Л., Гидрометеоиздат, 1985, 263 с.

View publication stats