

Н. П. Шакина

**Динамика
атмосферных
фронтов
и циклонов**

Н. П. Шакина

Динамика атмосферных фронтов и циклонов



Ленинград
Гидрометеониздат
1985

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук Ш. А. Мусаелян (Гидрометцентр СССР), д-р физ.-мат. наук, проф. М. И. Юдин (Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова)

Научные редакторы: д-р геогр. наук, проф. Х. П. Погосян, д-р физ.-мат. наук, проф. М. И. Юдин.

Приведены результаты исследований динамики фронтогенеза, циклогенеза, эволюции циклонов и антициклонов, а также мезомасштабной структуры фронтов. Систематизированы и сопоставлены важнейшие теоретические и численные модели и результаты анализа процессов по данным наблюдений. Рассмотрены задачи о фронтогенезе в деформационном поле, теория поперечных циркуляций во фронтальных зонах, основные задачи о баротропной и бароклинной неустойчивости, нелинейные (адвективные) процессы в циклонах, квазиупорядоченные мезомасштабные системы на фронтах (полосовые структуры) и возможные механизмы их формирования.

Рассчитана на научных работников, аспирантов и инженеров, занимающихся вопросами динамики атмосферы, а также на студентов старших курсов гидрометеорологических институтов и физических факультетов университетов.

In the book by N. P. Shakina "Dynamics of Atmospheric Fronts and Cyclones" the results of investigations in dynamics of frontogenesis, cyclogenesis, cyclone evolution and mesoscale frontal structures are considered. Theoretical and numerical models and real data analyses are systematized and compared. The topics under consideration are: the frontogenesis in a deformation field; the theory of transverse circulations in frontal zones; basic barotropic and baroclinic instability problems; nonlinear (advective) processes in cyclonic regions; quasi-regular mesoscale systems (banded structures) and possible mechanisms of their formation.

The book is addressed to scientists and students in meteorology.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Современная динамическая метеорология переживает период быстрого развития. Успехи, достигнутые в этой области за последние десятилетия, поистине поразительны. Без преувеличения можно сказать, что почти в каждом новом номере метеорологических научных журналов среди статей, посвященных различным аспектам гидродинамики атмосферы, мы находим работы, ощутимо расширяющие и обогащающие наши представления о механизмах атмосферных явлений (от стратосферных потеплений до микротурбулентности в приземном слое).

Можно указать на три основных фактора, обусловивших такой быстрый прогресс исследований. Прежде всего — это развитие аэрологической сети, открывшей богатейший источник получения новой информации о природе атмосферных явлений, а также организация крупных комплексных экспериментов, расширение синоптических исследований и использование эффективных методов анализа данных (в частности, статистических методов), позволивших обнаружить целый ряд важных закономерностей в развитии атмосферных процессов различных масштабов. Второй фактор — развитие теории гидродинамической неустойчивости и волновых движений, которой динамическая метеорология обязана своими многими выдающимися достижениями принципиального характера. Наконец, третий фактор — разработка новых методов решения нелинейных задач, вооруживших исследователей необходимыми средствами для гидродинамического моделирования атмосферных процессов с учетом сложных эффектов взаимодействий.

Теоретическое изучение закономерностей, управляющих всем многообразием атмосферных движений и их перестроек, определило и развитие теории циклонов и антициклонов средних широт, фронтальных зон и фронтов, к исследованиям которых было привлечено внимание крупных представителей нескольких поколений ученых. Особый интерес к проблемам возникновения и эволюции циклонов и фронтов, обусловленный первостепенной ролью этих объектов в формировании погодных условий в средних широтах, проявился уже в начале столетия. Этим проблемам были посвящены классические исследования В. Бьеркнеса, Я. Бьеркнеса, Х. Сульберга, а позднее серия работ Н. Е. Кочина, исследования

И. А. Кибеля и Е. Н. Блиновой, труды Х. П. Погосяна и Н. Л. Таборовского.

Начиная с работ Дж. Чарни, Э. Иди и Го Сяоланя, теория возникновения циклонов стала развиваться как теория бароклиновой и баротропной неустойчивости непрерывно стратифицированных потоков. Большое значение для теоретического исследования эволюции циклонов и антициклонов и формирования фронтов имеют эффективные методы анализа нелинейных задач, развитые М. И. Юдиным, Б. Хоскинсом и Ф. Брезертоном.

Проблемы изучения атмосферных фронтов и циклонов включают целый ряд направлений, различающихся конкретными объектами исследования и подходами к решению поставленных задач. Так, проблема изучения атмосферных фронтов включает: 1) исследование фронтогенеза в стационарном поле ветра и в развивающихся циклонических вихрях, 2) задачи о движении фронтов как поверхностей раздела, 3) теорию количественных характеристик фронтогенеза и методы их расчета, 4) теорию вертикальных циркуляций на фронтах, 5) задачи о мезомасштабных явлениях в зонах фронтов, 6) разработки, направленные на включение фронтов в прогностические схемы. Этот перечень можно продолжить. Проблема изучения тропосферных вихрей синоптического масштаба — циклонов и антициклонов — включает: 1) теорию цикло- и антициклогенеза как теорию гидродинамической неустойчивости зонального потока (бароклиновой, баротропной и комбинированной), 2) теорию неустойчивости фронтов как поверхностей раздела двух воздушных масс, 3) теорию циклогенеза на фоне планетарных волн, т. е. системы крупномасштабных ложбин и гребней, 4) теорию эволюции уже возникших циклонических и антициклонических вихрей, 5) исследование бюджета энергии циклонов и антициклонов на разных стадиях их развития и т. д.

Разнообразие подходов к решению этих весьма разнородных задач обеспечивает всесторонность изучения внутренней структуры, кинематики и энергетики фронтов и циклонов, процессов их возникновения, эволюции и взаимодействия с окружающими синоптическими объектами.

В научной литературе в последние десятилетия не появилось монографий, в которых вопросы динамики атмосферных фронтов и циклонов рассматривались бы достаточно подробно и систематически. Необходимость в таких книгах ощущается сейчас очень остро как в научно-исследовательской и методической работе, так и при подготовке научных кадров.

Автор предлагаемой книги в какой-то мере попытался восполнить этот пробел, вполне отдавая себе отчет в том, какие трудности могут возникнуть при отборе материала, а также при оценке сравнительной значимости и перспективности научных результатов и направлений исследования. Естественно, что некоторая часть научного достояния сегодняшнего дня потеряет свое значение в свете достижений будущего, но ценность других результатов сохранится надолго. К ним в первую очередь относятся теоремы, формули-

рующие закономерности атмосферных движений, теоретические модели процессов, экспериментальные факты и результаты анализа процессов по реальным данным.

Исходя из таких предпосылок и был отобран материал для данной книги.

Книга состоит из трех глав. Первая глава посвящена вопросам кинематики и динамики фронтогенеза, в частности теории фронтогенеза в деформационном поле. Во второй главе излагаются результаты, относящиеся к динамике цикло- и антициклогенеза. Наконец, в третьей главе рассмотрены вопросы мезомасштабной структуры атмосферных фронтов и циклонов. В этой главе ввиду недостаточной изученности указанных вопросов основное внимание уделяется фактическим данным, полученным в последние десятилетия.

Связанные ограниченным объемом книги, мы вынужденно сократили число цитируемых источников. В список литературы, помимо обзорных статей и монографий, вошли лишь те работы, результаты которых с той или иной степенью детальности излагаются в тексте: это либо приоритетные, основополагающие статьи, либо последние, новейшие публикации, в которых читатель сможет найти более ранние ссылки, либо обобщающие статьи или монографии.

Автор надеется, что эта книга поможет молодым специалистам, студентам и аспирантам, начинающим научную деятельность, лучше представить основные идеи и методы исследования динамики атмосферных фронтов и циклонов.

Автор приносит свою глубокую благодарность проф. Х. П. Погосяну и проф. М. И. Юдину за большой труд по редактированию рукописи, а также за плодотворные беседы, в ходе которых обсуждались основные принципиальные положения данной книги. Автор выражает искреннюю признательность д-ру физ.-мат. наук Ш. А. Мусаеляну, взявшему на себя труд по рецензированию рукописи, за полезные замечания и советы; профессорам М. А. Петросянцу и Е. М. Добрышману за полезные дискуссии, имевшие большое значение для правильной трактовки некоторых вопросов гидродинамической устойчивости атмосферных движений, эволюции и структуры фронтальных зон. Сердечную благодарность автор выражает канд. геогр. наук А. А. Васильеву за доброжелательное внимание и помощь.

Автор будет признателен всем, кто после ознакомления с книгой выскажет по ней свои замечания.

ФРОНТАЛЬНЫЕ ЗОНЫ И ФРОНТОГЕНЕЗ

1.1. ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ВЗАИМОСВЯЗЬ ФРОНТОГЕНЕЗА И ЦИКЛОГЕНЕЗА

Атмосферные фронтальные зоны, т. е. зоны сильно увеличенных в сравнении с окружением горизонтальных градиентов температуры, возникающие между соседствующими относительно однородными воздушными массами, отличаются не только высокой бароклинностью, но также сильными ветрами и специфическими системами вертикальных движений и облачности. Чаще всего фронтальные зоны простираются на всю тропосферу. Вполне обычными являются и фронтальные зоны, сформированные в слоях не столь большой вертикальной мощности. В нижней тропосфере, вблизи земной поверхности, эти переходные зоны бывают наиболее узкими. С ними связаны характерные облачные массивы, резкие изменения погоды и большая часть осадков, выпадающих в наших широтах. На картах барической топографии в верхней и средней тропосфере и в стратосфере такие зоны обнаруживаются обычно как зоны сгущения изогипс, называемые высотными фронтальными зонами (ВФЗ). В то же время для обозначения узких переходных зон, особенно в нижних слоях, как правило, употребляется термин «атмосферный фронт».

Подчеркнем различие в значениях терминов «фронт» и «высотная фронтальная зона», принятых в советской научной литературе: высотная фронтальная зона — это зона сгущения изогипс на картах абсолютной топографии (АТ), являющаяся переходной между высотными (холодными) циклонами и высотными (теплыми) антициклонами. Одновременно со сгущением изогипс, как правило, наблюдается сгущение изотерм на картах АТ или же сгущение изогипс относительной топографии (ОТ). Однако следует помнить, что высотная фронтальная зона является характеристикой в первую очередь барического поля. Тождества между ВФЗ и зоной наибольших температурных контрастов нет. В то же время атмосферный фронт разделяет воздушные массы с различными свойствами, и важнейшей его характеристикой как раз и являются контрасты температуры. В системе ВФЗ обычно выделяется один главный фронт; возможны и приземные фронты, прослеживающиеся в слое 1,5—2 км.

В научной литературе на английском языке употребляются термины *front* («фронт») и *frontal zone* («фронтальная зона») в более или менее одинаковом смысле, с той лишь разницей, что

второй из них чаще применяется в случаях, когда хотят привлечь внимание к внутренней структуре переходной зоны.

Мы будем употреблять термин «высотная фронтальная зона» в принятом у нас смысле и при этом будем считать, что зона сгущения изогипс АТ является также зоной сгущения изотерм, так что направления этих двух систем изолиний в пределах такой зоны одинаковы. В случаях когда такого соответствия не предполагается, это специально оговорено.

В атмосфере фронтальные зоны имеют конечную ширину. Однако поскольку она мала в сравнении с горизонтальными масштабами воздушных масс, в некоторых случаях при теоретическом рассмотрении удобно представлять наклонный фронтальный слой как поверхность раздела однородных воздушных масс, на которой терпит разрыв плотность (и температура), либо как узкий слой разрыва градиентов этих величин. Такой подход был успешно применен, например, при выводе формулы для наклона фронта [204] (см. также [70]). Впоследствии фронт как поверхность раздела задавался и при исследовании циклогенеза и эволюции циклонов, а также в некоторых разработках, ставивших своей целью включение фронтов в численные прогностические схемы. В данной главе мы будем представлять фронтальные зоны не как поверхности раздела, а как зоны повышенной бароклинности, возникающие, обостряющиеся или размывающиеся в зависимости от характера полей температуры и ветра.

Термин «фронтотенез» употребляется для обозначения процесса увеличения горизонтального градиента температуры в данной точке (локальный фронтотенез) или внутри данного индивидуального объема воздуха (индивидуальный фронтотенез). В более узком смысле фронтотенезом называют процессы возникновения и обострения высотных фронтальных зон и атмосферных фронтов. Именно фронтотенез в узком смысле представляет наибольший интерес.

Развитие или усиление фронтальной зоны — зоны высокой бароклинности — есть процесс увеличения энергии (как доступной потенциальной, связанной с горизонтальными градиентами температуры, так и кинетической, поскольку вместе с горизонтальными градиентами температуры появляются вертикальные сдвиги ветра) атмосферных движений с масштабами от нескольких десятков до сотен километров. Концентрация энергии может быть непосредственным результатом неоднородного нагревания воздушных масс, располагающихся над участками подстилающей поверхности с резко различным тепловым балансом, например над морем и сушей. Неоднородный приток тепла от подстилающей поверхности, т. е. неадиабатический фактор фронтотенеза, имеет существенное значение в нижних слоях (примером может служить так называемый прибрежный фронтотенез), а также в планетарном масштабе (фронтотенез во всей толще тропосферы как следствие неоднородности нагревания воздуха над континентами и океанами).

В большинстве же случаев фронтогенез синоптических масштабов мало связан с притоком тепла от поверхности земли. Обычно фронты формируются над самыми различными, часто термически однородными подстилающими поверхностями. В этих условиях накопление энергии во фронтальных зонах происходит в результате поступления ее от движений больших масштабов — синоптических и планетарных — путем переноса тепла и количества движения крупномасштабными воздушными течениями. Основным механизмом фронтогенеза является неоднородная адвекция температуры или, что по существу то же самое, нелинейное взаимодействие полей температуры и ветра.

Можно указать наиболее характерные ситуации, в которых адвекция температуры создает фронтогенетический эффект. Это прежде всего горизонтальное деформационное поле (в котором сжатие по одному направлению компенсируется растяжением по другому) и поле горизонтального сдвига ветра. Кроме того, это ситуации, в которых конвергенция в каком-либо слое сочетается с восходящими движениями, а также условия неравномерного распределения вертикальных движений по горизонтали. Во всех этих ситуациях, кроме последней, для фронтогенеза необходимо, во-первых, наличие определенной степени начальной бароклинности потоков и, во-вторых, наличие крупномасштабного поля скоростей, на отдельных участках которого воздух движется так, что горизонтальные температурные контрасты при этом не сглаживаются, а возрастают, т. е. доступная потенциальная энергия в данной области увеличивается.

Рассмотренный процесс фронтогенеза является вторичным по отношению к процессу возникновения атмосферных бароклинных систем — гребней и ложбин, циклонов и антициклонов. Но, с другой стороны, известно, что сам процесс возникновения этих барических образований тесно связан с фронтальными зонами. Развитие таких атмосферных вихрей, как циклоны и антициклоны, и передача энергии посредством этих возмущений от движений одних масштабов к движениям других масштабов — это процесс (двумя сторонами которого являются фронтогенез и цикло- и антициклогенез), идущий в атмосфере непрерывно и охватывающий широкий интервал движений планетарного и синоптического масштабов. На разных участках этого интервала процесс имеет свои особенности. Источники энергии, связанные с неоднородностями притока тепла, имеют наибольшее значение для самых крупномасштабных движений, формирующих общую циркуляцию атмосферы. Если же рассматривать движения масштабов циклонов средних широт и связанных с ними фронтальных зон, то с полным основанием можно считать, что основные источники энергии для этих объектов лежат в более длинноволновой части спектра.

Такое представление опирается на результаты анализа энергетики атмосферных движений по аэрологическим данным. Кроме обычных энергетических спектров, т. е. распределения кинетиче-

ской и доступной потенциальной энергии по масштабам движений, спектральные методы позволяют рассчитать бюджет энергии возмущений определенного масштаба. При этом определяются вклады бароклинических превращений, нелинейного обмена и других процессов (в том числе вязкости и теплопроводности) в общее изменение энергии на разных стадиях развития возмущений.

На рис. 1.1 приведены некоторые результаты энергетических расчетов, выполненных для полосы $30-60^\circ$ с. ш. Максимумы на всех спектральных кривых, показанных на рисунке, лежат в области зональных волновых чисел $n=0 \div 7$, а наибольшей кинетической энергией обладают наиболее крупномасштабные составляющие (волновые числа $n=0 \div 3$). Расчет бюджета энергии для различных волновых чисел показывает, что источником кинетической энергии для наиболее крупномасштабных составляющих атмосферной циркуляции является доступная потенциальная энергия, а также поток энергии от взаимодействий с движениями других

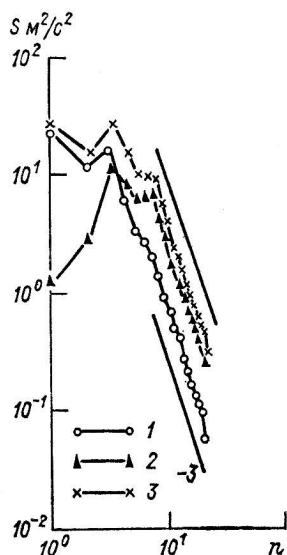


Рис. 1.1. Спектры (S) среднесезонной кинетической энергии в зависимости от зонального волнового числа n в полосе $30-60^\circ$ с. ш. на поверхности 500 гПа за зимний сезон 1975-76 [257].

1 — спектр зональной составляющей скорости ветра, 2 — меридиональной, 3 — общий спектр.

масштабов. Особенно велико значение превращений потенциальной энергии в кинетическую при $n=2$. Планетарная волна с таким волновым числом формируется в соответствии с распределением континентов и океанов в северном полушарии. Зональные волновые числа $n>3$ соответствуют движениям синоптических масштабов: $n=3 \div 7$ — длинным волнам, а $n>7$ — циклонам и антициклонам средних широт. В этом интервале масштабов движений возрастает роль нелинейных взаимодействий, т. е. адвекции полей температуры и скорости: накопление доступной потенциальной энергии в спектральной области, соответствующей определенному масштабу движений, происходит в результате взаимодействия возмущений в поле скорости со среднезональным полем температуры и с возмущениями в поле температуры. При этом рост доступной потенциальной и кинетической энергии происходит синфазно, и бароклинический обмен на начальной стадии роста играет большую роль. Эти результаты подчеркивают глубокую взаимосвязь процессов фронтогенеза и цикло- и антициклогенеза.

1.2. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Представления о механизмах фронтогенеза развивались и изменялись по мере накопления фактических данных о строении и эволюции высотных фронтальных зон и атмосферных фронтов. До начала развития аэрологического зондирования атмосферные фронты, открытые с появлением карт погоды, изучались по наземным данным, а представления об их вертикальной структуре формировались главным образом на основании наблюдений над облачностью и осадками. В теоретических работах внимание сосредоточивалось на эффектах горизонтальных перемещений больших объемов воздуха. В это время были выполнены классические работы по фронтогенезу в горизонтальном деформационном поле.

Т. Бержерон [121, 122], которому принадлежит первое теоретическое исследование фронтогенеза у поверхности земли, рассмотрел стационарное линейное деформационное поле скорости $u = -\alpha x$, $v = \alpha y$, отвечающее окрестности гиперболической точки в системе двух центров низкого давления и двух — высокого.

В таких условиях сближение изотерм, параллельных оси растяжения, происходит во всей плоскости. Фронтогенетический эффект везде одинаков, если горизонтальный градиент температуры однороден; в противном случае возникают фронты. Эти представления, дававшие скорее качественное объяснение процесса, содержали основную идею, которая была развита позднейшими исследователями. С. Петерсен [224] продолжил рассмотрение фронтогенеза в деформационном поле и ввел количественную характеристику интенсивности фронтогенеза — скорость изменения горизонтального градиента консервативной величины (потенциальной температуры). Петерсен показал, что в том случае, когда поля движения или температуры нелинейны, фронтогенез уже локализован, причем линия наибольших градиентов температуры может не совпадать с осью растяжения. Независимо от Петерсена другим путем к тем же результатам пришел А. Ф. Дюбюк [40], рассмотревший задачи о переносе консервативного поля температур стационарным и нестационарным полями скоростей. Хотя задача оставалась плоской, однако были оценены различия между фронтогенезом в свободной атмосфере, где ветер дует вдоль изобар, и в пограничном слое, где имеется трение.

К этому времени с развитием аэрологического зондирования новые данные о структуре атмосферных течений в толще тропосферы привлекли внимание исследователей к вопросам о связи процессов у земли и на высотах, в частности о связи высотного и приземного фронтогенеза с цикло- и антициклогенезом. Х. П. Погосян и Н. Л. Таборовский в серии статей, вышедших в 40-е годы [73, 74, 79—81, 98], разработали физическую концепцию циклогенеза (антициклогенеза) и фронтогенеза как единого существенно трехмерного процесса, основу которого составляет перенос (адвекция) полей температуры и скорости и связанные с ней «динамические» изменения давления. Эта концепция, полу-

чившая название адвективно-динамической теории, сыграла большую роль в понимании физики атмосферных процессов, впервые указав на нелинейные эффекты (адвекцию) как на важнейший фактор тропосферного фронтогенеза и на особенности процессов в нижних слоях под различными участками высотной фронтальной зоны, в которой происходит характерный процесс энергообмена (от потенциальной энергии горизонтальных контрастов температур к кинетической энергии струйных течений и циклонических вихрей). Все эти результаты в дальнейшем (в ряде случаев независимо) были развиты другими авторами и получили количественное выражение (см. п. 2.1).

Параллельно с этими исследованиями, устанавливавшими основные закономерности динамики атмосферы, продолжались работы, направленные на решение более узкой задачи — количественной оценки фронтогенетических эффектов. Значительный вклад в этом направлении внесла работа Дж. Миллера [209], в которой было указано, что роль вертикальной адвекции, ранее не включавшейся в формулы фронтогенеза, не менее существенна, чем роль горизонтальной адвекции. В этой работе получены достаточно общие выражения для интенсивности трехмерного и плоского фронтогенеза, под которым, как и у Петерсена, подразумевалось изменение во времени градиента консервативного свойства в индивидуальной частице.

Интенсивность индивидуального фронтогенеза связана с изменениями давления: обе эти величины зависят от угла между изотермой и изогипсой. Анализ этой зависимости с позиций гидродинамической теории изменения давления, развитой И. А. Кибелем, выполнил И. П. Ветлов [22], рассмотревший условия как индивидуального, так и локального фронтогенеза. Он ограничился, однако, случаем чисто горизонтального движения. Затем работа в этом направлении была продолжена В. И. Губиным [31], который, рассматривая в качестве характеристики фронтогенеза изменение плотности соленоидального поля, перешел к пространственной задаче о фронтогенезе на изобарической поверхности с учетом эффекта вертикальных перемещений.

Предложенные формулы для интенсивности фронтогенеза сразу же нашли применение в серии работ по анализу конкретных случаев формирования фронтальных зон на высотах и в нижнем слое. Такие работы начали появляться в 50-х годах, причем наибольший интерес вызвал вопрос о соотношении роли горизонтальной и вертикальной адвекции. Рид и Сандерс [233] выполнили расчеты всех членов уравнения завихренности, а также факторов фронтогенеза по Миллеру. Две величины, которые можно считать сохраняемыми вне пограничного слоя — потенциальная температура и потенциальный вихрь, были использованы как «трассеры» индивидуальных объемов воздуха, участвовавших в формировании фронтальной зоны. Рид и Сандерс обнаружили очень интенсивное оседание воздуха в высотной фронтальной зоне и установили стратосферное происхождение опускающегося воздуха. В этой работе

было впервые продемонстрировано большое значение вертикальных перемещений воздуха при фронтогенезе. Впечатление, произведенное ею, было столь велико, что некоторые метеорологи впоследствии стали сильно преувеличивать роль вертикальных перемещений как механизма фронтогенеза. Появилось мнение, что именно вертикальная циркуляция, а не горизонтальное деформационное поле обеспечивает фронтогенез в атмосфере. Возникновению таких представлений способствовала не вполне удачная интерпретация результатов Рида и Сандерса: описанная ими циркуляция лишь локально представлялась термически обратной, фронтогенетической (выше уровня обращения градиента температуры); в масштабе же всей фронтальной зоны она была по существу компенсационной, фронтолитической. Вопрос осложнялся еще и тем, что проанализированный в [233] случай быстрого и очень интенсивного фронтогенеза (27—28 января 1953 г. над США) с необычно сильными вертикальными движениями был явно нетипичным, и вопрос о том, какова структура вертикальных перемещений в более часто встречающихся ситуациях, оставался открытым.

Через год вышла работа Ньютона [214], в которой был дан анализ уже достаточно характерного случая тропосферной фронтальной зоны большой вертикальной мощности и связанного с ней струйного течения (3 апреля 1950 г. над западом США) и было показано, что вертикальная и горизонтальная адвекция могут играть неодинаковую роль в разных слоях атмосферы. Вблизи земли и на уровне максимального ветра в рассмотренном случае преобладал вклад горизонтального деформационного поля, а в основной толще тропосферы более значительным было влияние вертикальных движений. При этом на всех уровнях весьма велика роль негеострофических составляющих ветра. Этим примером была подчеркнута связность изменений завихренности и горизонтального градиента температуры, процессов фронтогенеза и возникновения струйных течений. Вместе с тем, сравнение с результатами Рида и Сандерса показало, что в условиях атмосферы фронтогенез протекает в разных случаях по-разному, причем различия могут быть очень заметными.

В дальнейшем [230, 232] анализ еще нескольких случаев тропосферного фронтогенеза дал возможность более подробно изучить трехмерную структуру движения и, в частности, «втягивание» тропопаузы и опускание стратосферного воздуха в условиях, когда горизонтальный ветер создавал фронтогенетический эффект.

Распределение вертикальной и горизонтальной адвекции температуры в зоне приземного фронта также на конкретном примере было изучено в 1955 г. Сандерсом [237]: рассчитывались значения отдельных членов формулы Миллера и изменение завихренности. Рассмотренный случай резкого холодного фронта существенно отличался от изученных ранее тропосферных фронтов локализацией фронтогенетических эффектов в тонком пограничном слое и малой вертикальной мощностью фронтального раздела.

При этом фронтогенез обеспечивался полем горизонтального ветра, а вертикальная циркуляция везде оказалась фронтолитической, т. е. характерной для анафронта.

Выводы, полученные при анализе аэрологических материалов, дали новый толчок развитию физических представлений о процессе возникновения фронтов. В 1959 г. Элиассен [150], опираясь на опубликованные к тому времени данные об интенсивности вертикальных движений в высотных фронтальных зонах, сформулировал концепцию «вертикального деформационного поля» как основного механизма формирования интенсивных фронтальных зон в верхней тропосфере. Аналогичные представления в менее определенной форме уже высказывались ранее [214, 235, 240]. Согласно этой концепции, на начальных стадиях формирования фронтальных зон основную роль играет горизонтальная адвекция температуры (эффект горизонтального деформационного поля). Однако, по мнению Элиассена, в результате одного лишь горизонтального фронтогенеза могут сформироваться относительно широкие бароклинные зоны, а не резко выраженные фронты, наблюдаемые в атмосфере. В бароклинной зоне возникает циркуляция в вертикальной плоскости, создающая локализованный фронтогенетический эффект, в результате которого уже может возникнуть более резкий фронтальный раздел.

Элиассен считал основными спусковыми механизмами для развития таких циркуляций конвергенцию трения в пограничном слое и процессы конденсации. В дальнейшем были получены новые доказательства того, что интенсивные вертикальные движения с большими горизонтальными градиентами скоростей действительно составляют характерную особенность высотных фронтальных зон и что их вклад в процессы фронтогенеза очень велик. Результаты Рида и Сандерса были подтверждены и дополнены на материале более подробных данных [130, 249]. Вместе с тем было показано, что выделение скрытого тепла не является необходимым условием формирования резко выраженных фронтов: часто интенсивный фронтогенез проходит без заметной конденсации. Более того, возникновение фронтальных разделов удается наблюдать в таких условиях, когда фазовые переходы вообще отсутствуют, например, в океанах или в лабораторных условиях [154]. Что касается конвергенции трения, то ее роль велика лишь при фронтогенезе в нижних слоях.

Таким образом, предположение о том, что горизонтальное деформационное поле создает только предварительные условия, а затем действуют другие, независимые от наличия этого поля механизмы фронтогенеза, не подтвердилось в том смысле, что такие независимые механизмы не удалось обнаружить. Вскоре было установлено, что и первая часть предположения (что горизонтальное деформационное поле само по себе не создает резких температурных контрастов) также неправильна. Это показали результаты гидродинамического моделирования, с развитием которого стали более понятными соотношение и взаимосвязь различных

механизмов фронтогенеза, в том числе механизма горизонтального деформационного поля (иногда называемого механизмом Берже-рона) и «вертикального деформационного поля» (механизма Рос-сби—Элиассена).

«Реабилитация» фронтогенетических эффектов горизонтального деформационного поля началась после работы Стоуна [251], в которой было показано, что трехмерное начальное распределение ветра, представляющее собой сумму бездивергентного, постоянного по высоте деформационного поля и термического ветра, может уже в квазигеострофическом приближении приводить к образованию локализованной зоны больших градиентов в начальном малоградиентном линейном температурном поле. Такая фронтальная зона (псевдофронт) наиболее интенсивна у земли и быстро сглаживается на высотах.

Работа Стоуна [251] положила начало направлению, которое можно обозначить как «моделирование фронтогенеза в деформационном поле». В дальнейшем оно получило развитие в работах [53, 174, 175, 177, 180, 263—265], посвященных исследованию (и численному, и аналитическому) фронтогенеза как у земли, так и в толще тропосферы с учетом стратосферно-тропосферного взаимодействия.

Если работы этого направления перечислить в хронологическом порядке, то он будет в основном соответствовать порядку усложнения моделей, а также обогащения их физического содержания. При этом если в работах Уильямса [263, 264] и Куценко [53] задачи решались путем прямого численного интегрирования систем уравнений, то в работах, выполненных Хоскинсом или при его участии, основные усилия направлены на аналитическое рассмотрение.

Целый ряд основных особенностей процесса фронтогенеза, обнаруженных ранее при анализе наблюдений, и многие менее существенные черты этого процесса удается воспроизвести в моделях, развитых в основном в 70-е годы (см. п. 1.4). Фронтогенез в горизонтальном деформационном поле как процесс, обусловленный действием крупномасштабного распределения ветра и температуры, сохраняющегося в течение продолжительного времени (несколько суток), можно считать в настоящее время уже хорошо исследованным теоретически и численно. Установлено, что такое поле обуславливает возникновение зон больших температурных градиентов, которые особенно велики (в невязкой среде — бесконечно велики) у поверхности земли.

Резкие фронтальные зоны закономерно возникают также под тропопаузой, где, однако, вертикальная термически прямая циркуляция сглаживает резкие контрасты температуры. Обнаруженное наблюдениями «втягивание» тропопаузы и стратосферного воздуха происходит на нисходящей ветви этой циркуляции. Нисходящие движения в высотных фронтальных зонах, несколько лет бывшие предметом дискуссий, получили правильную интерпретацию: возникающие как компенсационные по отношению к фрон-

тогенетическому эффекту деформационного поля, они обостряются под действием агеострофических составляющих ветра в окрестности струйного течения и локально обуславливают фронтогенез на периферии зоны максимальных температурных контрастов, таким образом перераспределяя их. Этот фронтогенез обусловлен в первую очередь механизмом сдвига вертикальных скоростей.

Удалось выяснить, в чем состоит роль агеострофических составляющих ветра, чрезвычайно важная для формирования характерных для атмосферных фронтальных полей ветра, завихренности и вертикальных движений. Выяснены основные эффекты силы плавучести, вязкости и фазовых переходов. Важным результатом надо считать и то, что в процессе этих исследований разработаны методы анализа, имеющие гораздо более общее значение для динамики атмосферы.

Другое направление в гидродинамическом моделировании фронтогенеза начало развиваться с 1967 г., когда появилась статья Уильямса [262], в которой впервые была поставлена задача описания развития фронтов в растущих бароклинно-неустойчивых волнах. Последние на стадии нелинейного развития воспроизводят атмосферные возмущения типа циклонов и антициклонов средних широт. Этот принципиально важный подход, реализующий представление о фронто- и циклогенезе как едином процессе, в дальнейшем позволил получить наиболее близкие к наблюдаемым картины фронтов в численных моделях и аналитически исследовать важнейшие стороны сугубо нелинейного процесса развития фронтов в циклонах (см. гл. 2).

1.3. ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, ВЕТРА И ВЕРТИКАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ В АТМОСФЕРНЫХ ФРОНТАЛЬНЫХ ЗОНАХ

1.3.1. Высотные фронтальные зоны.

Применение изэнтропического анализа к изучению полей движений

Исследованию структуры, климатологических характеристик и закономерностей эволюции высотных фронтальных зон (ВФЗ) посвящена обширная литература. В работах Х. П. Погосяна [75, 76], В. А. Бугаева и В. А. Джорджио [14] дана классификация высотных фронтальных зон и показано, что отдельные ВФЗ являются частями опоясывающей все полушарие планетарной высотной фронтальной зоны (ПВФЗ).

Связь высотных фронтальных зон с атмосферными фронтами, их взаимодействие со слоем тропопаузы, сезонный ход и эволюция в зависимости от типов синоптических процессов подробно рассмотрены в монографиях Х. П. Погосяна [76], В. И. Воробьева [26] и в многочисленных статьях. Подробный обзор и анализ данных наблюдений ВФЗ имеется в Руководстве по краткосрочным прогнозам [92]. Много данных о ВФЗ можно найти в публикациях, посвященных струйным течениям — важному элементу

структуры ВФЗ [25, 75]. Не останавливаясь подробно на вопросах, хорошо освещенных в указанных источниках, перечислим вкратце основные особенности распределения температуры и ветра в высотных фронтальных зонах и несколько детальнее обсудим

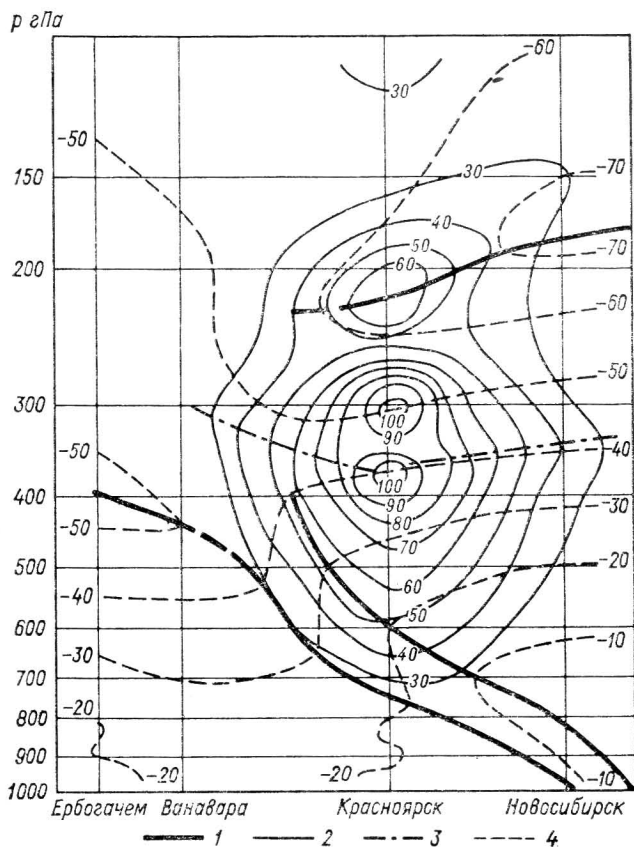


Рис. 1.2. Вертикальный разрез высотной фронтальной зоны и струйного течения в 3 ч 18.03.63 [33].

1 — тропопауза и границы фронтальной зоны; 2 — изотахи (м/с);
3 — уровень максимального ветра; 4 — изотермы (°С).

данные о вертикальных циркуляциях в ВФЗ. Эти циркуляции, исследование которых требует специального анализа, долгое время представляли собой «белое пятно» на уже хорошо разработанной картине структуры ВФЗ и струйных течений.

Высотные фронтальные зоны, которые являются зонами высокой бароклинности в средней и верхней тропосфере, переходные между теплыми высотными антициклонами и холодными циклонами, характеризуются большими горизонтальными градиентами температуры (рис. 1.2). Контрасты температур в ВФЗ часто оце-

ниваются по градиентам средней температуры слоя 1000—300 гПа, достигающим 11—12 °С на 1000 км в наиболее резко выраженных участках ПВФЗ. В пределах свободной атмосферы наибольшие горизонтальные градиенты температуры, по данным В. И. Воробьева [26], наблюдаются на поверхности 500 гПа (в среднем они лишь несколько больше градиентов температуры слоя). Выше этого уровня градиенты температуры несколько уменьшаются, а с приближением к тропопаузе распределение температуры становится более сложным. Поскольку тропопауза в холодном воздухе располагается значительно ниже, чем в теплом (характерное значение перепада высот тропопаузы для полярной ПВФЗ составляет 4—5 км [25, 76]), на тех уровнях, которые являются тропосферными в одной воздушной массе и стратосферными в другой, происходит выравнивание, а затем и обращение градиента температуры. Одновременно наблюдается деформация тропопаузы, в ряде случаев она претерпевает разрыв в пределах ВФЗ. Сам по себе фронтальный слой, разделяющий воздушные массы в тропосфере, отличается значительной термической устойчивостью.

В соответствии со структурой температурного поля поле ветра в ВФЗ характеризуется ростом скорости до уровня обращения горизонтального температурного градиента. Вблизи этого уровня формируется зона максимальных скоростей ветра, имеющая характер струйного течения. Скорости ветра в струйном течении превышают геострофические значения. Ось струи располагается на тепловой стороне ВФЗ вблизи высокой тропопаузы, обычно под ней (по данным В. И. Воробьева, в районе Ленинграда в 78,6 % случаев высота уровня максимальной скорости ветра меньше или равна высоте тропопаузы).

Обнаруживаемые на картах барической топографии высотные фронтальные зоны имеют вид более или менее протяженных участков, в западных частях которых обычно хорошо выражена сходимость изогипс (область входа ВФЗ), а в восточных — расходимость (область дельты). Вход и дельта ВФЗ представляют особый интерес как области преимущественного фронтогенеза и фронтолиза, ускорения и замедления воздушных течений. Во входе и в дельте развиваются наиболее интенсивные вертикальные циркуляции, захватывающие мощные слои.

Прямые измерения вертикальных скоростей в свободной атмосфере до последних лет не производились, и лишь в настоящее время намечаются некоторые перспективы таких измерений радиолокационными методами [223]. Как правило, скорости восходящих и нисходящих движений рассчитываются по данным радиозондирования или самолетного зондирования. В первых работах, посвященных поперечным циркуляциям в ВФЗ, вертикальные скорости в верхней тропосфере рассчитывались на изобарических поверхностях по изменениям температуры воздуха на концах изобарических траекторий, которые рассматривались как проекции трехмерных траекторий на изобарическую поверхность. Впоследствии для слежения за перемещениями индивидуальных частиц стал

применяться изэнтропический анализ. Сущность его состоит, как известно, в том, что трехмерная структура потока представляется с помощью карт топографии не изобарических, а изэнтропических поверхностей, т. е. поверхностей равной потенциальной температуры θ . В средней и верхней тропосфере перемещение частиц можно с определенным приближением считать адиабатическим в течение 1—2 суток, и вследствие этого изэнтропические поверхности можно рассматривать как материальные. В отсутствие неадиабатических эффектов, в том числе вязкости, в крупномасштабном движении, которое можно считать гидростатическим, имеется еще одна величина, которую, так же как и θ , можно считать консервативной характеристикой индивидуальной частицы. Это потенциальный вихрь Эртеля, являющийся инвариантом системы так называемых примитивных или полных уравнений (см. пп. 1.7.1 и 2.5.1):

$$q = \frac{1}{\rho} (f\mathbf{k} + \nabla \times \mathbf{v}) \nabla \theta. \quad (1.1)$$

Здесь ρ — плотность воздуха, f — параметр Кориолиса, \mathbf{k} — единичный вектор по вертикальной оси z , \mathbf{v} — скорость ветра, θ — потенциальная температура, ∇ — оператор градиента.

Если на изэнтропических поверхностях проведены изолинии q , то их уже можно рассматривать как материальные линии. Проводя траектории частиц на изэнтропических поверхностях, мы можем следить за перемещением индивидуальных частиц. При этом на концах 12-часовых (или каких-либо других) траекторий должны совпадать значения q . Разность давлений в начальной и конечной точках траектории показывает изменение давления в индивидуальной частице за 12 ч, а это и есть вертикальное смещение частицы.

Такой способ расчета вертикальных скоростей является наиболее надежным, в сравнении с другими ныне существующими способами (в особенности в верхней тропосфере); к тому же он очень нагляден. Следует, разумеется, учитывать, что потенциальный вихрь индивидуальной частицы в реальных условиях несколько изменяется под действием процессов турбулентного обмена, и, значит, в зонах интенсивной турбулентности (например, в струйных течениях) q сохраняется хуже, чем в слоях со слабым обменом. (То же, но в меньшей степени относится и к потенциальной температуре.)

Генерация потенциального вихря в струйных течениях подробно изучена в серии работ М. Шапиро [241—243] по результатам летных экспериментов, в которых, наряду с другими величинами, измерялась концентрация озона. Известно, что концентрация озона в стратосфере значительно больше, чем в тропосфере, и может служить трассером частиц при их переносе из стратосферы в тропосферу. Измерения и расчеты Шапиро показали, в какой мере свойство консервативности потенциального вихря нарушается в струйных течениях и в их окрестностях, но они же и подтвердили правильность основных выводов изэнтропического

анализа в отношении вертикальных движений в высотных фронтальных зонах. Потенциальный вихрь в свободной атмосфере может изменяться под действием турбулентного перемешивания лишь в такой степени, что его нельзя считать надежным трассером в слоях, где поле q относительно однородно. Однако в слоях с большими градиентами q (особенно в слое перехода от тропосферы к стратосфере), использование потенциального вихря в качестве сохраняемой характеристики индивидуальных частиц дает вполне надежные результаты.

Значения потенциального вихря Эртеля в тропосфере и стратосфере существенно (на порядок) различаются. Пользуясь этим, можно отличить тропосферный воздух от стратосферного или субстратосферного. Кроме того, q имеет широтный ход. Получим выражение, которое непосредственно используется для расчетов q . Для этого в приведенном выше выражении (1.1) сохраним лишь вертикальную составляющую $\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ вихря скорости $\nabla \times \mathbf{v}$ и заменим ρdz на $-\partial p/g$ из уравнения статики

$$q = -g (\xi + f) \partial \theta / \partial p.$$

Опустив постоянный множитель $-g$, не влияющий на свойства консервативности, получаем формулу для практических расчетов:

$$\bar{q} = (\xi + f) \partial \theta / \partial p = (\xi + f) / (\partial p / \partial \theta).$$

Характерные значения \bar{q} составляют: $50 \cdot 10^{-7}$ К/(с·гПа) для тропосферы и $(300 \div 600) 10^{-7}$ К/(с·гПа) для стратосферы. Широтные различия в распределении \bar{q} можно оценить по осредненным данным Петерсена: на широте 60° значения $\bar{q} \geq 100 \cdot 10^{-7}$ К/(с·гПа) отмечаются начиная с уровня 500 гПа, тогда как на широте 35° изолиния $\bar{q} = 100 \cdot 10^{-7}$ К/(с·гПа) проходит на уровне поверхностей 300—350 гПа. Поэтому указанное значение \bar{q} над территорией, например, США следует считать субстратосферным, а возможно и стратосферным [130, 261], а над территорией нашей Сибири оно характерно скорее для верхней тропосферы [25]. В высоких широтах следует считать значения $\bar{q} > (250 \div 300) \cdot 10^{-7}$ К/(с·гПа) относящимися к стратосфере, $\bar{q} \approx (200 \div 250) \cdot 10^{-7}$ К/(с·гПа) характерными для устойчивых слоев под тропопаузой.

Исследования конкретных случаев фронтотенеза в верхней и средней тропосфере над территорией Северной Америки показали [144, 230, 232, 249], что процесс увеличения температурных контрастов в ВФЗ (типичный для области входа) сопровождается оседанием воздуха во фронтальной зоне и на циклонической стороне струйного течения, а также в его сердцевине. Воздух, опускающийся во фронтальной зоне, имеет стратосферное происхождение (типично стратосферные \bar{q}) и может внедряться далеко вглубь тропосферы.

Разрез ВФЗ и струйного течения, построенный по результатам изэнтропического анализа 5 случаев, показан на рис. 1.3, а распределение потенциального вихря и озона во фронтальной зоне —

на рис. 1.4. Конфигурация изолиний высоких концентраций озона, очерчивающих клин опускающегося стратосферного воздуха, и конфигурация области $\bar{q} > 100 \cdot 10^{-7}$ К/(с·гПа) хорошо согласуются. Это является убедительным доказательством того, что выводы об оседании стратосферного воздуха и о стратосферно-тропосферном обмене во фронтальных зонах, сделанные на основании анализа поля потенциального вихря, являются правильными. Скорости оседания, рассчитанные при изэнтропическом анализе, составляют несколько сантиметров в секунду (по данным некоторых авторов, могут наблюдаться скорости более 10 см/с). Нисходящие движе-

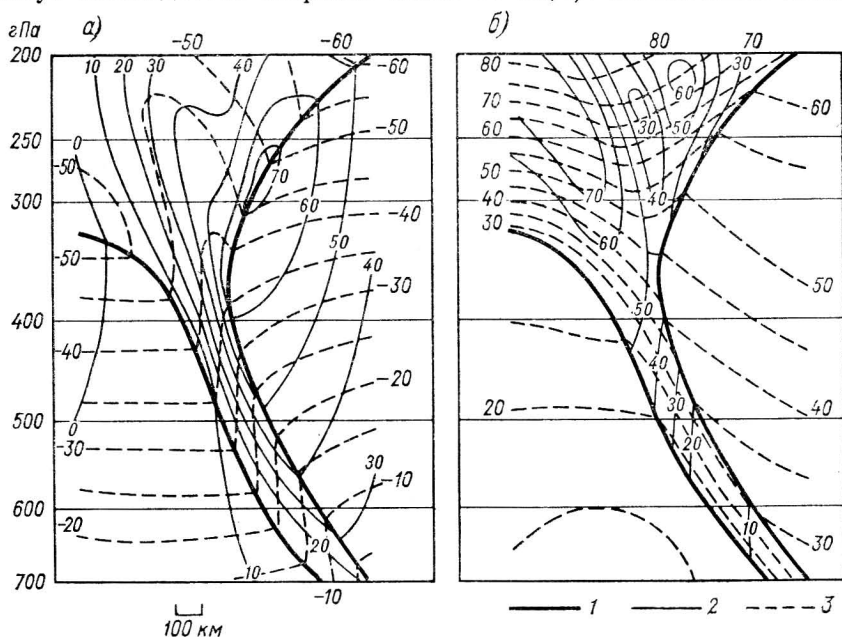


Рис. 1.3. Средний вертикальный разрез фронтальной зоны [232].

1 — тропопауза и границы фронтальной зоны, 2 — изотопы, скорость ветра в узлах (а) и изолинии потенциального вихря $\bar{q} \cdot 10^6$ К/(с·гПа) (б), 3 — изотермы, °С (а) и изолинии ($\theta - 300$) К (б).

ния сосредоточены внутри узкого клина. Восходящая ветвь циркуляции на антициклонической стороне струйного течения относительно слаба. Здесь одновременно с поднятием тропопазы происходит вторжение тропосферного воздуха в стратосферу. Данные самолетных измерений [243] показали, что на антициклонической стороне струи (на теплой стороне тропосферного фронта) воздух с низкими, типично тропосферными \bar{q} образует купол, выпуклость которого лежит над тропопазой, определяемой, как обычно, по градиенту температуры (рис. 1.5).

Такая циркуляция выглядит как термически обратная в слое выше уровня обращения градиента температуры: опускается более потенциально теплый стратосферный воздух, восходит более потенциально холодный тропосферный. Однако в масштабе

фронтальной зоны в целом эта циркуляция является термически прямой (восхождение на стороне теплой массы); нисходящая ветвь ее обострена, локализована главным образом внутри фронтальной зоны и захватывает центральную часть струйного течения.

Рассмотрим на примерах конкретных случаев структуру вертикальных движений в высотных фронтальных зонах над территорией СССР не только во входе, где происходит фронтогенез, но

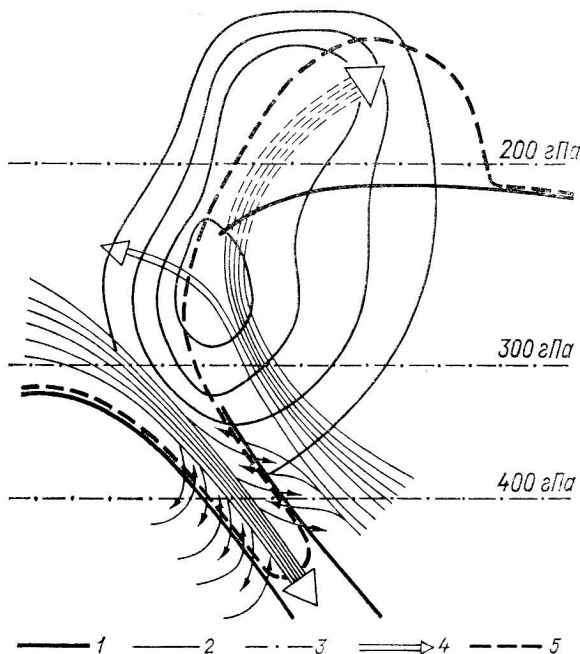


Рис. 1.5. Схема вертикальных движений в слое ВФЗ и струйного течения [243].

1 — тропопауза и границы фронтальной зоны; 2 — изопахты продольной составляющей ветра в струйном течении; 3 — изобары; 4 — направление поперечных циркуляций; 5 — изолиния q , отделяющая стратосферный воздух от тропосферного (динамическая тропопауза).

также и в дельте, где имеет место фронтолиз. Изэнтропический анализ таких ситуаций выполнен в [24] по материалам радиозондирования над территорией Западной Сибири и Красноярского края. Над такой обширной территорией удастся наблюдать большой участок фронтальной зоны вместе с входом и дельтой.

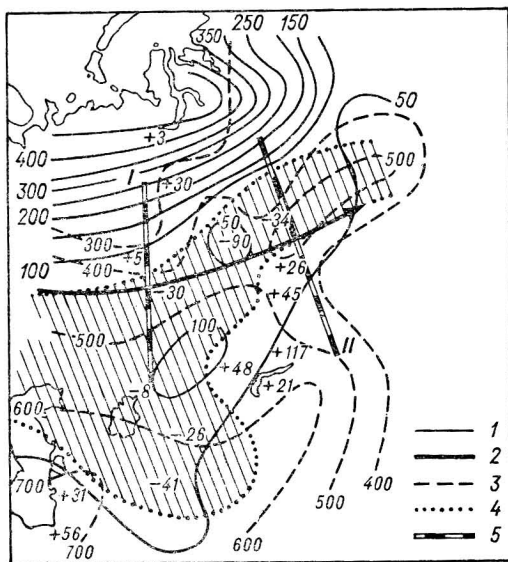
В первом случае фронтальная зона отличалась очень высокой интенсивностью. Синоптическая ситуация в период анализа (30.12.78—1.01.79) характеризовалась наличием глубокого циклона над Арктикой. Вход ВФЗ располагался над районом восточнее Уральского хребта, дельта — над Енисеем. У земной поверхности по этой территории перемещался глубокий циклон, развившийся

после переваливания циклонического возмущения через Урал. Арктический фронт, связанный с циклоном, к концу периода прошел через весь Красноярский край и принес резкое похолодание (на 25—30 °С). Фронтальная зона прослеживается во всей тропосфере вплоть до тропопаузы.

По данным 40 станций был проведен изэнтропический анализ за пять основных сроков наблюдений. Карты топографии изэнтропических поверхностей с нанесенными значениями давления, потенциального вихря и скорости ветра дают представление о струк-

Рис. 1.6. Карта изэнтропической поверхности 300 К за 15 ч 30.12.78 [24].

1 — изолинии $\bar{q} \cdot 10^6$ К/(с·гПа), 2 — струйное течение, 3 — изобары (гПа), 4 — изолинии $\omega=0$, 5 — вертикальные разрезы I и II; в отдельных точках даны значения ω в гПа/12 ч; заштрихована область восходящих движений.



туре термобарического поля и расположении бароклинных зон. На эти карты наносились также скорости вертикальных движений ω в гПа/12 ч, рассчитанные, как было описано выше, с использованием свойств консервативности потенциальной температуры и потенциального вихря. Карта изэнтропической поверхности 300 К приведена на рис. 1.6. В северо-западной части района эта поверхность лежит выше изобарической поверхности 300 гПа; в стратосфере $\bar{q} = (200 \div 450) \cdot 10^{-6}$ К/(с·гПа). В направлении на юго-восток давление на изэнтропической поверхности быстро растет, она круто наклонена вниз; по мере ее понижения \bar{q} уменьшается до типично тропосферных значений. На этом рисунке хорошо видно, как меняется распределение вертикальных скоростей в высотной фронтальной зоне от входа к дельте: если во входе восходящие движения наблюдаются справа по потоку, на стороне теплой тропосферной воздушной массы, то в средней части ВФЗ, на участке параллельного потока, где фронтогенез и фронтолиз слабы, в окрестности струйного течения и на его оси движения восходящие, а нисходящие движения наблюдаются по обеим

сторонам ВФЗ. В области дельты, наоборот, воздух восходит на холодной стороне тропосферного фронта и опускается на теплой.

Для более полного представления о пространственном распределении ω рассмотрим разрезы через области входа (рис. 1.7) и дельты (рис. 1.8). На разрезе через область входа (разрез I на рис. 1.6) хорошо видна тропосферная фронтальная зона, нисходящие движения в ней и восходящие — справа в теплой воздушной массе, а также в менее обширной области в холодной воздуш-

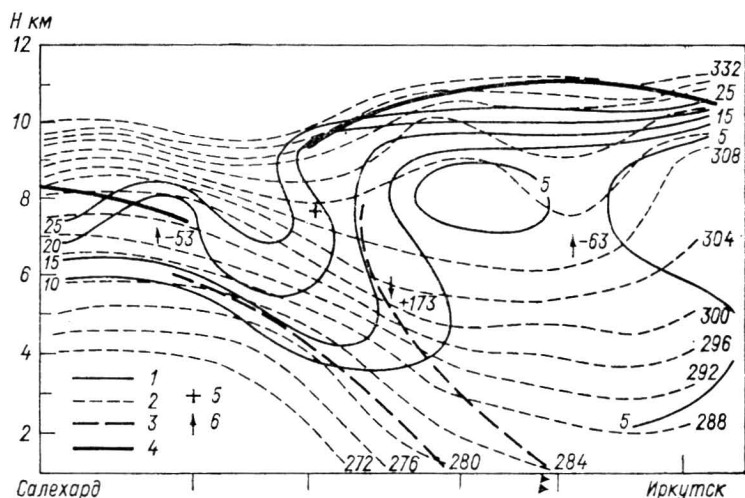


Рис. 1.7. Вертикальный разрез через область входа ВФЗ (Салехард — Александровское — Колпашево — Красноярск — Нижнеудинск — Иркутск) за 3 ч 1.01.79 [25].

1 — изолинии $\bar{q} \cdot 10^6$ K/(с·гПа), 2 — изолинии θ (K), 3 — граница фронтальной зоны, 4 — тропопауза, 5 — ось струйного течения, 6 — направление вертикальных движений (гПа/12 ч).

ной массе. Ось струйного течения расположена в зоне опускания. Видно, как изолинии высоких значений \bar{q} очерчивают опускающийся вниз язык воздуха во фронтальной зоне. Эта картина сложилась в результате эволюции, которую можно наблюдать по разрезам за предыдущие сроки. Так, в 15 ч 30.12.78 язык стратосферного воздуха еще сравнительно мало развит, изолиния $\bar{q} = 200 \times 10^{-7}$ K/(с·гПа) прогибается лишь до уровня 6,5 км, и хорошо видна восходящая ветвь циркуляции. Совместно с нисходящей ветвью она создает фронтолитический эффект и стремится «выпрямить» изогнутые энтропические поверхности в зоне наибольшего их наклона, справа от оси струйного течения.

На рис. 1.7, помимо основной циркуляционной ячейки, видна еще одна область восхождения в левой части рисунка, на холодной стороне тропосферного фронта. Здесь вертикальные токи создают фронтогенетический эффект, увеличивая наклон изэнтропических поверхностей на холодной периферии ВФЗ, и циркуляция здесь термически обратная.

Рассмотренный случай (рис. 1.7) отличается от других (рис. 1.3—1.5) большей интенсивностью восходящих движений, особенно в теплом воздухе. Наличие устойчивых глубоких областей восходящих движений играет роль вынуждающего фактора для процессов облако- и осадкообразования перед и над приземным холодным фронтом, который во всей тропосфере является хорошо выраженным анафронтом. В данном случае появление такого интенсивного восхождения связано с особенностями синоптической ситуации. На теплой стороне фронта имеется объем

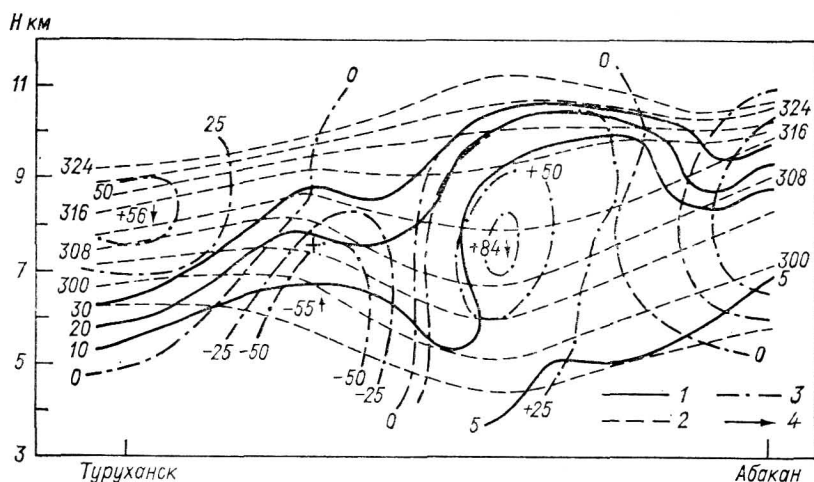


Рис. 1.8. Вертикальный разрез через область дельты ВФЗ (разрез II на рис. 1.6) за 15 ч 30.12.78 [25].

1 — изолинии $\bar{q} \cdot 10^6$ К/(с·гПа), 2 — изолинии θ (K), 3 — изолинии ω (гПа/12), 4 — направление вертикальных движений.

наиболее теплого воздуха (в окрестностях Красноярска и Нижнеудинска на рис. 1.7), к югу от которого в средней и верхней тропосфере температура довольно быстро понижается. По-видимому, наличие такого обращения горизонтального градиента температуры в поперечном по отношению к ВФЗ направлении и обусловило большую интенсивность восхождения в теплом воздухе.

В дельте ВФЗ (рис. 1.8) теплый воздух опускается справа от оси струйного течения, тогда как на оси струи и слева от нее наблюдается восхождение. Скорости вертикальных движений здесь в общем меньше, чем во входе. Все ветви вертикальных движений имеют обратное направление по сравнению с рис. 1.7. Вместо глубоко вдающегося на тропосферные высоты языка воздуха с большими \bar{q} , наблюдавшегося на всех разрезах в области входа, здесь виден лишь некоторый прогиб изолиний \bar{q} .

Разрезы за последовательные сроки показывают, что обратное движение области с большими \bar{q} происходит очень быстро. Подъем относительно холодного воздуха из нижележащих слоев, макси-

мальный на высотах 6—8 км, создает настолько сильный фронтогенетический эффект, что, несмотря на фронтолиз, обусловленный дивергенцией потоков, горизонтальные контрасты температур в ВФЗ почти не изменяются в течение суток. Заслуживает внимания нисходящая ветвь на теплой стороне тропосферного фронта: здесь опускание наблюдается на всех изэнтропических поверхностях от тропопаузы и по крайней мере до уровня 4,5 км; оно сообщает фронтальной зоне в средней и верхней тропосфере характер катафронта, что типично для поздних стадий эволюции фронтальных разделов.

Для данного случая (рис. 1.6—1.8) характерны очень большие температурные контрасты во фронтальной зоне на всех уровнях, поэтому он должен рассматриваться как экстремальный. Анализ показывает, однако, что и при более «рядовых», умеренных по своей интенсивности процессах фронтогенеза и фронтолиза характер вертикальных циркуляций в ВФЗ остается таким же. Из анализа имеющихся данных следует, что для вертикальных движений характерна термически прямая циркуляция в области горизонтального фронтогенеза (типичного для входа ВФЗ) с нисходящей ветвью, захватывающей зону наибольших температурных контрастов и область струйного течения, и термически обратная циркуляция в области фронтолитической дельты, где направление вертикальных движений обратно направлению их во входе (см. пп. 1.5 и 1.6).

1.3.2. Фронты вблизи земной поверхности

Фронтальные разделы, наблюдаемые в нижнем слое, имеют сложную и разнообразную структуру. Характер воздушных масс, особенности синоптической ситуации, местные влияния и развивающиеся в зоне фронта мезомасштабные процессы приводят к тому, что поля температуры, облачности, ветра, вертикальных движений сильно различаются в конкретных случаях. Тем не менее авторы, исследовавшие атмосферные фронты по данным измерений, отмечают, что в основных, наиболее крупных чертах фронты соответствуют классическим схемам. Отличия, часто очень существенные, обнаруживаются при более высоком пространственном и временном разрешении измерений. Эти особенности фронтальных структур, относящиеся к мезомасштабам, будут подробно обсуждаться в гл. 3. Здесь же мы напомним кратко лишь о таких характерных чертах полей температуры, ветра, завихренности, которые определяются непосредственно процессами синоптического масштаба, формирующими сам фронт. При этом ограничимся лишь теплыми и холодными фронтами. Оклюдированные фронтальные системы, характерные для зрелых циклонов, в данной главе рассматриваться не будут.

Укажем некоторые типичные значения параметров фронтов (наклона фронтальной зоны, контрастов температур соседствующих воздушных масс, вертикальной протяженности фронтальной

зоны) по данным Г. Д. Зубяна [45], И. Н. Пономаренко [84], Н. Л. Бызовой и Б. М. Матковского [17]. В исследовании Г. Д. Зубяна рассматривались лишь фронты, хорошо выраженные в поле OT_{1000}^{900} и, таким образом, не включались в анализ приземные фронты. И. Н. Пономаренко анализировал фронты преимущественно над территорией Украины и использовал, кроме аэрологических и метеорологических данных, большое число самолетных измерений. Н. Л. Бызова и Б. М. Матковский опирались главным образом на самолетные измерения и данные высотной метеорологической мачты.

Известно, что имеются определенные различия в структуре холодного и теплого фронтов. Холодные фронты могут быть значительно более резкими и иметь очень крутой наклон в пределах нижнего слоя толщиной 1—2 км (до 90°). Впрочем, в самом нижнем слое (300—500 м) крутой наклон фронта часто наблюдается и у теплых фронтов [17]. Выше 1—2 км различия в наклонах теплого и холодного фронтов сильно сглаживаются. Так, по И. Н. Пономаренко, средние значения тангенса угла наклона фронтальных зон над ЕТС в слое 1—4 км составляют $1/213$ для теплого фронта и $1/161$ для холодного, а в слое 4—6 км соответственно $1/134$ и $1/118$. По данным Г. Д. Зубяна, контрасты температур, которые в случаях особенно резких холодных фронтов могут достигать 20°C , в среднем составляют: на поверхности 900 гПа $8,6^\circ\text{C}$ для теплых фронтов и $8,7^\circ\text{C}$ для холодных; на поверхности 600 гПа — соответственно $10,0^\circ\text{C}$ и $10,4^\circ\text{C}$, а на 500 гПа — соответственно $9,5$ и $10,4^\circ\text{C}$.

Хорошо выраженные тропосферные фронты часто прослеживаются вплоть до тропопаузы. По Г. Д. Зубяну, это относится к 94 % холодных и к 88 % теплых фронтов. И. Н. Пономаренко также отмечает большую повторяемость мощных фронтов, охватывающих всю тропосферу. Они характерны, в частности, для северо-западных холодных вторжений, для юго-западных и южных (черноморских) циклонов. Низкие фронты, не простирающиеся выше 3—5 км, чаще всего связаны с ультраполярными вторжениями и с северо-западными циклонами.

Поле ветра на фронтах характеризуется прежде всего циклоническим горизонтальным сдвигом параллельной фронту (продольной) составляющей. Если фронт лежит в хорошо выраженной ложбине, то направление продольной составляющей в зафронтальном воздухе противоположно направлению ее в предфронтальном воздухе. Имеется обычно максимум продольной составляющей ветра перед холодным фронтом, приобретающий характер струи нижних уровней (рис. 1.9). Этот максимум сформирован в теплом и влажном потоке, который сам по себе заслуживает более подробной характеристики, и мы к нему вернемся в главе III. В зафронтальном воздухе также часто имеется максимум продольной составляющей (рис. 1.10). В соответствии с этим, вертикальная составляющая относительной завихренности $\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$

(ось x направлена по нормали к фронту в сторону теплого воздуха, y — вдоль фронта) имеет максимум в зоне фронта.

Для поперечной составляющей скорости ветра характерна конвергенция к фронту. Если фронт лежит в глубокой ложбине, то эта составляющая направлена к фронту по обе его стороны. Во многих случаях такое направление бывает лишь в зафронтальном воздухе; наблюдаются и более сложные распределения. Обычно поле поперечной составляющей рассматривается совместно с полем вертикальной составляющей. Эти составляющие вместе формируют циркуляцию в нормальной к фронту плоскости. Вертикальная составляющая обычно рассчитывается по полю ветра

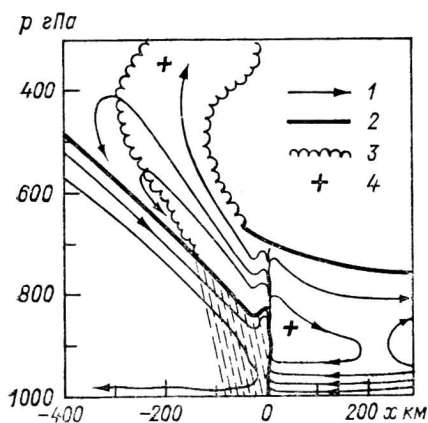


Рис. 1.9. Схема поперечной циркуляции на резком холодном анафронте [136].

1 — линии тока, 2 — границы фронтальной зоны и конвективно-неустойчивого слоя, 3 — границы облачности, 4 — положение осей струйных течений.

с помощью уравнения неразрывности. При наличии густой сети станций такая методика дает хорошие результаты без каких-либо дополнительных предположений (см. рис. 1.10). При отсутствии специальных измерений вертикальные скорости (или функцию тока в поперечной к фронту плоскости) рассчитывают в предположениях постоянства движения фронта и малости изменений продольной составляющей ветра вдоль фронта. Результаты таких расчетов положены в основу ряда классификаций фронтов, в частности, классификации, предложенной И. Н. Пономаренко [84].

Большинство фронтов имеет характер анафронта хотя бы в нижнем слое. В особенности это относится к тропосферным фронтам большой вертикальной протяженности. Катафронты встречаются реже и являются, как правило, холодными. Уместно вспомнить, что термины «анафронт» и «катафронт» первоначально были введены Т. Бергером [123] именно для холодных фронтов. На теплых фронтах скольжение теплого воздуха первоначально считалось всегда восходящим. В отношении холодных фронтов в циклонах замечена следующая закономерность [123, 133]: по мере развития циклона происходит общий переход от анафронта к катафронту. Фаза ана-катафронта, т. е. восхождения вдоль фронта в нижнем слое и опускания на более высоких уровнях,

является промежуточной; она обнаружена не только путем расчетов по полю ветра, но и прямыми радиолокационными измерениями вертикальных скоростей.

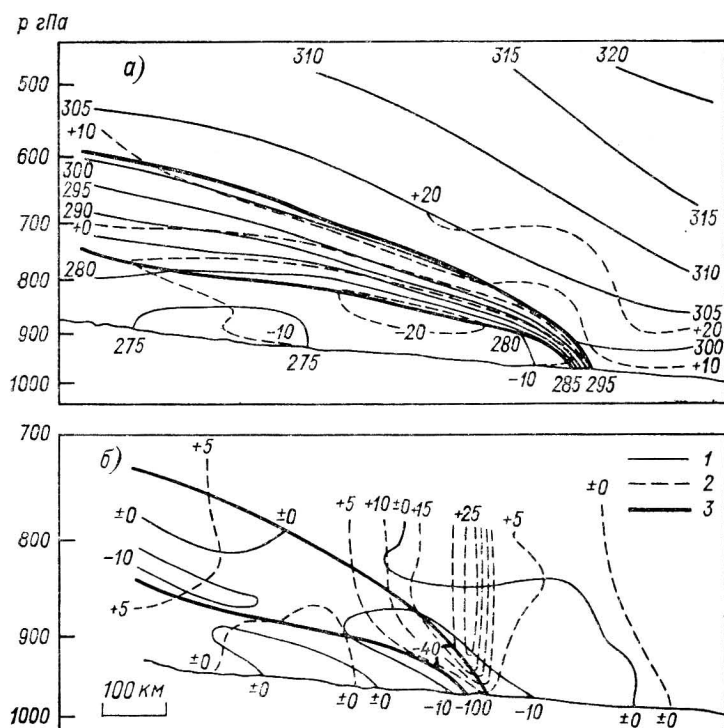


Рис. 1.10. Распределение потенциальной температуры (К) (1а), продольной компоненты ветра (м/с) (2а), горизонтальной дивергенции (10^{-5} с^{-1}) (1б) и вертикальных движений (см/с) (2б) в поперечной к холодному фронту плоскости; 3 — границы фронтальной зоны [237].

1.4. ФРОНТОГЕНЕТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ. РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ ФРОНТОГЕНЕЗА

Формулы, используемые для расчета фронтогенеза и фронтолиза «в широком смысле», получаются путем простых преобразований из выражения для производной по времени от модуля градиента какой-либо скалярной характеристики поля температуры. Чтобы нагляднее представить родство предложенных в разное время формул, их границы применимости и отличия, удобно вначале выписать общее выражение для индивидуального фронтогенеза, а затем получить как частные случаи выражения для плоского и пространственного фронтогенеза (индивидуального и локального), принадлежащие разным авторам.

Пусть S — скалярная величина (например, температура T или потенциальная температура Θ воздуха), зависящая от координат x, y, z (ось z направлена вертикально вверх) и от времени t . Кроме этой декартовой системы координат, оси которой x, y ориентированы в горизонтальной плоскости произвольным образом, т. е. независимо от положения изолинии $S = \text{const}$ или направления ветра, будем пользоваться еще системой x_1, y_1, z , отличающейся тем, что ось y_1 направлена по касательной к изолинии $S = \text{const}$ (изотерме) в горизонтальной плоскости, а ось x_1 — по направлению градиента S в этой плоскости (т. е. в сторону теплого воздуха, если S — температура или потенциальная температура). Будем прибегать также к натуральной системе координат с осью χ , направленной по линии тока в поле ветра, и осью η , нормальной к ней.

Считая движение трехмерным и рассматривая изменения во времени величины $|\nabla_3 S| = \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2} = S_n$ (буквенные индексы означают дифференцирование, n — нормаль к изолинии $S = \text{const}$), запишем для трехмерного индивидуального фронтогенеза (трехмерной фронтогенетической функции):

$$F_3 \equiv \frac{d}{dt} |\nabla_3 S| = \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \right) \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2}, \quad (1.2)$$

где u, v и w — составляющие скорости движения воздуха по осям x, y и z . Преобразуем (1.2)

$$F_3 = \frac{S_x}{S_n} (S_{xt} + uS_{xx} + vS_{xy} + wS_{xz}) + \frac{S_y}{S_n} (S_{yt} + uS_{yx} + vS_{yy} + wS_{yz}) + \frac{S_z}{S_n} (S_{zt} + uS_{zx} + vS_{zy} + wS_{zz}),$$

или

$$F_3 = \frac{S_x}{S_n} \left[\frac{\partial}{\partial x} \frac{dS}{dt} - u_x S_x - v_x S_y - w_x S_z \right] + \frac{S_y}{S_n} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{dS}{dt} - u_y S_x - v_y S_y - w_y S_z \right] + \frac{S_z}{S_n} \left[\frac{\partial}{\partial z} \frac{dS}{dt} - u_z S_x - v_z S_y - w_z S_z \right]. \quad (1.3)$$

Выражение (1.3) показывает, что фронтогенез определяется неравномерностью изменения во времени характеристики S индивидуальной частицы (члены $S \frac{dS}{dt}$), а также горизонтальным переносом поля S неоднородным полем ветра (члены $u_j S_x$ и $v_j S_y$, $j = x, y, z$) и неравномерным вертикальным переносом при наличии вертикальной стратификации S (члены $w_j S_z$, $j = x, y, z$). Например, если S — потенциальная температура, то первые слагаемые в каждой из квадратных скобок описывают эффект неадиабатических притоков тепла; если последние распределены неравномерно и гра-

диент их имеет составляющую в направлении градиента S , то такой неравномерный нагрев будет приводить к росту градиентов температуры, т. е. к фронтогенезу. Иначе говоря, фронтогенез имеет место, если неадиабатическое нагревание наблюдается в более теплом воздухе и (или) охлаждение — в более холодном. Вторые и третьи слагаемые в квадратных скобках описывают эффект сближения изолиний S в результате переноса горизонтальным полем ветра. Их называют адвективными или конфлюэнтными (confluent) членами. Наконец, четвертые слагаемые в квадратных скобках дают фронтогенетический эффект, если, например, в области теплого воздуха имеется более сильная адвекция тепла по вертикали, чем в области холодного воздуха. Эти «конвективные» члены (tilting terms) описывают изгиб или наклон изоповерхности S в результате неравномерных вертикальных смещений.

Рассмотрим теперь некоторые частные случаи формулы индивидуального фронтогенеза. При плоском движении выражение (1.2) принимает вид

$$F_2 = \frac{S_x}{S_n} \left[\frac{\partial}{\partial x} \frac{dS}{dt} - u_x S_x - v_x S_y \right] + \frac{S_y}{S_n} \left[\frac{\partial}{\partial y} \frac{dS}{dt} - u_y S_x - v_y S_y \right]. \quad (1.4)$$

Если S — потенциальная температура, то в адиабатическом процессе $dS/dt=0$, и тогда

$$F_2 = \frac{S_x}{S_n} [-u_x S_x - v_x S_y] + \frac{S_y}{S_n} [-u_y S_x - v_y S_y] = -S_x u_n - S_y v_n,$$

где $u_n = \partial u / \partial n$ — производная по нормали к изотерме.

Далее имеем

$$F_2 = -\nabla_2 S \frac{\partial v}{\partial n}. \quad (1.5)$$

Выражение (1.5) впервые было получено С. Петерсеном [224] и независимо от него А. Ф. Дюбюком [40]. Здесь $\nabla_2 S$ — градиент S в горизонтальной плоскости.

Из (1.5) следует, что при линейных зависимостях S , u и v от координат величина F_2 будет постоянной во всей плоскости, вследствие чего фронт как зона максимального сгущения изотерм не может возникнуть. Необходимое условие для его появления — нелинейность одной из зависимостей.

Например, в линейном деформационном поле ($u = -\alpha x$, $v = \alpha y$) будет $u_x = -\alpha$, $u_y = v_x = 0$, $v_y = \alpha$. Обозначив через ϵ угол между осью y и изотермой, так что $S_x = -S_n \cos \epsilon$, $S_y = S_n \sin \epsilon$, из (1.5) получаем выражение, также предложенное Петерсеном

$$F_2 = S_n \alpha \cos 2\epsilon.$$

С. Петерсен предложил, кроме того, выражение для F_2 в более общем случае линейного деформационного поля $u = u_0 + (a+b)x - cy$,

$v = v_0 - (a - b)y + cx$, где $2a = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}$ — деформация скорости, $2b = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ — дивергенция, $2c = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ — вихрь скорости:

$$F_2 = \frac{\partial S}{\partial n} (a \cos 2\varepsilon - b).$$

Полагая ветер геострофическим ($u = -\frac{g}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$, $v = \frac{g}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$, где Φ — геопотенциал), направим ось x по изогипсе и будем считать движение таким, что $u = u(x)$, $v = v(y)$ или $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0$. Тогда вместо (1.3) получим в адиабатическом приближении

$$F_2 = \frac{g}{f} \frac{S_x^2 - S_y^2}{S_n} \Phi_{xy} = \frac{g S_n}{f} \Phi_{xy} \cos 2\varepsilon, \quad (1.6)$$

где ε — угол между изогипсой и изотермой. Выражение (1.6) было получено в 1948 г. Х. П. Погосяном и Н. Л. Таборовским [81] для оценки факторов плоского фронтогенеза (который осуществляется в данном случае только адвективными членами) на изобарической поверхности. Это выражение является точным, например, в случае горизонтального деформационного поля; в более общем случае $\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} = 0$ оно также в точности отвечает (1.3). В случае произвольной зависимости u , v от x и y (наиболее общий случай) выражение (1.6) при выбранной ориентации осей координат заменяется выражением

$$F_2 = \frac{g}{2f} S_n^{-1} [(S_x^2 - S_y^2) \Phi_{xy} + S_x S_y (\Phi_{yy} - \Phi_{xx})], \quad (1.7)$$

которое получено впервые в 1951 г. И. П. Ветловым в несколько ином виде: вместо $\frac{g}{f} \Phi$ Ветлов использовал функцию тока $\bar{\Theta}$ та-

кую, что $u = -\bar{\Theta}_y$, $v = \bar{\Theta}_x$. В натуральных координатах формула Ветлова имеет вид [23, 32]:

$$F_2 = \frac{1}{2} S_n \left[2\bar{\Theta}_{x\eta} \cos 2\varepsilon + \left(\frac{\bar{\Theta}_\eta}{R_0} - \bar{\Theta}_{\eta\eta} \right) \sin 2\varepsilon \right], \quad (1.8)$$

где R_0 — радиус кривизны линий тока.

Теперь откажемся от предположения двумерности движения, но при этом будем по-прежнему интересоваться лишь изменениями

горизонтального градиента температуры, т. е. рассматривать лишь первые два слагаемых в (1.3), понимая под S_n модуль $\nabla_2 S$, как и в (1.4)–(1.8). Однако при этом будем считать S зависящей и от z . Тогда в координатах x_1, y_1, z выражение (1.2) примет простой и удобный вид [209]

$$F_2 = \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{dS}{dt} - u_{x_1} S_{x_1} - w_{x_1} S_z. \quad (1.9)$$

Для практических расчетов F_2 по полю температуры T в [31, 91, 92] предложены выражения, отличающиеся от (1.9) условием адиабатичности, которое в геометрических координатах ($S=T$) имеет вид

$$\frac{dT}{dt} = -\gamma_a w.$$

Выражение для F_2 при $\gamma_a = \text{const}$ получаем из (1.3) в следующем виде:

$$F_2 = -\frac{1}{T_n} [T_x^2 u_x + T_y^2 v_y + T_x T_y (v_x + u_y)] - \\ - \frac{1}{T_n} [T_x w_x + T_y w_y] (\gamma_a - \gamma).$$

Это выражение, предложенное И. П. Ветловым и В. Р. Дубенцовым, приводится в [91]. Другая аналогичная запись формулы для F_2 дана В. И. Губиным [31], который использовал в качестве вертикальной координаты величину $\zeta' = -\ln \frac{p}{p_0}$. Условие адиабатичности в этом случае записывается в виде

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{RT}{c_p} \bar{\omega}, \quad (1.10)$$

где $\bar{\omega} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dt}$. После замены $T' = \ln T$ выражение (1.3) принимает вид (вместо членов $-w_x S_z$ и $-w_y S_z$ появляются соответственно $\bar{\omega}_x T'_{\zeta'}$, $\bar{\omega}_y T'_{\zeta'}$)

$$F'_2 = \frac{d}{dt} \nabla_2 T' = -\frac{1}{T'_n} \left\{ [T'_x (u_x T'_x + v_x T'_y) + T'_y (u_y T'_x + v_y T'_y)] - \right. \\ \left. - \left(\frac{R}{c_p} + T'_{\zeta'} \right) (T'_x \bar{\omega}_x + T'_y \bar{\omega}_y) \right\}, \quad (1.11)$$

где

$$T'_n = \sqrt{T'^2_x + T'^2_y}.$$

Формула (1.11) предназначена для расчета фронтогенеза на изобарической поверхности, выражаемого как изменение плотности изобароизостерического соленидального поля в вертикальной

плоскости; эта величина в p -системе координат пропорциональна горизонтальным градиентам удельного объема σ , температуры T и потенциальной температуры θ . Кроме того, выполняется равенство

$$\frac{\nabla_2 \sigma}{\sigma} = \frac{\nabla_2 T}{T} = \frac{\nabla_2 \theta}{\theta}. \quad (1.12)$$

Поэтому, если для характеристики фронтогенеза выбрано изменение модуля градиента логарифма одной из этих величин, то имеется возможность при необходимости воспользоваться их взаимозаменяемостью [31]. Очевидно, однако, что в правой части (1.11) нельзя формально заменить T' ни на σ' , ни на θ' , поскольку для двух последних величин не имеет места условие (1.10), использованное при выводе (1.11). Упомянутая взаимозаменяемость означает только то, что, рассчитав F'_2 по (1.11), т. е. по данным о температуре, мы получим величину, от которой легко перейти к скоростям изменения также и $\nabla_2 \theta$, и $\nabla_2 \sigma$. Чтобы рассчитать F_2 по полю θ , надо воспользоваться выражением, получающимся из (1.3) при всех тех же предположениях, которые принимались и при выводе (1.11), кроме (1.10). Условие адиабатичности в этом случае следует записать в виде

$$\frac{dS}{dt} = 0.$$

Перейдя к координатам x_1, y_1 на изобарической поверхности, найдем

$$F'_2 = -u_{x_1} \theta'_{x_1} - \bar{\omega}_{x_1} \theta'_{x_1}. \quad (1.13)$$

Это вариант формулы Губина, имеющий более простой вид в сравнении с (1.11) и отличающийся от (1.9) ограничением адиабатичности (и, конечно, системой координат).

Если не пользоваться переменной T' , то вместо (1.11) получаем для F_2 в координатах x_1, y_1, z выражение, которое приводится в [92] и в котором члены, описывающие фронтогенетический эффект вертикальных движений, имеют вид

$$\frac{\gamma_a - \gamma}{g\rho} \frac{\partial \omega}{\partial x_1} + \frac{R\gamma_a}{g} \frac{T_{x_1}}{p} \omega, \quad \omega = \frac{dp}{dt}. \quad (1.14)$$

Присутствие члена с ω , появившегося в результате дифференцирования (1.10) по x_1, y_1 , создает впечатление, что однородный подъем или опускание сами по себе могут приводить к фронтолизу или фронтогенезу соответственно. Такой вывод и делается в [92]; он не кажется физически очевидным и нередко вызывает недоумение. Однако внимательный анализ показывает, что фронтогенетический эффект опускания при однородном поле ω (а не $\omega!$), так же как и фронтолитический эффект подъема, действительно существует, поскольку в соседних точках равным ω будут соответствовать неодинаковые ω : в теплом воздухе смещение индивидуальной

частицы по вертикали, отвечающее одному и тому же ω , будет больше, чем в холодном (барическая ступень больше). Адиабатическое охлаждение в единицу времени будет поэтому тоже больше при подъеме в теплом воздухе, а это обусловит фронтолитический эффект. Оценки показывают, что этот эффект крайне слаб. Действительно, подставляя, например, $p=850$ гПа, $\omega=85$ гПа/12 ч (что превосходит обычно наблюдаемые величины) и $R=287,05$ м²/(с²×К), получаем

$$\frac{R\gamma_3}{g} \frac{T_{x_1}}{p} \omega \approx 0,03 T_{x_1}.$$

Таким образом, вторым слагаемым в (1.14) можно при практических расчетах пренебречь.

От (1.11) и (1.13) удобно перейти к выражению для F_2 в изэнтропических координатах. В качестве вертикальной координаты используется потенциальная температура, причем стратификация считается везде статически устойчивой ($|\frac{\partial \theta}{\partial p}| = -\frac{\partial \theta}{\partial p}$). Опуская выкладки, запишем

$$F_2 = -\frac{\partial \theta}{\partial p} |\nabla p|^{-1} \{p_x (v_x p_x - v_y p_y) + p_y (u_x p_y - u_y p_x)\} + (p_x \omega_x + p_y \omega_y). \quad (1.15)$$

Это выражение используется для расчета фронтогенеза на изэнтропических поверхностях $\theta = \text{const}$ (см. [138]).

Наконец, приведем выражение для трехмерного индивидуального фронтогенеза [209]. Для этого лишь слегка упростим запись (1.3), перейдя к координатам x_1, y_1, z и обозначив $S_{x_1} = S_n \cos \epsilon'$, $S_z = S_n \sin \epsilon'$, где ϵ' — угол между нормалью к поверхности $S = \text{const}$ и осью x в данной точке:

$$F_3 = \left(\cos \epsilon' \frac{\partial}{\partial x_1} + \sin \epsilon' \frac{\partial}{\partial z} \right) \frac{dS}{dt} - (u_{x_1} S_{x_1} + w_{x_1} S_z) \cos \epsilon' - (u_z S_{x_1} + w_z S_z) \sin \epsilon'. \quad (1.16)$$

При $\epsilon' = 0$ (1.16) переходит в (1.9).

Выражения для локального фронтогенеза легко получить из соответствующих выражений для индивидуального фронтогенеза, вычтя из правой и левой частей члены полной производной по времени, описывающие вертикальную и горизонтальную адвекцию. Из (1.9) таким путем находим

$$F_{2л} = \frac{\partial}{\partial t} |\nabla_2 S| = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{dS}{dt} - u S_{x_1} - w S_z \right). \quad (1.17)$$

Из (1.3) аналогичным образом находим для адиабатического плоского случая [23]

$$F_{2л} = \frac{1}{S_n} (S_x S_{x_1} + S_y S_{y_1}).$$

Подставляя сюда $S_t = -uS_x - vS_y$ и снова вводя функцию тока $\bar{\Theta}$, после перехода к натуральным координатам получаем [22]

$$F_{2л} = S_n \left[\bar{\Theta}_{x\eta} \cos 2\varepsilon + \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\Theta}_\eta}{R_0} - \bar{\Theta}_{\eta\eta} \right) \sin 2\varepsilon - \bar{\Theta}_\eta \frac{S_{x\eta}}{S_n} \right]. \quad (1.18)$$

Приведем еще одно выражение для локального фронтогенеза на изобарической поверхности, принадлежащее В. И. Губину [31]. Как и при выводе (1.11), в качестве зависимой переменной введем T' , а в качестве вертикальной координаты — ξ' . Из (1.10) имеем

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial T'}{\partial x} + v \frac{\partial T'}{\partial y} \right) - \frac{R(\gamma_a - \gamma)}{g} \bar{\omega} = (T', \bar{\Theta}) - \frac{R(\gamma_a - \gamma)}{g} \bar{\omega}. \quad (1.19)$$

Здесь γ_a — сухоадиабатический градиент, $-\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma$ — вертикальный градиент температуры, $(T', \bar{\Theta}) = \frac{\partial T'}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} - \frac{\partial T'}{\partial y} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x}$ — якобиан $T', \bar{\Theta}$. При преобразовании члена $\bar{\omega} \partial T' / \partial \xi'$ к виду $-\frac{R\gamma}{g} \bar{\omega}$ использованы дополнительно уравнение статики $\partial p = -\rho g \partial z$, уравнение состояния $p = \rho R T$ (где ρ — плотность) и соотношение $\frac{\partial}{\partial \xi'} = -\rho \frac{\partial}{\partial p}$. Применяя к правой и левой частям (1.19) оператор

∇_2 и затем скалярно умножая на $\frac{1}{T'_n} \nabla_2 T'$, получим окончательно

$$F'_{2л} = \frac{\nabla_2 T' \cdot \nabla_2 (T', \bar{\Theta})}{T'_n} - \frac{R(\gamma_a - \gamma)}{g T'_n} \nabla_2 T' \nabla_2 \bar{\omega}. \quad (1.20)$$

Опять заметим, что, перейдя от T' к θ' , можно получить более простой и удобный для сравнения с другими формулами вариант (1.20)

$$F'_{2л} = \frac{\nabla_2 \theta'}{\theta'_n} \nabla_2 (\theta', \bar{\Theta}) - \frac{\partial \theta'}{\partial \xi'_n} \frac{\nabla_2 \theta' \nabla_2 \bar{\omega}}{\theta'_n}, \quad (1.21)$$

который с переходом к x_1, y_1 еще упрощается, приближаясь по виду к (1.16):

$$F'_{2л} = \frac{\partial}{\partial x_1} (\theta'_{x_1}, \bar{\Theta}_{y_1}) - \theta'_{\xi'_n} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial x_1}. \quad (1.22)$$

Кроме формальной разницы систем координат и выражений для зависимых переменных, имеются более существенные различия в физическом содержании между (1.17), с одной стороны, и (1.20) — (1.22), с другой. Во-первых, в (1.17) в отличие от (1.20) — (1.22), сохранены, хотя и в самом общем виде, неадиабатические

влияния; во-вторых, в (1.20), а значит и в (1.21)—(1.22) вертикальный градиент температуры считается не зависящим от горизонтальных координат, тогда как в (1.17) это ограничение не вводится.

В заключение приведем выражение для трехмерного локального фронтогенеза, следующее из (1.16) и (1.17):

$$F_{3л} = \frac{S_{x1t} + S_{zt}}{S_n} = \left(\cos \varepsilon' \frac{\partial}{\partial x_1} + \sin \varepsilon' \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{dS}{dt} - uS_{x_1} - wS_z \right). \quad (1.23)$$

Таким образом, мы получили и сопоставили между собой все основные, предложенные в разное время формулы для расчета фронтогенеза, иногда записывая их несколько иначе, чем у авторов, для удобства сравнения. Все эти выражения весьма просты. Читателю, незнакомому со спецификой метеорологических расчетов, может показаться излишним такое подробное рассмотрение тождественных преобразований. Между тем при анализе атмосферных процессов часто возникает необходимость в оценке факторов фронтогенеза. Существует большое количество формул, которыми можно было бы воспользоваться для этих целей. Однако в научных статьях, в которых они предлагаются, подходы и терминология существенно различны, порой отсутствуют четкие указания на принятые ограничения. Это создает трудности при выборе способа расчета фронтогенеза, наилучшим образом соответствующего используемым исходным данным.

Следует отметить, что корректная запись формулы для расчетов фронтогенеза еще не избавляет от трудностей при выполнении таких расчетов и при интерпретации их результатов. Необходимо с самого начала хорошо представлять себе, что могут дать подобные расчеты и чего они дать не могут.

Посмотрим, при каких условиях можно ожидать хорошего совпадения между рассчитанными величинами, например, двумерной фронтогенетической функции и действительным изменением горизонтального градиента температуры. Во-первых, поскольку не существует способов учета или хотя бы надежной приближенной оценки неадиабатических факторов фронтогенеза и фактически расчеты проводятся как правило в адиабатическом варианте, для успешности расчета нужно, чтобы роль неадиабатических факторов была как можно меньше. Между тем на практике роль этих факторов существенна, особенно на нижних уровнях, где расчет фронтогенеза как раз представляет наибольший интерес. Во-вторых, для успешного расчета «конвективных» членов необходимо иметь карты вертикальных движений, вычисленных с достаточно высокой точностью. В-третьих, поскольку фронтогенетическая функция дает «мгновенные» значения производной градиента температуры во времени, они могут хорошо согласовываться со значениями изменения градиента за конечный (например, 12-часовой) промежуток времени только в том случае, если процесс происходит линейно

во времени, т. е. если поля ветра и вертикальных движений в течение этого промежутка времени не изменяются.

Из сказанного следует, что расчеты фронтогенеза могут дать достаточно точную количественную меру изменения температурных контрастов только на материале модельных полей (например, результатов численного решения задачи об эволюции циклона). Если же речь идет о расчетах на реальном материале, то можно получить лишь приближенную и главным образом качественную оценку направления эволюции фронта и соотношения вкладов горизонтальных и вертикальных движений. В количественном же отношении результат зависит от степени влияния неадиабатических факторов, от характера эволюции поля давления, от точности расчета вертикальных движений, построения траекторий, анализа полей температуры, геопотенциала и ветра, а также от густоты сети наблюдений, т. е. от степени сглаженности полей, по которым производится расчет.

Покажем на нескольких примерах, какие результаты дает расчет фронтогенеза по формуле (1.9) в адиабатическом варианте и какие физические выводы можно сделать на основании этих расчетов.

На рис. 1.11 показано распределение адвективных и конвективных факторов фронтогенеза и суммарной величины фронтогенетической функции F_2 , полученные Сандерсом [237] для случая резкого приземного холодного фронта по данным радиозондирования через 6 ч и наземных наблюдений на густой сети станций (шаг по координатам при расчетах брался равным 100 км). Рассчитанные значения хорошо отражают резкие изменения метеорологических величин в узкой фронтальной зоне (ширина зоны на рис. 1.11 равна 25 км на высоте 300 м). Изменение горизонтального градиента температуры дано в градусах Цельсия на 100 км за 3 ч. Поскольку ширина фронтальной зоны в нижнем слое (до поверхности 900 гПа на разрезе) была намного меньше 100 км, то полученные значения выглядят чересчур большими. Фронт действительно характеризовался большой разностью температур соседствующих воздушных масс (около 15 °С в нижнем слое), а в узкой фронтальной зоне градиенты температуры достигали очень больших значений.

Из рисунка видно, что внутри фронтальной зоны очень велик фронтогенетический эффект горизонтальных движений, особенно в самом нижнем слое. Вне этой зоны горизонтальный фронтогенез незначителен. В то же время интенсивный фронтогенез в результате вертикальных движений найден непосредственно перед фронтом в теплой воздушной массе. Внутри фронтальной зоны имеет место вертикальный фронтолиз, особенно интенсивный в нижнем слое.

Суммарный эффект является фронтогенетическим перед фронтом. Внутри фронтальной зоны, где вклады вертикальных и горизонтальных движений имеют противоположные знаки, получен значительный фронтогенез лишь в нижнем слое толщиной около 300 м.

В остальной части зоны найден столь же значительный фронтолиз. То, что наибольший фронтогенез наблюдается перед фронтом, указывает на формирование здесь зоны температурных контрастов

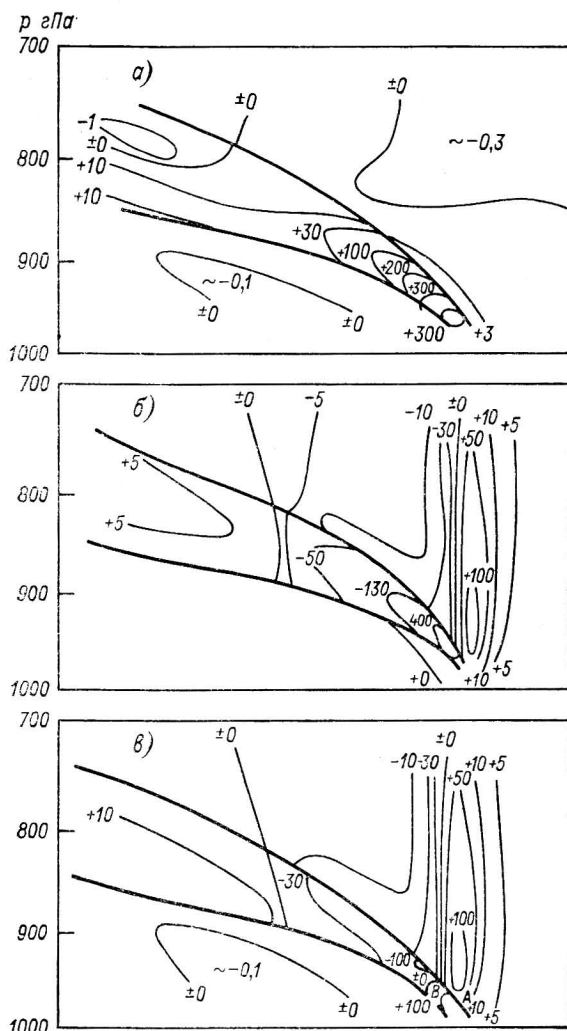


Рис. 1.11. Результаты расчета горизонтального (а), вертикального (б) и суммарного (в) фронтогенеза по данным учащенных измерений [237].

Жирные линии — границы фронтальной зоны.

(одновременно с размыиванием ее со стороны холодного воздуха). Это значит, что фронтальный раздел не состоит из одних и тех же частиц. Вследствие этого он смещается со скоростью, отличной от нормальной составляющей скорости ветра, хотя эти величины коррелированы.

Приведем еще один пример расчета фронтогенетических эффектов в зоне резкого холодного фронта на этот раз над территорией Красноярского края (рис. 1.12). Аэрологическая сеть в этом районе сравнительно редкая, поэтому рассчитанные значения градиентов температуры и их изменения (в $^{\circ}\text{C}/500 \text{ км}$ за 3 ч) сильно сглажены. В качественном отношении картина имеет некоторые общие черты с полученной Сандерсом. Наибольшие положительные значения второго слагаемого (1.9) получены во фронтальной зоне в нижнем слое. Они быстро уменьшаются, и на поверхностях 700

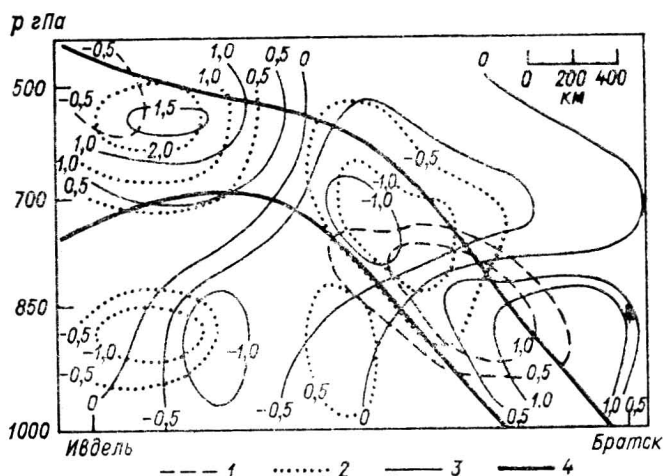


Рис. 1.12. Фронтогенетические эффекты ($^{\circ}\text{C}/(12 \text{ ч} \cdot 500 \text{ км})$) горизонтальной адвекции (1), вертикальных движений (2) и суммарный (3) в плоскости пространственного разреза Ивдель—Братск, 15 ч 1.01.79; 4 — границы зоны фронта.

и 500 гПа горизонтальные движения уже обуславливают фронтолиз. Фронтогенетический эффект вертикальных движений максимален в верхней части слоя внутри фронтальной зоны на границе с теплой воздушной массой; на нижних уровнях вертикальные перемещения создают фронтолитический эффект. Вертикальная циркуляция в окрестности фронтальной зоны в данном случае имеет характер термически прямой циркуляции в нижней части слоя и в его середине и термически обратной — в верхней части.

Горизонтальные и вертикальные движения вносят сравнимые вклады в общее изменение горизонтального градиента температуры. Суммарный эффект может обуславливаться как преимущественно горизонтальной адвекцией (в данном случае так обстоит дело вблизи земной поверхности), так и вертикальными движениями (роль которых наиболее значительна в средней тропосфере). Это еще раз показывает, что фронтогенез всегда следует рассматривать как существенно трехмерный процесс: пренебрежение вертикальными перемещениями воздуха может привести к качественно

неправильным выводам. Вместе с тем, поскольку знаки адвективной и конвективной слагающих фронтогенетической функции часто оказываются противоположными (и это, как мы увидим в п. 1.5, является закономерным в условиях близости ветра к геострофическому), а величины — сравнимыми, для получения надежных значений суммарного фронтогенеза нужен особенно точный расчет его слагающих.

Приведем также пример, когда рассчитанный фронтогенез сопоставлялся с фактическими изменениями градиента температуры.

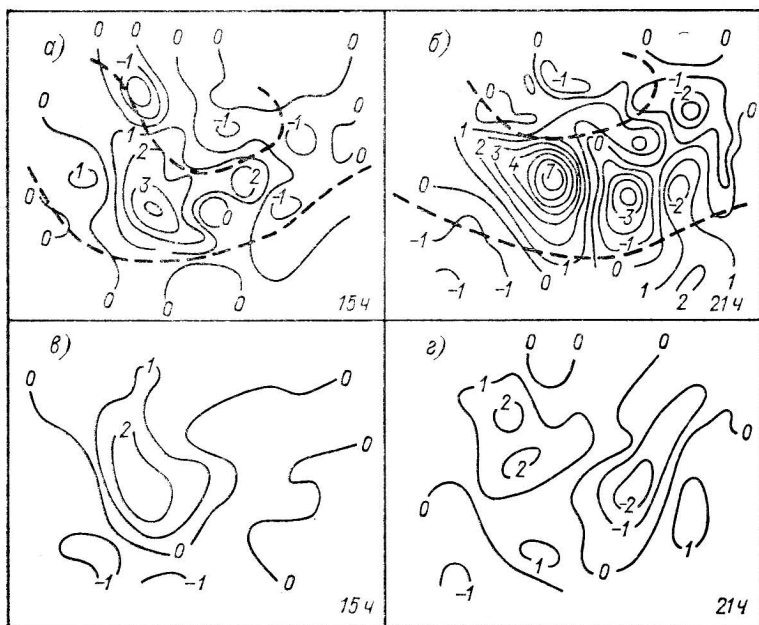


Рис. 1.13. Рассчитанные (а, б) и наблюдаемые (в, г) значения двумерной фронтогенетической функции ($^{\circ}\text{C}/(3 \text{ ч} \cdot 100 \text{ км})$) на изэнтропической поверхности 303 К [130].

Штриховые линии — границы фронтальной зоны [130].

Расчеты выполнены Босартом [130] по материалам радиозондирования через 3 ч на 30 станциях на юго-востоке США 19 февраля 1964 г. Изучался фронтогенез в средней тропосфере при опускании воздуха из стратосферы. Распределение рассчитанных и наблюдаемых эффектов двумерного фронтогенеза на изэнтропической поверхности дано на рис. 1.13. Даже при высоком (по сравнению с обычным сетевым) пространственном и временном разрешении данных и в условиях свободной атмосферы, где неадиабатические влияния сравнительно слабы, при самых тщательных расчетах удается достичь лишь ограниченного соответствия между наблюдаемым и рассчитанным фронтогенезом. Хотя в принципе по разности между рассчитанными в предположении адиабатичности и

наблюдаемыми значениями фронтогенетической функции можно судить о неадиабатических эффектах, однако практически удается определить лишь порядок величины последних. Ошибки наблюдений при высоком разрешении сильно сказываются на экстремальных значениях фронтогенетической функции.

Вместе с тем совершенно определено можно сказать, что основные, наиболее крупные особенности распределения фронтогенетических эффектов, несомненно, улавливаются расчетами. Так, в показанной на рис. 1.13 бароклининой зоне, сужающейся в направлении по потоку (область входа), расчет и наблюдения согласно указывают на фронтогенез (под действием как горизонтальных, так и в особенности вертикальных движений). Он сосредоточен в основном внутри бароклининой зоны.

Таким образом, расчет фронтогенетических эффектов поля ветра и вертикальных движений по реальным аэрологическим данным позволяет получить вполне физически разумные качественные оценки и вскрыть непосредственные причины обострения или размывания фронтальных зон. Однако такие расчеты требуют большой тщательности и предъявляют высокие требования к исходным данным, в число которых входят и вертикальные движения.

В заключение подчеркнем следующее обстоятельство. Обсуждавшиеся выше кинематические способы расчета факторов фронтогенеза, основанные на данных о распределении скоростей, не вскрывают динамических закономерностей процесса фронтогенеза, его связей с изменениями давления, с эволюцией барических образований. Не следует поэтому переоценивать физическое содержание результатов подобных расчетов. Они целесообразны и весьма полезны для оценки тенденции развития фронта, для выяснения фронтогенетических вкладов вертикальных и горизонтальных движений в различных частях бароклининой зоны. Вместе с тем их ни в коей мере нельзя считать достаточными для выявления закономерностей процесса формирования высотных фронтальных зон и фронтов, представляющего собой единое целое с процессами эволюции полей давления, ветра, завихренности, вертикальных движений. Рассмотрение этих процессов в их единстве представляет задачу динамического анализа.

1.5. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ЦИРКУЛЯЦИЙ ВО ФРОНТАЛЬНЫХ ЗОНАХ

1.5.1. Зависимость между направлением поперечной циркуляции и распределением геострофического ветра (теорема Сойера—Элиассена)

В предыдущих разделах много внимания было уделено вертикальным движениям в циркуляционных системах, поперечных по отношению к фронтальной зоне. Такое внимание не случайно: направление поперечной циркуляции определяет тип фронта (анафронт или катафронт) и в значительной мере характер облачности

и осадков на нем. На тех участках барического поля, где имеются условия для восходящих движений синоптического масштаба, при термически прямой циркуляции в теплом воздухе (в условиях достаточного увлажнения) развиваются обширные облачные системы и на фронте возникают широкие зоны осадков. При термически обратной циркуляции (характерной для фронтов в зонах нисходящих движений синоптических масштабов) надфронтальная облачность разрушается и лишь в подфронтальном холодном воздухе может происходить конденсация.

Вертикальные циркуляции в высотных фронтальных зонах, часто охватывающие всю тропосферу и слой тропопаузы, оказывают влияние на характер погоды над значительными территориями. Естественно поэтому, что изучение и теоретическое описание поперечных циркуляций составляло и составляет одну из основных задач динамики фронтов. Само по себе открытие атмосферных фронтов метеорологами Бергенской школы было результатом изучения линий конвергенции в поле горизонтального ветра и связанного с ним вытеснения воздуха наверх из пограничного слоя. Впоследствии ученые-метеорологи стремились создавать и совершенствовать методы описания и расчета поперечных циркуляций, отвечающие общему уровню развития динамической метеорологии. В 50-е годы в рамках квазигеострофической теории были открыты важные закономерности, связывающие направление поперечных циркуляций с характеристиками поля ветра в окрестности фронтальной зоны. Хотя, как уже говорилось в п. 1.2 и как будет показано в п. 1.6, ограничения квазигеострофической теории не позволяют описать структуру фронтов во многих существенных деталях, тем не менее эта теория дает и ряд правильных качественных указаний.

Малые масштабы фронтальных зон, значительные локальные ускорения и вертикальная адвекция на атмосферных фронтах сильно уменьшают точность квазигеострофического приближения в этих зонах. Однако учитывая, что траектории частиц скорее параллельны фронтальным зонам, чем перпендикулярны к ним, можно допустить, что временные масштабы изменений свойств индивидуальных частиц довольно значительны, а это позволяет перейти к квазигеострофическому приближению. Простота, наглядность и надежность основных качественных результатов делает применение этого приближения во многих случаях чрезвычайно удобным.

Описание поперечных циркуляций в квазигеострофическом приближении дано Дж. Сойером [239, 240] и А. Элиассеном [150, 151]. Работа Элиассена [151] является наиболее общей. Она оказала существенное влияние на дальнейшее развитие теории фронтов. В этой работе были впервые высказаны плодотворные идеи, получившие позже развитие в работах по фронтогенезу в деформационном поле и бароклинных волнах.

Обсудим основные результаты работы [151]. Рассмотрим фронтальную зону с достаточно большими градиентами температуры для того, чтобы искривленностью этой зоны можно было

пренебречь. Направим ось y вдоль фронта, ось x в сторону теплого воздуха. Используя p как вертикальную координату, запишем компоненты геострофического ветра

$$U = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad V = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (1.24)$$

где Φ — геопотенциал во фронтальной зоне. Параметр Кориолиса f будем считать постоянным. Для геострофического течения уравнение неразрывности.

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \quad (1.25)$$

уравнение гидростатики

$$\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{\sigma}{f} = \Gamma(p) \theta, \quad (1.26)$$

где σ — удельный объем, $\Gamma = \frac{R}{f p_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{c_v/c_p}$, $p_0 = 1000$ гПа.

Из (1.24) и (1.26) получаем уравнение для составляющих термического ветра:

$$\frac{\partial U}{\partial p} = \Gamma \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad \frac{\partial V}{\partial p} = -\Gamma \frac{\partial \theta}{\partial x}. \quad (1.27)$$

Пусть u' , v' — агеострофические отклонения горизонтального ветра, $\omega = \frac{dp}{dt}$. Уравнение движения по оси y тогда запишется в виде

$$\frac{DV}{Dt} + \frac{Dv'}{Dt} = -fu', \quad (1.28)$$

где

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + (U + u') \frac{\partial}{\partial x} + (V + v') \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \quad (1.29)$$

— индивидуальная производная.

Мы будем считать движение близким к геострофическому, так что v' во все моменты времени мало в сравнении с характерным V . Это может быть либо в том случае, когда Dv'/Dt все время остается малым, либо в том случае, когда Dv'/Dt осциллирует. Последний случай — это случай гравитационно-инерциальных колебаний, которые в данной задаче исключаются из рассмотрения. Следовательно, можно считать Dv'/Dt в (1.28) малым и переписать уравнение в виде

$$DV/Dt = -fu'. \quad (1.30)$$

Такая запись означает, что мы сохраняем негеострофическую адвекцию поля геострофического ветра $u' \frac{\partial V}{\partial x} + v' \frac{\partial V}{\partial y} + \omega \frac{\partial V}{\partial p}$, но адвекцией $U \frac{\partial v'}{\partial x} + V \frac{\partial v'}{\partial y}$ пренебрегаем.

Введем оператор $D_g/Dt \equiv \partial/\partial t + U \partial/\partial x + V \partial/\partial y$ и перепишем (1.30) в виде

$$\frac{D_g}{Dt} + u' \frac{\partial V}{\partial x} + v' \frac{\partial V}{\partial y} + \omega \frac{\partial V}{\partial p} = -f u'. \quad (1.31)$$

Аналогично, уравнение притока тепла возьмем в виде

$$\frac{D_g}{Dt} + u' \frac{\partial \theta}{\partial x} + v' \frac{\partial \theta}{\partial y} + \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{D\theta}{Dt}. \quad (1.32)$$

Фронтальная зона характеризуется большими поперечными и вертикальными градиентами ветра и температуры, тогда как продольные градиенты малы. Поэтому в (1.31) и (1.32) можно пренебречь $v' \partial/\partial y$ в сравнении с $u' \partial/\partial x$ и $\omega \partial/\partial p$. Далее, введем величину, которую Элиассен назвал абсолютным моментом частицы:

$$m = V + f x. \quad (1.33)$$

Эта величина впервые использована в более ранней работе М. И. Юдина [114], по-видимому, оставшейся неизвестной Элиассену. При исследовании инвариантов крупномасштабных атмосферных процессов М. И. Юдин ввел замену переменных $x_1 = x + v/f$, $y_1 = y - u/f$, которая впоследствии нашла эффективное применение для анализа нелинейных взаимодействий полей ветра и температуры (см. пп. 1.7 и 2.6).

Перепишем (1.31) и (1.32) в виде

$$\frac{D_g V}{Dt} + u' \frac{\partial m}{\partial x} + \omega \frac{\partial m}{\partial p} = 0, \quad (1.34)$$

$$\frac{D_g \theta}{Dt} + u' \frac{\partial \theta}{\partial x} + \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{D\theta}{Dt}. \quad (1.35)$$

Продифференцируем по p уравнение (1.34), а (1.35) продифференцируем по x и умножим на Γ . Вспомнив определение D_g/Dt и воспользовавшись (1.26) и (1.27), получим

$$\frac{D_g}{Dt} \frac{\partial V}{\partial p} = -\frac{\partial U}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial p} \left(u' \frac{\partial m}{\partial x} + \omega \frac{\partial m}{\partial p} \right), \quad (1.36)$$

$$\begin{aligned} -\frac{D_g}{Dt} \Gamma \frac{\partial \theta}{\partial x} &= \frac{\partial U}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \Gamma \left(u' \frac{\partial \theta}{\partial x} + \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) - \\ &\quad - \Gamma \frac{\partial}{\partial x} \frac{D\theta}{Dt}. \end{aligned} \quad (1.37)$$

С учетом первого из уравнений (1.27) видим, что левые части (1.36) и (1.37) равны, значит должны быть равны и правые. Приравнявая их, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma u' \frac{\partial \theta}{\partial x} + \Gamma \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left(u' \frac{\partial m}{\partial x} + \omega \frac{\partial m}{\partial p} \right) = \\ = -2 \frac{\partial U}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial x} - 2 \frac{\partial V}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial y} + \Gamma \frac{\partial}{\partial x} \frac{D\theta}{Dt}. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Уравнение неразрывности с учетом (1.25) для негеострофических составляющих имеет следующий вид:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0. \quad (1.39)$$

Принимая во внимание, что продольные производные во фронтальной зоне малы в сравнении с поперечными, пренебрегаем в последнем уравнении членом $\partial v'/\partial y$ и затем вводим функцию тока ψ' негеострофического движения в поперечной плоскости x, p соотношениями

$$u' = \frac{\partial \psi'}{\partial p}, \quad \omega = -\frac{\partial \psi'}{\partial x}. \quad (1.40)$$

Подставляя (1.40) в (1.38), получаем самосопряженное уравнение относительно одной переменной ψ' :

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial \psi'}{\partial x} - \Gamma \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial p} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial p} \left(-\frac{\partial m}{\partial p} \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{\partial m}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial p} \right) = Q. \end{aligned} \quad (1.41)$$

Здесь Q — вынуждающий член:

$$Q \equiv -2 \frac{\partial U}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial x} - 2 \frac{\partial V}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial y} + \Gamma \frac{\partial}{\partial x} \frac{D\theta}{Dt}. \quad (1.42)$$

Укажем физический смысл коэффициентов в уравнении (1.41). Величина $-\Gamma \frac{\partial \theta}{\partial p}$ характеризует статическую устойчивость и является положительной при устойчивой стратификации. Второй коэффициент, $\Gamma \frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{\partial m}{\partial p}$, характеризует бароклинность течения и, поскольку мы направили ось x в сторону теплого воздуха, также положителен. Коэффициент $\frac{\partial m}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial x} + f$ — вертикальная составляющая абсолютного вихря, которую также будем считать положительной в зоне фронта (вспомним, что величиной $\partial U/\partial y$ мы пренебрегли в сравнении с $\partial V/\partial x$). Далее, будем полагать

$$\bar{\delta} = \Gamma \left(-\frac{\partial \theta}{\partial p} \frac{\partial m}{\partial x} + \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial m}{\partial p} \right) > 0. \quad (1.43)$$

В этих предположениях уравнение (1.41) относится к эллиптическому типу. Его решение определено единственным образом, если фронтальная зона лежит в плоскости x, p внутри замкнутой кривой, на которой

$$\psi' = 0. \quad (1.44)$$

В качестве такой замкнутой кривой можно взять прямоугольник, основания которого образованы пересечением плоскости x, p с земной поверхностью и с верхней границей атмосферы, а боковые стенки лежат на $y = \pm \infty$.

Уравнение (1.41) для атмосферных фронтов впервые применено Сойером [240], который включил в рассмотрение лишь первый член выражения для Q в (1.42). Позже Элиассен [150] рассмотрел задачу о поперечных циркуляциях, возникающих в результате выделения скрытого тепла конденсации. Такая циркуляция описывается уравнением (1.41), в правой части которого содержится лишь третий член выражения (1.42).

Левая часть (1.41) приобретает более простой вид в специальной системе координат, когда вместо вертикалей $x = \text{const}$ используются наклонные линии, параллельные вектору абсолютного вихря. Таким свойством обладает система координат m, p , связанная с системой x, p соотношениями (в индексе указана величина, сохраняемая постоянной):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_p &= \frac{1}{\left(\frac{\partial x}{\partial m}\right)_p} \left(\frac{\partial}{\partial m}\right)_p, \\ \left(\frac{\partial}{\partial p}\right)_x &= \left(\frac{\partial}{\partial p}\right)_m - \frac{\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_m}{\left(\frac{\partial x}{\partial m}\right)_p} \left(\frac{\partial}{\partial m}\right)_p. \end{aligned} \quad (1.45)$$

Здесь слева стоят те же операторы, что и в (1.41).

Из (1.45) следует, что якобиан в новых переменных запишется в виде

$$\frac{\partial(a, \beta)}{\partial(x, p)} = \frac{1}{\left(\frac{\partial x}{\partial m}\right)_p} \frac{\partial(a, \beta)}{\partial(m, p)}. \quad (1.46)$$

В частности, дискриминант (1.43) переписывается в следующем, более простом виде:

$$\bar{\delta} = -\frac{\Gamma \left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_m}{\left(\frac{\partial x}{\partial m}\right)_p} = -\Gamma \left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_m \left(f + \frac{\partial V}{\partial x}\right). \quad (1.47)$$

Это выражение более наглядно показывает, что при существенно устойчивой стратификации и положительном $\partial V/\partial x + f$ действительно будет $\bar{\delta} > 0$.

Переходя к координатам m, p в левой части уравнения (1.41), получим

$$\left[\frac{\partial}{\partial m} \left(\bar{\delta} \frac{\partial \psi'}{\partial m}\right)\right]_p + \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial p^2}\right)_m = \frac{Q}{f + \frac{\partial V}{\partial x}}. \quad (1.48)$$

Следует обратить внимание на то, что в новых переменных уравнение линейно, не содержит смешанных производных и включает лишь один коэффициент $\bar{\delta}$. Это очень важное преимущество введенной Элиассеном системы координат было позже развито и более полно использовано Хоскинсом (см. п. 1.6). Координаты

(m, p) имеют и другое преимущество: они обеспечивают при сохранении шага по m более высокое разрешение во фронтальных зонах, где градиенты скорости ветра велики.

Некоторые выводы о характере решения можно получить качественно. Поскольку $\psi' = 0$ на границах, линии тока не могут пересекать границ и, значит, должны быть замкнутыми внутри области. Интегрируя (1.48) по области, ограниченной замкнутой линией тока, получаем, что, если циркуляция вдоль линии тока направлена по часовой стрелке (смотря с положительной стороны оси y), то общая «интенсивность источника»

$$\iint Q \, dx \, dp \quad (1.49)$$

внутри линии тока должна быть положительной. Значит, в области, где $Q = 0$, не может быть замкнутых линий тока. Воздух будет циркулировать вокруг тех областей, где имеются большие положительные или отрицательные Q .

Направление циркуляции можно определить путем качественного анализа выражения (1.42) для вынуждающего члена. Ограничимся случаем адиабатического процесса и будем использовать (1.27). Тогда на поверхности $p = \text{const}$ имеем

$$Q = -2\Gamma \left(\frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right). \quad (1.50)$$

Оценку распределения Q на изобарической поверхности можно получить графически. Если ось y направить по изотерме, то с учетом (1.25) получим

$$Q = -2\Gamma \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial x}. \quad (1.51)$$

Поскольку $(\partial \theta / \partial x) > 0$, будем иметь $Q > 0$ при уменьшении поперечной составляющей скорости ветра по нормали к изотерме (что означает фронтогенез) и $Q < 0$ при ее увеличении в этом направлении (что означает фронтолиз).

В плоскости вертикального поперечного сечения фронтальной зоны удобно использовать запись для Q , получаемую из (1.42) с учетом (1.25):

$$Q = 2 \left(\frac{\partial V}{\partial p} \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial x} \right). \quad (1.52)$$

Плотность Q в плоскости сечения x, p определяется плотностью точек пересечения изолиний U и V . Поскольку при $Q > 0$ циркуляция в этой плоскости направлена по часовой стрелке, получаем, что циркуляция вокруг источника будет развиваться в направлении вращения от ∇U к ∇V в плоскости x, p (то обстоятельство, что x и p имеют различные размерности, в данном случае несущественно). Это правило позволяет получить качественную картину вертикальной циркуляции, если поля U, V известны.

Допустим, имеется фронтальная зона в нижней тропосфере между двумя относительно однородными воздушными массами. Распределение поперечной составляющей геострофического ветра характерно для фронтогенетического деформационного поля: $\frac{\partial U}{\partial x} < 0$, $\frac{\partial U}{\partial p} = 0$. Продольная циркуляция пусть характеризуется ростом скорости ветра с высотой, как показано на рис. 1.14. Оче-

видно, что Q велико и положительно во фронтальном слое и мало в воздушных массах вне этого слоя. Результирующая циркуляция должна быть термически прямой (восхождение на стороне теплого

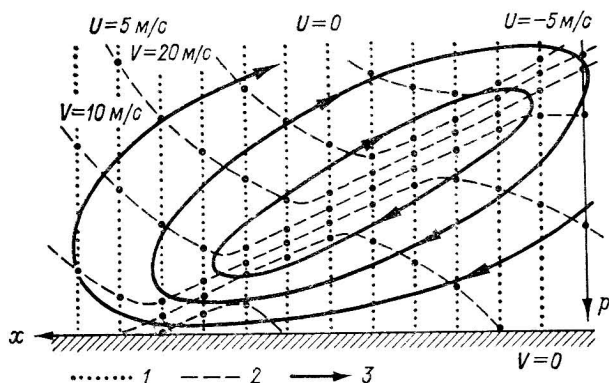


Рис. 1.14. Поперечная циркуляция в идеализированной фронтальной зоне при $\frac{\partial U}{\partial x} < 0$, $\frac{\partial U}{\partial p} = 0$ [151].

1 и 2 — изолинии соответственно, $V = \text{const}$ и $U = \text{const}$, 3 — линии тока поперечной циркуляции.

воздуха). Она противодействует фронтогенетическим эффектам геострофического ветра, направленным на формирование резкого фронтального раздела. Вертикальное движение имеет характер восходящего и нисходящего скольжения относительно фронтальной зоны — зоны больших Q .

Подобным же образом можно определить направление поперечных циркуляций при других распределениях U , V . В частности, циркуляция будет отсутствовать, если изотахи U и V во фронтальном слое будут параллельны. Термически обратные циркуляции по типу катафронта будут формироваться при $Q < 0$, т. е. например, при $\frac{\partial U}{\partial x} > 0$, $\frac{\partial U}{\partial p} = 0$ и таком же поле V , как показано на рис. 1.14.

Термически обратная циркуляция (нисходящие движения на стороне теплого воздуха) в условиях устойчивой стратификации является фронтогенетической, она компенсирует в рассматриваемом случае фронтолитическое действие геострофического ветра.

Таким образом, поперечные циркуляции на фронтах в квазигеострофическом приближении являются компенсационными по отно-

шению к фронтогенетическому и фронтолитическому эффекту горизонтального поля ветра. Эта закономерность в реальной атмосфере обычно выполняется для фронтальной зоны в целом. Нельзя, однако, считать, что на конкретном участке каждого фронта горизонтальному фронтогенезу должен обязательно соответствовать вертикальный фронтолиз и наоборот. Как можно было видеть на примерах расчета факторов фронтогенеза, приведенных в п. 1.4, это выполняется во многих случаях, но не всегда. Установленная Элиассеном связь между полем геострофического ветра и направлением агеострофической циркуляции проявляется в реальной атмосфере при достаточно больших масштабах движений как преобладающая тенденция, тем более четкая, чем ближе к геострофическому движению этих масштабов.

1.5.2. Связь между вертикальными движениями и эффектами фронтогенеза в свободной атмосфере

Анализ, выполненный в п. 1.5.1, устанавливает определенную связь между фронтогенезом в горизонтальной плоскости и направлением поперечных циркуляций. В более явном виде, без некоторых принятых в п. 1.5.1 допущений, такую связь можно получить, используя диагностическое уравнение, связывающее вертикальную скорость в квазигеострофическом приближении с распределениями геострофического ветра и температуры (так называемое омега-уравнение). Для этого выведем вначале омега-уравнение в его обычном виде, а затем правую часть уравнения выразим через двумерную фронтогенетическую функцию, следуя преимущественно работам [113, 183], а также [111].

Введем вертикальную координату \bar{z} , представляющую собой функцию давления

$$\bar{z} = \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \frac{\kappa}{\kappa-1} H_s \quad (1.53)$$

$\left(\kappa = \frac{c_p}{c_v}, H_s = \frac{p_0}{\rho_0 g} \right)$. Значения \bar{z} близки к значениям физической высоты, поскольку приращение \bar{z} связано с приращением физической высоты z соотношением

$$\theta d\bar{z} = \theta_0 dz,$$

где θ_0 — потенциальная температура у земли (при $\bar{z}=0$, $p=p_0$).

В адиабатически стратифицированной атмосфере в точности $\bar{z}=z$, в реальной атмосфере $\bar{z} < z$, однако в пределах тропосферы различия остаются малыми. Мы будем часто пользоваться координатой \bar{z} и в дальнейшем. Она имеет ряд преимуществ, из которых сейчас для нас существенно то, что при использовании этой координаты соотношение термического ветра имеет наиболее простой вид.

Соотношения для составляющих термического ветра

$$-f \frac{\partial U}{\partial \bar{z}} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad f \frac{\partial V}{\partial \bar{z}} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x}; \quad (1.54)$$

вертикальная составляющая относительного вихря

$$\xi_g = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (1.55)$$

Из (1.54) и (1.55) получаем

$$f \frac{\partial \xi_g}{\partial \bar{z}} = \frac{g}{\theta_0} \nabla_{\bar{z}}^2 \theta. \quad (1.56)$$

Уравнение для завихренности в квазигеострофическом приближении

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \xi_g = f \frac{\partial \omega}{\partial \bar{z}} \quad (1.57)$$

и для температуры

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \theta = -\omega \frac{d\bar{\theta}}{d\bar{z}}, \quad (1.58)$$

где $\bar{\theta}(z)$ — температура стандартной атмосферы.

Исключая из последних двух уравнений производную по времени, получаем:

$$N^2 \nabla_{\bar{z}}^2 \omega + f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial \bar{z}^2} = f \frac{\partial}{\partial \bar{z}} (\mathbf{V} \cdot \nabla \xi_g) - \frac{g}{\theta_0} \nabla_{\bar{z}}^2 (\mathbf{V} \cdot \nabla \theta), \quad (1.59)$$

где $N^2 = (g/\theta_0) (d\bar{\theta}/d\bar{z})$ — квадрат частоты Брента—Вайсяля.

Уравнение (1.59) — обычное омега-уравнение в наших координатах. Как видно из этого уравнения, вертикальные движения вызываются вертикальной неоднородностью адвекции вихря (первое слагаемое) и горизонтально неравномерным распределением термической адвекции (второе слагаемое). Оба слагаемых одного порядка и в значительной степени взаимно компенсируются. Это делает неудобным использование (1.59) для качественных оценок. Поэтому удобнее получить омега-уравнение в другой форме, более подходящей для оценки направления вертикальных движений (без выполнения сложных расчетов) и позволяющей провести анализ взаимоотношения геострофического движения с полем термического ветра.

Выпишем второе уравнение движения и уравнение притока тепла в квазигеострофическом приближении:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) V + f u' = 0, \quad (1.60)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \theta + \omega \frac{d\bar{\theta}}{d\bar{z}} = 0. \quad (1.61)$$

Если бы агеострофические составляющие u' , ω отсутствовали, то легко показать, что имело бы место соотношение

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \right] \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x} = - \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) f \frac{\partial V}{\partial \bar{z}} = Q_1, \quad (1.62)$$

где $Q_1 = -\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial V}{\partial x} \cdot \nabla \theta$. Для получения этого соотношения нужно продифференцировать (1.60) по \bar{z} , а (1.62) по \bar{x} и воспользоваться соотношением (1.54) и уравнением неразрывности для геострофического движения

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0. \quad (1.63)$$

Из (1.62) следует, что изменение величины $\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x}$ в индивидуальной частице при геострофическом движении равно взятому с обратным знаком изменению в этой же частице величины $f \frac{\partial V}{\partial z}$.

Однако эти величины в исходный момент равны вследствие соотношения термического ветра. Следовательно, чисто геострофическое движение с течением времени должно разрушаться, так как изменения, сообщаемые им обеим частям соотношения термического ветра, имеют одинаковые значения, но с противоположным знаком.

Как уже отмечалось в п. 1.5.1, роль агеострофических составляющих скорости ветра в квазигеострофической теории состоит в том, что они непрерывно восстанавливают баланс термического ветра. Вернемся к уравнениям (1.60)—(1.61) при u' , ω , не равных нулю, и исключим производные по времени. Будем иметь

$$N^2 \frac{\partial \omega}{\partial x} - f^2 \frac{\partial u'}{\partial \bar{z}} = 2Q_1. \quad (1.64)$$

Это уравнение впервые получено М. И. Юдиным [113] в 1957 г.

При $Q_1 > 0$ геострофический баланс может поддерживаться, например, возрастающими в направлении оси x восходящими движениями и убывающей по высоте агеострофической составляющей u' . Конечно, одно из слагаемых слева в (1.64) может быть и отрицательным, но это должно компенсироваться большим по значению и положительным другим слагаемым. По существу уравнение (1.64) представляет собой упрощенную форму уравнения Элиасена (1.41), которая получается в пренебрежении негеострофической адвекцией поля геострофического ветра (замена D/Dt на D_g/Dt в (1.30)).

Такая точность достаточна для диагностических оценок в свободной атмосфере; мы получаем ценой этого упрощения возможность провести рассмотрение для трехмерного потока и получить простые, легко поддающиеся качественному анализу соотношения.

Геострофическое вынуждение, описываемое правой частью (1.64), будем считать прямым, если оно создает тенденцию восхождения в теплом воздухе и нисхождения в холодном, т. е. тенденцию к термически прямой циркуляции. Прямое вынуждение будет наблюдаться, если в частице, движущейся с геострофической скоростью, с течением времени горизонтальный градиент температуры

(или вертикальный сдвиг ветра) возрастает, т. е. при наличии плоского индивидуального фронтогенеза.

Аналогичным образом из первого уравнения движения можно получить

$$N^2 \frac{\partial \omega}{\partial y} - f^2 \frac{\partial v'}{\partial z} = 2Q_2, \quad (1.65)$$

где

$$Q_2 = - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial V}{\partial y} \nabla \theta.$$

Исключая из (1.64) и (1.65) u' и v' с помощью уравнения неразрывности, получаем окончательно уравнение относительно вертикальной скорости

$$N^2 \nabla_z^2 \omega + f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} = 2 \nabla Q, \quad (1.66)$$

где

$$Q = (Q_1, Q_2) = \left(- \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial V}{\partial x} \nabla \theta, - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial V}{\partial y} \nabla \theta \right). \quad (1.67)$$

Таким образом, в квазигеострофическом приближении на f -плоскости вертикальные скорости вынуждаются только дивергенцией вектора \mathbf{Q} [183]. Вектор \mathbf{Q} представляет собой меру изменения горизонтального градиента потенциальной температуры в индивидуальной частице при чисто геострофическом движении.

Легко видеть, что вектор \mathbf{Q} связан со скалярной фронтогенетической функцией плоского адиабатического геострофического движения (см. (1.3)):

$$F_g \equiv \frac{D_g}{Dt} |\nabla \theta| = \frac{\partial \theta / \partial x}{|\nabla \theta|} \left[- \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] + \frac{\partial \theta / \partial y}{|\nabla \theta|} \left[- \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right]. \quad (1.68)$$

Имеет место соотношение

$$F_g = \frac{\theta_0}{g |\nabla \theta|} \nabla \theta \cdot \mathbf{Q}. \quad (1.69)$$

Можно рассматривать \mathbf{Q} как векторную фронтогенетическую функцию (с точностью до множителя g/θ_0). Действительно, легко проверить, что

$$\mathbf{Q} = \frac{D_g}{Dt} \frac{g}{\theta_0} \nabla \theta. \quad (1.70)$$

Значит, в квазигеострофическом приближении распределение вертикальных движений зависит от дивергенции или конвергенции фронтогенетической вектор-функции, т. е. от распределения фронтогенетических эффектов по горизонтали. При достаточно больших масштабах движений в свободной атмосфере, когда ветер близок

к геострофическому, уравнение (1.66) можно использовать не только для качественных оценок, но и для многих расчетов. Покажем, как можно использовать уравнения (1.66) и (1.70) для определения направления вертикальных движений во входе и дельте высотной фронтальной зоны.

Обычно при таких оценках в качестве первого приближения принимается, что в случае $N^2 \nabla_z^2 \omega + f^2 (\partial^2 \omega / \partial z^2) > 0$ имеет место опускание воздуха, а при отрицательной левой части (1.66) — подъем. Рассмотрим условия, характерные для входа и дельты струйного течения (рис. 1.15). В области входа горизонтальное

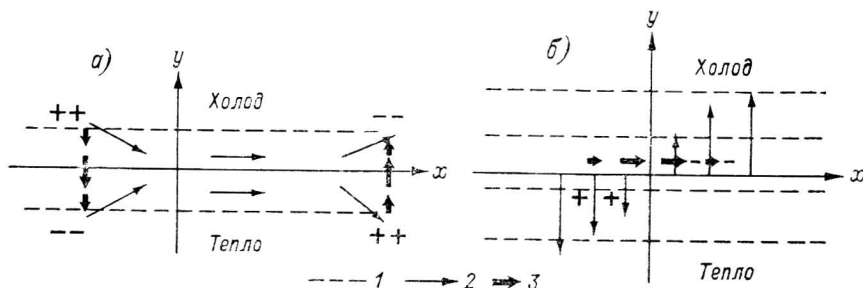


Рис. 1.15. Распределение \mathbf{Q} во входе и дельте струйного течения (а) и при поперечном сдвиге ветра (б).

1 — изотермы, 2 — векторы скорости, 3 — векторы \mathbf{Q} со знаками $\nabla \mathbf{Q}$.

движение создает фронтогенетический эффект, в области дельты — фронтолитический. Векторы \mathbf{Q} в области входа направлены так, как показано на схеме, и имеется дивергенция \mathbf{Q} слева по потоку и конвергенция справа. Соответственно должны наблюдаться нисходящие движения под левой (холодной) стороной области входа, и восходящие движения под правой стороной. Таким образом, вертикальная циркуляция является термически прямой. В области дельты, где геострофическое движение стремится уменьшить горизонтальный градиент температуры (здесь имеет место фронтолиз), слева по потоку будет наблюдаться конвергенция вектора \mathbf{Q} , справа — дивергенция. Соответственно теплый воздух будет нисходить, а холодный — восходить и, таким образом, циркуляция будет термически обратной.

Здесь не учитываются более крупномасштабные процессы, которые, формируя обширные зоны медленных восходящих и нисходящих движений, могут существенно модифицировать представленную выше картину. В отсутствие такого рода возмущающих влияний направление вертикальной циркуляции на масштабе фронтальной зоны определяется тенденцией ее эволюции, создаваемой горизонтальными движениями. Покажем, что если фронтальная зона в результате горизонтального движения имеет тенденцию обостряться (при неизменной ориентации изотерм), то должна наблю-

даться термически прямая циркуляция. На участках размывания фронтальной зоны, напротив, циркуляция должна быть термически обратной.

Пусть, как на рис. 1.15, ось x направлена вдоль изотермы, а y — в сторону холодного воздуха, чтобы было $\partial\theta/\partial x=0$. Тогда из (1.70)

$$Q_1=0, Q_2=\frac{D_g}{Dt} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta}{\partial y}.$$

Дивергенция или конвергенция вектора Q будет определяться величиной

$$\frac{\partial}{\partial y} Q_2 = \frac{\partial}{\partial x} \frac{g}{\theta_0} \frac{D_g}{Dt} \left(\frac{\partial\theta}{\partial y} \right).$$

Если имеет место плоский фронтогенез (как в области входа), то $(D_g/Dt) (\partial\theta/\partial y) < 0$ (поскольку $\partial\theta/\partial y < 0$ и убывает для каждой индивидуальной частицы). Если этот фронтогенез где-либо максимален (например, при $y=0$ в левой части рис. 1.15), то производная $(\partial/\partial y)Q_2$ меняет в этой точке знак, причем со стороны холодного воздуха ($y>0$) она положительна, а со стороны теплого ($y<0$) отрицательна. Соответственно при $y>0$ развиваются нисходящие движения, при $y<0$ восходящие: циркуляция является термически прямой относительно оси наибольшей интенсивности фронтогенеза. В области дельты картина обратная.

В отличие от скалярной фронтогенетической функции, которая не равна нулю при таком движении, которое вызывает сгущение или разрежение изотерм, векторная фронтогенетическая функция Q будет не нулевой и в том случае, когда имеет место лишь поворот изотерм, но не их сгущение или разрежение. Рассмотрим пример синоптической ситуации, когда такой поворот изотерм происходит, и покажем, что в этом случае вертикальная циркуляция всегда имеет характер термически прямой относительно оси наибольшего поворота изотерм (подъем в области адвекции тепла, опускание в области адвекции холода). Такая ситуация показана на рис. 1.15 б. Ее можно считать характерной для плоской бароклинной волны. Чтобы определить направление циркуляции в этом случае, заметим, что $V=\{0, V\}$ и $Q_2=0$ (так как $\partial V/\partial y=0$, фронтогенез в скалярном понимании отсутствует). Далее, $\partial V/\partial x > 0$ везде, а вторая производная $\partial^2 V/\partial x^2$ положительна в левой части рисунка и отрицательна в правой. Поэтому при $\partial\theta/\partial y = \text{const} < 0$ получаем $\nabla Q > 0$ в левой части рисунка, т. е. в области адвекции холода, и $\nabla Q < 0$ в области адвекции тепла, тогда как в точке перегиба графика $V(x)$ при $x=0$ будет $\nabla Q=0$, хотя Q_1 , а значит и $|Q|$ здесь имеют максимум. Прямая $x=0$ в нашем случае есть не что иное, как «линия нулевой адвекции», по терминологии Погосьяна и Таборовского [81].

Обращаем внимание на то, что замкнутые циркуляции (со сменой знака ω) возникают только при наличии максимумов или минимумов функций, описывающих сгущение изотерм или их поворот (т. е. соответственно функций Q_2 и Q_1 , если ось x направлена вдоль

изотермы). Иначе говоря, замкнутые циркуляции возникают при неравномерном распределении фронтогенетических эффектов, когда имеется тенденция к созданию узкой зоны наибольших контрастов температур. Это справедливо и в условиях, когда имеется лишь поворот изотерм. Действительно, хотя фронтогенез в обычном понимании (скалярный), оцениваемый с помощью функции F_g , в момент, показанный на рис. 1.15 б, равен нулю, как следует из (1.69), однако механизм горизонтального сдвига, приводящий вначале лишь к повороту изотерм, уже в следующий момент создает отличную от нуля составляющую градиента температуры по оси x , а с ней и отличные от нуля F_g . Фронтогенез в области горизонтального сдвига будет усиливаться с тенденцией к образованию зоны наибольших $|\nabla\theta|$ — фронтальной зоны — вдоль линии наибольшего Q_2 (линии нулевой адвекции $x=0$). Такой механизм, как мы увидим в гл. 2, приводит к фронтогенезу в развивающихся бароклинических возмущениях.

Таким образом, вертикальные циркуляции, развивающиеся при квазигеострофическом движении, действительно являются термически прямыми при фронтогенезе ($F_g > 0$) и термически обратными при фронтолизе ($F_g < 0$). Кроме того, они являются термически прямыми в тех случаях, когда геострофическая адвекция приводит к повороту изотерм (независимо от направления последнего).

Эти правила вполне пригодны для определения основных направлений движения в циркуляционных ячейках фронтальных зон. Однако поскольку реальные движения не квазигеострофичны, наблюдаемые вертикальные циркуляции во многих деталях, иногда весьма существенных, отличаются от той картины, которую дает квазигеострофическое приближение. Некоторые уточнения, вносимые учетом негеострофического движения, рассмотрены в п. 1.7.

1.6. АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ФРОНТОГЕНЕЗА В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ДЕФОРМАЦИОННОМ ПОЛЕ В КВАЗИГЕОСТРОФИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Возможности возникновения узкой зоны больших горизонтальных контрастов температур в горизонтальном деформационном поле наиболее ярко выявляются в простых моделях, когда влияние всевозможных дополнительных факторов исключено. В этом отношении представляет особый интерес анализ процесса фронтогенеза в квазигеострофическом приближении. Он необходим для ответа на вопросы: может ли само по себе горизонтальное деформационное поле формировать фронт, и если да, то какова структура этого фронта в сравнении с реально наблюдаемой? Какие конкретные факторы формируют те или иные особенности структуры фронта, а какие обуславливают появление фронта как такового, т. е. зоны сильно увеличенных, по сравнению с окружением, горизонтальных градиентов температуры?

Поэтому, хотя хорошо известно (и мы об этом не раз говорили в пп. 1.2, 1.4), что в зоне фронта особенно велики агеострофические составляющие и хотя ниже (см. п. 1.7) мы перейдем к моделям с учетом агеострофических эффектов, вначале целесообразно рассмотреть фронтогенез в квазигеострофической модели.

Аналитическая модель фронта в деформационном поле в квази-геострофическом приближении развита П. Стоуном [251]. Приведем ее, сократив по возможности выкладки.

Будем рассматривать невязкое, гидростатическое движение в слое конечной толщины H с жесткими верхней и нижней границами, с устойчивой вертикальной стратификацией температуры и с некоторым начальным горизонтальным градиентом температуры. В уравнении статики примем, что плотность пропорциональна температуре, в соответствии с приближением Буссинеска. После приведения системы уравнений к безразмерному виду в уравнениях появляются параметры

$$\bar{\beta} = \frac{g b_0 H}{f D_0 x_0}, \quad \delta = \frac{a_0 g H^2}{f^2 x_0^2}, \quad Ri = \frac{a_0 f^2}{b_0^2 g}.$$

Здесь x_0 — характерный масштаб деформационного поля, D_0 — мера его интенсивности (характерная скорость в этом поле равна $D_0 x_0$), имеющая размерность обратную времени (ее можно рассматривать как обратную величину временного масштаба); a_0 и b_0 — вертикальный и горизонтальный градиенты температуры, так что безразмерная потенциальная температура в основном потоке $\bar{\theta} = 1 + a_0 z - b_0 x$.

Безразмерные независимые переменные вводятся соотношениями:

$$s = \frac{x}{x_0}, \quad r = \frac{y f D_0}{b_0 z_0 g}, \quad h_1 = \frac{h}{H}, \quad \tau = D_0 t.$$

В отличие от $\bar{\beta}$ и δ , которые в атмосфере имеют значения порядка единицы, число Ri , определенное по термическому ветру, существенно больше единицы (порядка 10^2). Поэтому величину Ri^{-1} можно рассматривать как малый параметр порядка 10^{-2} , что позволяет искать решение в виде разложений по $Ri^{-1/2}$:

$$\theta = \theta_0 + \frac{1}{Ri^{1/2}} \theta_1 + \frac{1}{Ri} \theta_2 + \dots \quad (1.71)$$

Нулевой член разложения соответствует пределу $Ri \rightarrow \infty$, т. е. баротропному течению. В дальнейшем числа Ri в потоке уменьшаются в процессе фронтогенеза до очень малых величин (как мы это увидим ниже), но разложения вида (1.71) пригодны для описания систем, в которых Ri первоначально велико и со временем постепенно уменьшается.

В новых переменных система уравнений будет:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial h_1} &= 0, \\
 \frac{\partial \psi}{\partial h_1} &= \theta, \\
 \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{(\delta \text{Ri})^{1/2}} u &= -\frac{1}{\text{Ri}} \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial s} + v \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial h_1} \right), \\
 \frac{\partial \psi}{\partial s} - \frac{1}{(\delta \text{Ri})^{1/2}} v &= -\frac{1}{\beta^2 \text{Ri}} \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial h_1} \right), \\
 \frac{\partial w}{\partial h_1} &= \left(\frac{\delta}{\text{Ri}} \right)^{1/2} \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial h_1} \right) - \\
 &\quad - \left(\frac{\delta}{\text{Ri}} \right)^{1/2} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial s} + v \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial h_1} \right), \\
 \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial s} + v \frac{\partial \theta}{\partial r} + w \frac{\partial \theta}{\partial h_1} &= 0. \tag{1.72}
 \end{aligned}$$

Здесь ψ — отклонение давления от статического значения:

$$\psi = \frac{p - \rho_0 g - p_0}{a_0 H^2 \rho_0 g}.$$

Начальные условия при $\tau=0$ будут

$$u = u_d, \quad v = v_d + v_t, \quad \theta = h_1 - \frac{1}{(\delta \text{Ri})^{1/2}} s,$$

а граничные

$$w = 0 \quad \text{при} \quad h_1 = 0 \text{ и } 1.$$

Подставив разложения (1.71) в (1.72), получаем следующую систему нулевого порядка по $(\text{Ri})^{-1/2}$:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u_0}{\partial s} + \frac{\partial v_0}{\partial r} + \frac{\partial w_0}{\partial h_1} &= 0, \\
 \frac{\partial \psi_0}{\partial h_1} &= \theta_0, \quad \frac{\partial \psi_0}{\partial r} = 0, \\
 \frac{\partial \psi_0}{\partial s} &= 0, \quad \frac{\partial w_0}{\partial h_1} = 0, \\
 \frac{\partial \theta_0}{\partial \tau} + u_0 \frac{\partial \theta_0}{\partial s} + v_0 \frac{\partial \theta_0}{\partial r} + w_0 \frac{\partial \theta_0}{\partial h_1} &= 0. \tag{1.73}
 \end{aligned}$$

Отсюда с учетом граничных условий будет $w_0=0$, а с учетом начальных условий для членов нулевого порядка

$$\theta_0 = h_1.$$

Теперь перейдем к членам первого порядка. С учетом (1.73) будем иметь

$$\begin{aligned}\frac{\partial \psi_1}{\partial h_1} &= \theta_1, \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial s} - \frac{1}{\delta^{1/2}} v_0 &= 0, \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial r} + \frac{1}{\delta^{1/2}} u_0 &= 0, \\ \frac{\partial w_1}{\partial h_1} &= \frac{\delta^{1/2}}{\bar{\beta}^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u_0}{\partial \tau} + u_0 \frac{\partial u_0}{\partial s} + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial r} \right) - \\ &\quad - \delta^{1/2} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial v_0}{\partial \tau} + u_0 \frac{\partial v_0}{\partial s} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial r} \right), \\ \frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} + u_0 \frac{\partial \theta_1}{\partial s} + v_0 \frac{\partial \theta_1}{\partial r} + w_1 &= 0.\end{aligned}\tag{1.74}$$

Система (1.74) является замкнутой относительно пяти неизвестных величин: u_0 , v_0 , w_1 , θ_1 , ψ_1 . В эту систему входят геострофические соотношения (первые три уравнения) и квазигеострофические уравнения в удобном для данной модели виде. Продифференцировав последнее уравнение (1.74) по h_1 и подставляя в него θ_1 , v_0 , u_0 , w_0 из остальных уравнений системы, получаем

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \delta^{1/2} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial}{\partial s} + \delta^{1/2} \frac{\partial \psi_1}{\partial s} \frac{\partial}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial h_1^2} + \delta \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r^2} + \frac{\delta}{\bar{\beta}^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial s^2} \right) = 0.$$

Это уравнение выражает свойство сохранения квазигеострофического потенциального вихря, который в принятой системе обозначений имеет вид

$$q_g = \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial h_1^2} + \frac{\delta}{\bar{\beta}^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r^2} + \delta \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial s^2}.$$

Соответствующие начальные и граничные условия

$$\psi_1 = \psi_d(r, s) + \psi_t(r, h_1) \quad \text{при } \tau = 0,$$

где

$$\frac{\partial \psi_t}{\partial h_1} = -\frac{s}{\delta^{1/2}},\tag{1.75}$$

а также

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \delta^{1/2} \frac{\partial \psi_1}{\partial r} \frac{\partial}{\partial s} - \delta^{1/2} \frac{\partial \psi_1}{\partial s} \frac{\partial}{\partial r} \right) \frac{\partial \psi_1}{\partial h_1} = 0 \quad \text{при } h_1 = 0 \text{ и } 1.$$

Конкретизируем задание деформационного поля:

$$\psi_d = rs/\delta^{1/2}.$$

В таком поле линии тока имеют вид гипербол, причем ось s является осью сжатия, а ось r — осью растяжения. В более общем случае можно взять

$$\psi_d = rF(s)/\delta^{1/2}.$$

Вблизи $s=0$ будет $F(s) \approx s$. Поскольку наибольший интерес представляет именно решение вблизи оси сжатия, то мы будем использовать по возможности простые виды зависимостей ψ_d от координат. Функцию ψ_1 запишем в виде

$$\psi_1(r, s, h_1, \tau) = \varphi(s, h_1, \tau) + \frac{r\eta(s, \tau)}{\delta^{1/2}}.$$

Подставляя это выражение в уравнение (1.75) и в граничные условия, разделяя члены, не зависящие от r и линейно зависящие от r , получим два уравнения (и соответствующие граничные условия) относительно φ и η :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial h_1^2} + \delta \frac{\partial^2}{\partial s^2} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - \left[\eta \left(\frac{\partial^2}{\partial h_1^2} + \delta \frac{\partial^2}{\partial s^2} \right) - \delta \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} \right] \frac{\partial \varphi}{\partial s} = 0,$$

$$\frac{\partial^3 \eta}{\partial \tau \partial s^2} + \left[\frac{\partial \eta}{\partial s} \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} - \eta \frac{\partial^3 \eta}{\partial s^3} \right] = 0; \quad (1.76)$$

$$\tau = 0, \quad \varphi = \psi_t(h_1, s), \quad \eta = \eta_0(s);$$

$$h = 0, 1, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \eta \frac{\partial}{\partial s} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial h_1} = 0.$$

С учетом (1.74) получаем следующую связь между функциями φ , η и интересующими нас физическими величинами:

$$u_0 = -\eta(s, \tau); \quad v_0 = \delta^{1/2} \frac{\partial \varphi}{\partial s} + r \frac{\partial \eta}{\partial s};$$

$$w_1 = -\left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \eta \frac{\partial}{\partial s} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial h_1}, \quad \theta_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial h_1}. \quad (1.77)$$

Таким образом, только та составляющая ветра зависит от r , которая параллельна оси растяжения. Анализируя выписанные выше соотношения, видим, что $\eta(s, \tau)$ описывает деформационное поле ветра, а $\varphi(h_1, s, \tau)$ — поле термического ветра и температуры. В уравнении (1.76) все нелинейные члены содержат функцию η . Если она известна, то φ находится из первого уравнения, которое линейно, и, значит, можно из второго уравнения найти η при известном $F(s)$, а затем искать φ .

Простейшим является случай стационарного поля скоростей. Если $\partial/\partial\tau=0$, то уравнение относительно η имеет общее решение:

$$\eta = a \sin ks + b \cos ks.$$

Так как мы принимаем, что в деформационном поле $\eta \sim s$ при малых s , то надо положить $b=0$, $a=1$. Таким образом, не завися-

шая от времени функция η , удовлетворяющая второму уравнению, будет

$$\eta = F = \sin s.$$

Теперь это решение используем для нахождения φ . Подставив η в первое уравнение (1.76) и перейдя от φ к θ с помощью (1.77), получаем

$$\nabla^2 \frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} - \sin s (\nabla^2 + \delta) \frac{\partial \theta_1}{\partial s} = 0, \quad (1.78)$$

где

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial h_1^2} + \delta \frac{\partial^2}{\partial s^2}.$$

Условия для этого уравнения будут:

$$\tau = 0, \quad \theta_1 = -\frac{s}{\delta^{1/2}}; \quad h_1 = 0, 1, \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} - \sin s \frac{\partial \theta_1}{\partial s} = 0.$$

Потребуем, кроме того, чтобы θ_1 не росла экспоненциально при $|s| \rightarrow \infty$.

Как уравнение, так и граничные условия не изменятся, если к значениям s и θ_1 прибавить соответственно 2π и $2\pi/\delta^{1/2}$. Следовательно, градиенты θ_1 в решении будут периодически зависеть от s_1 , так же как и поле скоростей, как это видно из (1.77). Поэтому достаточно ограничиться рассмотрением области $-\pi < s < \pi$. Кроме того, θ_1 нечетная функция s при $\tau = 0$, она должна остаться нечетной и в дальнейшем.

Перепишем (1.78) в виде системы двух уравнений более низкого порядка относительно θ и w_1 . Для этого подставим η , v_0 и θ_1 в последнее уравнение (1.74) и получим

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} - \sin s \frac{\partial \theta_1}{\partial s} + w_1 = 0, \quad (1.79)$$

а с учетом (1.78) —

$$\nabla^2 w_1 = 2\delta \frac{\partial}{\partial s} \left(\cos s \frac{\partial \theta_1}{\partial s} \right). \quad (1.80)$$

Это в сущности то же уравнение, которое использовал Элиассен [151] для расчета поперечных циркуляций на фронте (ср. (1.48)) в предположении геострофичности ветра и малости производных в направлении, параллельном фронту. В данном случае поле температуры не задано (является искомым). Его можно найти и одновременно определить w_1 , решая совместно уравнения (1.79) и (1.80). Из (1.79) следует, что поле температуры полностью определяется, во-первых, адвекцией в деформационном поле и, во-вторых, вертикальной циркуляцией, возникающей в результате наличия температурных неоднородностей.

Вначале изучим предельный случай $\delta \rightarrow 0$ (характерное для атмосферы значение $\delta = 1$). Для этого разложим решение в ряды по степеням δ :

$$\begin{aligned}\theta_1 &= \frac{1}{\delta^{1/2}} [\theta_{10} + \delta \theta_{11} + \delta^2 \theta_{12} + \dots], \\ w_1 &= \frac{1}{\delta^{1/2}} [w_{10} + \delta w_{11} + \delta^2 w_{12} + \dots].\end{aligned}\quad (1.81)$$

Подставляя эти ряды в (1.79), получаем

$$\frac{\partial^2 w_{10}}{\partial h_1^2} = 0,$$

что с учетом граничных условий дает

$$w_{10} = 0.$$

Из (1.79) тогда находим, что относительно θ_{10} уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \theta_{10}}{\partial \tau} - \sin s \frac{\partial \theta_{10}}{\partial s} = 0.$$

Решением этого уравнения, при начальном условии $\theta_{10} = -s$, будет

$$\theta_{10} = -2 \operatorname{arctg} \left(e^\tau \operatorname{tg} \frac{1}{2} s \right).$$

(Чтобы найти это решение, в последнем уравнении положим s зависимой переменной). Отсюда

$$\frac{\partial \theta_{10}}{\partial s} = - \frac{e^\tau \sec^2 \frac{s}{2}}{1 + e^{2\tau} \operatorname{tg}^2 \frac{s}{2}}.$$

Теперь запишем уравнения относительно членов первого порядка:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 w_{11}}{\partial h_1^2} &= 2 \frac{\partial}{\partial s} \left(\cos s \frac{\partial \theta_{10}}{\partial s} \right), \\ \frac{\partial \theta_{11}}{\partial \tau} - \sin s \frac{\partial \theta_{11}}{\partial s} + w_{11} &= 0.\end{aligned}$$

Граничные и начальные условия для них будут соответственно

$$h_1 = 0, 1, \quad w_{11} = 0; \quad \tau = 0, \quad \theta_{11} = 0.$$

Поскольку θ_{10} известно, интегрированием с применением граничных и начальных условий находим:

$$\begin{aligned}w_{11} &= -h_1 (1 - h_1) \frac{e^\tau (e^{2\tau} + 1) \sec^2 \frac{s}{2} \operatorname{tg} \frac{s}{2}}{\left(1 + e^{2\tau} \operatorname{tg}^2 \frac{s}{2} \right)^2}, \\ \theta_{11} &= \frac{h_1 (1 - h_1) e^\tau \operatorname{tg}^2 \frac{s}{2}}{\left(1 + e^{2\tau} \operatorname{tg}^2 \frac{s}{2} \right)^2} \left[\tau \left(1 + e^{2\tau} \operatorname{tg}^2 \frac{s}{2} \right) + \frac{1}{2} (e^{2\tau} - 1) \sec^2 \frac{s}{2} \right].\end{aligned}$$

Проверка показывает, что $\delta\theta_{11}$ остается много меньше θ_{10} при всех τ , если $h_1(1 - h_1)$ достаточно мало, и, таким образом, нулевое приближение всегда хорошо описывает решение вблизи границ. Поэтому найденное приближенное решение можно назвать внешним решением. Из анализа выражений для ω_{11} и $\partial\theta_{10}/\partial s$ следует, что вначале горизонтальные градиенты температуры и вертикальные скорости везде растут экспоненциально. Этот период экспоненциального роста равен промежутку времени, в течение которого разложения (1.81) остаются пригодными для описания решения.

Вертикальная циркуляция (термически прямая) с восхождением теплого воздуха стремится ослабить этот процесс нарастания градиентов. Так как у границ $\omega_1 = 0$, то здесь фронтогенез протекает наиболее интенсивно (он не ослабляется вертикальными движениями). Поскольку θ_1 пропорционально $\delta^{-1/2}$, как видно из (1.81), то температурные контрасты в каждый данный момент будут больше при малых δ . Поэтому случай малых δ наиболее интересен с точки зрения анализа фронтогенеза.

Обратим внимание на то, что при $\tau \rightarrow \infty$ внешнее решение приближается к пределу, не зависящему от времени. Поскольку решение во внутренней части области должно стыковаться с внешним решением во все моменты времени, делаем вывод, что и внутреннее решение в пределе при $\tau \rightarrow \infty$ должно принимать вид, не зависящий от времени. Чтобы найти это асимптотическое по времени

решение, положим в (1.78) $\frac{\partial}{\partial \tau} = 0$ и получим уравнение

$$\sin s (\nabla^2 + \delta) \frac{\partial \theta_1}{\partial s} = 0. \quad (1.82)$$

Граничные условия, формулирующие требования склейки внешнего и внутреннего решений, будут

$$\theta_1 = -\pi/\delta^{1/2} \quad \text{при } s = +\pi \text{ и } h_1 = 0, 1 (s > 0),$$

$$\theta_1 = \pi/\delta^{1/2} \quad \text{при } s = -\pi \text{ и } h_1 = 0, 1 (s < 0).$$

Эти граничные условия сингулярны при $s = 0$. Можно ожидать, что и решение вдали от стенок также будет сингулярно при $s = 0$. Интегрируя (1.82) от $s = -\epsilon$ до $s = +\epsilon$ и устремляя ϵ к нулю, находим, что решение уравнения может иметь разрыв $\partial^2 \theta_1 / \partial s^2$, но первая производная и сама функция $\theta_1(s)$ должны быть непрерывны. Поэтому достаточно искать решение отдельно для $s > 0$, учитывая, что функция θ_1 нечетная. В этом случае, сокращая на $\sin s$, получаем

$$\nabla^2 \theta_1 + \delta \theta_1 = G(h_1).$$

В соответствии с внешним решением при $s \rightarrow \pi$ должно быть $\nabla^2 \theta_1 + \delta \theta_1 \rightarrow -\delta^{1/2} \pi$. Поэтому следует положить $G(h_1) = -\delta^{1/2} \pi$. Теперь мы должны решать уравнение

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial h_1^2} + \delta \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial s^2} + \delta \theta_1 = -\delta^{1/2} \pi \quad (1.83)$$

при условиях

$$\theta_1 = -\pi/\delta^{1/2} \quad \text{при } s = \pi, \quad h_1 = 0, \quad h_1 = 1$$

и, кроме того,

$$\theta_1 = 0 \quad \text{при } s = 0,$$

так как θ_1 должна быть нечетной функцией s , непрерывной при $s = 0$.

Поскольку граничные условия симметричны относительно $h_1 = \frac{1}{2}$, представим θ_1 в виде ряда по синусам:

$$\theta_1 = -\frac{\pi}{\delta^{1/2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(s) \sin n\pi h_1.$$

Подставляя это выражение в (1.83) и решая получившееся уравнение

$$\frac{d^2 \varphi_n}{ds^2} - \left(\frac{n^2 \pi^2}{\delta} - 1 \right) \varphi_n = 0$$

с использованием граничных условий, имеем

$$\varphi_n = \begin{cases} 0 & (n \text{ четное}), \\ -\frac{4}{\delta^{1/2} n} \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{n^2 \pi^2}{\delta} - 1 \right)^{1/2} (s - \pi)}{\operatorname{sh} \left(\frac{n^2 \pi^2}{\delta} - 1 \right)}, & (n \text{ нечетное}), \end{cases}$$

после чего находим для $s > 0$

$$\theta_1 = -\frac{\pi}{\delta^{1/2}} - \frac{4}{\delta^{1/2}} \sum_n \frac{\sin n\pi h_1}{n} \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{n^2 \pi^2}{\delta} - 1 \right)^{1/2} (s - \pi)}{\operatorname{sh} \left(\frac{n^2 \pi^2}{\delta} - 1 \right)^{1/2} \pi} \quad (1.84)$$

(n принимает только нечетные значения).

Для значений $\delta \leq 1$ можно приближенно записать

$$\frac{\operatorname{sh} \left(\frac{n^2 \pi^2}{\delta} - 1 \right)^{1/2} (s - \pi)}{\operatorname{sh} \left(\frac{n^2 \pi^2}{\delta} - 1 \right)^{1/2} \pi} \approx e^{-n\pi \bar{s}},$$

где $\bar{s} = s/\delta^{1/2} = y/y_d$. Эта приближенная запись вносит ошибку порядка $\delta/50$. Используя ее, можем приближенно просуммировать ряд (1.84)

$$\theta_1 \approx \frac{2}{\delta^{1/2}} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{sh} \pi \bar{s}}{\operatorname{sh} \pi h_1}.$$

Соответствующее асимптотическое решение для ω_1 получаем, подставляя найденное θ_1 в (1.79)

$$\omega_1 \simeq -\frac{2\pi}{\delta} \frac{\sin \pi h_1 \sin s \operatorname{ch} \pi \bar{s}}{\sin^2 \pi h_1 + \operatorname{sh}^2 \pi \bar{s}}.$$

Возвращаясь к (1.71) и пренебрегая членами, порядок которых выше $\operatorname{Ri}^{-1/2}$, записываем

$$\theta \sim h_1 - \frac{2}{(\delta \operatorname{Ri})^{1/2}} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{sh} \pi \bar{s}}{\sin \pi h_1}.$$

Составляющие градиента потенциальной температуры теперь будут представляться следующими приближенными выражениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial s} &\approx -\frac{2\pi}{\delta (\operatorname{Ri})^{1/2}} \frac{\sin \pi h_1 \operatorname{ch} \pi \bar{s}}{\sin^2 \pi h_1 + \operatorname{sh}^2 \pi \bar{s}}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial h_1} &\approx 1 + \frac{2\pi}{(\delta \operatorname{Ri})^{1/2}} \frac{\cos \pi h_1 \operatorname{sh} \pi \bar{s}}{\sin^2 \pi h_1 + \operatorname{sh}^2 \pi \bar{s}}. \end{aligned}$$

Эти производные сингулярны в точках $h_1=0$, $s=0$ и $h_1=1$, $s=0$. Значит, разложения их по степеням $\operatorname{Ri}^{-1/2}$ не будут сходиться в окрестности этих точек. Такое поведение решения понятно, поскольку уравнения первого порядка не включают механизмов, которые могли бы противодействовать фронтогенетическому эффекту деформационного поля вблизи границ, где $\omega=0$. Роль вязкости, которая в реальных условиях сглаживает резкие контрасты, моделью не учитывается. Модельное приближенное решение следует рассматривать поэтому как состояние, к которому стремится привести систему деформационное поле в отсутствие диссипативных эффектов и влияния нелинейных членов высшего порядка.

Поля температуры, ветра и вертикальных движений в зоне фронта, даваемые приближенным решением, показаны на рис. 1.16 и 1.17. В поле температуры можно выделить зону больших градиентов. На холодной стороне этой зоны устойчивость температурной стратификации увеличена по сравнению с исходной, на теплой — уменьшена, кроме того, обнаруживается область статической неустойчивости. Вертикальные движения всюду восходящие на теплой стороне и нисходящие на холодной. Продольная составляющая скорости ветра имеет максимум в зоне фронта и распределена симметрично относительно середины этой зоны, вследствие чего относительная завихренность обращается здесь в нуль. При характерных для атмосферы значениях параметров модели ($H=8$ км, $2\pi x_0=6 \cdot 10^3$ км, $D_0=2 \cdot 10^{-5}$ с $^{-1}$), которым соответствуют $\operatorname{Ri}=40$, $\delta=1$, время удвоения температурного градиента равно 8 ч. Термический ветер на верхнем уровне через 2 суток модельного времени достигает 180 м/с, а вертикальные движения 2,5 см/с.

Таким образом, квазигеострофическое движение в горизонтальном деформационном поле способно само по себе, без влияния каких-либо добавочных факторов, формировать зоны увеличенных градиентов температуры, наиболее резкие вблизи границ

(у земли). Поперечная циркуляция при этом развивается как компенсационная, фронтолитическая. Эти важнейшие результаты, полученные в рамках данной модели, имеют принципиальное значение.

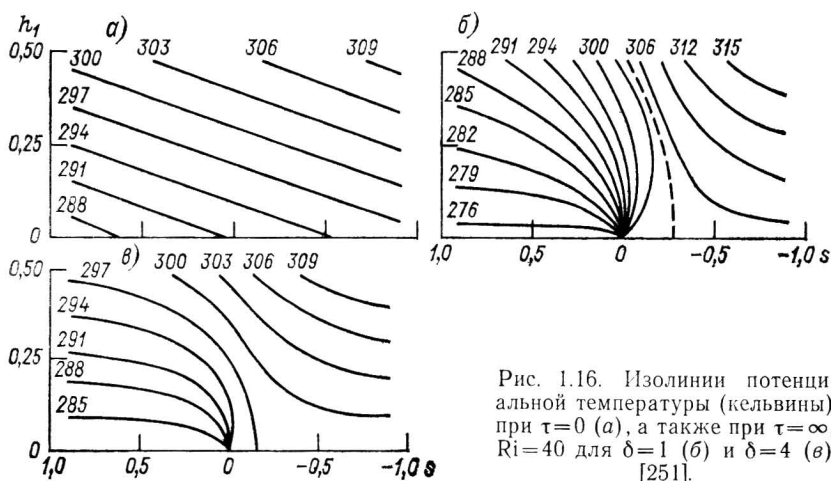


Рис. 1.16. Изолинии потенциальной температуры (кельвины) при $\tau = 0$ (а), а также при $\tau = \infty$, $Ri = 40$ для $\delta = 1$ (б) и $\delta = 4$ (в) [251].

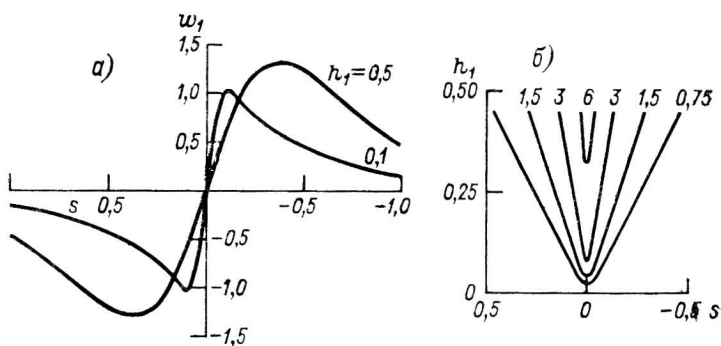


Рис. 1.17. Распределение вертикальной скорости на двух уровнях при $\tau = \infty$, $\delta = 1$ (а) и изолинии параллельной фронту составляющей ветра в вертикальной плоскости s , h_1 при $\tau = 4$, $\delta = 1$ (б) [251].

ние. Однако модельная фронтальная зона (псевдофронт) имеет и ряд нереалистических черт: симметрия поля продольной составляющей скорости относительно середины зоны, нулевая завихренность в зоне фронта, вертикальная ориентация (отсутствие наклона) фронтальной зоны максимальных градиентов температуры. В этих особенностях псевдофронта, не согласующихся с наблюдаемой структурой атмосферных фронтов, проявилась недостаточность квазигеострофического приближения в задаче о фронтогенезе.

1.7. УЧЕТ ОСНОВНЫХ НЕГЕОСТРОФИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ЗАДАЧЕ О ФРОНТОГЕНЕЗЕ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ДЕФОРМАЦИОННОМ ПОЛЕ

Как было показано в п. 1.6, горизонтальное деформационное поле способно формировать фронтальные зоны, однако их структура в квазигеострофической модели оказывается во многих отношениях нереалистической. Значительно более близкие к наблюдаемым картины распределения ветра, температуры, завихренности и вертикальных движений можно получить, если включить в рассмотрение негеострофические составляющие скоростей и заменить квазигеострофические уравнения примитивными (полными) уравнениями. Такая задача решена Б. Хоскинсом и Ф. Брезертоном [180] в предположении геострофического баланса поперек фронта. Это упрощение не ведет к значительным погрешностям на стадии формирования фронта. Хоскинс и Брезертон, развив идеи Элиасена и воспользовавшись той же заменой переменных, которую применял и Элиасен и которая была впервые предложена М. И. Юдиным [114], нашли аналитическое решение нелинейной задачи о формировании фронта в принципиально наиболее важном случае однородного потенциального вихря и провели аналитическое рассмотрение основных сторон процесса в ряде более сложных случаев. Метод решения, примененный в модели [180], представляет собой не только эффективный математический аппарат: все этапы решения физически содержательны, они наглядно выявляют сущность и взаимосвязь различных сторон процесса фронтогенеза. В этом особое значение модели, к изложению основного содержания которой мы сейчас перейдем.

1.7.1. Постановка задачи о возникновении фронта

Будем использовать систему декартовых координат x, y, \bar{z} , где \bar{z} — функция давления (см. выражение (1.53)).

Введем, кроме того, так называемую псевдоплотность

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{z}) = \rho_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = \rho_0 \left(1 - \frac{\bar{z}}{\bar{z}_a} \right)^{\frac{1}{\kappa} - 1},$$

где \bar{z}_a — верхняя граница модельной атмосферы:

$$\bar{z}_a = \frac{\kappa}{\kappa - 1} H_s \approx 28 \text{ км}, \quad H_s = p_0 / (\rho_0 g).$$

В адиабатической атмосфере $\bar{\rho}(\bar{z})$ равно плотности ρ . Потребуем выполнения соотношения гидростатического баланса, означающего, что должны выполняться соотношения

$$\bar{\rho} d\bar{z} = -dp/g = \rho dz. \tag{1.85}$$

В выбранных переменных система примитивных уравнений принимает вид:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u} + \nabla_h \Phi = 0, \quad (1.86)$$

$$\nabla(\bar{\rho}\mathbf{v}) = 0, \quad (1.87)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0, \quad (1.88)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\bar{z}} = \frac{g}{\theta_0} \theta, \quad (1.89)$$

где $\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$ — оператор полной производной по времени, $w = D\bar{z}/Dt = -(Dp/Dt)/[\bar{g}\bar{\rho}(\bar{z})]$ — вертикальная составляющая скорости, \mathbf{k} — единичный вектор по вертикали, $\mathbf{u} = (u, v, 0)$ — скорость горизонтального ветра, $\mathbf{v} = (u, v, w)$ — трехмерная скорость воздуха, $\nabla_z = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, 0\right)$, $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right) = \nabla_z + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$ — операторы градиентов, соответственно, в горизонтальной плоскости и пространстве, $\Phi = gz$ — геопотенциал, f — параметр Кориолиса (будем считать его постоянным).

Уравнение (1.87) можно переписать в виде

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = w \left[\kappa H_s \left(1 - \frac{\bar{z}}{\bar{z}_a} \right) \right]^{-1}. \quad (1.90)$$

Очевидно, что если $1 - \bar{z}/\bar{z}_a$ не мало (что выполняется по крайней мере до высоты поверхности 100 гПа) и если вертикальный масштаб для w значительно меньше H_s , то правой частью в (1.90) можно пренебречь. Тогда получаем систему в буссинесковом приближении. Примем это приближение для простоты, некоторые эффекты учета сжимаемости будут указаны ниже.

Верхнее граничное условие зададим в виде

$$w = 0 \quad \text{при} \quad \bar{z} = \bar{z}_a. \quad (1.91)$$

На нижней границе, не учитывая неровностей рельефа и различий между уровнями $\bar{z}=0$ и $z=0$, вызванных неоднородностью приземного давления, поставим, как это часто делают при использовании p -системы координат, условие

$$w = 0 \quad \text{при} \quad z = 0. \quad (1.92)$$

Направим ось x по нормали к фронту (к оси сжатия), ось y вдоль фронта. Для анализа фронтогенеза введем важное упрощение, предложенное в [180] и затем эффективно использованное Хоскинсом в позднейших работах по цикло- и фронтогенезу. Потребуем, чтобы составляющая v скорости ветра, направленная вдоль фронта, удовлетворяла геострофическому соотношению, тогда как

по отношению к поперечной составляющей u этого требовать не будем. Такое упрощение можно допустить в связи с тем, что масштаб длины поперек фронта (по оси x) много меньше, чем вдоль фронта, и поперечные скорости много меньше продольных. Ранее это было использовано в [150, 151, 240]. Численная модель Уильямса [263] подтвердила допустимость такого упрощения. Впоследствии, при анализе развитых нелинейных бароклинических волн, было найдено, что допущение геострофического баланса поперек фронта становится непригодным на более поздних стадиях развития фронтов [179]. Однако на стадии формирования фронтов оно хорошо выполняется. В [180] показано, что это упрощение эквивалентно пренебрежению кривизной фронта и ускорением в направлении оси x .

Упрощенная таким образом система уравнений имеет вид:

$$\frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \quad (1.93)$$

$$\nabla \mathbf{v} = 0,$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0, \quad (1.94)$$

$$\frac{g\theta}{\theta_0} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (1.95)$$

$$fv = \frac{\partial \Phi}{\partial x}. \quad (1.96)$$

Запишем выражение для потенциального вихря Эртеля

$$q = \frac{1}{\bar{\rho}} (f\mathbf{k} + \nabla \times \mathbf{v}) \nabla \theta = \frac{1}{\bar{\rho}} \left[\frac{\partial \theta}{\partial x} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\partial \theta}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f \right) \right]. \quad (1.97)$$

В предположении геострофического баланса это выражение принимает вид

$$q = \frac{1}{\bar{\rho}} \left[-\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]. \quad (1.98)$$

Из (1.98) видно, что изменения $\frac{\partial u}{\partial y}$ и $\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial y}$ пренебрежимы по сравнению с изменениями $\frac{\partial v}{\partial x}$ и $\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x}$, соответственно. Существенно, что в отличие от квазигеострофического потенциального вихря

$$q_G = \frac{1}{\bar{\rho}} (\nabla^2 \Phi + f) \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

величина q включает горизонтальные градиенты температуры и производную составляющей скорости ветра v по вертикали. Подставляя v и θ из (1.95) и (1.96) в (1.98), получаем

$$\left(f^2 + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} \right)^2 = \frac{fg}{\theta_0} \bar{\rho} q. \quad (1.99)$$

В данной модели q является сохраняемой величиной для индивидуальной частицы. Как правило, потенциальный вихрь всегда положителен. Поэтому можно рассматривать (1.99) как уравнение относительно Φ при неизвестной положительной функции $\bar{\rho}q$. Это эллиптическое уравнение типа Монжа—Ампера, и для него доказано, что если $\partial\Phi/\partial x$ и $\partial\Phi/\partial z$ везде ограничены, а $\bar{\rho}q$ имеет непрерывные производные по координатам до 2-го порядка включительно, то особенности вторых производных Φ возможны только на границах. Это значит, что, если v и θ ограничены, разрывы их могут быть либо на границах, либо там, где имеются разрывы потенциального вихря или его первой (второй) производных.

Этот важный результат [180] показывает (в согласии с наблюдениями), что очень резкие фронтальные разделы могут возникать лишь у земли. Теоретически они могут возникать также вблизи тропопаузы, которая отделяет стратосферный воздух от тропосферного, имеющего существенно меньшие значения потенциального вихря. Ранее аналогичный вывод для квазигеострофического приближения был получен Чарни [141].

Теперь определим составляющую абсолютного вихря, нормальную к изобарической поверхности (для простоты будем ее называть вертикальной компонентой)

$$\zeta = f + \frac{\partial v}{\partial x} \quad (1.100)$$

и число Ричардсона:

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \left/ \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right. = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{z}} \left/ \left(\frac{\partial v}{\partial \bar{z}} \right)^2 \right. . \quad (1.101)$$

Тогда (1.98) можно переписать в виде

$$\frac{\zeta}{f} = \frac{1}{Ri} - \bar{\rho}g \left/ \left(f \frac{\partial \theta}{\partial \bar{z}} \right) \right. . \quad (1.102)$$

Из (1.102), в частности, следует, что на интенсивных фронтах, где сильно возрастает $\partial\theta/\partial\bar{z}$, число Ричардсона может понижаться до значений, близких к f/ζ . Действительно, в процессе фронтогенеза q для данной частицы сохраняется, изменения f пренебрежимы, $\bar{\rho}$ меняется незначительно. В результате может случиться, что число Ричардсона, являющееся критерием неустойчивости типа Кельвина—Гельмгольца, уменьшится до критического значения, с которым связано возникновение турбулентности. В этом случае должно наступить интенсивное мелкомасштабное перемешивание, что вызовет сглаживание слишком резких контрастов в зоне фронта (см. п. 1.7.4).

1.7.2. Формирование фронта у земной поверхности

Зададим простейшее горизонтальное деформационное поле, не зависящее от высоты:

$$\bar{u} = -a\bar{x}, \quad \bar{v} = a\bar{y}, \quad (1.103)$$

где α может зависеть от времени. При этом пусть $\alpha/\bar{f} \ll 1$, $d\alpha/dt \leq O(\alpha^2)$. Решение системы уравнений (1.93) — (1.96) ищем в виде

$$\begin{aligned} u &= -\alpha x + u'(x, \bar{z}, t), \\ v &= \alpha y + v'(x, \bar{z}, t), \\ w &= w(x, \bar{z}, t), \\ \Phi &= f\alpha xy - (\alpha^2 + d\alpha/dt) y^2/2 + \Phi'(x, y, t), \\ \theta &= \theta(x, \bar{z}, t). \end{aligned} \quad (1.104)$$

Таким образом, возмущенные величины будем считать не зависящими от координаты y (параллельной фронту). В начальный момент u' , v' , w и горизонтальный градиент θ пренебрежимы; то же должно соблюдаться при всех t на бесконечности. В (1.104) в выражении для Φ введен добавочный зависящий от y член для соблюдения нужных зависимостей основного потока от y .

При изучении движений в области фронта удобно следить за перемещением отдельных индивидуальных частиц, которые мы «пометим», определив для каждой частицы некоторые величины (трассеры), либо являющиеся для нее сохраняемыми, либо изменяющиеся со временем известным образом. В пространственной задаче для определения положения частицы нужны три таких величины. Очевидно, одной из них является потенциальная температура θ , другой — потенциальный вихрь q . Третьей величиной, которая для каждой индивидуальной частицы изменяется известным образом, будет

$$M = v' + fx. \quad (1.105)$$

Аналогичную величину Элиассен [151] назвал абсолютным моментом частицы (см. п. 1.5). Хоскинс и Брезертон показали, что эта величина может рассматриваться как «функция тока» для абсолютного вихря в плоскости x, \bar{z} , так что вектор абсолютного вихря в этой плоскости касателен к изолиниям M . Действительно, $\partial M/\partial x = \zeta$, $\partial M/\partial \bar{z} = \partial v'/\partial \bar{z}$, а величина $\partial v'/\partial \bar{z}$ является x -компонентой абсолютного вихря.

Далее, для каждой индивидуальной частицы в деформационном поле (1.103) выполняется уравнение

$$\frac{DM}{Dt} + \alpha M = 0, \quad (1.106)$$

так что

$$M = M_0 e^{-\varphi}, \quad \varphi = \int_0^t \alpha(t') dt'. \quad (1.107)$$

Для доказательства этого применим теорему о циркуляции. Рассмотрим контур, состоящий из двух материальных линий $A_1 B_1$ и $A_2 B_2$, параллельных оси y и имеющих одинаковую длину L , и еще двух параллельных линий, соединяющих их концы (рис. 1.18).

Поскольку u и v' не зависят от y , а $\partial u/\partial y$ не зависит от координат, то линии A_1B_1 и A_2B_2 все время остаются параллельными оси y , но каждая растягивается (так как скорость \bar{v} пропорциональна α):

$$dL/dt = \alpha L.$$

Это выражение можно проинтегрировать:

$$L = L_0 e^{\varphi(t)}, \quad (1.108)$$

где L_0 — длина L в момент $t=0$.

Кривые A_1A_2 и B_1B_2 параллельны друг другу, и в соответствующих точках каждой из этих кривых величины θ , u' и ω имеют одинаковые значения. Это означает, что A_1A_2 и B_1B_2 не дают вклада

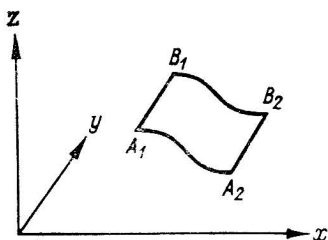


Рис. 1.18. Контур интегрирования для определения величины M [180].

в циркуляцию по контуру или в ускорение циркуляции. Напомним, что из теоремы о циркуляции в данном случае следует

$$\frac{D}{Dt} (Ci + fS^*) = \frac{g}{\theta_0} \oint_A \theta dz', \quad (1.109)$$

где $Ci(t)$ — циркуляция скорости вдоль материального контура A , $S^*(t)$ — площадь проекции контура на горизонтальную плоскость. Циркуляция по контуру будет формироваться сторонами A_1B_1 и A_2B_2 так что (1.109) переписывается в виде

$$\frac{D}{Dt} \left[v'_2 L + \frac{1}{2} \alpha L^2 - \left(v'_1 L^2 + \frac{1}{2} \alpha L^2 \right) + fL(x_2 - x_1) \right] = 0. \quad (1.110)$$

Здесь v'_1 — скорость v_1 на линии A_1B_1 , v'_2 — то же для A_2B_2 . Иначе

$$\frac{D}{Dt} (M_1 L) = \frac{D}{Dt} (M_2 L). \quad (1.111)$$

Если линия A_2B_2 выбрана достаточно далеко от начала координат, так что на ней можно пренебречь величиной v' (напомним, что v' затухает при $x \rightarrow \infty$), то имеем

$$\frac{D(Me^\varphi)}{Dt} = f \frac{Dx}{Dt} + \alpha M = -\alpha f x + \alpha M = 0. \quad (1.112)$$

Отсюда можно записать

$$DM/Dt + \alpha M = 0, \quad (1.113)$$

что и требовалось доказать.

Соотношение (1.107) можно получить непосредственно из уравнений движения, однако использование теоремы о циркуляции лучше подчеркивает динамический смысл величины M и показывает ее связь с абсолютным вихрем: условием обращения циркуляции по контуру $A_1B_1A_2B_2$ в нуль является $M_1=M_2$. Это значит, что вектор абсолютного вихря лежит на поверхностях $M=\text{const}$.

Теперь введем величину X , такую, что (см. [114])

$$M = fX, \quad X = x + v'/f. \quad (1.114)$$

Поскольку в начальном состоянии $X=x$, из (1.113) следует, что

$$DX/Dt = -\alpha X, \quad X = X_0 e^{-\alpha t}. \quad (1.115)$$

Это значит, что если частица движется со скоростью, задаваемой геострофическим деформационным полем, то для нее $x=X$. Поэтому X и названа геострофической координатой. Изолинии X должны сближаться в областях большой завихренности: координата является здесь растянутой. Такое свойство геострофической координаты создает значительные удобства: используя X в качестве горизонтальной координаты, получаем при численном решении более высокое разрешение в циклонических областях и фронтальных зонах при одинаковом шаге по X во всей области решения. Однако еще более важным преимуществом X -координаты является то, что при ее использовании нелинейность задачи удается свести к нелинейности трансформации координат, а система уравнений становится линейной.

Из (1.115) следует, что для данной индивидуальной частицы величина X , как и M , изменяется известным образом, а поверхность одинаковых X в каждый момент есть материальная поверхность; координата X поэтому названа полулагранжевой.

Рассмотрим частный случай движения в деформационном поле. Пусть изоповерхности M и θ везде совпадают. Заметим, что величины M и θ связаны соотношением термического ветра

$$f \frac{\partial M}{\partial \bar{z}} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (1.116)$$

(поскольку $\partial M/\partial \bar{z} = \partial v/\partial \bar{z}$ — компонента относительного вихря на изобарической поверхности, перпендикулярная оси y и умноженная на известную функцию давления). Кроме того, величины θ и M связаны с q следующим образом:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (M, \theta)}{\partial (x, \bar{z})} = q, \quad (1.117)$$

где $\partial (M, \theta)/\partial (x, \bar{z})$ — якобиан M, θ . Это соотношение доказывается в [180] с использованием закона сохранения массы в объеме между двумя парами соседних изоповерхностей θ и M .

В случае совпадения поверхностей $M=\text{const}$ и $\theta=\text{const}$ из (1.117) следует, что потенциальный вихрь тождественно равен нулю. Это не означает, что все движения обязательно являются безвихревыми, но на изэнтропической поверхности $\theta=\text{const}$ цирку-

лация должна быть равна нулю при всех t . Такое упрощение дает возможность получить решение задачи в замкнутой форме, что в свою очередь позволяет проанализировать основные особенности процесса фронтогенеза. С другой стороны, упрощенное решение при $q \equiv 0$ имеет по существу все важнейшие свойства, которые присущи и более общему случаю $q \neq 0$. Модель $q \equiv 0$ имеет и самостоятельное значение. Действительно, известно, что на хорошо развитых фронтах псевдопотенциальная температура мало меняется (остаётся почти постоянной) на поверхностях, параллельных фронтальному разделу. Поскольку вектор абсолютного вихря обычно ориентирован вдоль наклона фронта, рассчитанное по псевдопотенциальной температуре «эффективное» значение абсолютного вихря близко к нулю. Таким образом, модель с нулевым потенциальным вихрем должна в первом приближении удовлетворительно описывать ситуацию на хорошо выраженных фронтах с развитыми облачными системами.

В данной задаче, поскольку исследуется развитие фронта в нижних слоях, можно принять приближение Буссинеска и рассматривать слой воздуха, ограниченный как снизу ($\bar{z}=0$), так и сверху ($\bar{z}=H$) жесткими стенками.

Пусть в начальный момент $\theta = \theta_0(x)$, причем $d\theta/dx$ так мало, что термическим ветром можно пренебречь ($\partial v'/\partial \bar{z} = 0$) и, значит, $X = x$. Поскольку для индивидуальной частицы θ сохраняется и $X = X_0 e^{-\varphi}$, в любой момент можно считать θ известной функцией X и t :

$$\theta(x, \bar{z}, t) = \theta_i [X(x, \bar{z}, t) e^{\varphi(t)}] = \Theta(X, t). \quad (1.118)$$

Таким образом, величина θ как функция времени (зависящая от начального состояния) теперь является известной. Поскольку

$$q = \frac{\partial(X, \theta)}{\partial(x, \bar{z})} = 0 \quad (1.119)$$

выполняется тождественно, то отсюда следует, что вдоль линий с наклоном $\partial \bar{z}/\partial x$, равным

$$\frac{\partial X}{\partial x} \bigg/ \frac{\partial X}{\partial \bar{z}} = \frac{\partial X}{\partial x} \bigg/ \left(-\frac{g}{f^2 \theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = \frac{f^2 \theta_0}{g} \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (1.120)$$

величины X и Θ являются постоянными. Эти линии $X = \text{const}$ и $\Theta = \text{const}$ в каждый момент t , как видно из (1.120), являются прямыми линиями и имеют известный наклон в плоскости x, \bar{z} . Чтобы получить поле движения, рассмотрим в плоскости x, z смещение некоторой прямой, вдоль которой θ и X постоянны (рис. 1.19). Пусть $ABCD$ — материальный контур, причем CD взято при столь больших x , что $u' = 0$ на CD и этот отрезок смещается со скоростью деформации (т. е. со скоростью \bar{u} , соответствующей деформационному полю). Линией $A'B'$ показано положение, которое заняла бы линия AB , если бы все точки на ней двигались со скоростью деформации.

Поскольку масса, содержащаяся между двумя материальными поверхностями (которые в каждый момент суть изоповерхности X) и двумя жесткими границами, должна сохраняться во времени, а сохранение массы в приближении Буссинеска эквивалентно сохранению объема, то должно выполняться равенство площадей

$ABCD$ и $A'B'CD$. Поэтому точка E соответствует $\bar{z} = \frac{H}{2}$. Сред-

няя точка каждой прямой, на которой θ и X постоянны, занимает такое же положение, которое бы она занимала, если бы вся линия двигалась со скоростью деформации. Сама эта точка движется именно с этой скоростью, и для нее $x = X$. Координату x произволь-

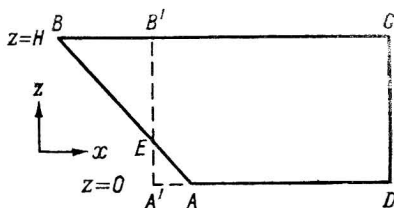


Рис. 1.19. Схема движения материального контура в плоскости x, z [180].

ной точки на AB с учетом (1.120) тогда можно записать следующим образом:

$$x = X - \frac{g}{f^2\theta_0} z' \frac{\partial\theta}{\partial X}, \quad z' = \bar{z} - \frac{H}{2}. \quad (1.121)$$

На этой линии известны θ из (1.118) и составляющая возмущения скорости

$$v' = f(X - x) = \frac{g}{f^2\theta_0} z' \frac{\partial\theta}{\partial X}. \quad (1.122)$$

Вертикальную компоненту абсолютного вихря после этого можно легко определить:

$$\zeta = f + \frac{\partial v'}{\partial x} = f \left[1 - \frac{g}{f^2\theta_0} z' \frac{\partial^2\theta}{\partial X^2} \right]^{-1}. \quad (1.123)$$

Найдем составляющие u, w , определяющие циркуляцию в вертикальной плоскости x, \bar{z} . Для этого используем выражение

$$u = \frac{Dx}{Dt} = -\alpha X - \frac{g}{f^2\theta_0} (\alpha z' + w) \frac{\partial\theta}{\partial X}, \quad (1.124)$$

полученное дифференцированием (1.121) с учетом (1.118) и (1.115). Проинтегрируем уравнение неразрывности вдоль линии $X = \text{const}$. Опуская соответствующие выкладки, запишем результат:

$$w = - \left(\frac{\alpha g}{f^2\theta_0} \right) \frac{\partial^2\theta}{\partial X^2} \frac{\frac{1}{4} H^2 - z'^2}{1 - \frac{g}{f^2\theta_0} z' (\partial^2\theta/\partial X^2)}. \quad (1.125)$$

Теперь задача полностью решена: найдены функции θ и v' , определяющие фронтогенез, и составляющие ветра u , w в нормальной к фронту плоскости. Преимущество полученного решения еще и в том, что время входит в решение как параметр, а поэтому решение в любой момент t можно получить, зная только меру деформации $\alpha(t)$ и не находя решения в предшествующие моменты времени.

Использование в качестве независимой переменной геострофической координаты X позволяет сильно упростить решение, так что задача, по существу нелинейная, в этой системе координат становится линейной, а нелинейности проявляются в переходе от X , \bar{z}

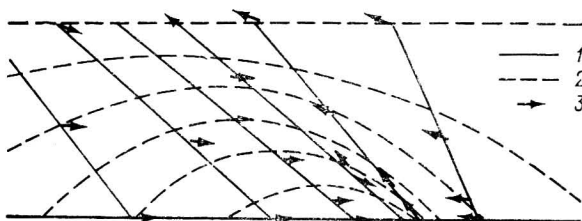


Рис. 1.20. Вертикальный разрез через зону фронта в горизонтальном деформационном поле при нулевом потенциальном вихре и жесткой верхней границе [180].

1 — изолинии X (и θ), 2 — изолинии v' , 3 — векторы скорости в плоскости x, z .

к физическому пространству. Однако этот переход можно выполнить графически, если построить изолинии $X = \text{const}$ в плоскости x , \bar{z} и на этих изолиниях нанести рассчитанные значения $\theta(X)$.

Проанализируем полученное решение. Из (1.123) видно, что бесконечная завихренность, а значит и связанные с ней разрывы скорости и температуры при конечной мере деформации α могут формироваться в течение конечного времени. Действительно, величина $\partial^2 \theta / \partial X^2$ пропорциональна $e^{2\Phi(t)}$, и потому второе слагаемое в скобках в (1.123) в конечное время может стать равным 1, и тем раньше, чем больше z' . Значит на границах, где z' максимально, разрывы должны формироваться в первую очередь.

Наибольшая вертикальная завихренность при $\bar{z} < H/2$ в каждый момент времени должна наблюдаться на линии $X = \text{const}$, которой соответствует минимум $\partial^2 \theta / \partial X^2$ и которая в начальный момент была линией минимального $\partial^2 \theta_i / \partial x^2$. На этой линии максимум ζ должен быть на нижней границе. Так, в условиях модели, результаты которой даны на рис. 1.20, в начальный момент температурный контраст на всех высотах при $z < H$ максимален на вертикальной линии $x = X_0 = 0$. Однако со временем по мере формирования фронта изолиния $X = X_0$ наклоняется в сторону холодного воздуха, как это видно из (1.120); в то же время она остается линией наибольшего $\partial \theta / \partial X$ (а значит и $\partial \theta / \partial x$).

Зона максимальных v' совпадает с зоной наибольших $\partial\theta/\partial X$ (см. (1.122)). Со временем величины v' и $\partial\theta/\partial X$ растут, однако в координатах X, \bar{z} их разрыв не формируется: особая точка возникает в преобразовании $x(X, \bar{z})$ вследствие сближения соседних изолиний $X=\text{const}$ (являющихся, как мы уже говорили, прямыми) до момента, когда они сходятся в одной точке (это происходит на нижней границе).

На рис. 1.21 показано изменение положения изолиний $X=\text{const}$ в плоскости x, \bar{z} со временем. Из рисунка видно, что фронтальная зона с присущими ей максимальными градиентами и впоследствии разрывами (которые, как уже говорилось, в реальной атмосфере не возникают из-за наличия процессов перемешивания) формируется

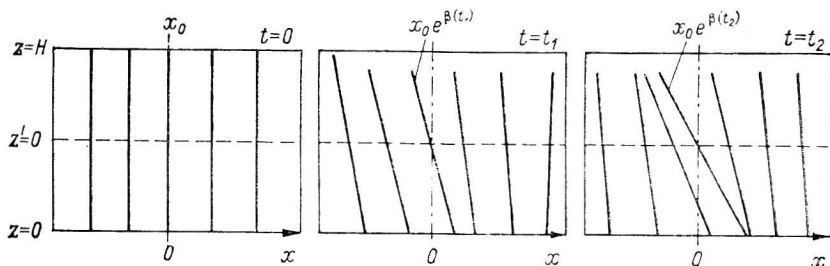


Рис. 1.21. Изменение положения изолиний $X=\text{const}$ со временем в плоскости x, \bar{z} при движении в горизонтальном деформационном поле.

на теплой стороне вблизи нижней границы и наклонена в сторону холодного воздуха (напомним, что изолинии $X=\text{const}$ являются также изолиниями $\theta=\text{const}$).

Восходящие движения, как можно видеть из (1.125), развиваются на теплой стороне фронтальной зоны ($\partial^2\theta/\partial X^2 < 0$), нисходящие — на холодной. Вертикальная циркуляция, таким образом, является термически прямой. Если же начальное поле температуры таково, что горизонтальный градиент ее везде одинаков, т. е. $\partial^2\theta_i/\partial x^2 \equiv 0$, то вертикальные движения и во все последующие моменты будут равны нулю (см. (1.125)), завихренность не будет генерироваться и фронтогенез не будет иметь места.

Наконец, оценим агеострофическую составляющую u' и связанную с ней деформацию во фронтальной зоне. Для нижней границы (1.124) перепишется в виде

$$u = -\alpha x - \frac{2\alpha}{f} v', \quad (1.126)$$

а после дифференцирования по x будем иметь

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\alpha - \frac{2\alpha}{f} \frac{\partial v'}{\partial x}. \quad (1.127)$$

Таким образом, деформация равна сумме основной горизонтальной деформации и вертикальной деформации, вызванной возникшей во фронтальной зоне агеострофической циркуляцией. Второе

слагаемое становится доминирующим, когда dv'/dx становится больше f . Поскольку, как уже говорилось, dv'/dx возрастает в зоне приземного фронта до бесконечности, агеострофическая циркуляция приобретает определяющее значение вскоре после начала формирования фронта.

Рассмотренная модель, отличающаяся математической строгостью и имеющая аналитическое решение, при всей своей простоте является существенно более реалистической, чем квазигеострофические модели. Это хорошо видно из только что приведенного анализа полей завихренности, деформации и вертикальных движений во фронтальной зоне, формирующейся в данной модели. В рамках квазигеострофической модели, как уже говорилось в п. 1.6, удастся получить лишь вертикальную зону «псевдофронта», возникающую в пределе при $t \rightarrow \infty$, с неустойчивой стратификацией на теплой стороне и нулевой завихренностью ξ на фронте. Между тем модель с геострофическим балансом поперек фронта дополнительно к квазигеострофическим решениям по существу дает лишь деформацию последних при переходе от координат X, \bar{z} к координатам $X - v'/f, \bar{z}$. Однако эта деформация оказывается определяющей для описания структуры формирующегося фронта.

В более общем варианте ($q \neq 0$) задача о приземном фронте в приближении геострофического баланса по оси X также рассмотрена в [180]. Решение имеет все те же основные особенности, что и в частном случае $q \equiv 0$: формирование фронтальных разрывов на границах, развитие наклонной фронтальной зоны. Аналитическим путем решение не удастся довести до конца. Для частных случаев однородного q при четных и нечетных начальных распределениях температуры численные решения получены в [174].

Сопоставление структуры модельного фронта, полученного в приближении геострофического баланса поперек фронта, с реальными данными измерений [237] на резком холодном фронте показало [129], что в основных чертах распределение температуры, ветра, восходящих движений, завихренности и фронтогенетических эффектов правильно воспроизводится моделью. Вместе с тем, как и следовало ожидать, многие детали полей не улавливаются (в частности, взаимное расположение областей максимальных градиентов температуры и ветра). Большая часть этих деталей относится уже к мезоструктуре фронтов. Помимо этого, имеется еще одно более существенное расхождение: реальный фронт остается практически стационарным в течение периода анализа, тогда как модельный фронт обостряется до появления разрывов свойств. Это расхождение устраняется включением в рассмотрение турбулентного перемешивания в пограничном слое. Очевидно, что некоторые особенности реальных фронтов обусловлены не только вязкостью, но и другими неадиабатическими факторами (фазовыми переходами, трансформационными процессами). Основные же черты крупномасштабной динамики фронтогенеза в деформационном поле удастся проследить и проанализировать в данной модели.

1.7.3. Фронтотенез в тропосфере и деформация тропопаузы

Фронтотенез в верхней тропосфере, вблизи тропопаузы имеет некоторые отличительные особенности, которые были обнаружены по данным сетевого аэрологического зондирования в 50-е годы [214, 230, 232, 233, 237] и позже детально исследованы с помощью изэнтропического анализа по материалам учащенного радиозондирования [130]. В работе Рида [230] впервые был использован потенциальный вихрь в качестве одного из трассеров реальных воздушных частиц. Таким путем удалось получить подробную картину движений при фронтотенезе в верхней тропосфере (для одного случая с очень высокой интенсивностью процессов). Было продемонстрировано опускание тропопаузы, над которой располагается стратосферный воздух с намного бóльшими значениями потенциального вихря, чем у тропосферного воздуха, находящегося под тропопаузой. Образование складки тропопаузы и затем втягивание стратосферного воздуха в тропосферу сопровождалось интенсификацией струйного течения, связанного с высотной фронтальной зоной.

Хотя рассмотренный случай был исключительным по интенсивности, однако бóльшая часть обнаруженных при его анализе особенностей фронтотенетического процесса позже была найдена в достаточно типичных условиях. Таким образом, эти особенности оказались достаточно характерными для верхнетропосферного фронтотенеза (см. рис. 1.3). Одна из этих особенностей — опускание более потенциально теплого стратосферного воздуха, в верхнетропосферной фронтальной зоне. Хотя факт существования таких движений установлен довольно давно и многократно подтвержден анализом фронтотенеза по реальным данным, однако непонимание физической стороны процесса иногда приводит к неправильной интерпретации наблюдаемых явлений. Поэтому процесс фронтотенеза вблизи тропопаузы следует рассмотреть несколько подробнее.

Теоретический анализ такого процесса дан в [180] в двуслойной модели в приближении геострофического баланса поперек фронта. Как было показано в п. 1.7.2, это приближение хорошо выполняется на стадии формирования фронтов. Рассмотрим некоторые особенности постановки такой задачи о фронтотенезе. Будем считать атмосферу состоящей из двух слоев, имеющих существенно различные степени статической устойчивости и разделенных внутренней границей — тропопаузой. Воспользуемся приближением Буссинеска и системой координат X, Z , где $X = x + v'/f$ — геострофическая координата, $Z = \bar{z}$. Обозначим нижний и верхний слои индексами 1 и 2 (рис. 1.22). Нижняя граница модели $\bar{z} = 0$, верхняя $\bar{z} = H$. Тропопаузу — внутренний раздел — зададим при $Z = h(X)$. Потенциальную температуру на нижней и верхней границах и на тропопаузе обозначим соответственно $\vartheta_1(X)$, $\vartheta_2(X)$, $\vartheta_T(X)$. Пусть h_0 — высота тропопаузы в начальный момент, когда v' пренебрежимо

мало и $X = x$. В этот момент ϑ_1 , ϑ_2 , ϑ_T связаны следующим образом:

$$\vartheta_T = \vartheta_1 + N_1^2 \frac{\theta_0}{g} h_0, \quad (1.128)$$

$$\vartheta_2 = \vartheta_T + N_2^2 \frac{\theta_0}{g} (H - h_0).$$

Значит, только две из четырех функций h_0 , ϑ_1 , ϑ_2 и ϑ_T можно задавать произвольным образом.

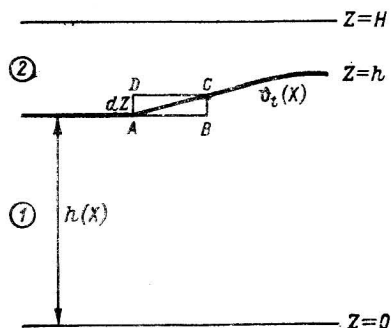


Рис. 1.22. Схема двуслойной модели с тропопаузой в качестве внутренней поверхности раздела.

Сформулируем условия склейки решений на тропопаузе. Для этого проинтегрируем систему уравнений двуслойной модели

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta_2}{\partial X^2} + \frac{f^2}{N_2^2} \frac{\partial^2 \vartheta_2}{\partial Z^2} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \vartheta_1}{\partial X^2} + \frac{f^2}{N_1^2} \frac{\partial^2 \vartheta_1}{\partial Z^2} &= 0 \end{aligned} \quad (1.129)$$

по контуру ABCD (рис. 1.22), после чего получим

$$0 = \left(\frac{\partial \vartheta_2}{\partial X} - \frac{\partial \vartheta_1}{\partial X} \right) dZ + \left[\frac{f^2}{N_2^2} \frac{\partial \vartheta_2}{\partial Z} - \frac{f^2}{N_1^2} \frac{\partial \vartheta_1}{\partial Z} \right] dX. \quad (1.130)$$

Непрерывность θ на тропопаузе означает, что

$$Z = h, \quad \theta_1 = \vartheta_T = \vartheta_2,$$

а это значит, что

$$\left(\frac{\partial \vartheta_2}{\partial X} - \frac{\partial \vartheta_1}{\partial X} \right) dX + \left(\frac{\partial \vartheta_2}{\partial Z} - \frac{\partial \vartheta_1}{\partial Z} \right) dZ = 0. \quad (1.131)$$

Из (1.129) и (1.130) можно получить условие на тропопаузе, зависящее от ее наклона:

$$\frac{\partial \vartheta_2 / \partial Z}{\partial \vartheta_1 / \partial Z} = \frac{N_2^2 [1 + (N_1^2 / f^2) (dh/dX)^2]}{N_1^2 [1 + (N_2^2 / f^2) (dh/dX)^2]}. \quad (1.132)$$

Будем считать, что на нижней границе в начальный момент имеется температурный контраст, а на верхней границе и в начальный момент и в дальнейшем температура однородна. Таким образом, если заданы ϑ_1 и ϑ_2 , то функции h_0 и ϑ_T определяются из (1.128). Очевидно, что начальное положение тропопаузы в этих условиях негоризонтальное: тропопауза имеет зависящий от x наклон, а высота ее больше на теплой стороне зоны температурных контрастов.

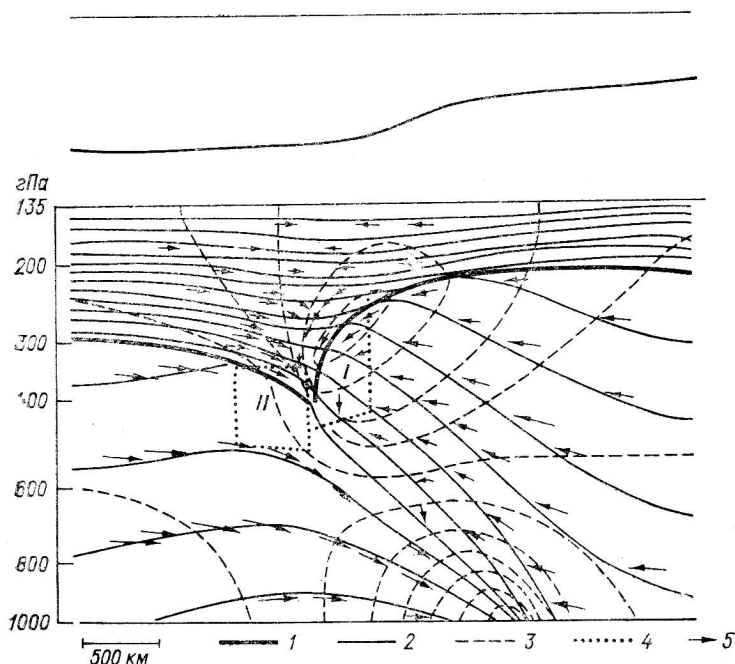


Рис. 1.23. Вертикальный разрез фронтальной зоны, полученной в двухслойной модели [174].

1 — тропопауза, 2 — изолинии ϑ , 3 — изотахи, 4 — границы областей I и II, 5 — векторы скорости в плоскости x, z .

Задача, сформулированная выше, в математическом отношении является несколько необычной. В каждой из двух областей нужно решить, по существу, уравнение Лапласа относительно температуры ϑ , заданной на всех границах, но положение общей границы неизвестно, а условие склейки зависит от угла ее наклона.

Аналитические решения этой задачи не получены. Хоскинс [174] дает численные ее решения при различных начальных условиях. В модели развиваются фронтальные зоны в толще тропосферы со струйными течениями у тропопаузы. Удалось получить различные стадии формирования «языка» стратосферного воздуха, опускающегося на тропосферные уровни.

Один из примеров такого модельного фронта дан на рис. 1.23. Отметим, что численные решения не обнаруживают тенденции

к формированию бесконечной завихренности вблизи тропопаузы (в отличие от задачи о приземном фронтогенезе, в которой такая тенденция в численных моделях отчетливо проявляется [262, 263]. Некоторые выводы об условиях возникновения фронтальных разрывов, а также о причинах опускания тропопаузы можно получить из анализа постановки задачи.

Прежде всего обратим внимание на условие (1.132). Учитывая, что

$$N^2 = \frac{g}{f\theta_0} \zeta \frac{\partial \theta}{\partial Z} \quad (1.133)$$

и значит

$$\frac{\partial v'}{\partial X} = f - \frac{gf}{\theta_0} N^{-2} \frac{\partial \theta}{\partial Z}, \quad (1.134)$$

а также

$$\frac{\partial v'}{\partial Z} = \frac{g}{f\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial X}, \quad (1.135)$$

видим, что условие (1.130), а также и (1.132) в сущности представляют собой не что иное, как требование непрерывности v' на тропопаузе. Используя (1.133), перепишем (1.132) в более простом виде

$$\frac{\zeta_1}{\zeta_2} = \frac{1 + (N_1^2/f^2) (dh/dX)^2}{1 + (N_2^2/f^2) (dh/dX)^2}. \quad (1.136)$$

Если тропопауза не имеет наклона, т. е. в (1.130) будет $dZ=0$ или в (1.132) $(dh/dX)=0$, то

$$\frac{N_1^2}{N_2^2} = \frac{\partial \theta_1 / \partial Z}{\partial \theta_2 / \partial Z},$$

тогда получаем, что $\zeta_1 = \zeta_2$: при нулевом наклоне тропопаузы вертикальная составляющая абсолютного вихря одинакова по обе ее стороны. Если же наклон тропопаузы является ненулевым, то, поскольку $N_2 > N_1$, из (1.132) видим, что

$$\frac{\partial \theta_2 / \partial Z}{\partial \theta_1 / \partial Z} < \frac{N_2^2}{N_1^2}, \quad \zeta_2 > \zeta_1, \quad (1.137)$$

т. е. вертикальная составляющая абсолютного вихря больше на стратосферной стороне тропопаузы, чем на тропосферной. Этот эффект тем больше, чем больше наклон тропопаузы.

Сравним условия фронтогенеза у жесткой границы (у земли) и подвижной (тропопаузы). Мы видели в п. 1.7.2, что при фронтогенезе у нижней границы завихренность в течение конечного времени возрастает до бесконечности. Такой же процесс происходит и у верхней жесткой границы в однослойной модели. Рост положительной завихренности сопровождается падением давления или

понижением высот изобарических поверхностей. У поверхности земли это означает формирование барической ложбины вдоль фронта. Однако если аналогичный процесс роста положительной завихренности происходит вблизи границы, которая является подвижной, то понижение давления в зоне фронта приводит к «втягиванию» тропопаузы в этой зоне, т. е. на циклонической стороне струйного течения. Это втягивание является пассивным следствием возникающего в процессе фронтогенеза распределения завихренности и скоростей ветра, и, значит, результатом действия динамических, а не термических факторов.

Такое качественное объяснение можно дополнить, привлекая некоторые полученные выше соотношения. Обратим внимание на то, что с теплой стороны фронтальной зоны в верхней тропосфере возникает струйное течение. Максимум параллельной фронту составляющей возникает и в квазигеострофической модели, однако при учете агеострофических составляющих в плоскости x, z получаем, что струйное течение формируется на теплой стороне верхнетропосферного фронта. Действительно, что геострофическая координата X максимума v' соответствует координате максимального $\partial\theta/\partial x$ в начальный момент, тогда как наибольшая завихренность (положительная) формируется не в этой точке, а в точке наибольшего $\partial^2\theta/\partial x^2$ у верхней границы тропосферы, левее струйного течения.

Положительная завихренность в зоне фронта растет со временем и, кроме того, растет по высоте не только при приближении к тропопаузе снизу, но и при переходе через тропопаузу (в силу (1.137)). Это приводит к появлению агеострофической составляющей u' , направленной от зоны наибольших v' на каждом уровне к зоне роста ζ (в сторону низкого давления), причем u' будет расти с высотой. В результате возникает циркуляция в струйном течении, направленная против часовой стрелки, и на циклонической стороне последнего, т. е. в зоне максимального ζ , развивается нисходящая ветвь этой циркуляции, хорошо заметная на рис. 1.23, на котором показаны результаты численного решения двуслойной задачи.

Между вертикальной циркуляцией и генерацией завихренности в процессе развития верхнетропосферного фронта имеется тесная связь. Запишем уравнение завихренности, соответствующее полным уравнениям в нашей двумерной модели:

$$\frac{d\zeta}{dt} = \zeta \frac{\partial \omega}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial \bar{z}}. \quad (1.138)$$

На рис. 1.23 выделены две области — справа (I) и слева (II) от центра формирующейся фронтальной зоны. В области I величины $\partial \omega / \partial x$ и $\partial v / \partial \bar{z}$ положительны и, следовательно, эффект второго слагаемого справа в (1.138) будет состоять в уменьшении положительной завихренности. Таким образом, опускание тропопаузы препятствует формированию бесконечно больших ζ . Это опускание тем интенсивнее, чем интенсивнее фронтогенез. В области II будет

$\partial w / \partial x < 0$, $\partial v / \partial \bar{z} > 0$ и, следовательно, положительная завихренность будет возрастать под действием вертикальной циркуляции. Здесь циркуляция является фронтогенетической, поскольку более потенциально теплый стратосферный воздух опускается на теплый стороне высотной фронтальной зоны.

Таким образом, опускание стратосферного воздуха действует как регулятор фронтогенетического процесса, уменьшая положительную завихренность и температурные контрасты в зоне максимального верхнетропосферного фронтогенеза и в то же время увеличивая их левее этой зоны.

В конечном счете приходим к выводу, что опускание стратосферного воздуха можно рассматривать как ветвь «термически не прямой» циркуляции лишь локально, в ограниченном смысле. Было показано, что в зоне максимального верхнетропосферного фронтогенеза это опускание выглядит как ветвь прямой, фронтолитической циркуляции, уменьшающей горизонтальные градиенты температуры; но та же нисходящая ветвь выглядит как более теплая в сравнении с находящимся левее холодным воздухом, на границе с которым происходит фронтогенез.

Остановимся вкратце на роли сжимаемости при верхнетропосферном фронтогенезе. Известно, что учет сжимаемости, т. е. отказ от упрощений Буссинеска (которые плохо выполняются при больших вертикальных масштабах движений) позволяет получить более интенсивный фронтогенез в верхней тропосфере. Такие решения получены численно [175] в модели, представляющей собой обобщение рассмотренной выше двуслойной задачи на случай сжимаемой атмосферы. Проникновение стратосферного воздуха в тропосферу, нисходящие движения внутри этого опускающегося объема выражены в этом случае значительно лучше.

Учет сжимаемости приводит к генерации положительной завихренности в опускающемся воздухе, в результате чего для гашения тенденции к формированию разрывов требуется более интенсивное опускание. Уравнение для ζ , вместо (1.138), в случае сжимаемой атмосферы имеет вид

$$\frac{d\zeta}{dt} = \zeta \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \zeta \operatorname{div}_2 \mathbf{v},$$

где

$$\operatorname{div}_2 \mathbf{v} = \nabla_2 \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} w = \left[1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa} H_s \right]^{-1} \frac{w}{\kappa H_s}.$$

Величина $-\zeta \operatorname{div}_2 \mathbf{v}$ при положительных ζ является положительной в зонах нисходящих движений и, таким образом, способствует усилению положительной завихренности. В восходящей ветви термически не прямой циркуляции будет, напротив, уменьшаться положительная завихренность. Отсюда следует, что при больших вертикальных масштабах фронтогенетического процесса опускание тропопаузы и проникновение стратосферного воздуха в тропосферу на теплой стороне фронтальной зоны должны быть интенсивными

и охватывать значительные по толщине слои, как это и наблюдается при хорошо выраженном верхнетропосферном фронтогенезе (в случае, изученном в работе [230], стратосферный воздух опустился до уровня поверхности 700 гПа).

Аналогичные рассуждения приводят к заключению, что эффекты сжимаемости на приземных фронтах, имеющих термически прямую циркуляцию, должны действовать в направлении ослабления фронтогенетических эффектов. Однако это действие на малых высотах сравнительно слабо выражено.

1.7.4. Влияние турбулентного перемешивания на формирование фронтов

При обсуждении теоретических моделей фронтогенеза употреблялись выражения «фронтальные разрывы», «бесконечная завихренность». Между тем хорошо известно, что в действительности на атмосферных фронтах не появляются настоящие разрывы свойств и бесконечно большие значения производных по координатам; могут лишь возникать большие (но конечные) градиенты в узких зонах. Получаемые в теоретических моделях разрывы свойств являются следствием неучета механизмов перемешивания, которые действуют неоднородно в слоях с различной температурно-ветровой стратификацией. Именно во фронтальных зонах создаются условия для особенно интенсивного перемешивания.

Действительно, для фронтальных зон характерны большие сдвиги ветра. Они достигают настолько существенных значений, что, даже несмотря на большую статическую устойчивость — другую характерную особенность фронтальных зон — числа Ричардсона, рассчитанные по малым приращениям высот (порядка 200 м), часто оказываются в таких зонах близкими к $1/4$ [134]. Но, как известно, число Ричардсона Ri есть мера гидродинамической неустойчивости стратифицированного потока со сдвигом ветра (так называемой неустойчивости типа Кельвина—Гельмгольца). Показано (см. обзор [109]), что $Ri = 1/4$ есть критическое значение для развития неустойчивости, т. е. для появления растущих по амплитуде волн, которые, разрушаясь, порождают турбулентность. Возникающая в результате разрушения неустойчивых волн турбулентность сильно превышает по своей интенсивности обычный для атмосферы фон перемешивания. Области разрушения внутренних волн отличаются таким высоким уровнем возмущенности, что представляют определенную опасность для летательных аппаратов. Это так называемые области турбулентности ясного неба. Они являются объектом специальных исследований, одна из целей которых — прогноз турбулентности для авиации. В результате интенсивного перемешивания в областях малых Ri сдвиг ветра уменьшается и число Ri восстанавливается до сверхкритических значений, одновременно перемешивание уменьшает статическую устойчивость.

Веские указания на то, что величины фронтальных контрастов свойств ограничены сдвиговой неустойчивостью, получены в [134] по материалам учащенного радиозондирования и радиолокационных измерений на хорошо выраженном теплом фронте. Числа Ri , рассчитанные по слоям 200 м, составляли 0,2—0,4 в большей части фронтальной зоны, а поле деформации растяжения по нормали к локальному вертикальному сдвигу ветра везде положительно, что указывает на тенденцию к уменьшению числа Ri . По-видимому, в зоне фронта складывается некий баланс между крупномасштабными фронтогенетическими эффектами, стремящимися уменьшить Ri , и неустойчивостью сдвига, каждый раз восстанавливающей Ri до сверхкритических значений. Это значит, что в зонах фронтов должно наблюдаться постоянное интенсивное турбулентное перемешивание, уменьшающее контрасты свойств сближающихся воздушных масс.

Во фронтальных зонах вблизи земли основной причиной понижения Ri при обострении фронта является увеличение сдвигов ветра. В верхнетропосферных фронтальных зонах добавляется и другой фактор — понижение статической устойчивости на той стороне вторгающегося клина стратосферного воздуха, которая расположена ближе к теплой тропосферной воздушной массе (т. е. в правой части клина на рис. 1.23). На циклонической стороне струйного течения, под его осью и левее ее (если смотреть по направлению струи) условия для появления турбулентности ясного неба наиболее благоприятны.

Кроме областей усиленного перемешивания, локализованного в слоях пониженного Ri в свободной атмосфере, постоянно присутствует достаточно интенсивный турбулентный обмен в пограничном слое атмосферы. (За пределами этого слоя, в квазиламинарной свободной атмосфере перемешивание является обычно сравнительно слабым.) Можно полагать, что турбулентное перемешивание в пограничном слое играет важную роль при фронтогенезе, препятствуя образованию резких контрастов свойств. Имеются численные результаты, подтверждающие такое представление и показывающие, что при наличии турбулентной вязкости и теплопроводности фронтогенез в деформационном поле приводит к формированию квазистационарного фронта. Ширина фронтальной зоны при этом зависит от интенсивности турбулентности. Такие результаты получены в двумерных моделях [53, 60, 263]. В модели Уильямса [263] к основному деформационному полю (1.104) был добавлен слой Экмана, а в уравнения движения и первого начала термодинамики включены члены, описывающие вертикальную и горизонтальную диффузию тепла и количества движения. Вместо (1.79) и (1.81) в этом случае решению подлежали уравнения

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{v} = A\nabla^2\mathbf{v} + C_m \frac{\partial^2\mathbf{v}}{\partial z^2}, \quad (1.139)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = A\nabla^2\theta + C_\theta \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} + Q_n. \quad (1.140)$$

Здесь C_m и C_θ — коэффициенты вертикальной турбулентной диффузии соответственно для момента количества движения и для тепла, A — коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии, принятый одинаковым для обоих свойств. Все три коэффициента считались постоянными. Функция Q_{π} представляет приток тепла в процессе конвективного приспособления модели.

В такой модели квазистационарные фронты формируются в течение 1—2 дней, причем ширина фронтальной зоны у земли зависит от интенсивности турбулентного перемешивания и в вертикальном, и в горизонтальном направлениях. Она тем больше, чем больше коэффициент A (изменяясь приблизительно пропорционально $A^{1/2}$) и чем больше C_θ . Величина C_m меньше влияет на ширину фронтальной зоны.

Вертикальная мощность слоя, в котором сохраняются большие фронтальные градиенты температуры, зависит главным образом от интенсивности вертикального турбулентного перемешивания и увеличивается с ростом C_m и C_θ (рис. 1.24). Структура решений сильно зависит от отношения C_m/C_θ . В частности, от него зависит ширина фронтальной зоны.

Более подробный учет вертикального турбулентного обмена производится в модели Б. Я. Куценко [53], в которой учитываются, кроме того, эффекты фазовых переходов влаги. Б. Я. Куценко отказался от предположения о постоянстве вертикального турбулентного обмена и использовал для расчета его профиля в пограничном слое выражения, предложенные Клайтоном. Для неустойчивой стратификации коэффициент турбулентности, одинаковый для тепла и количества движения, задавался зависимостью

$$C = l^2 \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right| (1 - \alpha_0 \bar{S}),$$

для устойчивой и безразличной —

$$C = l^2 \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right| (1 + \alpha_0 \bar{S})^{-1}.$$

Здесь $\alpha_0 = \text{const} = 18$, v — модельный ветер, l — путь смешения, \bar{S} — безразмерная характеристика стратификации:

$$\bar{S} = (gt^{1/2} \partial \theta / \partial z) / [\bar{\theta} |\partial v / \partial z|].$$

Путь смешения l зависит от высоты и скорости ветра следующим образом:

$$l = \frac{\kappa z}{1 + 1480 f z / |v|}.$$

Коэффициент горизонтального турбулентного перемешивания считался постоянным, как и в [263].

Для описания взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью использовалась теория подобия Монина—Обухова для турбулентного режима в стратифицированной среде. Применялась конкретная методика использования этой теории для параметриза-

ции приземного слоя и расчет профилей коэффициентов вертикального турбулентного обмена, потоков тепла, влаги и составляющих касательного напряжения трения, разработанная А. Л. Казаковым и Г. Л. Лазриевым.

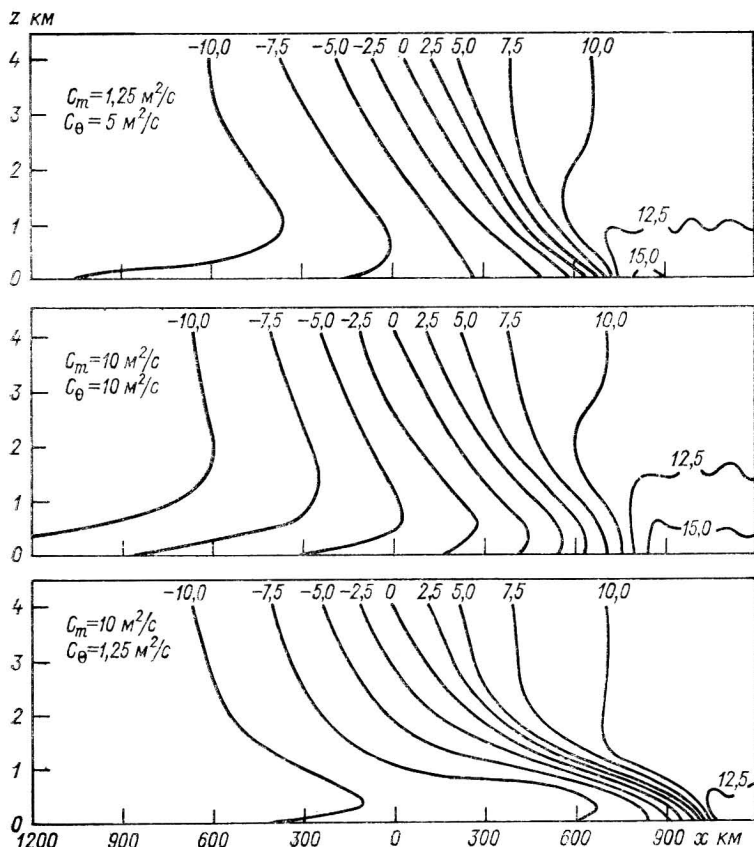


Рис. 1.24. Вертикальные разрезы модельного фронта при трех комбинациях коэффициентов вертикальной диффузии для тепла и количества движения [263].

Проведены изолинии отклонений потенциальной температуры от начального значения (в кельвинах).

Результаты, полученные в такой модели, имеют некоторые качественные отличия от результатов обсуждавшихся выше более простых моделей. Профиль коэффициента вертикального турбулентного обмена теперь формируется в зависимости от профилей ветра и термической стратификации в данный момент над данной точкой.

На рис. 1.25 показаны профили $C(z)$ над точкой с максимальным горизонтальным градиентом температуры у земли (над модельным фронтом) и в холодной воздушной массе в различные мо-

менты времени. В обеих точках коэффициент C линейно растет с высотой в приземном слое (толщина которого в модели принята равной 50 м), затем рост $C(z)$ замедляется; максимум достигается вблизи уровня 200 м, а выше этого уровня профили $C(z)$ в зоне фронта и в холодном воздухе резко различаются. В зоне фронта

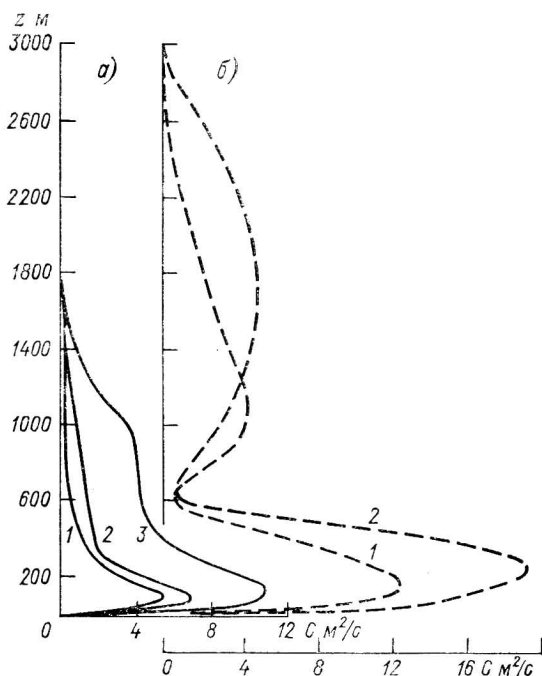


Рис. 1.25. Вертикальное распределение коэффициента турбулентности над линией фронта (а) и на удалении от нее на 240 км на стороне холодной воздушной массы (б) [53].

1) $t=10$ ч, 2) $t=24$ ч, 3) $t=40$ ч.

коэффициент турбулентности убывает до нуля на верхней границе пограничного слоя, которая определяется из условия исчезновения турбулентности. При выходе решения на квазистационарный режим высота пограничного слоя в этой точке достигает 1800 м.

В холодной воздушной массе профиль $C(z)$ имеет два максимума, разделенных глубоким минимумом на высоте 600 м. Причиной появления этого минимума является слой температурной инверсии, развивающийся в модели в процессе формирования фронтальной зоны. Основной максимум $C(z)$ в холодном воздухе составляет $20 \text{ м}^2/\text{с}$, что в 2 раза больше максимального значения над линией фронта. Это связано с увеличением вертикального сдвига ветра и ослаблением термической устойчивости под слоем инвер-

сии. Второй максимум (до $5 \text{ м}^2/\text{с}$) появляется на высоте около 1000 м и с течением времени поднимается вверх (до уровня 1800 м в квазистационарном состоянии).

В соответствии с характером турбулентного обмена в модели возникают и другие особенности полей. В результате задания условий для потоков свойств на нижней границе наибольшие горизонтальные градиенты температуры развиваются не непосредственно у подстилающей поверхности, как в более ранних моделях [180,

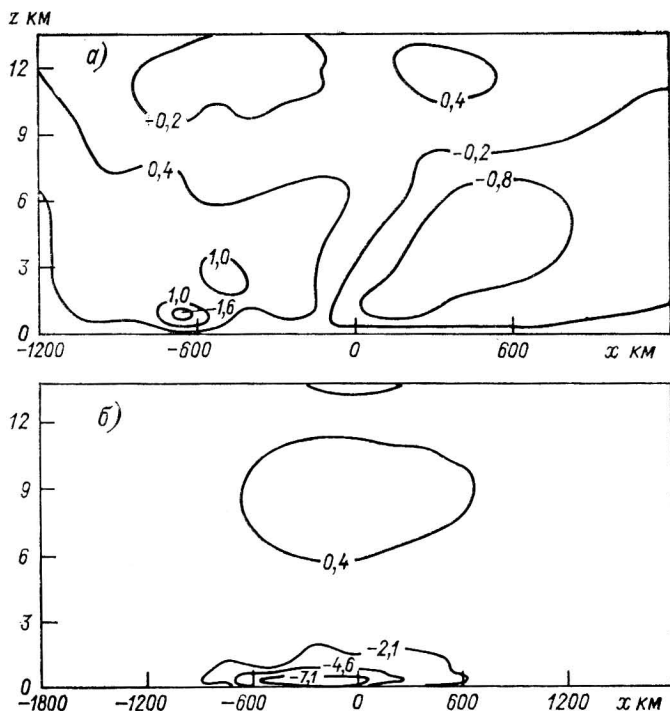


Рис. 1.26. Изолинии отклонений вертикальной (а) и поперечной (б) составляющих скоростей в плоскости нормальной к фронту в момент $t=67 \text{ ч}$ [53].

212, 251], а на уровне около 450 м. Как уже говорилось, в холодной воздушной массе в верхней части пограничного слоя развивается инверсия, а в поле ветра появляется максимум в пределах пограничного слоя. В поле вертикальных движений в теплом воздухе появляется две области увеличенных скоростей (рис. 1.26): первая — у приземной линии фронта, как результат конвергенции потоков в пограничном слое (максимум вблизи верхней границы пограничного слоя), вторая — над пограничным слоем (около высоты 3000 м).

Многого нового вносит учет фазовых переходов, облакообразования и радиационного охлаждения верхней границы облаков. Эти

вопросы, однако, не будут здесь рассматриваться. В целом структура фронтальной зоны в модели Б. Я. Куценко лучше согласуется с наблюдениями, чем ранее разработанные модели. Ее результаты показывают, что неоднородный во времени и в пространстве турбулентный обмен, интенсивность которого связана с характером формирующихся полей температуры и ветра, является важным фактором формирования фронтальной зоны в нижней тропосфере.

1.8. ВОЗМОЖНОСТИ ВКЛЮЧЕНИЯ ФРОНТОВ В ЧИСЛЕННЫЕ ПРОГНОСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Задача описания в рамках численных прогностических схем хотя бы основных процессов, связанных с фронтами, их эволюцией и смещением в развивающихся и разрушающихся барических системах, имеет огромное практическое значение. В первую очередь представляет интерес объективизация прогноза связанных с фронтами процессов облако- и осадкообразования, для чего необходимо научиться определять направление вертикальных циркуляций на фронтах и их интенсивность.

Существуют две возможности включения фронтов в прогностические модели. Первая из них, связанная с более сильными упрощениями, начала разрабатываться еще до начала оперативного применения ЭВМ для целей прогноза. Идея ее заключается в том, что фронт в поле начальных данных проводится либо субъективно, либо (в идеале) объективно, а затем смещение фронта и особенности полей движений в его зоне — в частности вертикальные токи — рассчитываются в рамках общей прогностической схемы.

Первую попытку частичной постановки задачи такого типа находим в работе В. П. Садокова [94], в которой ставится цель учета влияния зоны раздела воздушных масс с различными плотностями на предвычисляемое поле давления, с одной стороны, и вычисления вертикальных движений на фронте, с другой. Причиной усиления вертикальных движений в зоне фронта является скачок ветра на фронтальной поверхности, выражающийся в рамках модели через характеристики барического поля.

Дальнейшим развитием задачи о расчете перемещения фронта в поле движений синоптического масштаба следует считать исследования [89, 96, 97, 162, 188, 228, 257]. Определенные достижения на этом пути имеются: изменение формы фронта в циклоне вплоть до начала окклюдирования удается описать (см. п. 2.7). Однако соединение подобных задач с прогностическими моделями процессов синоптического масштаба затруднено не только из-за недостаточной разработанности мезомасштабных схем движения фронтов, но также из-за таких принципиальных ограничений постановки задачи, как задание фронтального раздела и, значит, отказ от описания процессов фронтогенеза и фронтолиза.

С другой стороны, выделение области фронта с самого начала и введение мелкой сетки только внутри этой области (так

называемая телескопизация) представляет значительные выгоды с точки зрения машинной реализации и оперативного применения модели. К этому направлению непосредственно примыкает не очень многочисленная группа работ, в которых изыскиваются методы объективного анализа фронтов. В нашу задачу не входит их рассмотрение: некоторые такие работы обсуждаются в [84].

Другая возможность включения фронтов в прогностические модели состоит в увеличении вертикального и горизонтального разрешения этих моделей для того, чтобы возможно больше мезомасштабных особенностей метеорологических полей, связанных с фронтами, описывалось непосредственно в рамках основной прогностической схемы. Этот путь является наиболее радикальным. Однако здесь встречаются серьезные трудности, связанные с объемом памяти, ресурсами машинного времени и недостаточной плотностью исходной информации.

Первая успешная попытка описать процессы на фронтах моделью с высоким разрешением принадлежит Бушби и Тимпсон [137]. Десятиуровневая модель с полными уравнениями, первоначально не включавшая трения и топографии подстилающей поверхности, была использована для прогноза на 24 ч геопотенциальных высот, температуры, вертикальных движений, а также осадков на фронтах низкого циклона. Поле влажности (отношения смеси) задавалось до поверхности 300 гПа по данным радиозондирования, выше атмосфера считалась сухой. Фронты как поверхности раздела не задавались. Зоны повышенных градиентов, соответствующие фронтам, формировались внутри модели. В этом варианте модели шаг по времени составлял 108 с, по вертикали 100 гПа, по горизонтали 40 км. Позже эта модель была усовершенствована.

В работе Бенуэлла и Бушби [120] дано сравнение предвычисленной ситуации (с учетом фронтов) и наблюдаемой с помощью учащенного зондирования и радиолокации (случай, описанный в [133]). Усовершенствование модели состояло, в частности, в том, что были включены параметризации подсеточной конвекции (по схеме конвективного приспособления), топографии подстилающей поверхности, приземного трения, горизонтального перемешивания. В результате значительно улучшилось согласие полученных для зоны фронта предвычисленных распределений осадков и компонент скорости ветра с наблюдаемыми полями, хотя влияние орографии (очень заметное в природных условиях) модель все же воспроизводила плохо.

В дальнейшем усовершенствование численной схемы было продолжено. В частности, была введена полунейвная схема интегрирования, и шаг по времени был увеличен до 12 мин, тогда как шаг по координатам остался таким же, как в [120], т. е. равным 100 км. Это сделало более реальными перспективы оперативного использования модели. Уикхэм [266] представил результаты расчета фронтальных осадков с помощью такого варианта схемы. Размеры зон осадков, их расположение относительно центра циклона (т. е. привязка к фронтальным разделам) в большинстве случаев хорошо

согласуются с наблюдаемыми. Однако ошибки в расположении на местности зон прогнозируемого дождя достигают одного-двух шагов сетки, а количество осадков обычно составляет $\frac{1}{3}$ — $\frac{1}{2}$ наблюдаемых величин. Причины ошибок не всегда легко установить. Обычно это результат действия многих факторов. В некоторых случаях причина кроется в недостатке исходной информации, в других случаях — в ошибках анализа или контроля данных. Некоторые ошибки являются следствием принятой конечно-разностной аппроксимации уравнений. Значительная часть ошибок прогноза обусловлена тем, что ряд физических процессов моделируется в схеме слишком приближенно. В частности, это относится к орographic effect и конвекции, вклад которой при используемом способе параметризации явно недооценивается. Устранение всех этих недостатков — дело трудное и требующее многолетних усилий.

Однако учитывая важность задачи и возрастающие возможности ее решения, связанные в первую очередь с совершенствованием вычислительной техники и схем параметризации осадко- и облакообразования, так же, как и неоднородностей подстилающей поверхности, есть все основания полагать, что трудности будут постепенно преодолеваются. В работах последних лет можно найти результаты, показывающие, что более аккуратное описание тех или иных подсчетных процессов позволяет добиться улучшения прогноза (например, в [190] облакообразование и выпадение осадков при глубокой конвекции параметризованы на основе одномерной модели облака).

1.9. ВЫВОДЫ

1. Структура атмосферных фронтальных зон успешно изучается на основании данных радиозондирования, а также специальных самолетных измерений. Выявлены важнейшие закономерности распределения температуры, ветра, завихренности и вертикальных движений в различных частях этих зон, включая струйные течения. Удобным средством изучения кинематики фронтальных зон, в особенности вертикальных циркуляций и стратосферно-тропосферного обмена, является изэнтропический анализ. С его помощью на материале конкретных случаев обнаруживаются системы интенсивных восходящих и нисходящих движений. В зонах обострения тропосферных фронтов (вход ВФЗ) найдены хорошо локализованные области опускания воздуха из верхней тропосферы, слоя тропопаузы и нижней стратосферы, тогда как на теплой стороне фронтальной зоны воздух поднимается. Эти результаты подтверждаются прямыми озонметрическими данными. В дельте ВФЗ, где имеет место фронтолиз, направление циркуляций противоположное (опускание на теплой стороне). Указанные циркуляции, термически прямые во входе ВФЗ и термически обратные в дельте ВФЗ, захватывают мощные слои воздуха, сообщая тропосферным фронтам соответственно характер анафронта или катафронта.

2. Тропосферный фронтогенез — трехмерный процесс. Вклады вертикальных и горизонтальных движений в изменение горизонтального градиента температуры (называемое фронтогенетической функцией) одинаково существенны. Расчет фронтогенетической функции по данным о ветре, температуре и вертикальных движениях (предложенные в разное время выражения для расчета этой величины на горизонтальной плоскости, на изобарических и изэнтропических поверхностях систематизированы в п. 1.4) позволяет получить физически разумные оценки факторов фронтогенеза. Однако такие расчеты требуют большой тщательности и предъявляют высокие требования к исходным данным.

3. Направление поперечных циркуляций в зонах атмосферных фронтов (в квазигеострофическом приближении) зависит от фронтогенетических эффектов горизонтальных движений. Поперечные циркуляции на фронтах (как у земли, так и в свободной атмосфере) в указанном приближении являются компенсационными по отношению к фронтогенетическому или фронтолитическому эффектам поля ветра. Горизонтальному фронтогенезу соответствует термически прямая циркуляция (теплый воздух поднимается), горизонтальному фронтолизу — термически обратная (теплый воздух опускается). Термически прямая циркуляция соответствует и таким условиям, при которых геострофическая адвекция приводит лишь к повороту изотерм. В реальной атмосфере указанная закономерность проявляется при достаточно больших масштабах движений как преобладающая тенденция, тем более четкая, чем ближе к геострофическому движению этих масштабов.

4. Горизонтальное деформационное поле, которое рассматривалось как основное фронтогенетическое поле со времени классических работ Бержерона, Погосьяна и Таборовского, способно формировать фронтальные зоны в толще тропосферы без участия каких-либо дополнительных факторов. Как показывают результаты аналитического решения задачи о фронтогенезе в деформационном поле, уже в квазигеострофическом приближении адвекция температуры приводит к появлению узких зон увеличенных градиентов температуры, наиболее резких вблизи границ (т. е. у земли), где они в пределе при $t \rightarrow \infty$ превращаются в зоны разрыва температуры. Поперечная циркуляция при этом носит компенсационный характер. Фронтальная зона в квазигеострофической модели (так называемый псевдофронт) имеет ряд нереалистических особенностей: симметрия поля продольной составляющей скорости ветра относительно середины зоны, нулевая относительная завихренность в середине зоны фронта, вертикальная ориентация последней (отсутствие наклона). В этом проявляется недостаточность квазигеострофического приближения в задаче о фронтогенезе.

5. Значительно лучшее согласие свойств модельных и наблюдаемых фронтальных зон обеспечивается теорией фронтогенеза в деформационном поле в приближении примитивных (полных) уравнений и геострофического баланса поперек фронта. Аналитическое решение такой задачи, найденное для частного случая нуле-

вого потенциального вихря, описывает процесс формирования фронтальной зоны с присущими ей максимальными градиентами и затем (через конечное время) разрывами температуры (которые в реальной атмосфере не возникают благодаря процессам перемешивания). Модельная фронтальная зона имеет наклон в сторону холодного воздуха. Максимум продольной составляющей в нижнем слое образуется на холодной стороне фронта, максимум относительной завихренности — в зоне фронта. Вскоре после формирования фронта приобретает определяющее значение агеострофическая циркуляция. Такая существенно более реалистическая структура модельной фронтальной зоны получена благодаря учету основных агеострофических эффектов.

В более общих случаях ненулевого потенциального вихря решения указанной модели, полученные с применением численных методов, показывают, что такие характерные явления, как деформация тропопаузы и интенсивное опускание в высотной фронтальной зоне, закономерно возникают с развитием агеострофической циркуляции, уменьшающей остроту формирующегося фронтального раздела. В целом модель с геострофическим балансом поперек фронта правильно воспроизводит важнейшие черты крупномасштабной динамики фронтогенеза в горизонтальном деформационном поле.

6. Неадиабатические факторы (турбулентная вязкость и теплопроводность, фазовые переходы, радиационный обмен и т. д.) оказывают модифицирующее влияние на процессы фронтогенеза, и прежде всего на структуру развивающейся фронтальной зоны. Это влияние может быть очень существенным. Так, турбулентное перемешивание (горизонтальное и вертикальное) ограничивает величину фронтальных контрастов температуры, обуславливает появление переходных зон конечной ширины между соседствующими воздушными массами (вместо узких зон разрыва градиента температуры, получаемых в невязких моделях). Включение эффектов турбулентности в численные модели фронтогенеза в деформационном поле позволяет получить стационарные фронтальные зоны, ширина которых определяется интенсивностью турбулентного обмена. В зависимости от того, как меняется интенсивность турбулентности по высоте и насколько чувствительна эта зависимость к изменениям температурно-ветровой стратификации в зоне развивающегося фронта, турбулентные эффекты могут обуславливать появление тех или иных особенностей (по существу уже мезомасштабных) в структуре полей ветра и температуры на фронте.

7. Успехи в изучении динамики фронтогенеза и фронтолиза делают более реальными возможности описания фронтальных разделов в рамках численных прогностических схем. Исторически более ранний подход к этой задаче предусматривает задание фронта как поверхности раздела и, следовательно, пренебрежение процессами фронтогенеза и фронтолиза. Более радикальный подход основан на описании динамики фронтов и фронтальных процессов в общей прогностической схеме. Успешность такого описания зависит от эффективности принятых схем параметризации топографии, облако-

и осадкообразования, конвективного и турбулентного перемешивания, радиационного обмена и т. п., от плотности и точности исходной информации, качества контроля и анализа данных, от свойств численной модели. Имеющийся опыт показывает, что постепенное совершенствование всех звеньев таких моделей приводит к улучшению качества прогноза фронтальных явлений, включая облачность и осадки.

Глава вторая

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ

2.1. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О ЦИКЛОГЕНЕЗЕ

Циклоны и антициклоны на картах погоды были обнаружены в середине XIX в. Первые попытки объяснения причин образования этих обширных атмосферных вихрей относятся также к XIX в. Этот начальный этап осмысления результатов наблюдений и появления первых физических концепций подробно описан в работах Н. Л. Таборовского [98], Т. Бержерона [9] и Х. П. Погосяна [77].

В начале XX в. метеорологи норвежской школы разработали основные положения об атмосферных фронтах и предложили волновую теорию циклогенеза. Эта теория, имевшая огромное значение для дальнейшего развития динамической метеорологии, впервые связала возникновение циклонов с гидродинамической неустойчивостью воздушного потока. Предположение, что внетропический циклон развивается в результате роста неустойчивой волны на наклонной поверхности раздела воздушных масс с различными свойствами (на фронтальной поверхности) в начале 20-х годов было высказано В. Бьеркнесом [126, 127]. Позже Х. Сульберг [246, 247] теоретически исследовал устойчивость системы, состоящей из двух статически устойчивых баротропных слоев различной плотности, движущихся горизонтально с различными скоростями между жесткими границами, параллельными фронтальному разделу. В такой модели имеются два типа растущих волн: один представляет короткие волны, другой — более длинные (порядка 2000 км), что соответствует горизонтальному масштабу внетропических циклонов.

В 1932 г. Н. Е. Кочин [52] рассмотрел задачу об устойчивости фронтальной поверхности в модели с двумя горизонтальными стенками, включающей два однородных слоя воздуха с различными скоростями и малой разностью плотностей. Кочин вывел критерий неустойчивости, связывающий наклон фронта с волновым числом.

Физическая интерпретация неустойчивости длинных волн, найденной в моделях с фронтальными разделами, была предложена Я. Бьеркнесом и К. Годске [125], которые объяснили ее как неустойчивость потока со сдвигом ветра.

Позже, с развитием аэрологической сети, была обнаружена связь между циклогенезом и эволюцией тропосферных фронтальных зон, отличающихся высокой бароклинностью. Открытие того факта, что циклоны могут возникать в потоках с большими горизонтальными градиентами температуры и ветра, но без резких фронтальных разделов и что возникновение и размывание фронтов может происходить в уже появившихся циклонах как вторичное явление, было поворотным пунктом в развитии представлений о циклогенезе.

Одним из следствий этих открытий явился отход некоторых крупных метеорологов от волновой теории циклогенеза. Стало очевидным, что задание фронтальной поверхности разрыва является в очень многих случаях нереалистическим и, значит, модели Сульберга и Кочина не могут описать характерных для тропосферы условий циклогенеза. Отсюда многие ученые делали вывод, что волновая теория ошибочна в целом. Отрицалось и то, что было в этой теории действительно плодотворным: идея о гидродинамической неустойчивости как механизме циклогенеза. Здесь сыграли роль определенные психологические факторы, о которых говорил позже Т. Берджерон [9], указывая, что порой «благодаря научной интуиции может быть получено подлинное и ценное открытие на основании данных, которые при дальнейшем их изучении оказываются... неверно представляющими исследуемое явление... К сожалению, после этого открытие легко опровергается противниками».

В течение ряда последующих лет продолжались поиски зависимостей между характером и эволюцией полей ветра и температуры в атмосфере и изменением давления. Целью этих поисков было выявление механизмов, которые приводят к циклогенезу в атмосфере, непрерывно стратифицированной по ветру и температуре. Были установлены важные закономерности, которые, однако, характеризовали лишь отдельные стороны или проявления процесса.

В 40-е годы Х. П. Погосьяном и Н. Л. Таборовским была создана адвективно-динамическая теория, впервые представившая циклогенез (антициклогенез) и фронтогенез как грани единого процесса. Основные положения этой теории опирались на следующую наблюдаемую закономерность. Атмосферные вихри синоптического масштаба — циклоны и антициклоны — возникают в тех районах, где создаются большие градиенты температуры в тропосфере. Погосьян и Таборовский исследовали и описали взаимно связанные изменения в полях ветра, температуры и давления на различных стадиях развития циклонов и антициклонов и сформулировали ряд положений о связи между процессами у земли и в толще тропосферы. Эти положения с точки зрения современных представлений включают все основные и многие более тонкие закономерности развития бароклинно-неустойчивых атмосферных возмущений.

Действительно, рассматривая этап возникновения атмосферных вихрей, Погосян и Таборовский исходят из представления о зональной циркуляции, т. е. о западном атмосферном течении, которое в некоторый момент возмущается вследствие каких-либо причин, например под действием орографии или трансформационных факторов [79]. На возникшем возмущенном участке, где течение нестационарно, появляются значительные агеострофические составляющие ветра, с которыми связаны зоны дивергенции и конвергенции. Вследствие этого изменяется и поле давления (динамические изменения давления). Немедленно меняется и характер адвекции, которая обуславливает изменения как термического, так и барического градиентов (адвективные изменения). Появляется фронтальная зона — зона с наибольшими запасами энергии. В поле давления возмущение вида гребень—ложбина развивается в систему циклонов и антициклонов (деформационное поле).

По Погосяну и Таборовскому, энергия горизонтальных контрастов температуры в масштабах высотной фронтальной зоны является источником кинетической энергии циклонических возмущений. Все эти выводы получены путем анализа и обобщения аэрологических данных — «методом физических заключений» [98], — но они и теперь сохраняют силу и почти не нуждаются в поправках.

Х. П. Погосяну и Н. Л. Таборовскому удалось построить физическую концепцию, выдающуюся по своей глубине. Открытые ими закономерности взаимосвязи фронтогенеза и циклогенеза, адвекции (нелинейного взаимодействия) и эволюции полей температуры, ветра и завихренности имеют фундаментальное значение в динамике атмосферы. К сожалению, основные идеи адвективно-динамической теории не получили в то время количественного выражения и гидродинамической формулировки в силу ряда объективных и субъективных причин. Сыграло роль и характерное для того времени отрицание всех положений волновой теории циклогенеза, включая ее рациональное зерно — идею о гидродинамической неустойчивости как причине роста возмущений.

Н. Л. Таборовский стремился дать гидродинамическое обоснование адвективно-динамической теории, связав ее с теорией изменения атмосферного давления, развитой И. А. Кибелем [49]. Выражение для адвективных изменений получено Таборовским [98] в рамках первого приближения теории Кибеля (градиентное движение), а для динамических изменений — во втором приближении этой теории (с учетом отклонений от градиентного движения в нестационарном потоке). По существу, Погосян и Таборовский в своих классических работах вплотную подошли к представлению о бароклинной неустойчивости как основном механизме циклогенеза. Это был значительный шаг вперед по сравнению с другими существовавшими до того времени концепциями.

В то же время другие исследователи (чьи работы явились прямым развитием идей норвежских метеорологов — создателей волновой теории циклогенеза), отказавшись от задания фронта как поверхности раздела воздушных масс, пришли к задаче об устойчиво-

сти непрерывно стратифицированного воздушного течения. Заметим, что направление классической волновой теории, исследующее устойчивость поверхностей раздела, осталось и продолжало развиваться (см. п. 2.7). Однако это направление отошло на второй план, и с этого времени в центре внимания теоретиков оказались неустойчивые возмущения, развивающиеся на зональном потоке, в котором скорость меняется по широте (баротропная неустойчивость) либо по высоте (бароклинная неустойчивость).

Оба вида неустойчивости в применении к атмосферным крупномасштабным течениям изучаются с конца 40-х годов. Хотя, как было сказано, синоптический опыт совершенно определенно указывал на связь циклогенеза с бароклинными зонами, а следовательно, на определяющую роль бароклинной неустойчивости в процессах возникновения циклонов средних широт, возможности циклогенеза в баротропных потоках также представляли весьма значительный интерес. Во-первых, наблюдения показывали, что в определенных случаях в атмосфере возможно возникновение крупномасштабных вихрей вне фронтальных зон. Во-вторых, начавшееся в это время быстрое развитие численных методов прогноза метеорологических полей, шедшее вначале главным образом по пути создания и эксплуатации баротропных моделей атмосферы, обусловило ощутимую потребность в изучении свойств гидродинамической устойчивости таких моделей.

В конце 40-х и начале 50-х годов были получены аналитические решения линейных задач о бароклинной и баротропной неустойчивости, ставшие классическими. В работах Чарни [140], Иди [148] и Го Сяоланя [194, 195] были найдены необходимые условия потери устойчивости зонального потока (т. е. условия, необходимые для цикло- и антициклогенеза) и описаны важнейшие свойства возмущений, способных расти в таком потоке (в частности, их длины волн). Характерные размеры бароклинно-неустойчивых возмущений, а также основные особенности их структуры (наклон осей в толще тропосферы, соотношение фаз отклонений температуры и давления), характер их смещения в зональном потоке оказались хорошо согласующимися с наблюдаемыми свойствами возмущений синоптического масштаба (ложбины и гребни, молодые циклоны и антициклоны).

В дальнейшем свойства бароклинной, баротропной и комбинационной бароклинно-баротропной неустойчивости зонального потока были изучены более подробно. Учет реальной стратификации температуры и ветра, других атмосферных факторов во многих случаях удалось выполнить с помощью численных методов. Параллельно с линейными задачами, т. е. с задачами об условиях возникновения атмосферных вихрей и об их ранних стадиях развития, начали рассматриваться задачи о нелинейной эволюции неустойчивых возмущений — началось моделирование таких стадий развития циклонов и антициклонов, при которых нелинейный обмен (адвекция полей температуры и ветра) приобретает существенное значение. Вскоре возникло и начало успешно развиваться еще одно направ-

ление теории цикло- и антициклогенеза: исследование устойчивости неzonальных и непрямолинейных основных потоков. Целью этого направления является изучение условий возникновения циклонов и антициклонов при наличии крупномасштабных гребней и ложбин (т. е. на фоне планетарных волн, а не одного только зонального переноса).

Все три перечисленные направления в настоящее время интенсивно разрабатываются, и можно утверждать, что многие наблюдаемые особенности генезиса и структуры циклонов и антициклонов средних широт удастся описать средствами гидродинамического моделирования с позиций теории устойчивости. С другой стороны, необходимо отметить и успехи, достигнутые в области лабораторного моделирования, которое оказалось особенно эффективным средством для изучения полностью нелинейных режимов, с трудом поддающихся гидродинамическому описанию.

Современный этап исследований, охватывающий последние 30—35 лет, отличается тем, что концепция гидродинамической неустойчивости непрерывно стратифицированной среды как важнейшего механизма атмосферного цикло- и антициклогенеза стала общепризнанной. Другой особенностью этого периода является необычайно широкий размах исследований.

2.2. БАРОТРОПНАЯ И БАРОКЛИННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ЗОНАЛЬНОГО ПОТОКА

Познакомимся вначале с важнейшими допущениями, лежащими в основе линейного анализа неустойчивости и различных подходов к нелинейному рассмотрению. После этого можно будет оценить особенности и возможности отдельных направлений развития теоретических исследований и численного моделирования возникновения циклонов и антициклонов на фоне зонального потока.

Баротропная неустойчивость, т. е. такой вид неустойчивости воздушных течений в поле силы Кориолиса, при котором источником энергии растущих возмущений является кинетическая энергия основного потока, в наиболее простом виде рассматривается как неустойчивость течения, в котором запасы доступной потенциальной энергии вообще отсутствуют: температура не изменяется по горизонтали, вертикальная термическая стратификация безразлична или устойчива. Соответственно вертикальный сдвиг ветра должен отсутствовать и скорость ветра должна изменяться лишь по горизонтали (по широте). Бароклинная же неустойчивость, при которой возмущения черпают свою энергию из доступной потенциальной энергии основного потока в поле силы Кориолиса, в простейшем случае представляется как неустойчивость параллельного (зонального) потока с горизонтальным (широтным) градиентом температуры и, следовательно, с вертикальным градиентом скорости ветра.

Линейный анализ условий неустойчивости (как в баротропном, так и в бароклинном потоке) ставит своей целью нахождение та-

ких условий, при которых возможен рост возмущений, попавших в этот поток тем или иным путем, и определения длин волн неустойчивых (т. е. способных расти) возмущений и их начальных скоростей роста. При этом считается, что возмущения являются малыми (бесконечно малыми) по амплитуде (употребляется термин «инфинитезимальные» — *infinitesimal*), так что все их взаимодействия между собой, а также их влияние на исходное, основное течение пренебрежимы; имеет значение лишь воздействие основного потока на возмущения. Далее, возмущения считаются представимыми в виде набора гармонических составляющих (ряда или интеграла Фурье) и, поскольку взаимодействие этих составляющих пренебрежимы, можно заменить анализ поведения возмущений произвольного вида анализом поведения всех его волновых компонентов, называемых элементарными волнами (или нормальными модами — *normal modes*) возмущений.

Если найдено, что некоторые из элементарных волн могут расти по амплитуде в данном основном потоке, то, очевидно, наиболее практически интересными являются те из них, которые растут наиболее быстро: через некоторое время после начала процесса наиболее быстро растущая (наиболее неустойчивая) волна при отсутствии взаимодействий подавит остальные. Поэтому линейный анализ и включает: 1) выделение такого класса условий, при котором могут существовать неустойчивые волны; 2) определение волновых чисел, ограничивающих область неустойчивости при различных значениях параметров задачи; 3) определение показателей роста и нахождение наиболее неустойчивой волны.

Исследование линейных задач о бароклинной и баротропной неустойчивости зонального потока, рассматривавшейся как причина возникновения циклонов и антициклонов, проводилось с самого начала во всех перечисленных аспектах. Остановимся прежде всего на необходимых условиях баротропной и бароклинной неустойчивости (хотя эти результаты не являются наиболее ранними хронологически).

В 1949 г. Го Сяолань [194] выполнил анализ линейной задачи об устойчивости зонального потока со струеобразным профилем в широтной полосе на β -плоскости и нашел необходимое условие неустойчивости, известное как теорема Го: *чтобы в зональном потоке с переменной по широте скоростью могли существовать растущие возмущения, необходимо, чтобы производная абсолютного вихря меняла знак на какой-либо широте внутри области*. Были найдены и спектры неустойчивых волн при струеобразном профиле зонального потока. Интервал длин баротропно-неустойчивых волн был найден ограниченным как со стороны длинных, так и со стороны коротких волн, а длина наиболее неустойчивой волны — зависящей от конкретной формы широтного профиля скорости ветра. Однако во всех случаях длина волны довольно велика и существенно превышает характерный масштаб циклонических возмущений. Показатели роста баротропно-неустойчивых волн обычно значительно меньше, чем определенные по реальным данным показа-

тели роста наблюдаемых возмущений, особенно в случаях глубоких интенсивных циклонов.

В 1962 г. Чарни и Стерн [142] получили необходимое условие потери устойчивости бароклинным течением для случая внутренней зональной струи (т. е. в присутствии как горизонтального, так и вертикального сдвигов ветра). Затем этот результат был обобщен Педлоски [220], а впоследствии Брезертоном [131] в рамках более общего рассмотрения условий бароклинной неустойчивости квазигеострофического движения и сформулирован следующим образом: *неустойчивость бароклинного зонального потока возможна только в том случае, если производная потенциального вихря q_g принимает как положительные, так и отрицательные значения внутри области*. Здесь под потенциальным вихрем понимается сохраняемая величина системы квазигеострофических уравнений:

$$q_g = f_0 + \beta y + \nabla^2 \psi + (1/\rho) (\partial/\partial z) [f_{0\rho} \psi_z / N^2(z)],$$

где ψ — функция тока, $f_0 + \beta y = f$ — параметр Кориолиса, $N^2 = \frac{g}{\theta} \times \frac{\partial \theta}{\partial z}$ — частота Брента—Вяйсяля. Потенциальный вихрь q_g , для которого доказана теорема, не равен потенциальному вихрю Эртеля

$$q = \frac{1}{\rho} (f \mathbf{k} + \nabla \times \mathbf{v}) \nabla \theta,$$

который является инвариантом системы так называемых полных (примитивных) уравнений. В квазигеострофическом приближении q имеет вид

$$q_G = \frac{\bar{\theta}_z}{\rho} \left(f_0 + \beta y + \nabla^2 \psi + \frac{f^2}{N^2} \psi_{zz} \right).$$

Связь между q_g и q обсуждается в работе Брезертона [131], в которой показано, что с точностью до малых высшего порядка

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_\theta q \approx \frac{1}{\rho} \bar{\theta}_z \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_z q_g,$$

где индексы θ и z обозначают, что дифференцирование выполняется в изэнтропических координатах x, y, θ и в обычных геометрических координатах x, y, z . Соответственно условия сохранения q_g и q имеют вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \times \nabla \right)_\theta q \approx \frac{\bar{\theta}_z}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \times \nabla \right)_z q_g = 0,$$

где \mathbf{V} — геострофический ветер.

Отметим, например, что зональный горизонтально однородный поток на f -плоскости с постоянным вертикальным сдвигом скорости (модель Иди) удовлетворяет необходимому условию неустойчивости при любых ненулевых сдвигах ветра, поскольку в этом потоке

q обращается в нуль везде, кроме верхней и нижней границ, на которых потенциальный вихрь принимает значения, равные по абсолютной величине, противоположные по знаку и пропорциональные сдвигу ветра.

В рамках двуслойной модели необходимое условие бароклинной неустойчивости имеет более простой вид. Такое условие получено Филлипсом [226] для случая зонального потока, ограниченного по широте. Если в каждом слое параметр статической устойчивости постоянен, то при постоянной разности скоростей двух слоев удастся получить дисперсионное соотношение, из которого выводится условие существования неустойчивых волн (т. е. условие существования комплексных фазовых скоростей). При одинаковых меридиональном и широтном размерах возмущений это условие имеет вид

$$U_1 - U_3 > \sigma^* \cos \varphi^* / \sin^2 \varphi^*. \quad (2.1)$$

где U_1 и U_3 — скорости зонального потока соответственно на верхнем и нижнем уровнях (250 и 750 гПа соответственно), φ^* — широта, $\sigma^* = 0,124 \times c_p \Delta\theta / 2R^* \Omega^*$ — параметр статической устойчивости ($\Delta\theta = \theta_1 - \theta_3$), R^* — радиус Земли, Ω^* — угловая скорость ее вращения.

Критерий Филлипса удобен для применения и дает хорошие результаты, несмотря на грубость модели, в которой он получен. Он определяет критическое значение сдвига ветра: если сдвиг превышает значение величины, стоящей справа в (2.1), то неустойчивость возможна. На практике считают, что она тем более возможна, чем больше сдвиг ветра превышает значение, даваемое критерием Филлипса.

Нужно иметь в виду, что выполнение необходимых условий неустойчивости не обязательно означает наличие неустойчивости. Для решения вопроса, является ли данный поток действительно неустойчивым, требуется специальный анализ. В линейном приближении он выполняется путем решения соответствующей задачи на собственные значения и нахождения спектра неустойчивых волн.

Изучение свойств бароклинно-неустойчивых возмущений на зональном потоке было начато работами Чарни [140], Иди [148] и Го Сяоланя [195]. В работе [140] была поставлена задача об устойчивости зонального потока с линейными вертикальными профилями температуры и ветра на β -плоскости и приблизительно указана форма нейтральной кривой, т. е. граничной кривой, разделяющей области устойчивости и неустойчивости в плоскости параметров задачи (вертикального сдвига ветра и волнового числа возмущений).

Иди в работе [148], получившей впоследствии широкую известность, изучил устойчивость основного зонального бароклинного течения с линейным вертикальным профилем скорости, заключенного между двумя горизонтальными стенками, и нашел спектр неустойчивых волн, размеры которых приблизительно соответствуют при типичных для атмосферы значениях параметров масштабам циклонов и антициклонов средних широт (длина наиболее неустойчивой волны 1—5 тыс. км, время удвоения амплитуды — порядка

суток). Неустойчивые возмущения движутся по потоку со скоростью, равной скорости ветра на среднем уровне, а их показатели роста зависят от длины волны таким образом, что имеется один максимум показателей роста, а со стороны коротких волн интервал неустойчивости ограничен. Именно, при заданных профилях температуры и ветра в основном потоке все волны, длины которых меньше длины «коротковолнового отсечения»

$$L_0 = \frac{\pi H z_0}{\alpha_0^* f} \frac{dU}{dz}, \quad (2.2)$$

являются нейтральными: их показатели роста равны нулю. В (2.2) обозначено: H — вертикальный масштаб, z_0 — вертикальная мощность зонального потока, U — его скорость, α_0^* — решение уравнения $\alpha^* = \text{ctg } \alpha^*$.

Хотя решение Иди получено при целом ряде упрощающих предположений (в частности, не учтен β -эффект), оно описывает все основные свойства бароклиных волн. Во многих случаях скорости начального роста реальных циклонических возмущений на зональном потоке хорошо согласуются с рассчитанными по модели Иди (см. п. 2.4).

Несколько позже, продолжив анализ задачи о бароклиной неустойчивости в постановке Чарни, Го Сяолань [195] исследовал область неустойчивости и зависимость показателей роста и фазовых скоростей неустойчивых бароклиных волн от параметров задачи, а также вертикальную структуру наиболее неустойчивой волны (длиной около 3,5 тыс. км) со временем удвоения порядка суток. Включив в рассмотрение случай волны с критическим уровнем (т. е. уровнем, на котором скорость ветра равна фазовой скорости волны), Го Сяолань получил возможность исследовать область неустойчивости и построить нейтральную кривую в длинноволновой области. В дальнейшем [196] он продолжил исследование этой задачи и нашел аналитические решения, показывающие, что, помимо основного максимума показателя роста, в длинноволновой области имеются вторичные максимумы.

Таким образом, оказалось, что нейтральная волна, найденная Чарни, лишь разделяет две области неустойчивости, а не является границей между растущими и нерастущими возмущениями.

В 1960 г. Грин [163] обнаружил неустойчивость более коротких и более длинных волн. Он нашел, что на β -плоскости (в отличие от модели Иди на f -плоскости) даже при малых β неустойчивыми являются все длины волн: нет ни коротковолнового, ни длинноволнового отсечений. Интервал неустойчивости в длинноволновой части спектра, найденный Грином, характеризуется меньшими показателями роста; он отделяется от основной области неустойчивости, впервые обнаруженной Чарни, на зональном волновом числе 4.

Вопрос о наличии длинноволнового и коротковолнового отсечений неоднократно впоследствии подвергался математическому анализу в разных вариантах (см. [131, 168]). В результате было установлено, что неустойчивость на длинах волн, меньших L_0 (см. (2.2))

наблюдается почти при любом профиле зонального потока. Но эта неустойчивость отличается меньшими показателями роста и особой структурой неустойчивых волн (их резкой локализацией по вертикали), в результате чего они легко гасятся вязкостью. Нельзя, однако, считать вопрос о коротковолновом и длинноволновом отсечениях полностью выясненным.

В двухслойной модели, введенной Филлипсом [226] и с успехом применяющейся для анализа сложных эффектов трения, топографии и т. п., имеются оба отсечения. Для практических целей в качестве интервала неустойчивости часто вполне достаточно рассматривать лишь тот интервал, который соответствует окрестности максимума показателя роста. Вторичный максимум показателей роста и соответствующие ему медленно растущие волны планетарных масштабов (волны Грина) имеют значение для задач общей циркуляции атмосферы и не имеют прямого отношения к проблеме возникновения циклонов средних широт.

Удобное для практических оценок соотношение, позволяющее находить максимальный показатель роста бароклинных неустойчивых волн на β -плоскости (в области неустойчивости Чарни), предложено в [198]:

$$(\lambda c_i)_{\max} = \sqrt{\varepsilon} \frac{dU}{dz} (\delta_L c_i)_{\max},$$

где λ — волновое число, c_i — мнимая часть комплексной фазовой скорости, λc_i — показатель роста, $\varepsilon = f^2/N^2$, dU/dz — вертикальный сдвиг ветра, $(\delta_L c_i)_{\max} \approx 0,3125$ — безразмерный максимальный показатель роста.

После перехода от вертикального сдвига ветра к горизонтальному градиенту температуры (в соответствии с уравнением термического ветра) последнее соотношение приводится к более простому виду

$$(\lambda c_i)_{\max} = - \left(0,3125 \frac{g}{\bar{T}_N} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \Big|_{z=0}, \quad (2.3)$$

где \bar{T} — температура невозмущенного потока.

Предложенная в [198] зависимость показателя роста от длины волны может использоваться для различных значений размерных параметров. Значение $\delta_L = \delta_{\max}$, соответствующее величине $(\delta_L c_i)_{\max}$, равно 0,777 (здесь $\delta_L = L r_0^{-1}$, $L^2 = \lambda^2 H_s^2 \varepsilon^{-1}$, $H_s = R \bar{T} g^{-1}$ —

вертикальный масштаб, $r_0 = \beta H_s \varepsilon^{-1} \left(\frac{dU}{dz} \right)^{-1}$). Такие соотношения позволяют производить оценку параметров наиболее бароклинно-неустойчивой волны в предположении зональности течения и постоянства величин dU/dz , $\partial \bar{T}/\partial y$.

В реальной атмосфере циклоническая деятельность сопровождается интенсивными процессами облако- и осадкообразования. Выделение скрытого тепла фазовых переходов влияет на свойства устойчивости, меняя скорости роста неустойчивых волн. В области

восходящих движений воздух при подъеме достигает насыщения; и параметр статической устойчивости определяется разностью $\gamma_{ва} - \gamma$, тогда как в области нисходящих движений определяющую роль играет, так же как и в начальном «фоновом» потоке, разность $\gamma_a - \gamma$. Развивающееся возмущение, таким образом, формирует поле статической устойчивости, отличное от начального, и в этом поле растет по амплитуде.

Как показал В. П. Дымников [38], критерий потери устойчивости в двуслойной модели для этого случая имеет такой же вид, как и в отсутствие фазовых переходов, но в качестве параметра статической устойчивости входит некое среднее значение, меньшее фонового значения на величину, пропорциональную ширине области конденсации (в долях от длины волны) и разности $\gamma_a - \gamma_{ва}$. Скорость роста возмущений в такой задаче оказывается больше, чем в «сухом» бароклинном потоке. Численное решение [159] показало, что этот эффект особенно заметен при больших волновых числах. Однако длина волны наиболее бароклинно-неустойчивого возмущения, по-видимому, не зависит от наличия процессов фазовых переходов.

Модели с упрощенным представлением вертикальных профилей температуры и ветра имеют важное достоинство: они позволяют получить аналитическое (или частично аналитическое) решение и сформулировать закономерности процесса разрешения неустойчивости. После цитированных выше ранних работ, такой теоретический анализ был продолжен в [128, 207, 252, 254, 255]. С другой стороны, очевидна и необходимость построения все более сложных моделей для возможно более подробного описания эффектов вертикальной и горизонтальной структуры потока и таких дополнительных факторов, как неадиабатичность и, в частности, вязкость.

Начиная с 60-х годов, подобные модели интенсивно разрабатываются, быстро растет число публикаций и удельный вес численных решений (см. [28, 38, 62, 145]). Так, уже в 1961 г. С. А. Машкович [62] выполнил численное исследование линейной задачи о бароклинной неустойчивости основных состояний, соответствующих среднегодовому полю давления, а также среднемесячным июльскому и январскому полям над северным полушарием, и обнаружил зависимость вертикальной структуры и характеристик неустойчивости возмущений с зональными волновыми числами $n > 7$ от структуры основного потока. Неустойчивость проявляется тем сильнее, чем быстрее увеличивается с высотой скорость зонального потока. Поэтому зимой неустойчивость больше, чем летом. Понижение уровня тропопаузы оказывает стабилизирующее действие. Если исходное возмущение локализовано в определенном слое, то оно быстрее распространяется в вышележащие слои, чем в нижележащие. М. Б. Галин [28] показал наличие двух интервалов неустойчивости — в длинноволновом и синоптическом диапазоне длин волн — в четырехуровневой модели на полусфере, изучив одновременно стабилизирующее влияние горизонтального и вертикального турбулентного обмена.

С возрастанием роли численного моделирования потребовались специальные исследования численных алгоритмов, применяемых для решения задач об устойчивости. Влияние конечно-разностных аппроксимаций и разностных сеток на воспроизведение критериев потери устойчивости и спектра неустойчивых волн исследовал, в частности, В. П. Дымников.

Не останавливаясь детально на уточнениях и обобщениях, вносимых работами 60-х—80-х годов в общую картину, уже в основных чертах намеченную пионерскими работами [140, 148], попытаемся выяснить, насколько применимы к реальным условиям основные модели бароклинической неустойчивости. Вертикальные профили ветра и температуры в этих моделях считаются линейными, реальные же профили обычно в той или иной мере отличаются от линейных. Спрашивается, насколько сильное влияние на свойства устойчивости могут оказывать такие особенности атмосферных потоков, как струйные течения, инверсии и вообще неравномерное изменение скорости ветра и температуры с высотой. Этот вопрос специально рассматривался в [196, 198, 210]. Кроме того, имеется очень большое количество работ, в которых численные решения найдены для конкретных профилей.

Относительно небольшие отличия профилей от линейных мало влияют на свойства устойчивости, тогда как, например, струйные течения большой вертикальной мощности могут качественно изменить характеристики устойчивости: осредненный линейный профиль может быть устойчив на данном интервале длин волн, а струеобразный — неустойчив [210]. Кривизна профиля температуры существенно сказывается на поведении коротких неустойчивых волн [128].

Важнейшим результатом линейного анализа устойчивости ряда зональных крупномасштабных атмосферных течений следует считать установление следующих положений: почти любое характерное для бароклинической атмосферы состояние является неустойчивым на широком интервале длин волн; неустойчивые волны переносят тепло к северу, а количество движения — вниз и обнаруживают ряд свойств, характерных для циклонов и антициклонов средних широт. Что касается баротропной неустойчивости, то ее возможности более ограничены. Западный зональный поток в умеренных и высоких широтах в среднем является баротропно устойчивым, т. е. баротропно устойчивы среднегодовые, сезонные и среднемесячные поля ветра. Однако в конкретных реальных ситуациях над отдельными районами могут возникать условия баротропной неустойчивости.

Линейная теория устойчивости зонального потока дает возможность:

1) определить, выполняются ли необходимые условия неустойчивости (для баротропной неустойчивости — условия теоремы Го, для бароклинической — Чарни и Стерна или более простое условие Филлипса (2.1));

2) оценить размеры наиболее неустойчивых возмущений и их показателей роста, используя для баротропной неустойчивости результаты [194], а для бароклиной — модели Иди (без учета β -эффекта) или, например, выражение (2.3) для волн на β -плоскости.

Все эти оценки для реальных атмосферных течений, конечно, будут приближенными. Возможности линейного анализа ограничиваются определением условий, необходимых для начального роста возмущений, имеющих масштабы циклонов и антициклонов, и закономерностей их роста на начальной стадии.

Дальнейшее развитие вихрей, появление характерной внутренней структуры, взаимодействие с окружающей атмосферой невозможно описать в предположениях «бесконечно малых» амплитуд возмущений и отсутствия влияния их на основной поток, а также взаимодействия между отдельными элементарными волнами. Понимая это, ученые, ставившие своей задачей изучение процесса циклогенеза, уже в первые годы развития теории гидродинамической неустойчивости атмосферных процессов стремились учесть эффекты конечных амплитуд возмущений и решить более общую задачу по сравнению с линейной.

Р. Фьортофт [156] и В. И. Арнольд [5] предложили метод исследования устойчивости с помощью законов сохранения, который затем был применен к исследованию устойчивости зонального потока. Этот метод не требует линеаризации и дает математически строгую оценку возможностей роста возмущений произвольного вида и конечной, хотя и малой амплитуды. Получение таких оценок для конкретных типов атмосферных течений имеет большое значение с точки зрения установления соотношений между результатами линейного рассмотрения и асимптотических методов нелинейного анализа, с одной стороны, и задачей об устойчивости относительно любых возмущений начального состояния, с другой. Эти важные вопросы теории здесь, однако, не будут затронуты. Нужно лишь иметь в виду следующий вывод: неустойчивость в линейном приближении означает и неустойчивость в точном смысле (неустойчивость по Ляпунову или неустойчивость по возмущению начальных данных). Забегая вперед, заметим, что линейный анализ нельзя считать во всех случаях достаточным: в некоторых задачах получены результаты [19, 206], указывающие на то, что устойчивые по линейной теории состояния могут оказаться неустойчивыми относительно конечных возмущений.

Амплитуда неустойчивой волны в линейном приближении растет во времени экспоненциально. Когда амплитуда уже не может считаться «бесконечно малой», т. е. нельзя пренебрегать всеми нелинейными эффектами, возмущение на некотором интервале значений амплитуды может считаться «малым, но конечным». Это понятие означает, что энергия основного течения и взаимодействия растущей волны с этим течением лишь в слабой степени искажают форму волны. При этом обычно удается оценить основные эффекты взаимодействия основного потока и возмущений, а также указать, к какому нелинейному режиму развивается возмущенный поток.

Зависимость амплитуды конечных возмущений от времени значительно отклоняется от экспоненты, даваемой линейной теорией: рост может быть замедленным, с тенденцией к стационарированию волновых движений (мягкое возбуждение), или значительно более быстрым, чем экспоненциальный рост по линейной теории (жесткое возбуждение). Выбор режима роста зависит от характеристик основного течения и от начальной амплитуды возмущений [206].

Что касается развитых нелинейных режимов, то, вообще говоря, они не описываются в рамках представлений о «малых, но конечных» возмущениях (исключение составляют некоторые случаи слабых стационарных волн). Когда энергию возмущений уже нельзя считать малой в сравнении с энергией основного потока, теоретический анализ наталкивается на очень серьезные трудности. В некоторых случаях и здесь удается продвинуться с помощью асимптотических методов (которые являются основным аппаратом решения задач о «малых, но конечных» возмущениях). Однако наиболее эффективными средствами исследования являются лабораторный эксперимент и (пока еще в меньшей степени) численное моделирование.

Лабораторные эксперименты с кольцевыми вращающимися каналами, внутренняя и внешняя стенки которых имеют различную температуру, а также с цилиндрическими контейнерами, вращающимися вокруг оси цилиндра (установки типа «сковородок»), позволили выяснить многие важные свойства бароклиной неустойчивости, промоделировать развитие атмосферных возмущений, особенно на поздних, существенно нелинейных стадиях (см. [35, 68]). Жидкость в неравномерно нагреваемых вращающихся сосудах становится бароклинно-неустойчивой, когда достигается определенный критический горизонтальный градиент температуры, зависящий от скорости вращения. Этот вид неустойчивости получил и другое, менее употребительное, но весьма выразительное название «наклонная конвекция» (*sloping convection*). Оно наглядно показывает физическое содержание процессов, происходящих при разрешении бароклиной неустойчивости.

Сила Кориолиса препятствует развитию простых «опрокидывающих» движений в меридиональной плоскости (восходящие движения в «низких широтах», т. е. у нагретой внешней стенки, и нисходящие в «высоких широтах», т. е. у холодной внутренней стенки кольцевого канала). Вертикальные движения подавляются, и вместо простого циркуляционного кольца (типа бризовой циркуляции), характерного для масштабов, при которых сила Кориолиса пренебрежима, развиваются движения преимущественно горизонтальные, так как скорость частиц приближается к геострофической. Если числа Россби не очень малы, то возникают симметричные режимы (циркуляции типа Гадлея), нехарактерные для земной атмосферы. Известно, что циркуляция Гадлея обнаруживается лишь в осредненных, климатических полях. Симметричные режимы имеют большее значение для движений тех масштабов, при которых влияние силы Кориолиса, хотя и не пренебрежимо, но и не столь велико

(гл. 3). На некоторых планетах солнечной системы, например на Юпитере, симметричные циркуляции преобладают.

При малых числах Россби, характерных для макромасштабных процессов в атмосфере Земли, вертикальные движения подавляются столь сильно, что выравнивание горизонтальных градиентов температуры может происходить лишь путем развития горизонтальных движений: волн в горизонтальной плоскости и вихрей с вертикальной осью. Таким путем осуществляется переход потен-

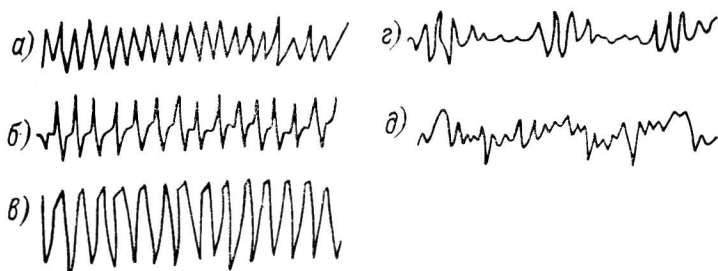


Рис. 2.1. Характерные записи флуктуаций температуры в фиксированной точке внутри жидкости во вращающемся кольцевом канале при различных типах развитых нелинейных режимов [168].

а, б, в — стационарные волны, г — мерцания амплитуды, д — нерегулярный поток.

циальной энергии горизонтальной температурной неоднородности в кинетическую энергию возмущений. В лабораторных условиях найдено три существенно нелинейных режима асимметричной бароклинной неустойчивости (рис. 2.1 и 2.2). На рис. 2.2

$$\Theta = gd \frac{\rho(T_a) - \rho(T_b)}{\left\{ \frac{1}{2} [\rho(T_a + T_b)] \Omega^2 (b - a)^2 \right\}},$$

где d — глубина жидкости, a и b — внутренний и внешний радиусы кольца, $\rho = \rho(T)$ — плотность жидкости.

Охарактеризуем особенности обнаруженных экспериментально линейных режимов.

1. *Режим стационарных волн.* В потоке формируются гребни и ложбины, оси которых ориентированы меридионально или под углом к меридиану, и такие возмущения сохраняются продолжительное время, не развиваясь далее (амплитуда, форма и длина волны не изменяются).

2. *Режим «мерцаний» (vacillations).* Это также регулярный режим, однако гребни и ложбины испытывают медленные периодические изменения во времени: это либо изменения амплитуды волн («мерцание амплитуды»), либо изменения ориентации гребней и ложбин — поворот их осей вперед и назад при небольшом одновременном изменении амплитуды («мерцание формы»), либо, наконец, периодическое изменение волнового числа. Период мерцаний не менее чем на порядок превышает период волн.

3. *Режим нерегулярных бароклинных волн* или «геострофической турбулентности». Элементы геострофической турбулентности — это вихри, передающие свою кинетическую энергию через нелинейные взаимодействия движениям других масштабов.

Эти результаты лабораторных экспериментов получены преимущественно в 60-е и 70-е годы (см. [36, 67, 68, 168]). Регулярные

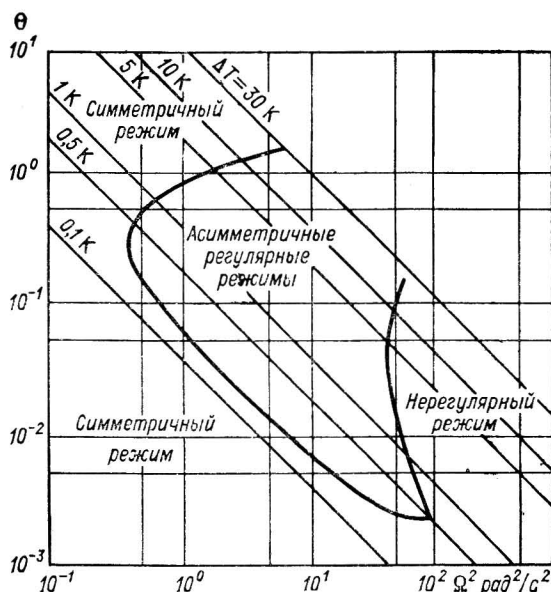


Рис. 2.2. Режимная диаграмма [168], показывающая зависимость преобладающей моды бароклинно-неустойчивых возмущений и видов нелинейных режимов от квадрата угловой скорости Ω вращения кольцевого канала и от параметра Θ .

режимы стационарных волн и мерцаний находят свои аналоги в атмосферных процессах планетарного масштаба, т. е. в системе движений общей циркуляции атмосферы, тогда как режим геострофической турбулентности более характерен для синоптических масштабов, для циклонов и антициклонов умеренных широт (см. [64]). Их первоначальный рост обусловлен бароклинной неустойчивостью, а дальнейшее развитие определяется также нелинейными взаимодействиями.

Выводы, полученные на основании лабораторных измерений амплитуд возмущений и потоков свойств в возмущенном течении, оказали влияние на все направления исследований атмосферного циклогенеза, в особенности на развитие гидродинамического моделирования этого процесса.

Гидродинамические модели, описывающие эволюцию неустойчивых волн и их превращение в системы циклонов и антициклонов, основаны на решении существенно нелинейной системы уравнений,

поддающейся, как правило, лишь численному решению. В таких моделях исследуется рост неустойчивых волн, обычно известных из линейного анализа, при учете их взаимодействия с основным потоком и генерации старших гармоник.

Первоначально усилия сосредоточивались на изучении нелинейного развития тех бароклиных волн, которые лежат вблизи границы устойчивости (*marginally unstable waves*). Нелинейная теория волн, лежащих внутри области неустойчивости и имеющих максимальные показатели роста и время удвоения порядка суток, начала развиваться позднее. Были изучены равновесные режимы, при которых приток энергии от основного течения балансируется ее потерями. Все три вида развитых нелинейных режимов, перечисленных выше, обнаружены у бароклиных волн при различных параметрах основного потока. Укажем основные эффекты нелинейного обмена, обуславливающие различия между волнами бесконечно малой и конечной амплитуд.

Прежде всего, обмен энергией между основной неустойчивой волной и ее гармониками приводит к переносу свойств (тепла, количества движения) против градиентов, в результате чего в бароклиных волнах формируются фронтальные зоны и струйные течения. Таким путем энергия (и кинетическая, и доступная потенциальная) переносится к движениям меньших масштабов. Фронтогенез в бароклиных волнах начинается на достаточно ранних стадиях, вскоре после появления замкнутого центра низкого давления. Этот процесс вначале был обнаружен при численном решении плоской задачи [262], а затем подвергся аналитическому рассмотрению в рамках аналогичной плоской задачи [180] и в двуслойной пространственной модели [236]. Затем появилось более подробное численное исследование [212], в котором сравнивались результаты описания эволюции бароклинно- и баротропно-устойчивых волн в квазигеострофической модели и в модели с полными уравнениями. В каждой модели фронтогенез в нижних слоях происходил достаточно быстро и интенсивно (при условии сильной неустойчивости исходного зонального струеобразного потока), так что в течение четырех суток в реальном масштабе времени в неустойчивой волне, развивавшейся в систему циклон—антициклон, формировалась фронтальная зона с сужающимся и имеющим характерный изгиб теплым сектором (рис. 2.3).

Результаты квазигеострофической модели и модели с полными уравнениями различались прежде всего по вертикальной структуре фронтов, что согласуется с ранее полученными результатами для горизонтального деформационного поля (см. гл. 1). Верхнетропосферный фронтогенез с характерной циркуляцией в окрестности тропопauses также был получен, причем он наблюдался в глубокой неустойчивой волне (т. е. имевшей значительные амплитуды не только в нижних, но и в верхних слоях).

После этих работ фронтогенез в циклонах стал объектом довольно многочисленных исследований, из которых укажем [179, 181, 241]. Применение геострофических и изэнтропических координат

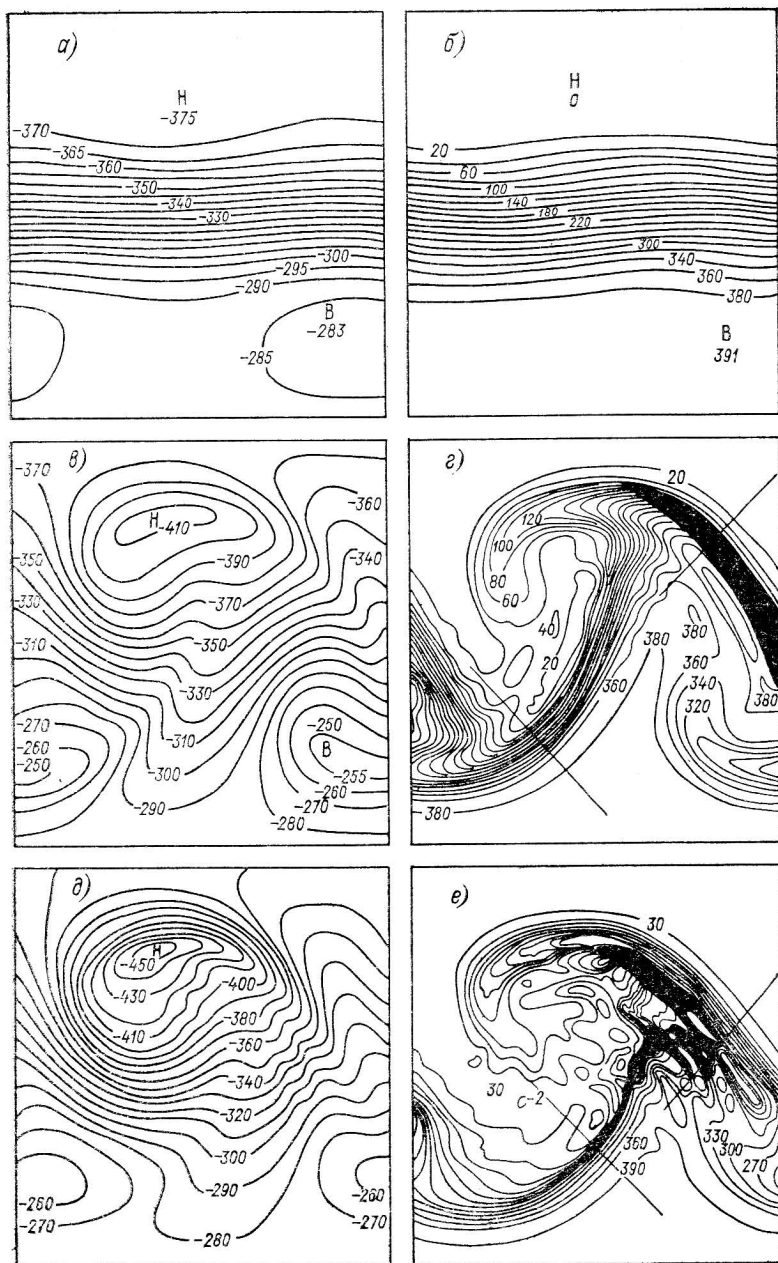


Рис. 2.3. Поле давления на нижнем уровне (а, в, д) и плавучести θ'/θ (б, г, е) в бароклинно- и баротропно-неустойчивой волне со временем удвоения 27 ч [212].

а и б) начальное поле ($t=0$), разность давлений $B - H = 21$ гПа; в и г) квазигеострофическое решение, $t=144$ ч, $B - H = 40$ гПа; д и е) решение полных уравнений, $t=144$ ч, $B - H = 45$ гПа.

позволило более детально исследовать кинематику и динамику фронтогенеза в бароклинических волнах у земли и на высотах. Однако жизненный цикл крупномасштабных вихрей все же удается пока проследить в гидродинамических численных моделях лишь на стадиях роста и углубления, до предшествующей окклюдации деформации теплого сектора циклона.

Тем не менее эти результаты несомненно имеют большое значение. Они показывают, что основные крупномасштабные особенности внутренней структуры циклонов и ее эволюции являются гидродинамически детерминированными: они возникают как закономерное следствие развития неустойчивого возмущения в горизонтальном неоднородном потоке большого масштаба.

Другие нелинейные эффекты также в значительной степени удается проследить с помощью гидродинамических моделей. Показано, в частности, что в результате взаимодействия неустойчивых возмущений между собой и с основным потоком рост их может замедляться или ускоряться в зависимости от длины волны. В результате этого размеры возмущений, доминирующих в нелинейных режимах, могут отличаться от наиболее неустойчивой волны по линейной теории [250]. Замечательно, что роль нелинейных эффектов особенно велика в условиях регулярных режимов [65, 168]. Этот результат интересен с точки зрения проблемы предсказуемости атмосферных движений, поскольку при ее рассмотрении обычно полагают, что с ростом нелинейности растет и нерегулярность, приближая стадию турбулизации.

Перемешивая основное течение, циклоны и антициклоны создают крупномасштабные потоки количества движения, тепла и влаги, имеющие большое значение для формирования средних климатических полей соответствующих величин. Для учета этих сугубо нелинейных эффектов в моделях климата и общей циркуляции атмосферы целесообразно рассматривать не отдельные конкретные вихри, а совокупное действие их ансамблей. Описанию такого рода обратных связей посвящено значительное число работ (см. [65, 108], а из последних работ [39]). Их рассмотрение, однако, не входит в наши задачи.

Мы уже указывали, что основную информацию о полностью развитых нелинейных режимах пока дает лабораторное моделирование. В последнее время не меньшее значение приобрел и другой класс работ: прямые расчеты (по материалам радиозондирования) бюджета энергии атмосферных движений различных масштабов. Начиная с работы Лоренца [200] изменение кинетической и доступной потенциальной энергии возмущений начали представлять как результат бароклинического и баротропного обмена с зональным потоком и с возмущениями других длин волн. Бюджетные расчеты стали выполняться в сочетании с методами спектрального анализа [186, 187, 257], а это позволило, во-первых, подробно изучить спектральное распределение взаимодействий для каждой конкретной длины волны, во-вторых, исследовать отдельно источники и стоки энергии для стационарных (долгоживущих) и существенно неста-

ционных возмущений. Стало ясно, что бароклинный обмен играет неодинаковую роль на разных стадиях жизни возмущений различных масштабов, оставаясь в то же время основным источником начального роста для вихрей, имеющих характерные размеры циклонов средних широт. Эти выводы, полученные к тому же не путем моделирования (лабораторного либо численного), а непосредственно по данным измерений в земной атмосфере, существенно углубили и обогатили представления о механизмах и энергетике циклогенеза.

2.3. ОСНОВНАЯ ЗАДАЧА О БАРОТРОПНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗОНАЛЬНОГО ПОТОКА

2.3.1. Постановка задачи

Как уже говорилось в п. 2.2, причиной баротропной неустойчивости атмосферных движений является неравномерное распределение скоростей ветра в поперечном к потоку горизонтальном направлении. В случаях, когда эта неравномерность достаточно велика, случайно возникшие в потоке возмущения растут и превращаются в систему вихрей, перемешивающих воздушный поток. Это перемешивание стремится выравнивать контрасты скоростей ветра и превратить баротропно-неустойчивый профиль ветра в более сглаженный, баротропно-устойчивый.

Термин «баротропная неустойчивость» относится именно к плоским течениям во вращающихся системах: в атмосфере и в океане Земли, в жидких и газообразных оболочках планет и звезд, в лабораторных установках с вращающимися контейнерами. В отсутствие вращения неравномерное распределение скоростей также может быть причиной неустойчивости. Именно этот вид гидродинамической неустойчивости раньше других подвергся изучению. Его обычно связывают с именем О. М. Рэлея, который сформулировал необходимое условие неустойчивости плоскопараллельного невязкого потока, состоящее в наличии точек перегиба профиля скорости [10].

Баротропная неустойчивость в «чистом» виде применительно к атмосфере рассматривается как неустойчивость двумерного зонального течения. На примере такой простейшей задачи удобно выяснить, при каких распределениях скоростей создаются условия для роста возмущений, и изучить их основные свойства (прежде всего характерные масштабы и скорости роста). Эта задача интересна для нас и в методическом отношении — как пример постановки и анализа типичной линейной задачи о гидродинамической неустойчивости.

Следуя известной работе Го Сяоланя [194], сформулируем задачу о баротропной неустойчивости на β -плоскости. Пусть ось x направлена на восток, y — на север. Представим движение как сумму основного зонального течения с профилем $U = U(y)$ и малых (бесконечно малых) возмущений $u' = u'(x, y, t)$, $v' =$

$= v'(x, y, t)$. Линеаризованная система уравнений относительно возмущений имеет вид (плотность ρ постоянна)

$$\left. \begin{aligned} du'/\partial t + U du'/\partial x + v' dU/dy &= -(1/\rho) \partial p'/\partial x + f v' \\ \partial v'/\partial t + U \partial v'/\partial x &= (1/\rho) \partial p'/\partial y - f u' \\ \partial u'/\partial x + \partial v'/\partial y &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

Введем функцию тока для возмущений (ψ) соотношениями

$$u' = -\partial\psi/\partial y, \quad v' = \partial\psi/\partial x.$$

Обычным образом, продифференцировав первое из уравнений (2.4) по y , второе — по x и вычтя второе из первого, перейдем к уравнению завихренности, которое в данной задаче будет иметь вид

$$(\partial/\partial t + U \partial/\partial x) \nabla^2 \psi + (\beta - U'') \partial\psi/\partial x = 0. \quad (2.5)$$

Возмущения представим в виде элементарных волн или нормальных мод (см. п. 2.2)

$$\psi = \psi(x, y, t) = \Psi(y) e^{i\lambda(x - ct)}. \quad (2.6)$$

Здесь $\Psi(y)$ — амплитудная функция, описывающая распределение амплитуд волновых возмущений вдоль оси y ; λ — волновое число в зональном направлении; $c = c_r + i c_i$ — комплексная фазовая скорость (где c_r — физическая фазовая скорость, а λc_i — показатель роста волны). При $c_i = 0$ возмущение не изменяется во времени (волна нейтральна), при $c_i > 0$ возмущение экспоненциально растет во времени, а при $c_i < 0$ затухает.

Уравнение (2.5) — второго порядка, и для нахождения однозначного решения необходимо поставить два граничных условия по y . Атмосферные зональные потоки часто можно считать симметричными относительно некоторого широтного круга. Ограничимся рассмотрением симметричных профилей $U(y)$ и будем считать, что на границах широтной полосы либо имеются стенки, на которых возмущения затухают, либо наблюдается переход к однородному потоку с соответствующей ему структурой возмущений.

Поскольку рассматриваются только симметричные профили и симметричные граничные условия, то следует ожидать, что профиль $\Psi(y)$ тоже будет либо симметричным, либо антисимметричным. Поэтому достаточно рассматривать только половину полосы. Поместим начало координат на границе полосы и будем рассматривать лишь симметричные возмущения. При ширине полосы, равной $2b$, координата середины полосы будет $y = b$, и тогда только что обсуждавшиеся два типа граничных условий запишутся в виде:

$$y = 0, \quad \Psi = 0; \quad y = b, \quad \Psi' = 0 \text{ (твердые стенки);} \quad (2.7)$$

$$y = 0, \quad \Psi' - r\Psi = 0; \quad y = b, \quad \Psi' = 0 \text{ (бесконечный поток).} \quad (2.8)$$

Второй тип граничных условий получается с учетом того, что при $U = \text{const}$ уравнение (2.5) имеет решение $\Psi = e^{\pm r y}$, где

$$r^2 = (\lambda^2 + \beta)(c - U)^{-1}.$$

Теперь задача об устойчивости поставлена. Решить ее — значит найти те значения комплексной фазовой скорости c , которым соответствуют нетривиальные (не равные тождественно нулю) решения (2.5), удовлетворяющие граничным условиям.

2.3.2. Спектр собственных значений. Нейтральные волны

Все возможные значения комплексной фазовой скорости c , которым соответствуют нетривиальные решения задачи на собственные значения (в нашем случае задачи (2.5) — (2.7) или (2.5) — (2.8), образуют спектр собственных значений этой задачи. Спектр включает действительные собственные значения, которым соответствуют нейтральные волны, а также комплексные собственные значения, которым соответствуют растущие и затухающие волны. Нейтральные волны в свою очередь делятся на два класса в зависимости от соотношения их фазовых скоростей со скоростями U основного потока. Пусть скорость основного потока принимает все значения от U_{\min} до U_{\max} . Тогда, если фазовая скорость нейтральной волны c оказывается лежащей внутри интервала значений U , т. е. $U_{\min} \leq c \leq U_{\max}$, при некотором значении y_0 оказывается $c = U(y_0)$, и для уравнения (2.5) эта точка y_0 является особой точкой. В этом случае y_0 называется критическим уровнем для данной волны, а сама нейтральная волна, имеющая критический уровень, называется сингулярной. Другой класс нейтральных волн — это несингулярные волны, фазовые скорости которых лежат вне интервала $[U_{\min}, U_{\max}]$. Этот класс появляется в спектре задачи об устойчивости лишь при наличии внешних сил (силы Кориолиса, плавучести и т. п.). В задаче о неустойчивости типа Рэлея эта часть спектра отсутствует.

Как мы сейчас увидим, несингулярные нейтральные волны в задаче о баротропной неустойчивости представляют большой интерес для метеорологии.

Найдем несингулярные нейтральные волны в нашей задаче. Для этого перепишем уравнение (2.5) в виде

$$\Psi'' = [\lambda^2 + \beta/(c - U) + U''/(U - c)] \Psi \equiv G\Psi \quad (2.9')$$

и сравним его с уравнением

$$\tilde{F}'' = [U''/(U - c)] \tilde{F} \equiv G_2 \tilde{F}. \quad (2.9)$$

Поскольку ось x совпадает с границей полосы, то при $y = 0$ имеем

$$\Psi(0) = 0, \quad \tilde{F}(0) = 0,$$

но

$$\Psi'(0) \neq 0, \quad \tilde{F}'(0) \neq 0.$$

Тогда при $c > U_{\max}$ будем иметь $G > G_2$. Если это так, то, согласно теореме сравнения Штурма, Ψ осциллирует медленнее, чем \tilde{F} . Но для \tilde{F} существует решение

$$\tilde{F} = (c - U) \int_0^y (c - U)^{-2} dy,$$

которое везде положительно, кроме $y = 0$. Отсюда следует, что Ψ не имеет нулей в области $y > 0$ и не может быть равно нулю при $y = 2b$. Значит, верхнее граничное условие не может быть выполнено ни при каких $c > U_{\max}$.

Если мы возьмем $c < U_{\min}$, тогда может оказаться $G < G_2$, и могут найтись значения c , при которых $\Psi = 0$ в точке $y = 2b$, т. е. Ψ будет тогда решением (2.9'), удовлетворяющим обоим граничным условиям, а c — собственным числом.

Теперь исследуем эти значения c . Для этого умножим (2.9') на F , а (2.9) — на Ψ , вычтем и проинтегрируем от $y = 0$ до $y = b$. Получим

$$\left[\Psi' \tilde{F} - \tilde{F}' \Psi \right] \Big|_0^b = \int_0^b \left(\lambda^2 - \frac{\beta}{U - c} \right) \tilde{F} \Psi dy. \quad (2.10)$$

Для Ψ имеем условия $\Psi(0) = 0$, $\Psi'(b) = 0$, $\Psi(b) > 0$, $\Psi'(0) > 0$. Если возьмем решение (2.9) в виде

$$\tilde{F} = U - c, \quad (2.11)$$

что удовлетворяет условию $F'(b) = 0$, то из (2.10) будем иметь

$$c = \frac{\Psi'(0) U_{\min}}{\Psi'(0) + \lambda^2 v} + \frac{\bar{U} - \beta/\lambda^2}{1 + \Psi'(0)/(\lambda^2 v)}. \quad (2.12)$$

Здесь $v = \int_0^b \Psi dy$, а \bar{U} — средняя скорость:

$$\bar{U} = v^{-1} \int_0^b U \Psi dy.$$

Если $U = \text{const}$, а Ψ не зависит от y , то (2.12) дает

$$c = U - \beta/\lambda^2. \quad (2.13)$$

Это не что иное, как известная формула Россби для фазовых скоростей длинных волн.

Другой известный частный случай — формулу Гаурвица — получаем при $U = \text{const}$, $\Psi = A \sin(\pi y/2b)$:

$$c = U - \beta/[\lambda^2 + \pi^2/4b]. \quad (2.14)$$

Итак, волны Россби и волны Гаурвица — это медленные длинные волны, фазовая скорость которых меньше, чем минимальная

скорость ветра в полосе. Это несингулярные нейтральные волны в баротропном потоке.

Определим длину L_0 волны, для которой $c = U_{\min}$. Эта волна будет граничной между волнами типа Россби с сингулярными нейтральными волнами, имеющими критический уровень внутри полосы. Из (2.10) и (2.11) имеем при $c = U_{\min}$:

$$\beta \int_0^b \Psi dy = \lambda_0^2 \int_0^b (U - U_{\min}) \Psi dy. \quad (2.15)$$

Длина волны тогда будет равна

$$L_0 = 2\pi\beta^{-1/2} (\bar{U} - U_{\min})^{1/2}. \quad (2.16)$$

При $\bar{U} - U_{\min} = 10$ м/с получим $L_0 \approx 5200$ км.

Таким образом, граничная волна, более короткая, чем несингулярные волны в нашей задаче, все же оказывается (даже при достаточно малых перепадах скоростей ветра в полосе) более длинной, чем интересующие нас волны синоптических масштабов. Отсюда делаем вывод, что для анализа условий возникновения синоптических возмущений может представлять интерес случай

$$U_{\min} < c < U_{\max}.$$

Именно в этом диапазоне фазовых скоростей имеются и неустойчивые волны [147], тогда как волны длинами $L > L_0$ существенно нейтральны.

Условием существования нейтральных волн, для которых $U_{\min} < c < U_{\max}$, является наличие критической точки y_k , в которой $d\xi/dy \equiv \beta - U'' = 0$ (здесь $\xi = f - dU/dy$ — абсолютный вихрь основного течения). Доказательство этого предложения дано в [194].

Сингулярные нейтральные волны, как известно, формируют границу области неустойчивости.

2.3.3. Необходимое условие существования неустойчивых волн

Перейдем к анализу возможностей появления комплексных c . Для определенности возьмем задачу (2.5) — (2.7) и перепишем ее в виде

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} - [\lambda^2 + (U'' - \beta)/(U - c)] \Psi = 0, \quad (2.17)$$

$$\Psi(y_1) = 0, \quad \Psi(y_2) = 0.$$

Здесь $y_1 = 0$, $y_2 = 2b$. Пусть c — комплексная величина, тогда можно записать

$$(U - c)^{-1} = g_1 + i g_2,$$

причем

$$g_1 = \frac{U - c_r}{(U - c_r)^2 + c_i^2}, \quad g_2 = \frac{c_i}{(U - c_r)^2 + c_i^2}. \quad (2.18)$$

В этом случае коэффициент при Ψ в (2.17) является комплексным, и Ψ также:

$$\Psi = \Psi_r + i\Psi_i.$$

Задача (2.17) после разделения действительных и мнимых частей примет вид

$$\Psi_r'' - [\lambda^2 + (U'' - \beta)g_1]\Psi_r + (U'' - \beta)g_2\Psi_i = 0,$$

$$\Psi_i - [\lambda^2 + (U'' - \beta)g_1]\Psi_i - (U'' - \beta)g_2\Psi_r = 0,$$

с условиями

$$\Psi_r(y_1) = \Psi_r(y_2) = 0,$$

$$\Psi_i(y_1) = \Psi_i(y_2) = 0.$$

Умножим первое уравнение на Ψ_i , второе на Ψ_r и вычтем. Получим

$$\frac{d}{dy} \left(\Psi_i \frac{d\Psi_r}{dy} - \Psi_r \frac{d\Psi_i}{dy} \right) = -(U'' - \beta)g_2(\Psi_r^2 + \Psi_i^2).$$

Теперь проинтегрируем это уравнение от y_1 до y_2 и используем граничные условия. Будем иметь

$$\int_{y_1}^{y_2} (\beta - U'')g_2(\Psi_r^2 + \Psi_i^2) dy = 0. \quad (2.19)$$

Поскольку g_2 не меняет знака внутри полосы (ее знак определяется знаком c_i), а величина $(\Psi_r^2 + \Psi_i^2)$ везде положительна, то интеграл в (2.19) может обратиться в нуль только, если $\beta - U''$ равно нулю тождественно, либо если $\beta - U''$ переходит через нуль в какой-либо точке внутри области

$$\frac{d\xi}{dy} = U'' - \beta = 0 \quad \text{при } y = y_k \quad (2.20)$$

и меняет в этой точке знак.

Таким образом, необходимое условие баротропной неустойчивости зонального течения получено. Таким условием является обращение в нуль производной абсолютного вихря по широте и смена знака этой производной внутри области. Физический смысл этого условия становится ясным, если рассмотреть ускорение вихревой частицы, смещенной из начального положения в основном потоке, рассматриваемом как распределение вихревых нитей. Касательное ускорение такой частицы представляется в виде

$$\bar{a}_y = \text{Ci}^{-1} \iint v^2 \frac{d\xi}{dy} dx dy,$$

где $\text{Ci} = \int \xi dx dy$ — циркуляция в частице. Ускорение, как видно, пропорционально $\frac{d\xi}{dy}$ и всегда направлено к исходному

положению, если $\beta - U''$ имеет один и тот же знак во всей области. Только если имеются точки, где $\beta - U''$ меняет знак, частица может приобрести ускорение, направленное от начального положения. Значит, частица может удаляться от начального положения только в том случае, если она проходит через точку y_k . Выполнение условия $\beta - U'' = 0$ указывает, однако, только на *возможность* появления неустойчивости.

Этот результат сохраняет силу и для второго типа граничных условий (задача (2.5) — (2.8)).

2.3.4. Баротропно-неустойчивые волны на зональном струйном течении

Укажем некоторые свойства неустойчивых волн в задаче (2.5) — (2.8), не приводя подробных доказательств. В [194] показано, что сингулярная нейтральная волна длиной L_k , имеющая критический уровень в точке, где $U'' - \beta = 0$, ограничивает интервал баротропно-неустойчивых волн со стороны малых длин волн. Со стороны больших длин интервал неустойчивых волн ограничен длиной волны L_0 , фазовая скорость которой равна U_{\min} . Таким образом, интервал фазовых скоростей неустойчивых волн найден как $U_{\min} < c_r < U_k$.

Рассмотрим более подробно конкретный пример синусоидального профиля $U(y)$, для которого функция тока Ψ_k нейтральной волны находится в явном виде. Примем снова граничные условия (2.7). Пусть

$$U = U_k + [\sin \lambda (y - y_t)] / [1 + \sin \lambda y_t] U_{\max} + \beta / K^2. \quad (2.21)$$

Заданный таким образом профиль удовлетворяет условиям $U(0) = 0$, $U''(y_k) = \beta$. В (2.21) обозначено $K = \frac{1}{2} \pi (\beta - y_t)$, y_t — точка перегиба профиля ($U'' = 0$).

В точке $y = b$, т. е. посередине полосы, $U = U_{\max}$. Будем искать амплитудную функцию Ψ_k волны, для которой $c = U_k$. Подставив заданные таким образом U и c в (2.5), получим уравнение относительно Ψ_k :

$$\Psi_k'' = (\lambda_k^2 - K^2) \Psi_k. \quad (2.22)$$

Решение этого уравнения

$$\Psi_k = B \sin \Lambda y, \quad \Lambda^2 = K^2 - \lambda_k^2. \quad (2.23)$$

Граничные условия $\Psi_k(0) = \Psi_k'(b) = 0$ удовлетворяются, если

$$\Lambda = \frac{(2n+1)\pi}{2B},$$

где n — любое целое число. Но так как должно быть

$$0 \leq y_k < \frac{b}{2},$$

то единственно возможное значение

$$\Lambda = \pi/2b,$$

и тогда

$$\Psi_{\kappa} = \frac{\sin(y\pi/2b)}{\sin(y_{\kappa}\pi/2b)}.$$

Постоянный множитель здесь выбран так, чтобы в критической точке y_{κ} было $\Psi_{\kappa} = 1$.

Волновое число λ тогда получается из соотношения

$$\lambda_{\kappa}^2 = \frac{\pi^2}{4b^2} \left[\left(1 - \frac{y_t}{b} \right)^{-1} - 1 \right].$$

Показатели роста c_i в окрестности нейтрального решения Ψ_{κ} можно вычислить (в предположении малости разности ΔL длин нейтральной и неустойчивой волны) с помощью приближенных выражений, вывод которых здесь не приводится:

$$c_i = -D\pi E^{-1} \Delta c_r,$$

$$\Delta c_r (1 + D^2 \pi^2 E^{-2}) = -\Delta L E^{-1} \int_0^b \Psi_{\kappa}^2 dy,$$

$$E = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_0^{y_{\kappa}-\varepsilon} + \int_{y_{\kappa}+\varepsilon}^b \right) \frac{U'' - \beta}{(U - c_{\kappa})^2} \Psi_{\kappa}^2 dy, \quad D \equiv \frac{U_{\kappa}''' - \beta'}{(U')^2}. \quad (2.24)$$

В (2.24) окрестность критической точки выделена вследствие того, что $U - c_{\kappa}$ обращается в нуль. Вопросы обхода особых точек при решении задач об устойчивости требуют всегда особого внимания. Однако в данном случае речь идет лишь о приближенных оценках c_i .

В окрестности другой границы области неустойчивости фазовую скорость неустойчивой волны можно найти с помощью следующих выражений, также являющихся приближенными:

$$c_r \left[U'(0) + \lambda_0^2 \int_0^b U dy \right] = \Delta (\lambda^2) \int_0^b U^2 dy,$$

$$c_i \left[U'(0) + \lambda_0^2 \int_0^b U dy \right] = G_s \pi c_r^2, \quad \lambda_0 = \frac{2\pi}{L_0},$$

где $G_s = (U_{\kappa}'' - \beta)/U'_{\kappa}$ — приращение фазы волны при переходе через особую точку. Эти выражения удобны для качественного анализа поведения фазовых скоростей неустойчивых волн в окрестности границ неустойчивости, а также и для расчетов, не требующих большой точности. Приведем примеры рассчитанных в [194] решений задачи об устойчивости для двух показанных на рис. 2.4а вариантов профиля зонального потока (сильного (I) и более слабого (II) струйных течений). Амплитудные функции нейтральных

волн (Ψ_0, Ψ_K) приведены на рис. 2.46, а зависимость c_r и c_i от безразмерной длины волны L/b — на рис. 2.5. Во всех случаях интервал неустойчивых волн начинается со значений L/b , равных

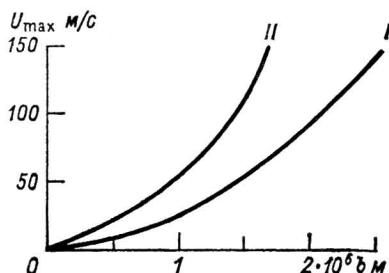


Рис. 2.4а. Зависимость скорости на оси струн (U_{max}) от ширины полосы (b) для узкой (I) и широкой (II) струй [194].

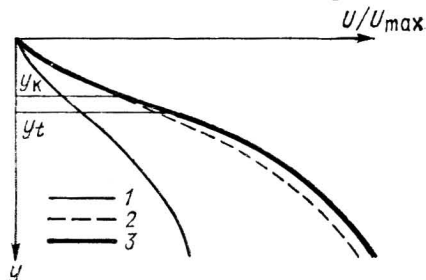


Рис. 2.4б. Амплитудные функции $\Psi_K(y)$ (1) и $\Psi_0(y)$ (2) и безразмерный профиль скорости ($U(y)/U_{\text{max}}$) для I варианта (3) [194].

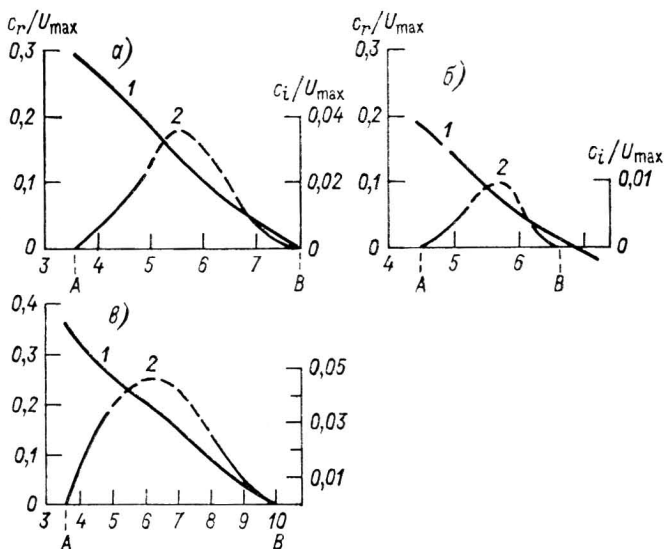


Рис. 2.5. Зависимость безразмерных величин c_r/U_{max} (1) и c_i/U_{max} (2) от безразмерной длины волны L/b для широкой струи при $y_t=b/3$ (а), $y_t=b/4$ (б) и для узкой струи при $y_t=b/3$ (в) [194].

$A=L_K/b$, $B=L_0/b$ — границы области неустойчивости.

3,5—5. Это значит, что длины волн неустойчивых возмущений превосходят ширину полосы в несколько раз (у наиболее неустойчивых возмущений в 6—7 раз). Амплитуды волн распределены по широте так, что при более узкой зональной струе возмущения также оказываются сосредоточенными в более узкой полосе.

Наконец, максимальные показатели роста λc_i баротропно-неустойчивых волн в рассмотренных случаях имеют порядок 10^{-5} с^{-1} .

Им соответствует время удвоения амплитуды, имеющее порядок суток. Это показывает, что баротропная неустойчивость в определенных условиях (т. е. при соответствующих широтных профилях ветра) может играть существенную роль как механизм роста не только медленно развивающихся вихрей в системах общей циркуляции атмосферы, но и вихрей синоптического масштаба — циклонов и антициклонов.

2.4. ОСНОВНАЯ ЗАДАЧА О БАРОКЛИННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ. ВОЛНЫ ИДИ

2.4.1. Постановка задачи

Для наглядного представления об энергетике бароклинной неустойчивости (наклонной конвекции) рассмотрим, как изменится

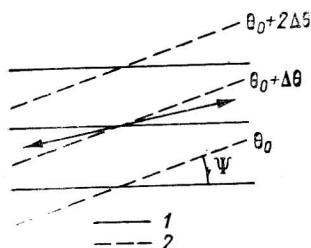


Рис. 2.6. Вертикальный разрез бароклинного слоя [168].

1 — изобары, 2 — изолинии потенциальной температуры; стрелки — положение частиц, при перемене мест которых центр тяжести слоя понижается.

потенциальная энергия зонального потока с широтным градиентом температуры, если две частицы поменяются местами на поверхности, наклоненной локально под углом ϵ к горизонту (рис. 2.6). Если $\epsilon = 0$ или $\epsilon = \epsilon'$, где

$$\epsilon' = \arctg \left[-\frac{\partial \theta}{\partial y} / \frac{\partial \theta}{\partial z} \right]$$

— угол локального наклона изэнтропической поверхности (ось y направлена к северу, z — вверх), то потенциальная энергия системы не изменится при такой перестановке частиц. Если $\epsilon < 0$ или $\epsilon > \epsilon'$, а частицы поменяются местами, то центр тяжести системы поднимется, поскольку $d\theta/dz > 0$ и на севере холоднее, чем на юге; в таком случае потребуются затраты энергии. Однако если $0 < \epsilon < \epsilon'$, то центр тяжести системы понизится при перестановке частиц и энергия высвободится.

Этот пример дает понятие о наклонной конвекции как почти горизонтальном движении частиц, энергия которых растет в результате выравнивания горизонтальных разностей температур. В атмосфере, где кинетическая энергия крупномасштабных движений связана с потенциальной соотношением термического ветра, изменение горизонтальных разностей температур сопровождается изменением вертикального сдвига ветра в соответствующем слое.

Поэтому, если скорость ветра в зональном потоке и широтный градиент температуры однородны, можно рассматривать задачу об устойчивости бароклинного течения в плоском варианте, в плоскости x, z (ось x направлена на восток), считая, что по горизонтали течение не ограничено. Эта задача рассмотрена в классической работе Иди [148]. Другой вариант такой же задачи получается, если считать, что зональный поток имеет место лишь в ограниченной полосе средних широт. Рассмотрим оба варианта. Будем считать течение невязким и адиабатическим, а силу Кориолиса постоянной, так же как и величину вертикального сдвига ветра. Кроме того, примем приближение Буссинеска. Такая простая постановка, допускающая столь же простое аналитическое решение, сохраняет основное гидродинамическое содержание задачи о бароклинной неустойчивости.

Определим, считая воздух ненасыщенным, величину Π , пропорциональную энтропии:

$$\int \frac{d\theta}{\theta} \equiv \Pi = \frac{1}{\kappa} \ln p - \ln \rho, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v}.$$

Уравнение адиабатичности примет вид

$$d\Pi/dt = 0. \quad (2.25)$$

Величину $\partial\Pi/\partial z$ изберем как меру статической устойчивости. Запишем уравнения движения

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du}{dt} - fv, \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{dv}{dt} + fu, \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= g. \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

и неразрывности

$$\operatorname{div}_z \mathbf{v} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \mathbf{v} \{u, v\}. \quad (2.27)$$

Система уравнений (2.25)–(2.27) является замкнутой. Продифференцировав первые два уравнения (2.26) по z , имеем с учетом уравнений статики и адиабатичности:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right) \left(\frac{du}{dt} - fv \right) &= -g \frac{\partial \Pi}{\partial x}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial \Pi}{\partial z} \right) \left(\frac{dv}{dt} + fu \right) &= -g \frac{\partial \Pi}{\partial y}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

В первых скобках каждого из уравнений (2.28) пренебрегаем параметром устойчивости $\partial\Pi/\partial z$, так как изменения по высоте величин, стоящих во вторых скобках, играют большую роль, чем сами эти величины, умноженные на $\partial\Pi/\partial z$. Учитывая, что изменения u, w по высоте — того же порядка, что и сами эти величины,

имеем, действительно, $O[\partial/\partial z] = H^{-1}$, где H — вертикальный масштаб, тогда как $O[\partial\Pi/\partial z] = (\Delta\theta/\theta)H^{-1}$, где $\Delta\theta$ — характерная разность потенциальных температур, θ — средняя потенциальная температура слоя. Поскольку $\bar{\theta} \approx 300$ К, даже при достаточно больших $\Delta\theta$ (например, 30 К) будет $O[\partial\Pi/\partial z] = 0,1H^{-1}$ и, значит, упрощение приемлемо. Таким образом, члены со старшими производными по z в (2.28) сохраняются.

Можно сделать и другое аналогичное упрощение. Дифференцирование первых двух уравнений (2.26) соответственно по y и z и вычитание полученных выражений дает

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial\Pi}{\partial y}\right)\left(\frac{du}{dt} - fv\right) = \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial\Pi}{\partial x}\right)\left(\frac{dv}{dt} + fv\right). \quad (2.29)$$

Привлекая соображения, аналогичные только что приведенным в отношении уравнений (2.28), пренебрежем $\partial\Pi/\partial y$, $\partial\Pi/\partial x$ в первых скобках правой и левой частей (2.29). Тогда вместо (2.28) и (2.29) будем иметь

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{du}{dt} - fv\right) &= -g\frac{\partial\Pi}{\partial x}, \\ \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{dv}{dt} + fu\right) &= -g\frac{\partial\Pi}{\partial y}, \end{aligned} \right\} \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{du}{dt} - fv\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{dv}{dt} + fu\right). \quad (2.31)$$

Исключая Π из (2.30), получим не что иное, как производную по z от (2.31). Значит, два сделанных упрощения являются по существу равносильными. Уравнение (2.31) можно переписать в более привычном виде

$$(\text{div}_z \mathbf{v})(\xi + f) + \frac{d\xi}{dt} + \left[\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right] = 0, \quad (2.32)$$

где

$$\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Теперь продифференцируем первое уравнение (2.30) по x , второе по y и сложим, тогда получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ f\xi - \frac{d}{dt} \text{div}_z \mathbf{v} - \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \right\} = g \nabla_z^2 \Pi. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Систему, состоящую из уравнений (2.25), (2.27), (2.32) и (2.33), будем решать при следующих предположениях. Зададим основной поток:

$$\bar{u} = U(z), \quad \bar{v} = \bar{w} = 0, \quad \bar{\Pi} = Ay + Bz. \quad (2.34)$$

Этот поток удобнее представлять себе как зональный, хотя по существу при $f = \text{const}$ ориентация осей координат не имеет значения. Соотношение термического ветра в этих условиях для основного потока имеет вид

$$\frac{du}{dz} = -\frac{gA}{f}. \quad (2.35)$$

Пусть на основной поток наложены возмущения, так что суммарный возмущенный поток характеризуется величинами

$$u = U + u', \quad v = v', \quad w = w', \quad \Pi = Ay + Bz + \varphi, \quad (2.36)$$

где u' , v' , w' — бесконечно малые по амплитуде возмущения, являющиеся функциями x , y , z , t . Подстановка (2.36) в уравнения системы и линеаризации их относительно возмущений позволяет после предварительного исключения φ , ξ , $\text{div}_z \mathbf{v}$ получить одно уравнение относительно w' :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(f^2 + \frac{d^2}{dt^2} \right) \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} + 2f^2 a \left[f \frac{\partial}{\partial x} + \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial w'}{\partial z} \right] + \\ + f^2 \left[b \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - 2fa^2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \right] w' = 0. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Здесь

$$\frac{d}{dt} = U \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}, \quad a = \frac{gA}{f^2}, \quad b = \frac{gB}{f^2}.$$

Обратим внимание на то, что коэффициенты этого уравнения — либо постоянные (f , a , b), либо функции z (которые появляются в членах с d/dt вместе с $U(z)$). Поэтому уравнение имеет решения, периодические по x , y , t . Граничные условия по z в первом варианте задачи поставим на верхней и нижней горизонтальных стенках:

$$w' = 0, \quad z = \pm z_0/2. \quad (2.38)$$

По x , y будем требовать ограниченности решений. Во втором варианте задачи, при таких же условиях по z , потребуем затухания w' на боковых стенках модели и выделим из спектра периодических по y решений первого варианта задачи те, которые удовлетворяют этому условию.

2.4.2. Бароклинные волны в горизонтально неограниченном потоке и в широтной полосе

Как уже говорилось, уравнение (2.37), описывающее поведение возмущений в бароклинном потоке, имеет периодические решения по горизонтальным координатам x , y и по времени t . Значит, если предположить, что возмущения имеют вид волн, из уравнения (2.37) можно отыскать для каждого волнового числа (которое должно быть действительным для того, чтобы решение было ограниченным при x , $y \rightarrow \infty$) соответствующую ему частоту (действи-

тельную или комплексную) и распределение амплитуд волн по высоте в бароклинном слое с заданным сдвигом ветра. Для этого надо искать решение (2.37) в виде

$$\omega' = W(z) e^{i(\lambda_x x + \lambda_y y + \Omega t)}. \quad (2.39)$$

Здесь λ_x, λ_y — волновые числа по x, y ; $\Omega = \Omega_r + i\Omega_i$ — комплексная частота волны, причем Ω_r означает физическую частоту, а Ω_i — показатель роста амплитуды волны во времени, так что $\Omega_i > 0$ соответствует затухающим возмущениям, $\Omega_i < 0$ — растущим (неустойчивым) возмущениям; $W(z)$ — амплитудная функция.

Подставляя (2.39) в (2.37), получим линейное обыкновенное дифференциальное уравнение, которое запишем, введя новую координату по вертикали:

$$Z_1 = Z_1(z) = (U\lambda_x + \Omega) f^{-1}, \quad \partial Z_1 / \partial z = -a\lambda_x; \quad (2.40)$$

$$Z_1(Z_1^2 - 1) d^2 W / dZ_1^2 + 2(1 - i\lambda Z_1) dW / dZ_1 + \\ + [h^2(1 + \lambda^2) Z_1 + 2i\lambda] W = 0, \quad (2.41)$$

где обозначено

$$h^2 = \frac{b}{a^2} = gB / (dU/dz)^2, \quad \lambda = \lambda_y / \lambda_x. \quad (2.42)$$

Параметр h^2 , включающий горизонтальный и вертикальный градиенты Π , является основным параметром течения. Видно, что h^2 представляет собой не что иное, как число Ричардсона для этого течения.

Будем считать вертикальную стратификацию температуры устойчивой, а вертикальный сдвиг ветра не слишком большим:

$$h^2 \gg 1. \quad (2.43)$$

Это хорошо выполняется для средних условий в толстых слоях воздуха. Тогда можно принять

$$Z_1^2 \ll 1.$$

В этом случае уравнение (2.41) упрощается. Введем, кроме того, следующие замены:

$$W = [(1 - Z_1)/(1 + Z_1)]^{\frac{i\lambda}{2}} R^*, \\ H^2 = h^2(1 + \lambda^2), \quad Q^* = H Z_1.$$

Тогда вместо (2.41) с учетом (2.43) получим

$$\frac{d^2 R^*}{dQ^{*2}} - \frac{2}{Q^*} \frac{dR^*}{dQ^*} - R^* = 0. \quad (2.44)$$

Общее решение этого уравнения имеет вид

$$R^* = a_1 R_1 + a_2 R_2,$$

где a_1, a_2 — произвольные постоянные,

$$R_1 = e^{Q^*} (1 - Q^*), \quad R_2 = e^{-Q^*} (1 + Q^*). \quad (2.45)$$

Пусть на нижней границе $Q^* = Q_1$, на верхней $Q^* = Q_2$. Чтобы выполнялось условие затухания W , должно быть на обеих границах

$$R^* = 0, \quad Q^* = Q_1, \quad Q_2.$$

Это значит, что должно быть

$$-\frac{a_2}{a_1} = \frac{1 - Q_1}{1 + Q_1} e^{2Q_1} = e^{2Q_2} \frac{1 - Q_2}{1 + Q_2}. \quad (2.46)$$

Обозначим

$$Q_2 - Q_1 = 2\alpha^*, \quad Q_2 + Q_1 = -2i\beta^* \quad (2.47)$$

и будем иметь из (2.46) соотношение, выполнение которого необходимо для существования решения, удовлетворяющего граничным условиям:

$$\beta^{*2} = 2\alpha^* \operatorname{cth} 2\alpha^* - 1 - \alpha^{*2} = (\alpha^* - \operatorname{th} \alpha^*) (\operatorname{cth} \alpha^* - \alpha^*). \quad (2.48)$$

Подставляя в (2.47) выражения для Q_1 и Q_2 , найдем

$$2\alpha^* = \frac{H}{f} \frac{dU}{dz} \lambda_x z_0, \quad (2.49)$$

$$-2i\beta^* = \frac{H}{f} [\lambda_x (U_1 + U_2) + 2\Omega_r + 2i\Omega_i], \quad (2.50)$$

где U_1, U_2 — скорости невозмущенного потока на верхней и нижней границах соответственно.

Таким образом, α^* может быть лишь действительным числом. С другой стороны, из (2.48) видим, что при действительном α^* должно быть либо чисто действительное β^* , либо чисто мнимое. Действительные β^* соответствуют действительным Ω_i . Следовательно, появление действительных β^* означает появление неустойчивых решений нашей задачи. Условие неустойчивости следует из (2.48) и имеет вид

$$|\alpha^*| < \alpha_0^*, \quad (2.51)$$

где α_0^* — такое значение α^* , для которого

$$\alpha^* = \operatorname{cth} \alpha^*. \quad (2.52)$$

Решением (2.52) является $\alpha_0^* = 1,1997$. Это граничное значение для наступления неустойчивости. Из (2.50) следует, что неустойчивые решения, соответствующие $\beta^* \neq 0$ при условии (2.51), должны удовлетворять соотношениям

$$-\frac{\Omega_r}{\lambda_x} = \frac{U_1 + U_2}{2}, \quad (2.53)$$

$$-\Omega_i = \frac{\beta^* f}{H}. \quad (2.54)$$

Первое из этих соотношений показывает, что волны распространяются с фазовой скоростью, равной средней скорости невозмущенного потока (физическая фазовая скорость в направлении оси x равна $-\Omega_r/\lambda_x$), или, что то же самое в условиях постоянного по высоте сдвига ветра, со скоростью невозмущенного потока на среднем уровне рассматриваемого слоя. Этот уровень будем называть «уровень ведущего потока» (steering level).

Второе соотношение определяет показатель роста возмущений как функцию β^* и величины H , зависящей от числа Ричардсона в основном потоке и от волновых чисел λ_x, λ_y . Зависимость β^* от α^* , как можно видеть из (2.48), является немонотонной: при $|\alpha^*| > \alpha_0^*$ значение $|\beta^*| = 0$, при меньших α^* величина β^* возрастает и достигает максимума $|\beta^*| = 0,3098$ при $|\alpha^*| = 0,8031$, после чего дальнейшее уменьшение $|\alpha^*|$ сопровождается уменьшением $|\beta^*|$. Для α^* и β^* , отвечающих максимуму, при дополнительном условии $\lambda = 0$ будет иметь место максимум показателя роста. Условие $\lambda = 0$ означает равенство нулю λ_y — волнового числа по y : среди неустойчивых возмущений наиболее быстро растут двумерные волны. Трехмерные волны, при прочих равных условиях, растут медленнее двумерных. Этот результат представляет аналог известной теоремы Сквайра (см. [147]).

Итак, наиболее быстро растущими возмущениями будут волны, не зависящие от поперечной координаты (от долготы) и представляющие собой чередующиеся гребни и ложбины с осями, перпендикулярными основному потоку.

На рис. 2.7 показано изменение фаз и амплитуд таких неустойчивых волн по высоте. В частности, фаза отклонений давления от его значений в невозмущенном потоке и фаза Π распределены таким образом, что минимум давления у земли (ось ложбины) располагается несколько позади гребня тепла у земли. С высотой ось ложбины смещается к оси минимальных Π , так что на верхней границе ложбина давления является холодной (ось холода проходит лишь несколько позади оси наименьших Π). Точно так же гребень давления является холодным у земли и теплым на верхней границе слоя. Фаза вертикальных движений меняется по высоте таким образом, что максимальное восхождение в нижнем слое наблюдается в передней части ложбины. На среднем уровне, где вертикальные движения максимальны, ось восхождения располагается на $1/8$ длины волны впереди оси высотной ложбины. Отметим также, что на среднем уровне ω и Π синфазны и теплый воздух поднимается, а холодный опускается. В результате потенциальная энергия системы уменьшается, а кинетическая энергия возмущений за этот счет возрастает.

Показатели роста и длины найденных неустойчивых волн согласуются с соответствующими величинами, характерными для атмосферных возмущений. Так, если взять $z_0 = 10$ км (характерная толщина тропосферы), то при $h^2 = 10$ получаем из (2.54) показатель роста (при $\lambda = \lambda_y = 0$) равным $7,3 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, что соответствует времени роста температуры в e раз, равному 1,6 сут. Длина наи-

более неустойчивой волны ($2\pi/\lambda_x$), согласно (2.25), после замены dU/dz на $(U_1 - U_2)z_0^{-1}$ при характерной разности скоростей течения на границах, равной 30 м/с, получается близкой к 5 тыс. км. Это — характерный размер крупномасштабных атмосферных волн. Если же положить, что вертикальная мощность возмущенного слоя меньше толщины тропосферы (циклоны и антициклоны средних широт на начальных стадиях развития не являются глубокими

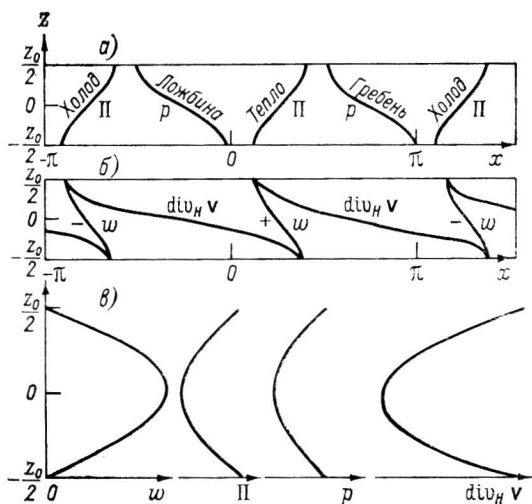


Рис. 2.7. Изменения фазы бароклинно-неустойчивых возмущений давления (p), энтропии (Π), вертикальных движений (w) и дивергенции ($\text{div}_H \mathbf{v}$) в плоскости x, z (а, б) и распределение их амплитуд (абсолютных величин амплитудных функций) по высоте (в) в горизонтальном слое толщиной z_0 [148].

барическими образованиями), то получим оценочные значения длины волн того же порядка, что и наблюдаемые: например, при тех же значениях h^2 и dU/dz , но при $z_0 = 3$ км длина наиболее неустойчивой волны близка к 1,6 тыс. км.

Рассмотрим спектр показателей роста неустойчивых волн. Как уже говорилось, при $|\alpha^*| > \alpha_0^*$ неустойчивых решений нет. Это значит, что при заданной стратификации температуры и ветра в основном потоке все волны, длины которых меньше, чем длина L_0 волны «коротковолнового отсечения» (short wave cut-off), $L_0 = (\pi H z_0 / \alpha_0^* f) \frac{dU}{dz}$, являются нейтральными: их показатель роста равен нулю. Соответствующие гармоники попадающих в поток возмущений не могут получить энергию от основного потока. Они распространяются с действительными фазовыми скоростями

$$-\frac{\Omega_r}{\lambda_x} = \frac{f}{\lambda_x H} i\beta^* + \frac{U_1 + U_2}{2}, \quad (2.55)$$

где $\beta^* = \pm \sqrt{(\operatorname{th} \alpha^* - \alpha^*)(\operatorname{cth} \alpha^* - \alpha^*)}$ — действительная величина.

В нашей модели, где нет вязкости, эти волны не могут не только получить энергию от основного течения, но также и отдать ему свою энергию. В реальном потоке воздуха или жидкости такие волны затухают.

Неустойчивые волны, как было показано, распространяются в направлении волнового вектора с составляющими λ_x , λ_y , а при $\lambda_y = 0$ — в направлении оси x , тогда фазовая скорость равна скорости «ведущего потока» на среднем уровне. При этом характеристики волн не изменяются в направлении, параллельном фронту волны, — при $\lambda_y = 0$ в меридиональном направлении. Ложбины и гребни имеют бесконечную горизонтальную протяженность. Это — двумерные волны Иди.

Теперь приведем решение для волн, распространяющихся внутри ограниченной широтной полосы. Для этого поставим горизонтальные стенки при $y = \pm \frac{y_0}{2}$ и потребуем, чтобы на этих стенках затухала нормальная к ним составляющая возмущения скорости:

$$v' = 0 \quad \text{при} \quad y = \pm y_0/2. \quad (2.56)$$

Решение уравнения (2.37) будем теперь искать в виде волн, бегущих вдоль оси x , причем их свойства должны изменяться в поперечном к потоку направлении (по оси y) таким образом, чтобы (2.56) удовлетворялось:

$$\omega' = W(z) e^{i\lambda_x(x-ct) + i\lambda_y y}, \quad \lambda_y = \pi n / y_0, \quad n = 1, 3, \dots \quad (2.57)$$

Здесь $c = -\Omega / \lambda_x$ — комплексная фазовая скорость. Повторяя тот же ход решения, что и в случае плоских волн, вместо (2.53) и (2.54) получим для неустойчивых волн

$$c_r = \frac{U_1 + U_2}{2}, \quad (2.58)$$

$$c_i = -\frac{\Omega_i}{\lambda_x} = \frac{\beta^* f}{\lambda_x H}, \quad (2.59)$$

причем

$$H^2 = h^2 \left[1 + \left(\frac{\pi n}{\lambda_x y_0} \right)^2 \right].$$

Очевидно, что наибольший показатель роста будет при фиксированных параметрах задачи у низшей моды, для которой $n = 1$. Это волна, имеющая нули амплитудной функции v' лишь на боковых стенках (а нули $W(z)$ — лишь в середине широтной полосы при $y = 0$). Зависимость показателей роста и физической фазовой скорости c_r наиболее неустойчивой волны от λ_x показана на рис. 2.8 при значениях параметров, близких к средним для тропосферы, и при ширине полосы $y_0 = 6 \cdot 10^6$ м. Фазовые соотношения

и зависимость амплитудных функций от высоты у трехмерных волн Иди не отличаются от полученных выше для плоских волн (см. рис. 2.7).

Теперь рассмотрим несколько более общий случай бароклиных волн в двухслойной среде: нижний слой (тропосфера) отличается от верхнего слоя (стратосферы) меньшей статической устойчивостью, а верхний слой имеет бесконечно большую вертикальную протяженность. Эта задача, решение которой также принадлежит Иди, является несколько более реалистической. Сравнив ее решение с полученным выше в предположении верхней твердой стенки, можно выяснить, оказывает ли верхнее граничное условие существенное влияние на поведение бароклиных волн

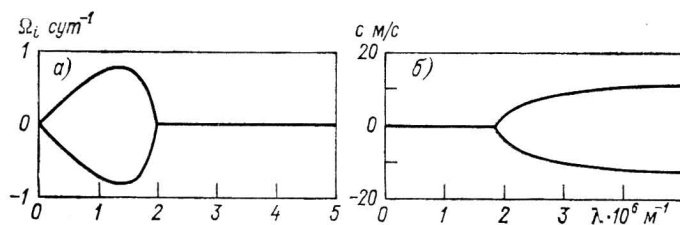


Рис. 2.8. Показатель роста Ω_i (а) и фазовая скорость c относительно потока на среднем уровне (б) волн Иди [148] в зависимости от горизонтального волнового числа λ при значениях параметров, характерных для тропосферы средних широт ($H=10^4$ м, $dU/dz=4 \cdot 10^{-3}$ с $^{-1}$, $y_0=6 \cdot 10^6$ м).

или же главную роль играет распределение свойств основного потока по горизонтали, т. е. тропосферная бароклинность.

Итак, пусть жесткая стенка имеется лишь при $z=0$ (земля), а на уровне $z=z_0$ имеется тропопауза, представляемая как скачок вертикального градиента температуры (и величины Π) в основном потоке. Можно представить себе и другую метеорологическую ситуацию, отвечающую этим модельным условиям: нижний слой — массив облаков, статическая устойчивость в котором понижена, а выше располагается ненасыщенный слой с большей статической устойчивостью. В обоих случаях число Ричардсона в нижнем слое (h_1^2) меньше, чем в верхнем слое (h_2^2).

Можно записать решение задачи о бароклиных волнах в отдельности для каждого слоя, а затем выполнить склейку решений, считая параметры λ_x , λ_y , Ω одинаковыми в обоих слоях, а функцию $Z(z)$ — непрерывной на тропопаузе. Для склейки решений потребуем непрерывности давления и вертикальной скорости на тропопаузе. Из двух решений для верхнего слоя, определяемых по (2.45), выберем теперь то, которое удовлетворяет условию $w' \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$. Очевидно, что в зависимости от знака действительной части Q^* одно из линейно независимых решений R_1 , R_2 экспоненциально растет с высотой, а другое затухает. Последнее и будет в данном случае физически значимым.

В решении двуслойной задачи, удовлетворяющем всем перечисленным условиям, соотношения (2.48) и (2.50), связывающие параметры λ_x и Ω , заменяются следующими соотношениями:

$$\beta^* = (1 - k_1^2) \frac{2\alpha^* - \operatorname{th} 2\alpha^*}{k_1 + \operatorname{th} 2\alpha^*} - \left(\alpha^* - \frac{k_1}{2} \right)^2, \quad (2.60)$$

$$2\alpha^* = h_1 \sqrt{1 + \lambda^2} \frac{\lambda_x}{f} \frac{dU}{dz} z_0, \quad (2.61)$$

$$\beta^* = h_1 \sqrt{1 + \lambda^2 \Omega f^{-1}}, \quad (2.62)$$

где

$$k_1 = h_1/h_2,$$

а уровень «ведущего потока» теперь

$$z_\Omega = \frac{z_0}{2} \left(1 + \frac{k_1}{2\alpha^*} \right). \quad (2.63)$$

Таким образом, неустойчивые волны в двуслойной модели смещаются со скоростью, отличающейся от скорости ветра на среднем уровне в тропосфере, и отличия зависят от стратификации температуры в стратосфере и от сдвига ветра (поскольку $\frac{k_1}{2\alpha^*} = \frac{f}{h_2(1 + \lambda)}$).

При $h_2 \rightarrow \infty$ (при возрастании статической устойчивости стратосферы) соотношения для двуслойной модели стремятся к соответствующим соотношениям для однослойной модели с верхней жесткой границей (2.48)–(2.50), т. е. волны остаются лишь в нижнем слое. Если же k_1 возрастает начиная от нуля, то возмущения постепенно проникают в верхний слой, где затухают с высотой. Отсюда следует, что при сильно различающихся вертикальных градиентах температуры в тропосфере и стратосфере возмущения сосредоточиваются в тропосфере и мало зависят от свойств воздуха в вышележащих слоях, так что их поведение в первом приближении можно описать однослойной моделью.

Как и в однослойной модели, находим, что действительные β^* существуют лишь для достаточно длинных волн, т. е. для достаточно малых α^* (коротковолновое отсечение сохраняется), и что имеется максимум показателя роста при некотором λ_x . В отличие от однослойной модели, при $k_1 \neq 0$ значение β^* получается несколько меньшим, а значит меньше и показатель роста. Это уменьшение β^* по мере роста k_1 вначале идет медленно, но при $k_1 = 1$ получаем $\beta^* = 0$, т. е. неустойчивых решений при $k_1 = 1$ (и при $k_1 > 1$) нет вообще.

Для развития бароклинической неустойчивости в тропосфере, таким образом, необходимо наличие тропопаузы (отделяющей тропосферу от более устойчивой стратосферы) либо просто верхней жесткой стенки.

Распределение амплитуд и фаз решений двуслойной модели показано на рис. 2.9. В тропосфере, как видно из сравнения с рис. 2.7, соотношение гребней и ложбин давления с осями тепла и холода и с зонами восходящих и нисходящих движений слабо зависит от верхнего граничного условия. В большей мере эффект верхней границы заметен на распределении амплитуд: тропосферные экс-

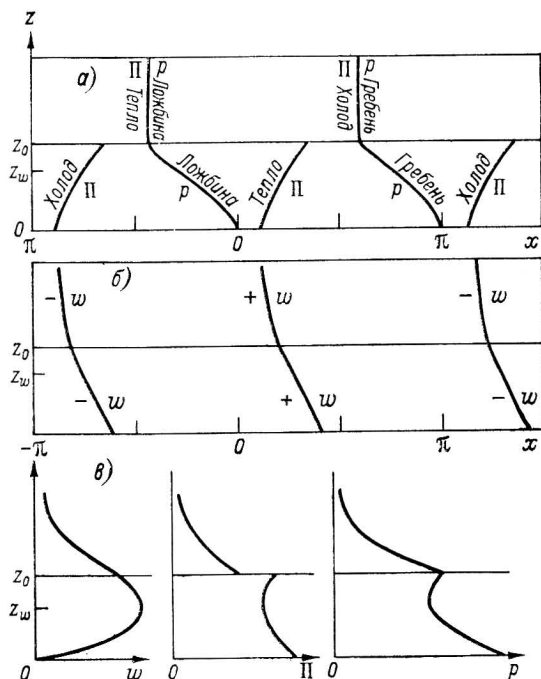


Рис. 2.9. Изменения фазы бароклинно-неустойчивых возмущений давления (p), энтропии (Π) и вертикальных движений (w) в плоскости x, z (а, б) и распределение их амплитуд (абсолютных величин амплитудных функций) в двуслойной модели с тропопаузой на уровне z_0 (в) [148].

тремумы амплитуд p , Π , w' смещены в двуслойной модели кверху относительно их положений в однослойной модели, симметрия профилей относительно «уровня ведущего потока» в двуслойной модели отсутствует, а возмущения всех трех величин в нижней части стратосферного слоя довольно значительны, хотя с высотой быстро затухают.

Рассмотренные простые модели являются основными. Имеется большое число работ, в которых линейные задачи о бароклинной неустойчивости решены в более общей постановке: с учетом β -эффекта, переменных по высоте сдвига ветра и градиента температуры, эффектов трения в пограничном слое, а также эффектов негеострофичности и негидростатичности. Полученные в этих работах

неустойчивые волны лучше согласуются по своей структуре с наблюдаемыми атмосферными возмущениями (см. обзор [168]). Установлено, что основные зональные бароклинные течения в весьма широком диапазоне свойств порождают неустойчивость на длинах волн, больших, чем длина коротковолнового отсечения (см. (2.2)). Обнаружена (на β -плоскости) неустойчивость и на более коротких волнах, чем в задаче Иди. Короткие неустойчивые волны более локализованы по вертикали, имеют обычно меньшие показатели роста и легче гасятся вязкими эффектами. Обнаружено и еще одно отличие от модели Иди в случае β -плоскости и при наличии трения: неустойчивость наиболее длинных волн подавляется, так что возникает «длинноволновое отсечение». Учет нарушений геострофического баланса и условия гидростатики приводит лишь к слабому изменению показателей роста и вертикальной структуры неустойчивых волн (если только числа Ричардсона не слишком малы, т. е. наклон изотермических поверхностей остается малым).

Многие тонкие эффекты, связанные с границами области неустойчивости (отсечения на длинных и коротких волнах) и с зависимостью показателей роста неустойчивых волн от чисел Ричардсона и Россби в 60-е и 70-е годы исследованы аналитически и численно. Мы, однако, не будем излагать этих результатов и ограничимся лишь рассмотрением наиболее простой задачи Иди. Несмотря на ряд упрощающих предположений, она, как было показано, схватывает наиболее существенные свойства бароклинно-неустойчивых возмущений на начальной стадии роста. Неустойчивые волны Иди используются обычно в качестве исходных возмущений при анализе стадии нелинейной эволюции, когда бароклинные волны приобретают свойства развитых атмосферных вихрей — циклонов и антициклонов.

2.5. ПРИМЕРЫ НАЧАЛЬНОГО РОСТА ЦИКЛОНИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ НА БАРОТРОПНО- И БАРОКЛИННО-НЕУСТОЙЧИВЫХ ЗОНАЛЬНЫХ ПОТОКАХ

2.5.1. Синоптические условия возникновения и углубления циклонов. Параметры возмущений

Мы только что рассмотрели основные аналитические модели баротропной и бароклинной неустойчивости зонального потока и отметили, что структура бароклинно-неустойчивых возмущений качественно согласуется с наблюдаемой структурой атмосферных гребней и ложбин, молодых циклонов и антициклонов, а скорости роста имеют тот же порядок величины, что и наблюдаемые на начальной стадии развития. Теперь имеет смысл более детально, на материале конкретных случаев сопоставить параметры развивающихся атмосферных возмущений с результатами расчета по моделям Го и Иди и оценить таким образом вклады баротропной и бароклинной неустойчивости в процессе развития циклона в тех или иных синоптических условиях.

Рассмотрим несколько случаев возникновения и развития атмосферных циклонических вихрей, причем ограничимся условиями, когда в срок наблюдений, предшествующий сроку появления первой замкнутой изобары; потоки в свободной атмосфере над соответствующим районом имели хорошо выраженный характер западного переноса. Нашей целью является сопоставление параметров реальных циклонических возмущений на стадии их начального роста с соответствующими параметрами для баротропно- и бароклинно-неустойчивых волн, которым соответствуют наибольшие показатели роста в спектрах неустойчивости исходных зональных потоков. Сопоставление такого типа проводилось в [95, 211, 213]. Будем следовать наиболее подробным результатам [95] и [213]. Приведем, как это сделано Е. Н. Скриптуновой [95], два примера развития неглубоких малоинтенсивных циклонов и два примера глубоких циклонов, развившихся над различными районами средних широт северного полушария на фоне западного потока.

Во всех случаях возмущения возникли на зональных потоках, скорости и характерные масштабы которых легко определить по картам барической топографии. Более сложно определить параметры возмущений на стадии их роста. Для нахождения показателей роста были построены графики падения давления в центрах циклонов от момента их образования до момента максимального развития. На начальном интервале, продолжительность которого неодинакова в разных случаях, падение давления приблизительно можно описать экспонентой, позже рост замедляется. Средние для периодов углубления циклонов показатели роста даны в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Параметры наблюдаемых возмущений

| Случай | $-\Omega_t, 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ | L км |
|--------|-------------------------------------|--------|
| I | 4,9 | 2500 |
| II | 5,9 | 2500 |
| III | 12,5 | 3000 |
| IV | 10,0 | 4000 |

Длину волны возмущения можно оценить по полю давления в срок наибольшего развития циклонических вихрей (масштаб их вдоль широтного круга считается соответствующим полудлине волны). За вертикальный размер возмущений можно приблизительно принять толщину возмущенного слоя в срок наибольшего развития циклона. Эти величины, конечно, удастся оценить лишь грубо приблизительно, однако надо иметь в виду, что само по себе сопоставление свойств реальных циклонов со свойствами баротропно- и бароклинно-неустойчивых волн на простейших зональных потоках можно производить также лишь очень приблизительно, в самых общих чертах. О точном совпадении свойств указанных

атмосферных и модельных объектов говорить нет смысла, так как целый ряд важных факторов (отличие реальных профилей ветра от модельных, нелинейные взаимодействия, вязкость, выделение тепла фазовых переходов и т. п.), влияющих на развитие реальных циклонов, не учитывается простыми моделями.

Теперь, когда получены оценки интересующих нас параметров наблюдаемых циклонических вихрей, перейдем к расчетам теоретически ожидаемых параметров баротропно- и бароклинно-неустойчивых волн. После этого можно будет сопоставить свойства модельных и наблюдаемых возмущений.

2.5.2. Параметры зональных потоков и спектры баротропной и бароклинной неустойчивости

Прежде всего следует проверить, удовлетворяют ли зональные течения, наблюдавшиеся в сроки, предшествующие появлению возмущений, необходимым условиям баротропной и бароклинной неустойчивости. Первое условие дается теоремой Го Сяоланя (см. п. 2.3.3), второе — теоремой Чарни и Стерна (п. 2.2). Рассчитав значения абсолютного вихря и потенциального вихря q_G , обнаруживаем, что обе эти величины имеют экстремумы внутри области, занимаемой зональным потоком. Следовательно, необходимые условия неустойчивости как баротропной, так и бароклинной во всех случаях выполняются.

Для того, чтобы рассчитать спектры баротропно- и бароклинно-неустойчивых волн, нужно вначале определить значения ряда величин, характеризующих зональное течение. В модели Го Сяоланя (см. п. 2.3) такими величинами являются: максимальная U_{\max} и минимальная U_{\min} скорости ветра в полосе; расстояния от границы полосы до точки, в которой $U = U_{\max}$, и до точки перегиба y_t , в которой $d^2U/dy^2 = 0$. Меридиональные профили зонального течения во всех случаях достаточно близки к синусоидальным, и можно воспользоваться моделью, описанной в п. 2.3.4.

Выполнив соответствующие расчеты, находим во всех случаях достаточно широкие интервалы неустойчивости. Однако, сопоставляя длины баротропно-неустойчивых волн и их показатели роста с соответствующими величинами для реальных возмущений, видим, что баротропно-неустойчивые волны имеют в общем существенно бóльшие длины и меньшие показатели роста, чем наблюдаемые циклонические возмущения. Наиболее быстро растущие баротропно-неустойчивые волны имеют длины от 2,7 тыс. км (во II случае) до 4,8 тыс. км (III и IV случаи). Те длины волн, которые соответствуют реальным возмущениям, в двух случаях лежат за пределами интервалов баротропной неустойчивости, а в двух других — внутри этих интервалов, но соответствующие им показатели роста невелики. Можно сделать вывод, что энергия баротропной неустойчивости не могла обеспечить роста возмущений, который наблюдался в реальных условиях, однако она могла служить дополнительным источником энергии в двух случаях (I и IV),

когда на длинах волн, соответствующих реальным возмущениям, наблюдалась слабая баротропная неустойчивость.

Перейдем к оценке возможностей роста циклонических вихрей за счет бароклинной неустойчивости. Параметры основного потока, необходимые для такой оценки, следующие: средний вертикальный сдвиг ветра в слое (dU/dz), средний вертикальный градиент температуры в слое ($\partial\theta/\partial z$), а также рассчитываемое по этим величинам число Ричардсона (табл. 2.2).

Таблица 2.2

Параметры зональных потоков и модельных возмущений

| Случаи | $\frac{\partial\theta}{\partial z}$, 10 ⁻³ К/м | $\frac{\partial U}{\partial z}$, 10 ⁻³ м/с | Ri | Баротропная неустойчивость | | Бароклинная неустойчивость | |
|--------|---|---|-----|---|------|---|------|
| | | | | $-\Omega_i$, 10 ⁻⁶ с ⁻¹ | L км | $-\Omega_i$, 10 ⁻⁶ с ⁻¹ | L км |
| I | 6,1 | 2,4 | 37 | 2,2 | 4000 | 3,7 | 3600 |
| II | 4,9 | 2,2 | 36 | 1,9 | 2800 | 3,2 | 4300 |
| III | 5,4 | 7,3 | 3,5 | 3,5 | 4800 | 12,3 | 3600 |
| IV | 4,2 | 5,5 | 4,8 | 2,9 | 4800 | 11,1 | 2800 |

Из табл. 2.2 видно, что в первых двух случаях (малоинтенсивные циклоны) числа Ричардсона в зональном потоке на порядок превышают соответствующие величины для случаев интенсивных циклонов: статическая устойчивость в последних случаях значительно ниже, а сдвиг ветра имеет тот же порядок.

Для расчета спектров неустойчивости используются следующие выражения (см. п. 2.4):

$$-\Omega_i = \beta^* f / H,$$

$$\beta^{*2} = (\text{cth } \alpha^* - \alpha^*) (\alpha^* - \text{th } \alpha^*),$$

$$\alpha^* = \frac{H}{2f} \frac{dU}{dz} \lambda_x z_0,$$

$$H^2 = \text{Ri} [1 + \pi^2 / (\lambda_x y_0)^2],$$

где y — ширина зонального потока по горизонтали; для нахождения β^* удобно пользоваться графиком, приведенным на рис. 2.10.

Помимо величин, данных в табл. 2.2, для расчетов нужно задать z_0 — высоту середины слоя, занятого возмущением, или средний уровень. Поскольку в первом и втором случаях циклоническая деятельность развивается лишь в нижней половине тропосферы, а в двух других — распространяется на всю толщу тропосферы, то в первых двух случаях можно считать средние уровни близкими к высоте поверхности 700 гПа, в последних двух — к высоте поверхности 500 гПа.

На рис. 2.11 показаны спектры неустойчивости, рассчитанные при трех упомянутых значениях параметра z_0 . Видно, что максимум неустойчивости при меньших z_0 лежит в более коротковолновой части спектра и соответственно при увеличении z_0 длина волны коротковолнового отсечения Иди (граница области неустойчивости со стороны коротких волн) смещается влево. Это естественно: в более мощных слоях должны возникать более крупные вихри. Показатели роста несколько уменьшаются с ростом z_0 .

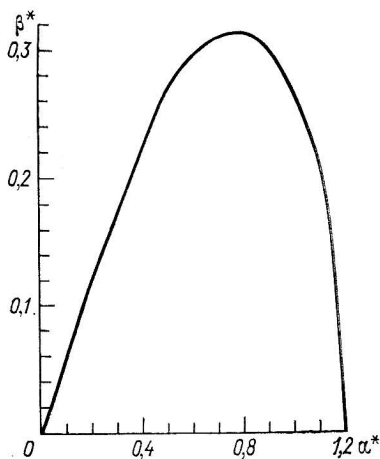


Рис. 2.10. График для определения параметра β^* .

Сопоставим параметры наблюдаемых и модельных возмущений, приведенных в табл. 2.1 и 2.2. Прежде всего сразу видно, что порядок показателей роста у них одинаков. В случаях интенсивных циклонов имеется очень хорошее согласие численных значений показателей роста, в случаях слабых циклонов модельные значения максимальных $|\Omega_i|$ несколько меньше наблюдаемых. В целом согласие показателей роста, найденных по реальным данным и по модельным соотношениям, можно считать хорошим.

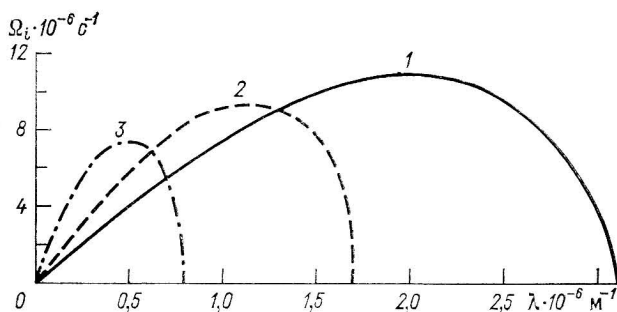


Рис. 2.11. Спектры неустойчивости для трех значений параметра z_0 [96].

1) 5,5 км, 2) 10 км, 3) 16 км.

Длины наиболее неустойчивых волн модели Иди в I—III случаях значительно больше, а в IV меньше длин волн наблюдаемых возмущений, а длины волн, соответствующие реальным циклонам, попадают внутрь интервала неустойчивости в двух случаях (II и III). Плохое согласие в IV случае (случае наиболее интенсивного и глубокого циклона), возможно, связано со смещением воз-

никшего возмущения на акватории Тихого океана, где ширина полосы зональных ветров была значительно больше, чем в районе возникновения возмущения.

Таким образом, по показателям роста реальные возмущения на стадии начального развития оказываются близкими к бароклинно-неустойчивым возмущениям, рассчитанным по линейной теории. Можно полагать, следовательно, что механизм бароклинной неустойчивости в рассмотренных случаях играл основную роль, т. е. важнейшим источником энергии циклонов была доступная потенциальная энергия зональных потоков. Добавочным источником могла явиться их кинетическая энергия (по крайней мере в двух случаях из четырех), однако роль этого источника, по-видимому, относительно невелика. Что касается длин волн реальных возмущений, то линейная теория неустойчивости (бароклинной и баротропной) может дать лишь их приближенную оценку.

2.5.3. Другие примеры развития циклонов на зональном потоке

Аналогичные выводы получены в [213, 231] при анализе больших по размерам циклонических возмущений, возникающих севернее полярного фронта над Тихим океаном. Эти возмущения обнаруживаются на спутниковых фотографиях по характерным скоплениям облаков, имеющим форму запятой. В [213] на материале 22 случаев дан подробный анализ полей ветра, температуры, статической устойчивости и облачности, рассчитаны средние по реализации характеристики температурно-ветровой стратификации. Ставилась цель оценки вклада бароклинной и баротропной неустойчивости, а также так называемой условной неустойчивости второго рода (*conditional instability of second kind — CISK*) на стадии роста возмущений.

Условной неустойчивостью второго рода называется неустойчивость крупномасштабных волн (баротропных или бароклинных), для роста которых имеет определяющее значение конвективная деятельность в области волнового возмущения: крупномасштабное возмущение формирует систему движений, обеспечивающую приток влаги на нижних уровнях в область конвективной деятельности, а совокупное действие конвективных элементов обеспечивает приток тепла в тропосферу, поддерживающий существование возмущения. Механизм условной неустойчивости второго рода изучается в основном применительно к процессам в тропической зоне.

Стадия роста возмущений определялась как период от появления возмущения до достижения им зрелости (т. е. до появления выраженной фронтальной структуры, которая первоначально отсутствует, или до слияния возмущения с полосой облачности полярного фронта). Анализ показывает, что основным источником энергии растущих возмущений является энергия бароклинной неустойчивости. Хотя, как отмечалось, циклоны развивались вне хорошо выраженного фронта, тем не менее в областях их возникновения бароклинность во всей тропосфере была весьма значительной.

В верхней тропосфере наблюдались струйные течения. Нижние слои во всех случаях были условно-неустойчивыми. Следствием низкой статической устойчивости являются малые горизонтальные размеры развивающихся циклонов.

Особое значение при развитии этого типа возмущений имел приток тепла от водной поверхности на начальной стадии их роста. Выделение скрытого тепла на среднетропосферных уровнях обусловило увеличение амплитуд возмущений на средних и верхних уровнях. Таким образом, статическая неустойчивость и процессы облакообразования оказывали существенное влияние на структуру растущих возмущений. Однако основным фактором для развития циклонов являлась все же бароклинная неустойчивость, которая и определила все основные свойства возмущений и характер их эволюции. Заметного вклада баротропной неустойчивости в развитие этого типа возмущений не обнаружено.

Рассмотренные конкретные случаи подтверждают и дополняют выводы, которые были сделаны ранее на основании спектрального анализа больших массивов данных [186, 257]: энергия бароклинной неустойчивости является основным источником энергии циклонических возмущений на стадии их начального роста.

2.6. ЭВОЛЮЦИЯ БАРОКЛИННО-НЕУСТОЙЧИВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ НА ЗОНАЛЬНОМ ПОТОКЕ. ФРОНТОГЕНЕЗ В ЦИКЛОНАХ

2.6.1. Качественный анализ основных нелинейных эффектов

Когда энергия возмущения (бароклинной волны) очень мала в сравнении с энергией крупномасштабного течения, на фоне которого это возмущение развивается, то все эффекты взаимодействий между возмущением и основным течением, описываемые в уравнениях движения членами

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (2.64)$$

пренебрежимы, кроме тех, которые описывают влияние основного потока на возмущения. Таким образом, если основной поток зонален и имеет скорость $\mathbf{V}(U(z), 0, 0)$, а возмущение скорости $\mathbf{v}'(u', v', w')$ зависит от x, y, z, t , то в линейном приближении (при «бесконечно малых амплитудах») будут учитываться лишь следующие члены в (2.64):

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \approx (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{v}' + (\mathbf{v}' \cdot \nabla) \mathbf{V} = \\ = \left\{ U \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{dU}{dz}, U \frac{\partial v'}{\partial x}, U \frac{\partial w'}{\partial x} \right\}. \quad (2.65)$$

В этих условиях неустойчивая волна, как мы видели в п. 2.2—2.4, экспоненциально растет во времени. Система гребень—ложбина, составляющая бароклинно-неустойчивую волну, с ростом амплитуды развивается в систему циклон—антициклон, причем, если оставаться в рамках принятого линейного приближения, циклон

и антициклон будут развиваться одинаково, без всяких различий, и ни форма волны в горизонтальной плоскости, ни ее структура по вертикали не будут претерпевать никаких качественных изменений — они будут описываться выражениями типа (2.39). Перепишем соответствующее выражение для вертикальной компоненты возмущенной скорости, но возьмем лишь имеющую физический смысл действительную часть (2.39):

$$w' = W(z) e^{i(\lambda_x x + \lambda_y y + \Omega t)}, \quad w'_r = [W_r \cos \varphi - W_i \sin \varphi] e^{-\Omega_i t}. \quad (2.66)$$

Здесь $\varphi = \lambda_x x + \lambda_y y + \Omega_r t$ — фаза волны, $W = W_r + iW_i$, $\Omega = \Omega_r + i\Omega_i$.

Однако экспоненциально растущее во времени возмущение вскоре перестанет хотя бы приближенно удовлетворять исходной системе уравнений, потому что представление нелинейных членов в виде (2.65) станет непригодным. Возникнет необходимость учета тех членов уравнений движения (отброшенных при линеаризации), которые описывают взаимодействие полей возмущений и влияние возмущения на основной поток.

Определим, каковы основные эффекты этих нелинейных взаимодействий. Чтобы продемонстрировать их в наиболее простом и наглядном виде, будем отправляться от решения линейной задачи, имеющего вид (2.66). Очевидно, что остальные неизвестные (u' , v' , Φ , p) тоже найдутся в виде (2.66), но вместо $W(z)$ будут фигурировать другие амплитудные функции. Учтем, что амплитуда возмущения, увеличившаяся настолько, что уже не может считаться бесконечно малой, все же в течение какого-то времени остается малой в такой мере, что, например, u' значительно меньше, чем характерные значения $U_{\text{хар}}$ скорости U основного потока (на этой стадии амплитуду возмущения называют малой, но конечной). Чтобы подчеркнуть эту особенность, введем конечный «параметр амплитуды» $A = u'_{\text{хар}}/U_{\text{хар}}$, который следует рассматривать как функцию времени, и запишем наши амплитудные функции линейной задачи как произведения A на безразмерные величины порядка единицы:

$$w'_r = A e^{-\Omega_i t} [W_r(z) \cos \varphi - W_i(z) \sin \varphi] \equiv A w^{(1)}(x, y, z, t), \\ W(z) = W_r + iW_i, \quad A \ll 1. \quad (2.67)$$

Такая запись возможна, поскольку решение линейной задачи, найденное в п. 2.4, определено лишь с точностью до произвольного постоянного множителя.

Другие неизвестные величины, являющиеся решением линейной задачи, представятся аналогичным образом:

$$u'_r = A e^{-\Omega_i t} [U_r(z) \cos \varphi - U_i(z) \sin \varphi] = A u^{(1)}, \\ \Phi_r = A e^{-\Omega_i t} [\Phi_r(z) \cos \varphi - \Phi_i(z) \sin \varphi] = A \Phi^{(1)}. \quad (2.68)$$

Очевидно, что при подстановке (2.67) — (2.68) в нелинейные члены уравнений движения и протока тепла появятся члены

порядка A^2 , которые будут играть тем большую роль, чем больше A . Со временем (по мере роста амплитуды волны) и более высокие степени A станут непренебрежимыми. На некотором интервале значений A можно представить решение исходной нелинейной системы в виде асимптотического ряда по степеням параметра амплитуды:

$$\omega' = \sum_{n=1}^{\infty} A^n \omega^{(n)}(x, y, z, t), \quad (2.69)$$

причем $\omega^{(1)}$ — решение линейной задачи

$$\omega^{(1)} = (W_r^{(1)} \cos \varphi - W_i^{(1)} \sin \varphi) e^{\Omega_i t}. \quad (2.70)$$

Если подставить (2.69) в уравнения движения и притока тепла (см. (2.25) — (2.26)) и собрать члены с одинаковыми степенями A , то для $n=1$ получим снова нашу линейную систему уравнений, а для $n=2$ — неоднородную систему, в правой части которой будут стоять члены вида

$$u^{(1)} \frac{\partial u^{(1)}}{\partial x}, \quad \omega^{(1)} \frac{\partial u^{(1)}}{\partial z}$$

и т. д. В этих членах можно выделить множители $\sin \varphi \cos \varphi$, $\sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi$, $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi$. Следовательно, в правых частях уравнений появятся члены, содержащие соответственно $\sin 2\varphi$ и $\cos 2\varphi$, а также совсем не содержащие периодически зависящих от φ множителей (поскольку $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$). Следовательно, и в решении для $n=2$ появятся старшие гармоники (с вдвое меньшей длиной волны и периодом) и, кроме того, в этом решении будут содержаться слагаемые неперiodические. Это значит, что возникнет добавочное, вторичное неперiodическое течение, которое является результатом влияния возмущений на основной поток. Кроме того, будут генерироваться старшие гармоники, которые, накладываясь на основную волну, будут ее деформировать. Итак, рост возмущений приводит к изменениям как в основном потоке (отдающем энергию возмущениям), так и в самих возмущениях (деформирующихся в результате адвекции полей скорости и температуры). Деформации второго порядка по A — это гармоники с удвоенной частотой.

Определим, какие изменения формы волны вызывают эти гармоники в полях возмущений давления и температуры. Изменения формы волны в поле давления выражаются в том, что гребень (или антициклон) становится более широким и плоским, а ложбина (или циклон) — более узкой и глубокой. Такой результат получается вследствие сдвига фаз первой и второй гармоник, как это схематически показано на рис. 2.12 а, б, где даны основная (первичная) волна, определяемая из линейной теории, и вторая гармоника, а также суммарное отклонение давления в зависимости от φ . Такую зависимость можно рассматривать как зависимость от координаты x , если задать соответствующим образом z и t . На-

пример, кривые, показанные на рисунке, приблизительно соответствуют моменту времени, отстоящему на 5 дней от момента начала роста волны на среднем уровне тропосферы ($z=0$ на рис. 2.7) и в середине широтной полосы ($\lambda_y y = 0$).

Поле отклонений температуры само по себе сдвинуто по фазе относительно отклонений давления (см. рис. 2.7). Этот сдвиг фаз, зависящий от высоты, на среднем уровне равен $\pi/2$. Вторая гармоника возмущений температуры накладывается на первую таким образом (рис. 2.12 в, г), что как раз в области барической лож-

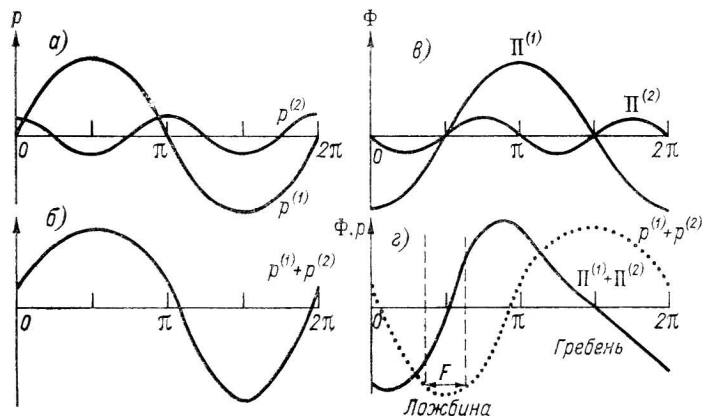


Рис. 2.12. Схема изменения формы растущей бароклинной волны в полях давления и температуры в результате наложения второй гармоники.

$p^{(1)}$, $\Pi^{(1)}$ — первичная волна, даваемая линейной теорией; $p^{(2)}$, $\Pi^{(2)}$ — вторая гармоника.

бины возникает зона увеличенных градиентов температуры по оси x (и по оси ϕ) — фронтальная зона, показанная буквой F . В гребне, наоборот, происходит фронтолиз.

Простые схемы, приведенные на рис. 2.12, позволяют лучше понять сущность основных нелинейных эффектов (второго порядка по A) в «одномерном» представлении. Распределение нелинейных эффектов на горизонтальной плоскости и по вертикали, зависящее от времени (а также, разумеется, от свойств зонального течения, которые определяют и структуру первичной неустойчивой волны), труднее поддается качественным оценкам. Эти эффекты удается наглядно выделить и проанализировать при решении нелинейной задачи методом разложения по параметру амплитуды. Указанный метод, восходящий к работе Л. Д. Ландау [54], основывается, кроме представления вида (2.69), еще на некоторых важных допущениях о зависимости амплитуды и частоты волны от времени, позволяющих последовательно (для $n=2, 3, \dots$) определять амплитудные функции и нелинейные поправки к показателю роста и частоте волны.

Такое решение для растущей бароклинно-неустойчивой волны на β -плоскости выполнено Зальцманом и Тангом [236], которые рассчитывали лишь члены второго порядка по амплитуде. «Фронтальная зона», т. е. зона наибольших горизонтальных градиентов температуры, возникает на восточной стороне ложбины холода и имеет, как показано в [236], прогиб в виде буквы *S* на β -плоскости. Во фронтальной зоне развивается струйное течение, меандрирующее так же, как и фронтальная зона. Среднее вторичное течение, появляющееся как результат извлечения энергии из основного зонального потока, имеет вид циркуляции Ферреля: восходящие токи развиваются в северной части широтной полосы, нисходящие — в южной. Одновременно воздух в северной части полосы нагревается, а в южной охлаждается под действием возмущений, которые переносят тепло с юга на север. Однако на северной и южной перифериях полосы, охваченной циклонической деятельностью, это приводит к увеличению горизонтальных градиентов температуры (направленных по меридиану). Непериодическое уменьшение давления отмечается в северной части полосы, а на южной периферии давление увеличивается. Это усиливает миграцию центров низкого давления к северу, а высокого — к югу.

Более подробный анализ с помощью аналогичного разложения (с учетом членов третьего порядка) находим у Хоскинса [179]. Учитываемые в этом решении нелинейные взаимодействия первичной волны со вторыми гармониками, приобретающие заметное значение на сравнительно поздних стадиях развития возмущения, обуславливают такие изменения в его структуре, которые характерны для вполне развитых атмосферных вихрей: уменьшение наклона оси барических образований к вертикали, сужение гребней тепла на нижних уровнях в циклонах и вытеснение теплого воздуха на верхние уровни.

Таким образом, на стадии нелинейного развития в бароклинно-неустойчивой волне происходит целый ряд процессов, характерных для циклонов и антициклонов: углубление областей низкого давления и «растекание» областей высокого, фронтогенез в циклонах и фронтолиз в антициклонах, уменьшение наклона пространственных осей барических центров со временем, вытеснение теплого воздуха наверх. Подчеркнем, что все эти процессы удастся уловить без привлечения таких факторов, как агеострофичность ветра, трение, неадиабатические притоки тепла и пр., т. е. с учетом одних только нелинейных взаимодействий в полях температуры и ветра растущей бароклинной волны и зонального потока. Конечно, описание всех этих эффектов в рамках, например, квазигеострофической модели будет недостаточно точным в количественном отношении (мы это увидим ниже). Вертикальная структура возмущений, в частности структура развивающихся фронтов, будет в такой модели описываться плохо. И все же в нелинейной модели бароклинно-неустойчивой волны, даже в квазигеострофической, присутствуют все эти процессы. Это значит, что основной причиной указанных процессов, происходящих при эво-

люции бароклинно-неустойчивых возмущений, является не что иное, как нелинейный обмен или, что то же самое, адвективные изменения в полях ветра (давления) и температуры.

2.6.2. Плоская задача о фронтогенезе в растущих бароклинных волнах

Начнем анализ с простого случая, допускающего замкнутое решение. В качестве исходного состояния рассмотрим тот же неограниченный по горизонтали поток с постоянным вертикальным сдвигом ветра, который рассматривался в п. 2.4. В таком потоке, как известно, неустойчивые волны занимают некоторый интервал длин волн и имеется волна с максимальным показателем роста. Задача о нелинейном развитии волны численно решена в [262], а затем аналитически — в [180]. Мы приведем аналитическое решение как более удобное для интерпретации и близкое по математическому аппарату к задачам п. 1.4, а затем сравним его результаты с численными.

Пусть дан бароклинный поток, представляющий сумму зонального течения и возмущений. Отклонение потенциальной температуры основного потока от среднего зонального значения при $y = 0$ в этом потоке (ось y снова направлена к северу, z — вверх)

$$\theta = -\theta_0 g^{-1} s^2 y + \theta'(x, z, t), \quad (2.71)$$

где θ_0 медленно меняется с высотой. Отклонение геопотенциала соответственно можно представить в виде

$$\Phi = -s^2 y (z - h) + \Phi'(x, z, t), \quad h = \text{const}. \quad (2.72)$$

Составляющие геострофического ветра в невозмущенном потоке

$$U = s^2 f^{-1} (z - h), \quad V = 0. \quad (2.73)$$

Величина s^2 , пропорциональная вертикальному сдвигу ветра, из (2.71) равна:

$$s^2 = -\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad (2.74)$$

причем $\partial \theta / \partial y < 0$. Величина s имеет размерность частоты и может считаться постоянной во всем слое.

Примем, как и в п. 1.4.3, приближение геострофического баланса в направлении оси x . Поскольку горизонтальный градиент температуры, вертикальный градиент скорости ветра и возмущения всех величин не зависят от y , будем рассматривать движение в плоскости x, z .

Используем снова потенциальный вихрь как сохраняемую величину:

$$Dq/Dt = 0, \quad \bar{\rho} q = \partial(M, \theta')/\partial(x, z). \quad (2.75)$$

Соотношение термического ветра позволяет записать

$$f \partial M / \partial z = (g / \theta_0) \partial \theta' / \partial x. \quad (2.76)$$

Снова введем геострофическую координату

$$X = x + v/f. \quad (2.77)$$

В начальном состоянии $X = \bar{x}$. Изменения X для индивидуальной частицы в плоскости x, z даются выражением

$$DX/Dt = (z - h) s^2/f \quad (2.78)$$

и, таким образом, равны геострофическому ветру. Аналогично тому, как это делалось в п. 1.4.3, перейдем к системе координат X, Z, T , где $Z = z, T = t$. Будем иметь

$$\begin{aligned} \partial/\partial x &= (\zeta/f) \partial/\partial X, \\ \partial/\partial z &= (g/f\theta_0) (\zeta/f) (\partial\theta'/\partial X) \partial/\partial X + \partial/\partial Z, \end{aligned}$$

где

$$\zeta = f + \partial v/\partial x = f [1 - (1/f) \partial v/\partial X]^{-1}. \quad (2.79)$$

Если ввести новую функцию Φ' так, чтобы было

$$\Phi' = \varphi' - v^2/2, \quad (2.80)$$

то с учетом сделанного приближения геострофического баланса $(fv = \frac{\partial\Phi'}{\partial x})$ будем иметь

$$fv = \frac{\partial\Phi'}{\partial X}, \quad \frac{g}{\theta_0} \theta' = \frac{\partial\Phi'}{\partial Z}. \quad (2.81)$$

Якобиан трансформации координат снова равен ζ/f , а это значит, что трансформация математически законна до тех пор, пока вертикальная составляющая абсолютного вихря положительна и конечна. Кроме того,

$$\bar{\rho} q = \zeta \frac{\partial\theta'}{\partial Z}.$$

Выразим потенциальный вихрь, как и при анализе фронтогенеза в деформационном поле, через «псевдочастоту Брента—Вяйсяля» в начальном состоянии, когда v пренебрежимо:

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta}{\partial z_0} = \frac{g}{f\theta_0} \bar{\rho}(z_0) q. \quad (2.82)$$

Поскольку с учетом (2.78) на горизонтальной границе, где $\omega = 0$, можно записать

$$D/Dt = \partial/\partial T + (s^2/f) (Z - h) \partial/\partial X,$$

то уравнение притока тепла в новой системе координат на границе будет иметь вид

$$[\partial/\partial T + (s^2/f) (Z - h) \partial/\partial X] \partial\Phi'/\partial Z = (s^2/f) \partial\Phi'/\partial X. \quad (2.83)$$

Примем приближение Буссинеска, т. е. положим

$$\mu = \bar{\rho}(z_0)/\bar{\rho}(Z) = 1$$

и рассмотрим слой, в котором N^2 однородно в начальный момент, а значит однородно и в дальнейшем, потому что N^2 сохраняется для индивидуальной частицы, как это видно из (2.82):

$$N^2 = \mu (\partial^2 \Phi' / \partial Z^2) [1 - f^{-2} \partial^2 \Phi' / \partial X^2]^{-1}. \quad (2.84)$$

Пусть жесткие стенки имеются при $z = 0, H$. Выберем $h = H/2$. Из (2.83) и (2.84) получаем соответственно уравнение задачи

$$\partial^2 \Phi' / \partial X^2 + (f^2 / N^2) \partial^2 \Phi' / \partial Z^2 = f^2 \quad (2.85)$$

и граничные условия на $Z = 0, H$:

$$[\partial / \partial T + s^2 f^{-1} (Z - h) \partial / \partial X] \partial \Phi' / \partial Z = s^2 f^{-1} \partial \Phi' / \partial X. \quad (2.86)$$

Уравнение и граничные условия получились линейными, хотя никаких допущений о малости Φ' и θ' не делалось. Нелинейность проявляется в трансформации к физическому пространству

$$(x, z, t) = (X - f^{-2} \partial \Phi' / \partial X, Z, T),$$

но этот переход можно выполнить графически.

Из сходства полученной задачи о нелинейной эволюции бароклинных волн на зональном потоке и ранее рассмотренной задачи о фронтогенезе в горизонтальном деформационном поле видно, что можно решать общую задачу, включающую обе эти модели. Такое общее рассмотрение проведено в [180]. Однако мы считаем более целесообразным изложить здесь каждую из задач отдельно в конкретном метеорологическом контексте.

Решение задачи (2.85) — (2.86) имеет вид

$$\Phi' = \frac{1}{2} N^2 Z + [\exp(s^2 \beta^* T / N)] (a \operatorname{ch} \alpha^* \tilde{Z} \cos \alpha^* \tilde{X} + b \operatorname{sh} \alpha^* \tilde{Z} \sin \alpha^* \tilde{X}), \quad (2.87)$$

где

$$\tilde{Z} = 2H^{-1} (Z - H/2), \quad \tilde{X} = 2fX / NH,$$

$$\beta^* a / b = 1 - \alpha^* \operatorname{ctg} \alpha^*, \quad \beta^* b / a = \alpha^* \operatorname{th} \alpha^* - 1. \quad (2.88)$$

Здесь величины α^*, β^* — те же, что и в задаче Иди (см. (2.48) — (2.49)), a, b — постоянные, так что

$$a/b = [(1 - \alpha^* \operatorname{ctg} \alpha^*) / (\alpha^* \operatorname{tg} \alpha^* - 1)]^{1/2}. \quad (2.89)$$

При $X = x$, т. е. в случае геострофического движения, решение (2.87), как легко убедиться, идентично решению Иди для инфинитезимальной волны. При конечных амплитудах возмущений и при наличии агеострофических составляющих по оси x решение (2.87) по форме остается таким же, как в задаче Иди, но описывает уже деформированные возмущения с учетом нелинейных эффектов. Эта деформация становится заметной после перехода к физическому пространству.

Задача о фронтогенезе, т. е. задача определения v, θ , при таком рассмотрении отделена от задачи нахождения u, ω . Для

решения этой последней задачи находится функция тока ψ^* в плоскости x, z такая, что $u = U + \partial\psi^*/\partial z$, $w = -\frac{\partial\psi^*}{\partial x}$, и соответствующая решению (2.87).

Не останавливаясь на нахождении ψ^* , приведем лишь результат — картину изолиний ψ^* для наиболее неустойчивой волны Иди конечной амплитуды (рис. 2.13 в). Поскольку положение максимума относительно вихря в плоскости x, z мало изменяется с течением времени, то изолинии ψ^* можно рассматривать как картину течения относительно фронта. Отметим термически прямой

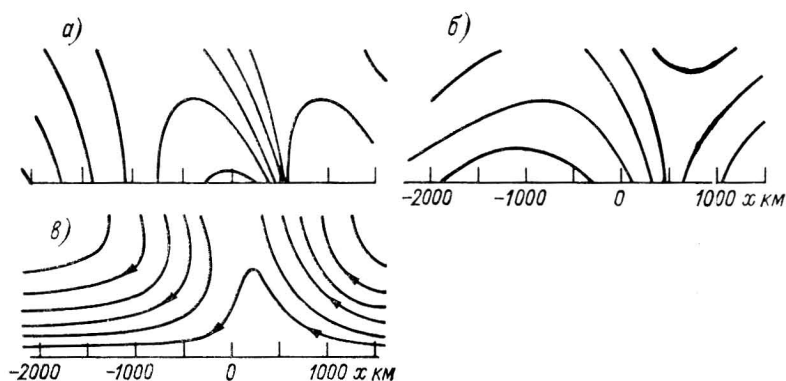


Рис. 2.13. Аналитическое решение для волны Иди конечной амплитуды [179].

а — продольная к фронту составляющая (изолинии проведены через 15,2 м/с),
б — потенциальная температура (через 10,3 К), в — функция тока ψ^* в плоскости x, z .

характер циркуляции, как и на нижнетропосферных фронтах в горизонтальном деформационном поле.

На рис. 2.13 показаны v, θ в плоскости x, z , соответствующие моменту, на 7 ч предшествующему возникновению разрыва в поле завихренности у земли (этот разрыв в данной конкретной задаче возникает через 5 дней после начала роста волны). Градиенты в зоне фронта у земли в выбранный момент уже достаточно велики.

Однако такой хорошо выраженный фронт появляется в модели лишь после того, как амплитуда бароклинно-неустойчивой волны станет нереально большой. Это возможно в условиях нашей задачи, поскольку источник, из которого волна черпает свою кинетическую энергию — доступная потенциальная энергия основного потока — является неисчерпаемым: поток неограничен в направлении горизонтального градиента температуры.

Итак, искажения квазигеострофического решения, описываемые моделью с геострофическим балансом по оси x , оказываются решающими для получения фронтогенеза в растущих бароклиновых волнах, хотя в плоской задаче о нелинейных волнах Иди этот

фронтогенез и является недостаточно интенсивным. В данном случае важен сам факт возникновения фронта в модели в результате нелинейных эффектов, а также то, что при учете агеострофической циркуляции в нормальной к фронту плоскости он имеет реалистическую вертикальную структуру: наклон в сторону холодного воздуха, максимальную относительную завихренность в центре фронтальной зоны (бесконечно возрастающую при обострении фронта).

Сопоставим теперь эти аналитические результаты с численным решением той же задачи [262]. Это решение получено в предположении, что исходное состояние представляет собой сумму геострофического зонального потока и квазигеострофического возмущения

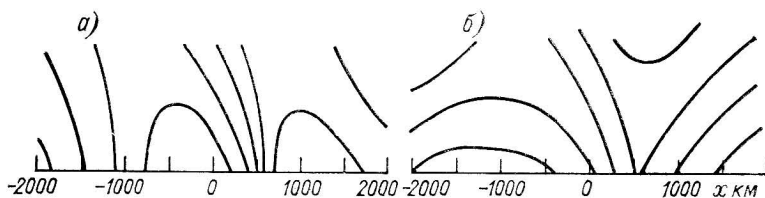


Рис. 2.14. Численное решение для волны Иди конечной амплитуды [262].

а, б — см. рис. 2.13.

ния — волны Иди с максимальным показателем роста и весьма малой амплитудой. Кроме того, вводится «число Россби возмущений» (ср. п. 1.4.2), которое возрастает при увеличении возмущений скорости. Нелинейные члены пропорциональны этому числу, и их влияние возрастает по мере роста возмущения. Поля ψ , θ , полученные в точности для тех же условий, что и рис. 2.13, показаны на рис. 2.14. Согласие аналитического решения с численным очень хорошее. Самое большое различие состоит в том, что градиенты температуры и скоростей на фронте получены меньшими в численной модели, чем в аналитической. Это, по-видимому, результат сглаживания. Сходство проявляется в том, что численное решение обнаруживает тенденцию к формированию фронтального разрыва свойств (явно получающегося в аналитическом решении через конечное время после начала развития). Как известно (см. п. 1.4.4), в реальной атмосфере разрывы не формируются даже при очень интенсивном фронтогенезе: турбулентное перемешивание, усиливающееся во фронтальных зонах с их большими сдвигами ветра, сглаживает слишком резкие контрасты и выступает как регулятор температурных контрастов.

Таким образом, из численного и аналитического решений следует, что в плоских бароклинно-неустойчивых волнах на стадии нелинейного развития (на стадии конечных амплитуд) возникают фронты, которые располагаются в ложбинах волн и имеют ориентацию с севера на юг (параллельно оси y). Эти фронты имеют такую же вертикальную структуру, как фронты, развивающиеся в горизонтальных деформационных полях, причем в ее формиро-

вании решающую роль играет агеострофическая циркуляция. По своему характеру эти фронты (как и фронты в горизонтальном деформационном поле) являются стационарными в условиях данной задачи (т. е. при выполнении (2.73) и $h = H/2$). Вообще же они смещаются вместе с ложбиной (которая передвигается с фазовой скоростью, равной, как показано в п. 2.4, скорости основного потока на среднем уровне) и в силу этого у земли могут быть теплыми или холодными фронтами, в зависимости от направления геострофического переноса на уровне «ведущего потока» волн Иди. Однако такое смещение — общий перенос всей картины — не меняет структуры фронта, возникающего в плоской модели. Наблюдающиеся в природе различия между теплыми и холодными фронтами в значительной степени удастся воспроизвести и объяснить при решении трехмерной задачи (см. п. 2.6.4). Эти различия связаны прежде всего с распределением свойств основного потока, на котором развиваются циклоны и антициклоны.

2.6.3. Приближение геострофического момента, полугеострофические уравнения и изэнтропические координаты. Омега-уравнение в полугеострофическом приближении

Задача гидродинамического описания нелинейной эволюции бароклинных волн в пространственной модели, включающей тропосферу и стратосферу, — задача весьма сложная. Она упрощается и легче поддается анализу и численному решению, если в качестве вертикальной координаты использовать потенциальную температуру, а вместо горизонтальных координат — ортогональные координаты на изэнтропической поверхности. Указанная изэнтропическая система координат, кроме очень существенного очевидного преимущества, состоящего в том, что во фронтальных зонах координата θ является «растянутой» и поэтому более экономичной при численном решении, имеет и другое важное преимущество: в уравнениях, записанных в этой системе, отсутствует вертикальная адвекция. Эта особенность изэнтропической системы сближает ее с уже известным нам допущением геострофического баланса по нормали к фронту, которое оказалось столь эффективным в плоских задачах о фронтогенезе.

Прямым обобщением приближения геострофического баланса по нормали к фронту на случай трехмерной задачи является так называемое приближение полугеострофических уравнений, которые можно успешно использовать для аналитического исследования и численного решения многих задач динамической метеорологии. Изложим сущность упрощений, лежащих в основе этого приближения.

Полугеострофические уравнения [178] основаны на так называемом приближении геострофического момента и на использовании геострофических координат. Ниже будет дан по возможности простой вывод этих уравнений с тем, чтобы показать физический смысл приближения геострофического баланса, его соотношение

с квазигеострофическим приближением и то новое содержание, какое приобретает полугеострофическая система уравнений в сравнении с квазигеострофической. Перепишем в качестве исходной систему гидростатических полных (примитивных) уравнений в следующем виде:

$$\frac{Du}{Dt} - fv + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0, \quad (2.90)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \quad (2.91)$$

$$g\theta/\theta_0 = \partial \Phi / \partial z,$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0, \quad (2.92)$$

где, как и прежде, $D/Dt = \partial/\partial t + u \partial/\partial x + v \partial/\partial y + w \partial/\partial z$, и будем считать $f = \text{const}$, а на верхней и нижней границах модельной атмосферы положим

$$w = 0 \text{ при } z = 0, H.$$

Как известно, указанная система имеет в качестве сохраняемых величин потенциальную температуру (2.92) и потенциальный вихрь $q = \xi \cdot \nabla \theta$, так что $(\xi = f\mathbf{k} + \nabla \times \mathbf{u})$

$$Dq/Dt = 0. \quad (2.93)$$

Кроме того, этой системе отвечает трехмерное уравнение завихренности

$$D\xi/Dt = (\xi \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{k} \nabla \theta g/\theta_0 \quad (2.94)$$

и уравнение энергии

$$(D/Dt)(K + P) = -\nabla(\mathbf{u}\Phi), \quad (2.95)$$

где Φ — геопотенциал, $K = \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$ — кинетическая энергия горизонтального движения, $P = -gz\theta/\theta_0$ — потенциальная энергия. Соотношения (2.92) — (2.94) называют «соотношения псевдосохранения» в модели с полными уравнениями.

Упрощения указанной системы основаны на представлении о малости числа Россби, которое равно отношению инерциальных членов к силе Кориолиса:

$$Ro = \frac{|D\mathbf{v}/Dt|}{|f\mathbf{v}|} \ll 1. \quad (2.96)$$

Напомним, что если ввести характерные масштабы скорости V и длины L , то получим условие

$$Ro = \frac{\bar{V}}{fL} \ll 1. \quad (2.97)$$

Это условие делает возможным разложение по степеням Ro , в результате чего, как известно, в качестве приближения нулевого порядка получаются геострофические соотношения и уравнение термического ветра, а в качестве приближения первого порядка — квазигеострофическая система уравнений, в которой N^2 считается функцией одной лишь высоты. Уравнение завихренности, отвечающее этой системе, имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta_g = f \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \zeta_g = f + \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (2.98)$$

Выпишем также уравнение первого начала термодинамики в квазигеострофическом приближении

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \theta = -w \theta_0 N^2 / g, \quad N^2(z) = \frac{g}{\theta_0} \frac{d\bar{\theta}}{dz}. \quad (2.99)$$

Кроме того, выполняется условие сохранения квазигеострофического потенциального вихря

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\varphi_{xx} + \varphi_{yy} + \left(\frac{f^2}{N^2} \varphi_z \right)_z \right] = 0 \quad (2.100)$$

и условие сохранения энергии, которое получается после интегрирования по частям квазигеострофической системы уравнений движения для горизонтально периодической области,

$$\bar{K} + \bar{P} = \text{const}, \quad (2.101)$$

где $\bar{K} = \frac{1}{2} \int (U^2 + V^2) d\sigma$, $\bar{P} = \int \frac{g^2}{N^2 \theta_0^2} [\theta_0 - \bar{\theta}(z)]^2 d\sigma$ ($d\sigma$ — элементарный объем).

Уравнения (2.98)–(2.101) — это соотношения псевдосохранения в квазигеострофической модели.

Теперь обратимся к приближению геострофического момента. Оно основано также на представлении о малости числа Россби. Однако масштабы скорости и длины на этот раз не будут вводиться, а условие малости Ro будет использоваться непосредственно в виде (2.96). Как выясняется, это ведет к значительно меньшим потерям в физическом содержании модели.

Используем натуральную систему координат с осью χ в направлении горизонтального ветра и осью η по нормали к ней. Если ε — угол между осью χ и некоторым фиксированным направлением x , то вектор ускорения индивидуальной частицы имеет координаты в системе ε, η

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \left\{ \frac{Dv}{Dt}, -v \frac{D\varepsilon}{Dt}, 0 \right\}. \quad (2.102)$$

Требование малости Ro (2.96) означает, что

$$\frac{Dv}{Dt} \ll fv, \quad \frac{D\varepsilon}{Dt} \ll f. \quad (2.103)$$

Таким образом, мы полагаем, что абсолютное значение и направление скорости частицы мало изменяются за время порядка $f^{-1} = 3$ ч. Если r^* — радиус кривизны траектории частицы, то второе условие (2.103) означает

$$\frac{v}{fr^*} \ll 1. \quad (2.104)$$

В координатах χ, η уравнения движений будут

$$\frac{Dv}{Dt} + \frac{\partial\varphi}{\partial\chi} = 0, \quad -v \frac{D\varepsilon}{Dt} + fv + \frac{\partial\varphi}{\partial\eta} = 0. \quad (2.105)$$

Применяя (2.103), находим, что малость Ro означает

$$-\frac{\partial\varphi}{\partial\eta} \approx fv \gg \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial\varphi}{\partial\chi}. \quad (2.106)$$

Таким образом, вектор момента частицы $(v, 0)$ получается приближенно равным вектору «геострофического момента» $(-f^{-1}\varphi_\eta, -f^{-1}\varphi_\chi)$. Будем аппроксимировать момент его геострофическим значением. Однако это не значит, что мы должны заменять скорость ветра ее геострофическим значением в выражении для полной производной и тем самым учитывать лишь геострофическую адвекцию. Сущность приближения состоит в том, что принимается

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{DU}{Dt}, \quad \frac{Dv}{Dt} = \frac{DV}{Dt}$$

и вместе с тем учитывается адвекция агеострофическим ветром

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}. \quad (2.107)$$

Во фронтальных зонах с их большими градиентами скорости ветра и температуры поперек потока адвекция агеострофическими составляющими ветра, даже если последние и значительно меньше геострофических составляющих, может играть большую роль, поэтому сохранение ее в уравнениях существенно. Такой частичный учет негеострофичности в приближении геострофического момента аналогичен учету вертикальных перемещений в приближении квазигидростатики: Dw/Dt принимается равным нулю, но вертикальная адвекция в остальных уравнениях сохраняется.

Запишем окончательно систему уравнений в приближении геострофического баланса:

$$\left. \begin{aligned} \frac{DU}{Dt} - fv + \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0, \\ \frac{DV}{Dt} + fu + \frac{\partial \varphi}{\partial y} &= 0, \\ g \frac{\theta}{\theta_0} &= \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \\ \frac{D\theta}{Dt} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.108)$$

где D/Dt определено (2.107), $fU = -\partial\varphi/\partial y$, $fV = \partial\varphi/\partial x$.

Эта система уравнений получена в [178] как естественное обобщение плоской модели [180], описанной в гл. 1. Система является сбалансированной в том смысле, что она не описывает распространения гравитационных волн. Однако она способна описывать движения в областях большой завихренности, если только кривизна линий тока достаточно мала и условия (2.103) выполняются. Впервые такая система уравнений была получена Элиассеном в 1949 г. и затем использовалась Фьортофтом. Хоскинс получил приближение геострофического момента в результате упрощений плоской задачи о фронтогенезе с помощью масштабного анализа и перешел к системе уравнений, которую назвал полугеострофической.

Прежде чем ввести соответствующее преобразование координат, заметим, что четыре соотношения псевдосохранения для системы (2.108) имеют вид, сходный с соответствующими соотношениями для полных уравнений:

1) сохранение потенциальной температуры

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0;$$

2) трехмерное уравнение завихренности

$$\frac{D\zeta_g}{Dt} = (\zeta_g \nabla) u - k \nabla \theta g / \theta_0,$$

где

$$\begin{aligned} \zeta_g = & (-\partial V / \partial z, \partial U / \partial z, f + \partial V / \partial x - \partial U / \partial y) + \\ & + \left(\frac{1}{f} \frac{\partial (U, V)}{\partial (y, z)}, \frac{1}{f} \frac{\partial (U, V)}{\partial (z, x)}, \frac{1}{f} \frac{\partial (U, V)}{\partial (x, y)} \right); \end{aligned} \quad (2.109')$$

3) сохранение потенциального вихря

$$\frac{Dq_g}{Dt} = 0, \quad q_g = \zeta_g \nabla \theta;$$

4) уравнение энергии

$$\frac{D}{Dt} (K_g + P) = 0,$$

где

$$K_g = \frac{1}{2} (U^2 + V^2), \quad P = -gz\theta/\theta_0.$$

Дополнительные члены с якобианами в уравнении для завихренности, как показано в [178], дают лишь малую поправку к геострофическому значению ξ_g в условиях атмосферных фронтов и бароклинных волн.

Система (2.108), при всех своих достоинствах, недостаточно удобна для применения. Перейдем к уже знакомым нам по плоской задаче геострофическим координатам и получим полугеострофические уравнения. Введем новые независимые переменные в направлениях x и y :

$$X = x + V/f, \quad Y = y - U/f. \quad (2.109)$$

Поскольку из (2.108)

$$\frac{DX}{Dt} = u + \frac{1}{f} \frac{DV}{Dt} = U, \quad \frac{dY}{dt} = v - \frac{1}{f} \frac{DU}{Dt} = V,$$

то X и Y — это координаты, которые имела бы частица, если бы она двигалась все время с геострофической скоростью.

Будем использовать также независимые переменные

$$Z = z, \quad T = t.$$

Якобиан преобразования к геострофическим координатам равен вертикальной составляющей абсолютной завихренности, деленной на f :

$$J \equiv \frac{\partial X}{\partial x} \frac{\partial Y}{\partial y} - \frac{\partial X}{\partial y} \frac{\partial Y}{\partial x} = \mathbf{k} \cdot \xi_g / f. \quad (2.110)$$

Если теперь определить

$$\Phi = \varphi + \frac{1}{2} (U^2 + V^2),$$

то легко проверить, что

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial X}, \frac{\partial \Phi}{\partial Y}, \frac{\partial \Phi}{\partial Z} \right) = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right). \quad (2.111)$$

Таким образом, геострофическая скорость и потенциальная температура представляются в новых координатах так же, как в физических координатах. Обозначив

$$\frac{D}{DT} = \frac{\partial}{\partial T} + U \frac{\partial}{\partial X} + V \frac{\partial}{\partial Y} + w \frac{\partial}{\partial Z},$$

можем записать в новых координатах условие сохранения потенциальной температуры

$$\frac{D\theta}{DT} = 0, \quad (2.112)$$

причем

$$\frac{g}{\theta_0} \theta = \Phi_Z,$$

и потенциального вихря:

$$Dq_g/DT = 0, \quad (2.113)$$

$$q_g = \zeta_g \cdot \nabla \theta = fJ \partial \theta / \partial Z = k \cdot \zeta_g \Phi_{ZZ}. \quad (2.114)$$

Уравнения (2.112) и (2.113) входят в число основных уравнений полугеострофической системы. Видно, что q_g и θ определяются через функцию Φ . Горизонтальные агеострофические скорости в эти уравнения уже не входят: они неявно присутствуют в преобразовании координат.

Для нахождения Φ используется (2.14) и выражение для J^{-1} , которое мы приведем, опуская выкладки (подробный вывод дан в [178]):

$$J^{-1} = 1 - f^{-2}(\Phi_{XX} + \Phi_{YY}) + f^{-4}[\Phi_{XX}\Phi_{YY} - \Phi_{XY}^2]. \quad (2.115)$$

Подставив (2.115) в (2.114), получим

$$f^{-2}(\Phi_{XX} + \Phi_{YY}) - f^{-4}(\Phi_{XX}\Phi_{YY} - \Phi_{XY}^2) + \frac{f\theta_0}{gq_g} \Phi_{ZZ} = 1. \quad (2.116)$$

Уравнение (2.116) вместе с (2.112), (2.113) и уравнением геострофической адвекции на горизонтальных границах, получающимся из условия непротекания

$$\partial \theta / \partial T + U \partial \theta / \partial X + V \partial \theta / \partial Y = 0,$$

образуют систему уравнений полугеострофической модели. Важнейшее преимущество этой модели состоит в том, что агеострофические составляющие ветра не входят явно в уравнения модели. Найдя решение в пространстве X, Y, Z , положение частиц в физическом пространстве получают обратным преобразованием координат, зная геострофические скорости частиц.

В уравнении (2.116) присутствует нелинейный член. Однако, как показано в [178], его эффект мал в тех же условиях, в каких пренебрежимы поправки к геострофической завихренности в (2.109'). Кроме того, благодаря геострофическим координатам даже линеаризованные уравнения в пространстве X, Y, Z описывают часть нелинейных эффектов. Это обусловлено природой геострофических координат, «растягивающихся» в областях положительной и «сжимающихся» в областях отрицательной завихренности, как это видно из (2.110).

Пусть, например, решается линейная задача Иди об устойчивости зонального потока в полугеострофической модели. В пространстве X, Y, Z решение имеет такой же вид, что и решение Иди

в физических координатах (см. [178, 179]). Неустойчивые бароклинные волны в геострофических координатах идентичны волнам, показанным на рис. 2.5. Однако переход к физическому пространству деформирует их таким образом, что уже в линеаризованной системе уравнений описываются все основные нелинейные эффекты, которые анализировались в п. 2.6.1. Действительно, возьмем для простоты плоскую задачу, так что $U = U(x)$, $V = V(x)$. Тогда в (2.109') получим $\partial X/\partial y = 0$, $\partial Y/\partial y = 1$, т. е.

$$J = \partial X/\partial x = \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\xi}_g f^{-1}. \quad (2.117)$$

В гребне, где $\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\xi}_g \equiv \xi_g < 0$, будет $\partial X/\partial x < 0$ везде, т. е. интервал $\Delta x > \Delta X$. В ложбине, наоборот, будет $\Delta x < \Delta X$, причем полудлина бароклинной волны ΔX одинакова для гребня и ложбины. Значит, при переходе к физическому пространству гребень окажется шире, чем ложбина. Вдобавок абсолютная величина положительной завихренности в физическом пространстве получается больше, чем отрицательной (поскольку относительная завихренность $|\partial V/\partial x|$ в физическом пространстве больше, чем $|\partial V/\partial X|$, там, где координаты сжимаются, и меньше там, где они растягиваются).

Таким образом, получаем размывание гребней, сужение и углубление ложбин как результат тех нелинейных эффектов, которые неявно присутствуют в трансформации координат. Точно так же фронтогенез (увеличение горизонтального градиента температуры) ассоциируется с ложбинами, а фронтолиз с гребнями. Более того, деформация бароклинных волн при переходе от геострофических к физическим координатам происходит так, что гребни тепла суживаются в нижней части модельной атмосферы и расширяются в верхней; это соответствует окклюдированию. В самом деле, область, растягивающаяся при переходе к физическому пространству — это гребень, который является холодным внизу и теплым наверху; ложбина, которая сжимается, внизу является теплой, а сверху холодной.

Мы обратились здесь к простейшей задаче о бароклинной неустойчивости с тем, чтобы более наглядным образом показать возможности полугеострофических уравнений в описании нелинейных эффектов. Не менее выразительным примером эффективности полугеострофического приближения может служить сравнение уравнений для вертикальных движений в квазигеострофическом и полугеострофическом приближениях. Первое из этих уравнений было подробно проанализировано в п. 1.5.2. Второе можно получить, следуя [181], для системы полных уравнений в приближении геострофического момента.

Опуская выкладки, запишем уравнение для вертикальных движений в полугеострофическом приближении:

$$\nabla_x^2 (q_g \omega^*) + f^2 \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial Z^2} = 2 \nabla_x Q, \quad \omega^* = \frac{\omega}{f}. \quad (2.118)$$

Таким образом, в принятых координатах и обозначениях омега-уравнение имеет такой же вид, как и квазигеострофическое омега-

уравнение (1.66). Однако в (2.118) фигурирует q_g вместо характеристики статической устойчивости N^2 в квазигеострофической модели. С помощью (2.118) весь анализ вынуждения вертикальных движений, который мы проводили в п. 2.3.4 с позиций квазигеострофической теории, можно повторить с теми дополнениями, какие вносит использование геострофических координат. Например, для области входа ВФЗ из (2.118) дополнительно получаем, что опускание на стороне холодного воздуха должно локализоваться в узкой зоне и быть более интенсивным, чем подъем на стороне теплого воздуха. Причиной этого является циклоническая завихренность, которая вследствие фронтогенеза возрастает со временем, а как было показано, области циклонической завихренности — это области «сжатия» при переходе от геострофического к физическому пространству.

Приближение полугеострофических уравнений, занимающих промежуточное положение между квазигеострофическими и примитивными уравнениями, имеет ряд важных достоинств. Простота записи уравнений, сходство их с уравнениями квазигеострофической модели сильно облегчают процесс численного решения (оно не намного сложнее решения квазигеострофической системы). Вместе с тем основные нелинейные взаимодействия и агеострофические эффекты в системе полугеострофических уравнений присутствуют. Эффективность применения полугеострофических уравнений к задачам моделирования эволюции бароклинно-неустойчивых волн хорошо показана в работе Хоскинса [179] (см. п. 2.6.4).

Другая возможность сильного упрощения численного решения системы примитивных уравнений, но на этот раз без дополнительных допущений связана с переходом к изэнтропическим координатам. Использование θ вместо вертикальной координаты предполагает статическую устойчивость во всей модельной атмосфере. Оно особенно удобно в тех случаях, когда в модели присутствуют слои повышенной устойчивости (например, фронтальные зоны), в которых на этот раз «растянутой» оказывается координата θ . Поскольку поверхности $\theta = \text{const}$ суть материальные поверхности, в изэнтропической системе координат отсутствует вертикальная адвекция. Это такое же важное преимущество изэнтропических координат, как и отсутствие горизонтальной агеострофической адвекции в полугеострофическом приближении.

Система примитивных уравнений в изэнтропических координатах имеет следующий вид (см., например, [138, 241]):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \Big|_{\theta} + \mathbf{u} \cdot \nabla_{\theta} \mathbf{u} - f \mathbf{k} \times \mathbf{u} + \nabla_{\theta} M &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \nabla_{\theta} \left(\mathbf{u} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) &= 0, \\ \frac{\partial M_{\theta}}{\partial \theta} &= \pi. \end{aligned} \right\} \quad (2.119)$$

Здесь x, y — ортогональные координаты на изэнтропической поверхности (будем их называть горизонтальными); ∇_{θ} — оператор

градиента на изэнтропической поверхности; \mathbf{u} — вектор горизонтального ветра (на поверхности $\theta = \text{const}$); $M_0 = c_p T + gz$ — так называемая статическая энергия частицы (или потенциал Монтегомери) в изэнтропической системе координат, играющий ту же роль, что и геопотенциал в обычно употребляемых системах с вертикальными координатами z или p . В третье уравнение этой системы — уравнение гидростатики — входит функция Экснера

$$\pi = c_p \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R/c_p} = c_p \frac{T}{\theta}. \quad (2.120)$$

Земля в изэнтропических моделях рассматривается как плоскость, на которой потенциальная температура сохраняется:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta|_s = 0. \quad (2.121)$$

Уравнение неразрывности записывается для слоя от земли (s) до первой изэнтропической поверхности (1) и используется для получения величины $\partial p / \partial t$ у земли:

$$\frac{\partial p}{\partial t} \Big|_s = \frac{\partial p}{\partial t} \Big|_1 - \nabla \cdot \left\{ \frac{\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_s}{2} (p_1 - p_s) \right\}. \quad (2.122)$$

Для вычисления составляющих скорости ветра у земли используются уравнения системы (2.119), переписанные для уровня s :

$$\frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + \mathbf{u}_s \nabla_s \mathbf{u}_s - f \mathbf{k} \times \mathbf{u}_s + \theta_s \nabla_s \pi_s = 0, \quad \frac{\partial M_s}{\partial \theta} = \pi_s. \quad (2.123)$$

В качестве верхнего граничного условия привлекается условие постоянства давления на верхней изэнтропической поверхности (которая, таким образом, является и изобарической поверхностью).

Перечисленные уравнения вместе с граничными условиями составляют основу модели с примитивными уравнениями в изэнтропических координатах. Когда в качестве начального состояния задается зональное течение с наложенной на него бароклинно-неустойчивой волной малой амплитуды (параметры волны извлекаются из решения линейной задачи), то интегрирование указанной системы позволяет изучить процесс нелинейной эволюции этой волны, причем затраты машинного времени и памяти ЭВМ оказываются существенно (согласно [241], не менее чем в 100 раз) меньшими, чем при использовании геометрических координат или системы с координатами p или σ .

2.6.4. Пространственная задача: фронтогенез в бароклинных волнах в квазигеострофическом и полугеострофическом приближениях и в приближении примитивных уравнений

Система квазигеострофических уравнений, хотя и в ограниченном смысле, пригодна для описания стадии нелинейного развития бароклинно-неустойчивых волн. Действительно, основные эффекты конечных амплитуд (см. п. 2.6.1) улавливаются в квазигеострофическом приближении; в частности, удается получить и формирование фронтов, хотя их вертикальная структура далека от реальной: это так называемые псевдофронты (см. п. 1.6). Модели, основанные на интегрировании системы полных (примитивных) уравнений, как мы видели на примере фронтов в горизонтальном деформационном поле, более правильно воспроизводят и вертикальную структуру фронтальных зон, и эволюцию циклонов в целом. Наконец, модели с полугеострофическими уравнениями, занимающие промежуточное положение между квазигеострофическими и полными уравнениями, также способны воспроизводить все основные особенности горизонтальной и вертикальной структуры развивающихся фронтальных зон (см. п. 2.3.4). Интересно сравнить результаты описания нелинейной эволюции бароклинных волн моделями трех указанных типов и выяснить, в какой мере эти модели способны воспроизвести известные из наблюдений особенности фронтов в циклонах, в частности разницу в свойствах между теплым и холодным фронтами, а также своеобразие процессов фронтогенеза в средней и верхней тропосфере.

Выше (см. п. 2.1) уже цитировалась работа [212], в которой сравнивались возможности квазигеострофической модели и модели с полными уравнениями в описании фронтогенеза в нижних слоях и верхней тропосфере при нелинейном развитии неустойчивых волн на зональном потоке; интегрировались соответственно система квазигеострофических уравнений

$$\left. \begin{aligned} D_g/Dt (\nabla_H^2 p' + f) &= \partial w / \partial z, \\ D_g/Dt (\partial p' / \partial z) + N^2 w &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.124)$$

где p' — отклонение давления от среднего на данном уровне, и система полных уравнений в виде

$$\left. \begin{aligned} du/dt - fv &= -\partial p / \partial x, \\ dv/dt + fu &= -\partial p / \partial y, \\ db^*/dt &= 0, \\ b^* &= \partial p / \partial z, \\ \partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.125)$$

Величина b^* — «плаучесть» — имеет физический смысл отклонения температуры от ее значения в безразлично стратифицированной атмосфере.

На рис. 2.3 были показаны результаты расчетов по обоим моделям для поздней стадии развития циклонического вихря (начало окклюдирования). Видно, что хорошо выраженные теплый и холодный фронты и сужающийся со временем теплый сектор возникают в обеих моделях. Исходное возмущение, представляющее собой бароклинно- и баротропно-неустойчивую волну на струеобразном потоке в широтной полосе, растет очень быстро и охватывает мощный слой воздуха, так что фронтогенез происходит и у земли, и в верхних слоях тропосферы. Рассмотрим более детально результаты, касающиеся структуры возникающих фронтов.

Приземные фронты появляются в квазигеострофической модели несколько позже, чем в модели с полными уравнениями (соответственно на четвертые и третьи сутки), и являются менее резкими. Их положения внутри развивающейся волны в случае, показанном на рис. 2.3, хорошо согласуются в обеих моделях. В других численных экспериментах согласно положения фронтов не всегда получалось хорошим. Как выяснилось, степень согласия определяется начальной стратификацией ветра в основном потоке. Квазигеострофическая модель успешно описывает смещение фронтов в тех случаях, когда адвекция бездивергентным ветром на нижнем уровне играет достаточно большую роль; если же ветер на нижнем уровне (геострофический в начальный момент) слабый, то различия между положением возникающих фронтов и скоростями их смещения могут оказаться весьма большими. Модель с полными уравнениями дает более реалистические результаты во всех случаях.

Вертикальные разрезы приземных фронтов по линиям, проведенным на рис. 2.3, для обеих моделей показаны на рис. 2.15. Напомним, что оба рисунка соответствуют $t = 144$ ч: они показывают состояние, сложившееся спустя 6 сут после начала роста волны. В квазигеострофической модели теплый и холодный фронты имеют структуру, характерную для псевдофронтов: зона горизонтальных градиентов, наибольших в самом нижнем слое, почти вертикальна. Относительный вихрь, рассчитанный по геострофическому ветру, положителен перед фронтами и отрицателен за ними. В сравнении с псевдофронтами, которые формируются в горизонтальном деформационном поле, модельные псевдофронты в бароклинной волне имеют некоторые существенные отличия. Прежде всего они смещаются внутри циклона и скорости их смещения, зависящие от начальных условий, неодинаковы у теплого и холодного фронтов: холодный движется быстрее и догоняет теплый. Последний имеет большую вертикальную протяженность. В численных экспериментах получена более сильная струя нижних уровней на теплом фронте, а перед фронтом хорошо выражена неустойчивая стратификация. В модели с полными уравнениями разница в скоростях смещения теплого и холодного фронтов еще больше, но, кроме того, обе фронтальные зоны имеют наклон в сторону холодного воздуха. Относительный вихрь имеет максимум в центре

зоны, причем на холодном фронте этот максимум более слабый.

Таким образом, разница в интенсивности модельных теплого и холодного фронтов как в квазигеострофическом приближении, так и в приближении полных уравнений противоположна наблюдаемой и, значит, истинные ее причины пока не улавливаются условиями численных экспериментов. Это же относится и к полугеострофическим моделям. Такой вывод получен не только в [212], но и в других работах по нелинейной эволюции бароклинических волн [179, 181, 241]. Есть предположение, что причина неудач числен-

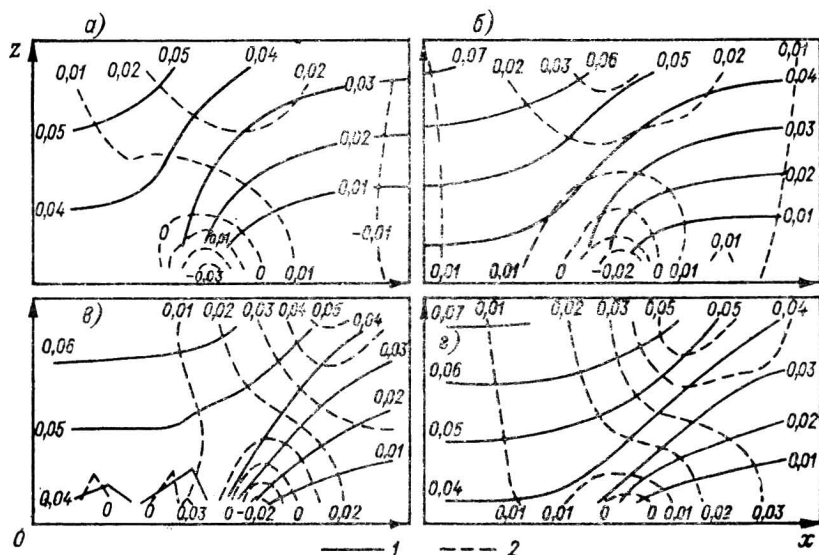


Рис. 2.15. Поперечные разрезы фронтов в развивающемся циклоне в момент $t=144$ ч с начала роста бароклини- и баротропно-неустойчивой волны [212].

1 — изолинии отклонений температуры от начального значения, 2 — изолинии параллельной фронту составляющей скорости ветра (безразмерные значения).

а и б — теплый и холодный фронты в квазигеострофической модели, в и г — то же в модели с полными уравнениями.

ных экспериментов в этом вопросе связана с заданием граничных условий и основного течения, а также со структурой бароклинической волны. В принципе система полных уравнений способна, во всяком случае качественно, правильно описать разницу между холодным и теплым фронтами.

Результаты численных экспериментов и теоретического анализа, проведенного в [182], показывают, что если бароклиническая волна в поле температуры имеет наклон вперед вблизи нижней границы (это свойственно растущим волнам Иди), то сформированные в развивающемся циклоническом возмущении теплый и холодный фронты имеют характерные различия в динамике и структуре, которые тем сильнее выражены, чем больше наклон температурной волны.

Что касается тропосферного фронтогенеза, то в развивающихся бароклинных волнах он начинается лишь на достаточно поздних стадиях, когда амплитуды волн в верхней тропосфере становятся достаточно большими. Кроме того, этот процесс происходит не всегда, а зависит от стратификации исходного зонального потока, которая определяет и структуру неустойчивой волны. Именно, в тех случаях, когда запасы энергии основного потока сосредоточены в нижних слоях, неустойчивые возмущения являются низкими и не захватывают область тропопаузы. В других случаях развивающиеся циклонические и антициклонические вихри, реализующие энергию мощных тропосферных бароклинных зон, являются высокими и обуславливают фронтогенетические процессы не только у земли, но и в средней и верхней тропосфере.

Примеры моделирования такого процесса в квазигеострофическом приближении имеются в [212], а в приближении полных уравнений — в [138, 212, 241], причем в работах [138, 241] применены изэнтропические координаты. Полугеострофическое приближение используется в [179], а приближение геострофического момента в изэнтропической системе — в [181].

Фронты на верхних уровнях, так же как и на нижних, формируются в пределах области пониженного давления (ложбины и затем циклона). В гребне температурные контрасты размываются. Однако в квазигеострофических моделях эта разница менее заметна, а сами формирующиеся фронты менее интенсивны (см. рис. 2.3). Струйное течение, связанное с бароклинной зоной и существующее уже в начальный момент, со временем несколько усиливается. В модели с полными уравнениями оно, кроме того, сильно суживается и локализуется над зоной наибольших горизонтальных градиентов температуры. В ложбине, где имеет место фронтогенез, вертикальная циркуляция в окрестности фронтальной зоны всюду хорошо развита, причем наиболее интенсивное опускание получено вблизи оси струи, на теплой стороне зоны наибольших температурных контрастов (рис. 2.16).

Таким образом, локально эта циркуляция действительно выглядит как термически обратная. Однако если взглянуть на горизонтальное распределение вертикальных движений в окрестности всей фронтальной зоны, то хорошо видно, что всюду на стороне теплого воздуха имеется подъем, а на стороне холодного — опускание, с максимумом за холодным фронтом в тылу ложбины (область входа фронтальной зоны), тогда как максимум восхождения отмечается в вершине теплого сектора, где начинается процесс вытеснения теплого воздуха с нижних уровней на верхние.

Модельные фронтальные зоны в момент, показанный на рис. 2.15—2.16, находятся в поздней стадии развития. Они имеют хорошо выраженный изгиб, следующий конфигурации глубокой ложбины холода и развитого гребня тепла. Интенсивность фронтальных зон настолько значительна, что эффекты трехмерности процесса и, прежде всего, изменение характера движений от входа фронтальной зоны к дельте, выражены здесь сравнительно слабо.

Можно привести другие примеры нелинейного развития бароклинной волны, когда возникающая высотная фронтальная зона не достигает такой большой интенсивности (сравнимой с интенсивностью приземного фронта). На этих примерах лучше видны особенности движений в областях входа и дельты высотной фронтальной зоны.

Наиболее подробно интерпретированные результаты такого рода находим в [138]. Исходное состояние отличается от показанного на рис. 2.3 *а, б* меньшей интенсивностью бароклинной зоны

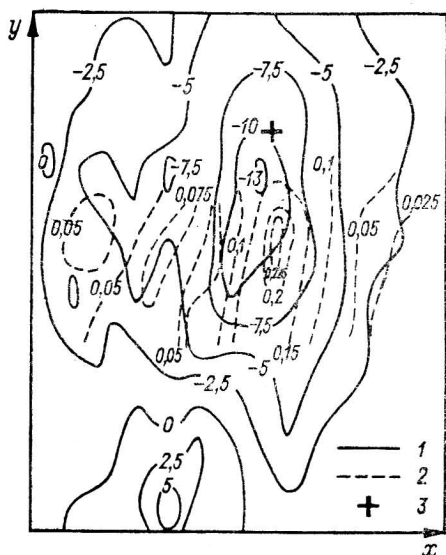


Рис. 2.16. Вертикальный разрез модельной фронтальной зоны [212].

1 — вертикальные движения ω , 2 — горизонтальные градиенты температуры $\nabla_H \frac{\theta'}{\theta}$ в условных единицах; минимальное $\omega = -0,013$ соответствует $-2,0$ см/с, максимальное $\nabla_H \frac{\theta'}{\theta} = 0,225$ соответствует $7,8^\circ\text{C}/1360$ км; 3 — ось струйного течения.

и струйного течения. Наложенное на зональный поток начальное неустойчивое малое возмущение спустя 48 ч формирует фронтальную зону в толще тропосферы. Область входа лежит в тыловой части высотной ложбины, область дельты — в ее передней части и в тылу высотного гребня. Рассчитанные вертикальные движения ω являются нисходящими практически везде во входе ($\omega > 0$) и восходящими в дельте. В южной части области входа, где происходит наиболее интенсивный фронтогенез, скорости нисходящих движений максимальны.

Вертикальная слагающая фронтогенетической функции имеет два максимума положительных значений — на циклонической стороне области входа и антициклонической стороне дельты. Центр отрицательных значений, соответствующих фронтолитической вертикальной адвекции, находится на циклонической стороне дельты. Отрицательные значения имеются и в южной части области входа. Распределение знаков горизонтальной слагающей фронтогенетической функции в общем обратное, однако количественные соотношения таковы, что в области входа суммарный эффект является фронтогенетическим, а в области дельты — фронтолитическим.

Заметим, что основной фронтогенетический вклад горизонтальной адвекции обнаруживается на теплой стороне области входа и именно здесь вертикальные движения (нисходящие) обуславливают фронтолиз. На холодной стороне зоны входа они приводят к фронтогенезу. Эта картина полностью согласуется, с одной стороны, с расчетами фронтогенеза по реальным данным, с другой стороны — с теоретическими выводами, которые были сделаны выше на основании анализа квазигеострофического и полугеострофического омега-уравнений и агеострофических эффектов с системе полных уравнений.

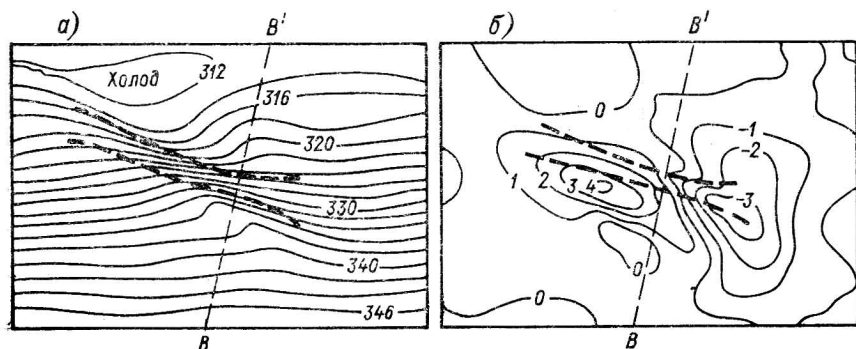


Рис. 2.17. Модельная фронтальная зона в момент $t=21$ ч на поверхности 350 гПа [241].

а — потенциальная температура, *б* — вертикальные движения ω (10^{-4} гПа/с), штриховые кривые — границы фронтальной зоны.

Хотя большую часть результатов работ этого направления мы уже цитировали, однако здесь уместно напомнить некоторые из них. Анализируя фронтогенез в индивидуальной частице, перемещающейся через область входа, Рид и Сандерс [233] нашли, что в слое 350—500 гПа фронтогенетический вклад вертикальной слагающей превосходил эффект горизонтальной адвекции, который здесь был фронтолитическим. Данные Ньютона [214], относящиеся к области входа среднетропосферной фронтальной зоны, указывают на сравнимые вклады горизонтальной и вертикальной слагающих фронтогенеза. Подробное исследование Босарта [130] показало, что вклад вертикальной адвекции преобладает в процессе среднетропосферного фронтогенеза, тогда как ближе к стадии зрелости обе слагающие становятся фронтогенетическими в области входа и сравнимыми по значению.

Результаты [138] относятся главным образом к фронтогенезу в средней тропосфере: структура модели по вертикали (малое число стратосферных уровней) не позволяет получить реалистическое описание движений в окрестности тропопаузы. Никаких принципиальных отличий это не вносит, однако такие явления, как опускание тропопаузы, лучше изучать на двуслойных моделях с более мощным стратосферным слоем. Такие модели развиты в [181,

241]. Некоторые результаты показаны на рис. 2.17, 2.18. Картины верхнетропосферного фронтогенеза, полученные в этих моделях, хорошо согласуются между собой и в основном воспроизводят все

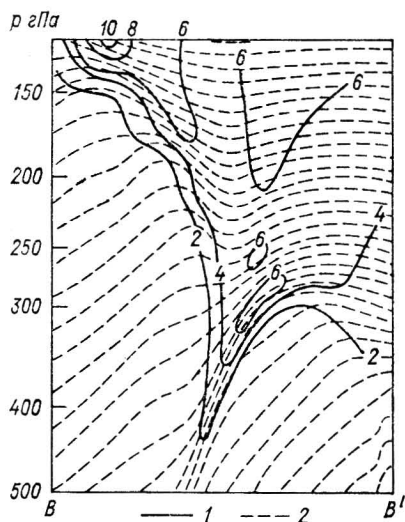


Рис. 2.18. Вертикальный разрез фронтальной зоны по линии BB' (см. рис. 2.17) [241].

1 — изолинии потенциального вихря, q , 10^{-5} К/(с·гПа); 2 — изолинии потенциальной температуры.

существенные особенности процесса фронтогенеза, известные из наблюдений.

2.6.5. Фронтолиз в гребнях и антициклонах

Обсуждая результаты гидродинамического моделирования стадии нелинейного развития бароклинных волн, мы преимущественно обращали внимание на процесс формирования фронтальных зон в ложбинах и циклонических вихрях, хотя при этом и указывалось, что в гребнях имеет место фронтолиз (горизонтальные контрасты температуры уменьшаются со временем). Следует отдельно рассмотреть особенности этого процесса.

Бароклинно-неустойчивая волна, т. е. система гребень—ложбина, а на более поздней стадии циклон—антициклон, развивается на фоне температурно-неоднородного потока (бароклинной зоны), и начальные температурные контрасты присутствуют как в ложбине, так и в гребне растущего возмущения. Но если в ложбине они обостряются и со временем превращаются в хорошо выраженные фронтальные зоны, то в гребне имеет место обратное: область с наибольшими температурными контрастами оттесняется с оси гребня на его периферию, и наклон изэнтропических поверхностей уменьшается в результате нелинейного взаимодействия полей температуры и ветра, т. е. в результате адвекции. Этот процесс хорошо прослеживается и в двумерной, и в пространственной моделях нелинейной эволюции бароклинных волн. Более подробные и лучше сопоставимые с наблюдениями результаты дают мо-

дели, учитывающие негеострофические эффекты. Так, в полугеострофическом приближении [179] разница в ходе изменений фронтальной структуры циклонической и антициклонической частей возмущения проявляется весьма четко. На ранних стадиях роста бароклинной волны наклон поверхностей равной потенциальной температуры и их взаимное расположение в гребне и ложбине мало различаются. Они близки к соответствующим характеристикам начального, невозмущенного состояния бароклинного течения. Однако со временем различия накапливаются, и можно наблюдать, как в центральной и западной частях развивающегося антициклона горизонтальные контрасты ослабевают, а наклон изэнтропических поверхностей уменьшается.

В моделях с полными уравнениями [138, 212] наблюдается в общем такой же процесс (как у земли, так и на высотах): спустя 48 ч с момента начала развития неустойчивой волны изотермы на поверхности 500 гПа в гребне разрежены не только в сравнении с ложбиной, но и в сравнении с исходным состоянием. Фронтолитический эффект на этом уровне создается вертикальными движениями на оси гребня, а горизонтальными — на его западной стороне.

Процесс размывания температурных контрастов в модельных антициклонах протекает в качественном согласии с наблюдаемой эволюцией зон атмосферных фронтов при антициклогенезе, описанной впервые в работах Х. П. Погосяна и Н. Л. Таборовского [78], Х. П. Погосяна [73, 74], З. Л. Туркетти [103]. Основанные на данных редкой в то время аэрологической сети, указанные работы тем не менее выявляют все основные, крупномасштабные особенности процесса. Именно, на ранних стадиях антициклогенеза (в усиливающихся гребнях и молодых центрах высокого давления) фронтальные раздели постепенно перемещаются на периферию антициклона и ослабевают. В дальнейшем (эти более поздние стадии пока не воспроизводятся гидродинамическими моделями) фронтальная зона в нижних слоях разрушается, а в свободной атмосфере превращается в слой инверсии, ограничивающий сверху купол холодного воздуха на высотах до 2 км. Более подробные данные, впоследствии использованные другими исследователями, подтвердили эти выводы и дополнили их в ряде существенных деталей, которые, впрочем, скорее относятся уже к мезомасштабной структуре атмосферных полей [27, 57, 106].

2.7. О ЦИКЛОГЕНЕЗЕ НА ФРОНТАЛЬНЫХ РАЗДЕЛАХ

2.7.1. Линейные задачи об устойчивости поверхностей раздела

Исторически первыми теоретическими исследованиями устойчивости атмосферных движений, ставившими целью изучение механизмов цикло- и антициклогенеза, были работы, в которых атмосферный фронт рассматривался как наклонная поверхность разрыва свойств воздушных масс. Как говорилось в п. 2.1, это направ-

ление уже в 40-е годы утратило свое значение основного направления в изучении циклогенеза, уступив это место работам по устойчивости непрерывно стратифицированной среды. Сама по себе концепция фронта как поверхности раздела выглядит во многих отношениях чересчур упрощенным представлением реальных фронтов в атмосфере (а также и в океане), которые возникают, обостряются и размываются в процессе эволюции термобарического поля.

В настоящее время динамика фронтальных разделов привлекает относительно небольшое, однако постоянное внимание исследователей. Модели фронтов как поверхностей раздела сохраняют свое особое значение в динамической метеорологии. В таких моделях возможны все три вида неустойчивости, представляющие интерес с точки зрения проблемы циклогенеза — баротропная, бароклинная и комбинированная, и некоторые их эффекты именно в такой постановке задачи проявляются наиболее четко. В определенных условиях начальные стадии развития наблюдаемых фронтальных циклонов хорошо описываются в рамках представлений о фронтах как поверхностях раздела воздушных масс.

Идея аппроксимации фронта поверхностью раздела и представления циклонов и антициклонов как неустойчивых возмущений на этой поверхности принадлежит В. Бьеркнесу [126]. Вскоре Бьеркнес [127], а затем более подробно Сульберг [246—248] применили метод малых возмущений к исследованию задачи об устойчивости наклонной поверхности раздела с разрывом скорости. Первоначально обе воздушные массы считались термически однородными и несжимаемыми, они двигались между жесткими стенками, параллельными фронтальному разделу.

Позже воздушные массы стали считаться устойчиво стратифицированными [247, 248]. В модели Сульберга имеется неустойчивость на коротких волнах (колебания преимущественно в вертикальной плоскости, типа гравитационных), а также на длинных волнах с характерными для внетропических циклонов масштабами неустойчивых возмущений. Задачу об устойчивости бесконечной фронтальной поверхности, рассмотренную в [247, 248], можно интерпретировать как задачу о циклогенезе на верхних фронтах, когда влияние границ тропосферы неощутимо.

В 20—30-е годы большой вклад в развитие этого направления был внесен советскими метеорологами. Н. Е. Кочин [51, 52] сформулировал постановку задачи, в которой соседствующие воздушные массы ограничены жесткими стенками и сверху, и снизу. Такие условия можно считать характерными для фронтальных разделов, охватывающих всю тропосферу.

Другое основное отличие подхода к задаче об устойчивости фронта, предложенное Н. Е. Кочиним, состоит в том, что рассматривается устойчивость колебаний не в перпендикулярном к фронтальному разделу направлении, а почти в горизонтальном направлении (под очень малым углом к поверхности фронта), что является значительным шагом вперед по сравнению с первоначальной постановкой задачи: в реальных циклонах вертикальные скорости

(и вертикальные ускорения) во много раз меньше горизонтальных скоростей (и ускорений). Их отношение равно отношению вертикального и горизонтального размеров циклона. Кочин сформулировал критерий неустойчивости, связывающий наклон фронта с волновым числом, для случая несжимаемой жидкости:

$$\frac{fL}{U_1 - U_2} = \frac{g(\rho_1 - \rho_2)h}{\bar{\rho}(U_1 - U_2)^2} > \gamma_0. \quad (2.126)$$

Здесь L — длина области, занимаемой фронтом, h — высота фронта ($L = h \operatorname{tg} \alpha$, где α — угол наклона фронтальной поверхности); U_1 , U_2 — скорости ветра в холодной и теплой воздушных массах соответственно, γ_0 — функция аргумента $k(U_1 - U_2)(2f)^{-1}$, график которой представляет границу устойчивости (k — волновое число в направлении, параллельном линии фронта у земли).

Как следует из (2.126), потеря устойчивости фронта наступает при больших разностях плотностей или малых разностях скоростей воздушных масс. В левой части равенства в (2.126) стоит Ro^{-1} , в правой — не что иное, как число Ri в слое толщины h . Числа Ro и Ri , таким образом, являются основными параметрами задачи Кочина. В спектре задачи присутствуют и длинноволновое, и коротковолновое отсечения.

Впоследствии результаты [51, 52] были развиты в работах Е. Н. Блиновой [12, 13], А. А. Дородницына [37] и М. И. Юдина [115] и обобщены на случай сжимаемой жидкости. В дальнейшем модель Кочина изучалась в различных вариантах постановки задачи.

Первые неустойчивые моды спектра модели Кочина были найдены значительно позже Элиасеном [149] при следующем упрощении: с севера область ограничивалась вертикальной стенкой, так что поверхность раздела не пересекала верхней границы. Были рассчитаны параметры неустойчивых волн для конкретных конечных наклонов фронта и значений параметров задачи (чисел Россби и Ричардсона). Затем Орлански [218] выполнил подробное численное исследование устойчивости модели Кочина (без вертикальной стенки) в двух предельных случаях малой разности плотностей (когда поверхность раздела становится почти вертикальной) и малых волновых чисел.

В первом предельном случае Орлански обнаружил новую область неустойчивости при малых числах Ричардсона. По своей физической природе она является чисто баротропной (сдвиговой) неустойчивостью. В [218] она названа неустойчивостью типа Рэлея, на основании ее аналогии устойчивости течений идеальной жидкости, имеющих точку перегиба на профиле скоростей. Случай наклонного фронта в [218] также рассмотрен, в частности детально описана начальная стадия роста неустойчивой волны с длиной, соответствующей по величине циклонам и антициклонам средних широт. В этом примере при типичных для атмосферы значениях параметров в области прогиба фронта формируется центр низкого давления (рис. 2.19).

Вскоре после этого Абрамов, Тареев и Ульянова [1] в своем исследовании неустойчивости модели Кочина изучили влияние изменения параметра Кориолиса с широтой и, в сравнении с [218], продвинулись при численном решении в область больших чисел Ri . При этом обнаружилось, что степень неустойчивости длинных волн на фронте сначала возрастает с увеличением Ri , а затем убывает, так что область наибольшей неустойчивости ограничена. Изменение же силы Кориолиса по широте может играть как стабилизирующую, так и дестабилизирующую роль, в зависимости от распределения скорости. Результат [1], касающийся уменьшения не-

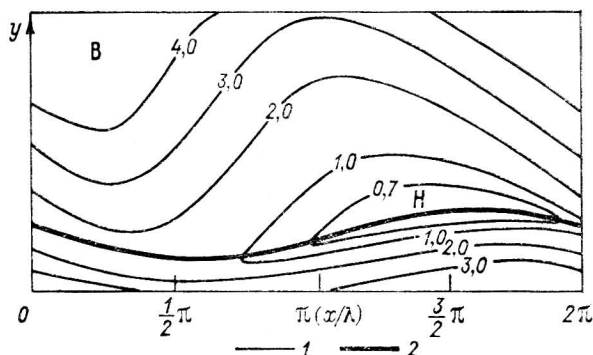


Рис. 2.19. Поле давления на уровне $z=1750$ м (возмущения плюс основной поток) во фронтальной зоне, $0 < y < 1000$ км [218].

1 — изолинии превышения давления (гПа) над выбранным постоянным значением, 2 — деформированная линия фронта на уровне z .

устойчивости длинных волн при больших Ri , был несколько позже независимо получен Касахара и Рао [189]. Эти авторы, кроме того, более подробно изучили найденные в [218] области неустойчивости при малых Ri , имеющие сложную структуру, и провели детальный анализ кинематики неустойчивых волн при больших Ri и Ro .

Верхняя жесткая стенка двуслойной модели Кочина заменена подвижной тропопаузой в [173]. При этом амплитуда волн считалась не зависящей от широты. Развитием этой модели является работа [256], в которой введена изэнтропическая стратосфера в качестве самого верхнего слоя. Неустойчивые волны в такой модели смещаются к востоку медленнее, чем в двуслойной модели, поскольку часть энергии расходуется на движение в стратосфере. Длины найденных неустойчивых волн имеют порядок 1000 км.

Другой вариант задачи — устойчивость поверхности раздела двух полубесконечных воздушных масс без верхней и нижней стенок (устойчивость верхнего фронта) изучается в [259]. В такой модели также найдена неустойчивость на синоптических масштабах. Удастся аналитически описать начальное изменение во времени

формы фронта на данном уровне с образованием остроугольной точки.

Подчеркнем, что во всех цитированных работах решаются линейные задачи (в предположении бесконечно малой амплитуды возмущений). Главной целью этих работ является построение областей неустойчивости в пространстве параметров,— иными словами, нахождение тех интервалов значений параметров, внутри которых могут существовать неустойчивые волны. В условиях, достаточно характерных для атмосферы (в рамках принятых упрощений), возможность роста волновых возмущений на фронтальных поверхностях, обнаруженная впервые Кочиным, доказана для различных вариантов модели атмосферного фронта как поверхности раздела. Длины неустойчивых волн близки к масштабам «фронтальных» циклонов средних широт.

2.7.2. Развитие фронтальных циклонов: нелинейная эволюция неустойчивых волн на поверхностях раздела

Физический смысл задачи о развитии уже зародившихся циклонов и антициклонов существенно иной, чем в задаче о возникновении циклонов и антициклонов. Об этом уже говорилось при анализе неустойчивости непрерывно стратифицированных потоков (см. пп. 2.2, 2.5, 2.6). В математическом отношении указанные две задачи также резко различаются. Все различия сохраняются и в случае задания фронтального разрыва свойств. Так, в первой задаче неустойчивая волна на фронте является заданной, и производится интегрирование нелинейной системы уравнений с целью описания деформации поверхности раздела и эволюции полей давления, температуры и других величин в процессе роста неустойчивой волны. Основные усилия направляются на изучение нелинейных эффектов. Вторая задача (т. е. задача о возникновении циклонов и антициклонов) ставит своей целью нахождение условий потери устойчивости, спектра неустойчивых волн и границ устойчивости. Общим у этих двух задач является представление атмосферы двух- или трехслойной моделью с наклонной поверхностью разрыва ветра и плотности.

Первыми работами, в которых была поставлена задача нахождения изменений формы фронтальной поверхности и движения воздушных масс в ее окрестности при наличии растущих возмущений, были статьи И. А. Кибеля 1936—1938 гг. [47], в которых рассматривалась плоская задача (движение считалось однородным в зональном направлении). Более сложные трехмерные задачи стали изучаться значительно позднее. Типичная пространственная модель эволюции фронтальной волны включает два слоя воздуха (теплый и холодный) с синусоидальной линией фронта у поверхности земли. Теплая воздушная масса часто считается «неактивной», т. е. эффекты возмущений в этой массе не учитываются. В такой постановке задача численно решается в [188], причем удается просле-

дить развитие волны в течение около 10 ч до момента, когда появляется тенденция к окклюдированию.

В работе Граммельтфедта [162] исследуется та же модель, что и в [188], но верхняя граница считается свободной (а не жесткой). Выбранный метод численного интегрирования (с искусственно вводимой диссипацией и сглаживанием) позволяет проследить развитие циклонического вихря вплоть до начала окклюдирования (в течение трех дней). Каждая воздушная масса в этой модели имеет постоянную плотность. Движение в обеих воздушных массах гидростатично, не зависит от y и происходит внутри канала на β -плоскости средних широт. На северной и южной стенках ставится условие непротекания. Фронтальная поверхность пересекает нижнюю стенку (поверхность земли), но не пересекает верхней, а заканчивается на северной стенке. Поток считается периодическим в направлении с запада на восток с периодом, равным длине канала.

Вследствие сложности геометрии задачи и наличия разрывов возникает необходимость в поисках специальных приемов, позволяющих как можно точнее описать смещение фронта, особенно ближе к началу окклюдирования. Так, в [188] и [162] для этой цели выбирается цепочка материальных точек на линии фронта, и затем смещение каждой точки на данном шаге по времени находится через скорость холодного воздуха в ближайшем узле сетки. Более сложная процедура применена Туркелем [258] в той же модели, что и в [162], но при условии постоянства параметра Кориолиса и при более естественных условиях на северной стенке (возможен вток холодного воздуха через боковую границу). В этой модели вводится длина дуги фронта в квадрате сетки, и линия фронта аппроксимируется кривой второго порядка. Если деформация фронта слишком велика, так что длина дуги между двумя помеченными частицами заметно отличается от средней, то частицы выбираются заново таким образом, чтобы их распределение было равномерным. В результате достигается более аккуратное описание смещения фронта на стадии окклюдирования. Если имеется вток холодного воздуха с севера, то фронт становится круче и возрастает циклоническая циркуляция, в особенности на холодном фронте, скорость смещения которого заметно возрастает.

Сурмава [96, 97] обобщил идею работы [188] на случай стратифицированного холодного воздуха. Замена переменных, использованная в работах Сурмава, преобразует рельеф земли, фронтальную поверхность и верхнюю границу области решения в параллельные плоскости. С помощью такого метода удается изучить лишь начальную стадию эволюции волны, включая поля движений в окрестности фронтов, в том числе при наличии орографических препятствий (невысоких горных хребтов). В [96, 97] рассмотрены как баротропные, так и бароклинные соседствующие воздушные массы. Как и следовало ожидать, обнаружилось, что бароклинность (вертикальный сдвиг ветра в воздушных массах) играет существенную роль в процессе эволюции волн на фронтах. Такая модель

с наличием как непрерывного изменения температуры воздуха по горизонтали, так и ее скачка на фронте может рассматриваться как «гибридная» между моделями неустойчивых волн в непрерывно стратифицированных средах и на границах раздела горизонтально однородных масс.

Другой пример промежуточного варианта задачи находим в работе А. И. Ромова [89], в которой задается не поверхность разрыва свойств, а зона увеличенных (фиксированных) градиентов температуры. Поверхность максимальных для каждого уровня градиентов именуется в этом случае фронтом. Численное решение показывает, что такой поток проявляет неустойчивость относительно возмущений определенных длин волн. В процессе нелинейной эволюции формируются очаги восходящих и нисходящих движений, происходит сужение теплого сектора и т. п. Появление моделей подобного типа обусловлено стремлением исследователей сделать постановку задачи более реалистической, смягчить ограничения классической модели неустойчивости фронтальных разделов.

2.8. ЦИКЛОГЕНЕЗ ПРИ НАЛИЧИИ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН

Реальные атмосферные потоки, на фоне которых развиваются циклоны и антициклоны синоптических масштабов, сравнительно редко можно считать зональными и прямолинейными. Обычно циклоны и антициклоны возникают на фоне систем гребней и ложбин планетарного масштаба. Поэтому постановка задачи об устойчивости «основного состояния», которое включает планетарные волны, является более реалистичной, чем задачи об устойчивости чисто зональных течений. Начало исследований устойчивости потоков с планетарными волнами было положено работой Э. Лоренца [201], в которой рассматривалось основное течение, представляющее собой сумму баротропного бездивергентного зонального потока и баротропной волны Россби на β -плоскости. В этой работе был получен принципиально важный вывод: такое основное течение может быть неустойчиво по отношению к дальнейшим возмущениям, тогда как чисто зональный поток со средним для умеренных широт профилем скорости является баротропно устойчивым. Неустойчивость течения, включающего волну Россби, наступает при достаточно большой амплитуде и достаточно высоких волновых числах волны Россби.

После работы Лоренца исследование устойчивости баротропных основных потоков, включающих волны Россби, было продолжено в [35, 46, 143, 227]. Кокер [143] рассчитал диаграммы устойчивости волн Россби в плоскости безразмерных переменных M , L , имеющих следующий физический смысл. Параметр $M = U_0 \lambda_x \beta$ (где U_0 — амплитуда скорости ветра в волне Россби, λ_x — зональное волновое число последней) измеряет отношение градиента относительного вихря к переносному вихрю (обусловленному вращением Земли). Параметр $L = \arctg \lambda_y / \lambda_x$ (где λ_y — меридиональное волновое число) характеризует ориентацию волны Россби на β -плоскости.

В предельном случае больших M эффект изменения силы Кориолиса по широте (β -эффект) пренебрежим, и задача превращается в обычную задачу об устойчивости типа Рэлея. При $M \rightarrow 0$ большой β -эффект стабилизирует поток, и неустойчивость возможна лишь как результат резонансного взаимодействия.

В [143] было найдено, что низшие меридиональные моды волн Россби неустойчивы, если отношение волновых чисел λ_x, λ_y больше некоторого порогового значения, тогда как высшие меридиональные моды неустойчивы при любых ненулевых зональных волновых числах. Когда аналогичная задача была позже рассмотрена на сфере, то обнаружилось [227], что все волны с общим волновым числом, большим 3, неустойчивы при достаточно больших амплитудах, причем критические значения амплитуд уменьшаются с увеличением волнового числа.

Таким образом, анализ баротропных моделей показал, что возможности потери устойчивости, а значит возможности циклогенеза расширяются при наличии волн Россби на зональном потоке, в сравнении с чистым западным переносом. Эти возможности тем больше, чем сильнее развиты меридиональные движения, чем более искривлены линии тока основного течения. При этом условия роста возмущений, конечно, неодинаковы у возмущений различных масштабов. Если длины волн возмущений сравнимы с длиной волны первичной (или, как мы будем ее называть, «основной») волны Россби, то изучение их неустойчивости представляет интерес главным образом для исследования механизмов перестройки общей циркуляции атмосферы. Таким задачам посвящено довольно значительное число работ (см., например, [185]). Однако нас будет интересовать главным образом другое направление, рассматривающее устойчивость планетарных волн относительно таких возмущений, масштаб которых существенно меньше, чем масштаб планетарных волн, и сравним с масштабами циклонов и антициклонов средних широт.

Включение в рассмотрение бароклинных эффектов неустойчивости планетарных волн производится преимущественно с помощью простых двуслойных моделей [157, 185, 208]. Переход к бароклиным волнам Россби [185] усложняет задачу, поскольку добавляет еще один безразмерный параметр, от которого зависит решение: вращательное число Фруда в каждом из слоев. Если вдобавок учитывается бароклинность зональной составляющей основного потока [157, 208], то добавляется еще один параметр, определяемый как отношение бароклинных эффектов волны и зонального потока.

Дальнейшие исследования показали, что в присутствии планетарных волн образуются такие участки течения, которые являются наиболее благоприятными для циклогенеза. Этот вывод, согласующийся с наблюдениями, впервые четко сформулирован Фредериксеном [157] на основании численного решения двуслойной задачи на сфере для потока, представляющего суперпозицию зональной струи и планетарной волны с волновым числом 3. Районы максимального циклогенеза располагаются на подветренных сторонах

высотных ложбин. Показатели роста наиболее неустойчивых волн синоптического диапазона тем больше, чем больше амплитуда планетарной волны. Они увеличиваются, если планетарная волна является бароклинной, и уменьшаются, если она баротропная. Кроме того, коротковолновое отсечение, присутствующее в модели Филлипса для чисто зонального потока, устраняется при наличии планетарной волны. Выделение районов преимущественного циклогенеза в случае бароклинной планетарной волны можно производить путем применения критерия Филлипса: по крайней мере в первом приближении район наиболее интенсивного роста неустойчивых возмущений лежит несколько ниже по течению относительно той точки, в которой локальный сдвиг ветра больше всего превосходит критическое значение, даваемое критерием Филлипса.

Выводы Фредериксена получили подтверждение и дальнейшее развитие в работах Нихауз [215, 216], которая провела подробное численное исследование линейной устойчивости основного течения, включающего, кроме зонального потока, планетарную бароклинную волну на β -плоскости. Длина планетарной волны соответствовала зональным волновым числам 2 или 1. В соответствии с наблюдаемыми условиями в зимней атмосфере средних широт северного полушария планетарная волна в [215] задавалась таким образом, что оси ее гребней и ложбин могли иметь наклон относительно меридионального направления. Решение получено с помощью спектральной модели; зависимость всех величин от вертикальной координаты считалась непрерывной. В такой задаче максимальные амплитуды неустойчивых волн найдены на подветренной стороне ложбин основной волны, что согласуется с выводами Фредериксена и соответствует районам наиболее интенсивного циклогенеза в атмосфере. Последнее подтверждается хорошо известными данными о распределении вариаций синоптических масштабов вдоль широтного круга в средних широтах [197].

Соответствующие «бароклинно активные» районы получены в обоих вариантах основного состояния. Параметры наиболее неустойчивых волн качественно согласуются с параметрами циклонических возмущений. Отметим особую роль наклона ложбин и гребней планетарной волны: он является в данной модели необходимым условием нелинейного взаимодействия планетарной волны с возмущениями, которые в отсутствие наклона взаимодействуют лишь с основным потоком. При наличии наклона наиболее неустойчивая волна имеет зависящий от него меридиональный масштаб и заметно модулируется.

Имеет практическое значение вопрос о применении критериев бароклинной неустойчивости, полученных для зональных или прямолинейных течений, к условиям, когда имеется система крупномасштабных ложбин и гребней. В частности, речь идет о возможности оценки параметров наиболее неустойчивой волны исходя из модели Иди. Согласно результатам [215, 216], указанные критерии можно применять как локальные лишь при условии учета влияния планетарной волны и прежде всего основного вывода

о районах наибольшей бароклинной активности. Этот вывод, названный квазилокальным критерием бароклинной неустойчивости, в более точной формулировке имеет следующий вид: районы наибольшей бароклинной активности лежат на подветренных сторонах точек перегиба линий тока основного состояния (точек перехода от антициклональной кривизны линий тока к циклонической и от циклонической к антициклонической) и в областях наибольшего локального значения горизонтальных градиентов температуры. Эта формулировка, как и выводы [157], указывает, что районом наиболее вероятного циклогенеза является северная часть подветренной стороны ложбины. С учетом этого квазилокального критерия можно применять локально общие критерии бароклинной неустойчивости и иметь при этом в виду следующее. Во-первых, основные течения, включающие планетарные волны, не обеспечивают показателей роста, существенно больших показателя роста наиболее неустойчивой волны Иди. Во-вторых, волновое число наиболее неустойчивой волны на незональном потоке соответствует масштабу района наибольшей бароклинной активности. В целом можно утверждать, что хотя учет локальных характеристик неустойчивости недостаточен для количественной оценки величины эффектов неустойчивости при наличии планетарных волн, однако эти же локальные характеристики неустойчивости позволяют правильно указать местоположение максимумов циклогенетической деятельности.

Имеется некоторый опыт применения критериев бароклинной и баротропной неустойчивости к анализу процессов возникновения циклонических вихрей в реальной атмосфере [95, 210, 211, 213]. Этот опыт пока невелик, однако он показывает, что проверка выполнения необходимых условий баротропной и бароклинной неустойчивости и сравнение параметров реальных возмущений с параметрами наиболее неустойчивых волн в простых моделях дает возможность сделать достаточно определенные выводы о том, какой механизм в каждом конкретном случае привел к росту возмущения. Однако этим решается лишь задача идентификации источников энергии уже возникшего возмущения, а не задача предсказания возникновения новых возмущений. Очевидно, что помимо структуры основного потока, возникновение новых циклонов зависит от характера вносимых в атмосферу начальных возмущений, который, в свою очередь, определяется орографией, термической неоднородностью подстилающей поверхности и другими, еще недостаточно изученными причинами.

2.9. ВЫВОДЫ

1. Основным механизмом цикло- и антициклогенеза является гидродинамическая неустойчивость непрерывно стратифицированного воздушного потока. Из различных ее видов наибольшую роль в процессе возникновения атмосферных вихрей синоптического масштаба играет бароклинная неустойчивость, т. е. неустойчивость

потока с горизонтальным градиентом температуры (и, следовательно, с вертикальным градиентом скорости ветра) в поле силы Кориолиса. Источником энергии растущих возмущений в таком потоке является доступная потенциальная энергия горизонтальных контрастов температуры. Другим видом неустойчивости, который может вносить существенный вклад в энергетику цикло- и антициклогенеза, является баротропная неустойчивость (т. е. неустойчивость потоков с поперечным сдвигом скорости ветра в поле силы Кориолиса). Источником энергии неустойчивых возмущений в этом случае является кинетическая энергия основного течения.

2. Для теоретического описания начальной стадии развития баротропно- и бароклинно-неустойчивых возмущений используется линейное приближение (т. е. пренебрегаются взаимодействия возмущений между собой и их влияние на основной поток, поскольку амплитуда возмущений считается весьма малой). В качестве основного состояния рассматривается горизонтальный (зональный) поток. Более поздние стадии развития возмущений, когда указанные выше взаимодействия уже не пренебрежимы, описываются нелинейными моделями. Большое значение для изучения динамики циклогенеза имеет лабораторное моделирование и анализ реальных процессов по аэрологическим данным.

3. В линейной модели баротропной неустойчивости зонального потока интервал неустойчивых волн, ограниченный как со стороны длинных, так и со стороны коротких волн, обнаруживается при характерных для атмосферы условиях (струеобразный широтный профиль скорости). Однако длина наиболее неустойчивой волны, зависящая от конкретной формы профиля скорости, существенно превышает характерный масштаб циклонов и антициклонов средних широт, а показатели роста баротропно-неустойчивых волн оказываются существенно меньшими, чем определенные по реальным данным показатели роста атмосферных возмущений, особенно в случае глубоких, интенсивных циклонов. Следовательно, в процессе развития этих возмущений баротропная неустойчивость играет второстепенную роль.

4. Свойства бароклинно-неустойчивых волн, определяемые в линейной задаче, качественно согласуются со свойствами атмосферных возмущений синоптических масштабов. Размеры наиболее неустойчивых волн и их скорости роста при типичных для атмосферы условиях соответствуют величинам, найденным для атмосферных возмущений на стадии начального роста (длина наиболее неустойчивой волны 1—5 тыс. км, время удвоения амплитуды — порядка суток). Возмущения движутся по потоку со скоростью, равной (при линейном вертикальном профиле ветра) скорости потока на среднем уровне. Качественно согласуется с наблюдениями и соотношение фаз волн в полях давления, температуры и вертикальных движений. Таким образом, бароклинные волны малой амплитуды на зональном потоке воспроизводят основные черты атмосферных возмущений — ложбин и гребней, циклонов и антициклонов — на ранней стадии их развития.

5. На более поздних стадиях развития возмущений все большее значение приобретают взаимодействия полей возмущений и влияние возмущений на основной поток (так называемые нелинейные эффекты). Указанные взаимодействия, т. е. адвективные факторы, приводят к следующим модификациям полей давления и температуры: гребень (или антициклон) становится более широким и плоским, ложбина (или циклон) — более узкой и глубокой; в области ложбины происходит фронтогенез, в гребне — фронтолиз; наклон осей барических центров уменьшается; теплый воздух вытесняется с нижних уровней. Все указанные эффекты воспроизводятся нелинейными моделями без привлечения таких факторов, как агеострофичность ветра, трение, притоки тепла. Это значит, что основной причиной указанных изменений структуры атмосферных вихрей являются нелинейные взаимодействия или, иначе говоря, адвективные изменения в полях ветра (давления) и температуры. Однако для более точного количественного описания эволюции вихрей учет дополнительных факторов, и прежде всего агеострофических составляющих ветра, необходим.

6. В условиях плоской задачи (т. е. без учета неоднородности полей в меридиональном направлении) в ложбинах бароклинно-неустойчивых волн развиваются фронтальные зоны, имеющие такую же вертикальную структуру, как и фронтальные зоны в горизонтальном деформационном поле, и смещающиеся вместе с ложбиной. Однако такая модель не воспроизводит теплых и холодных фронтов циклона, имеющих неодинаковые скорости.

7. Для анализа нелинейной стадии развития бароклинно-неустойчивых волн в пространственной задаче оказывается весьма эффективным приближение полугеострофических уравнений. Оно является прямым обобщением приближения геострофического баланса по нормали к фронту, которое использовалось в задачах о фронтогенезе (см. гл. 1). Полугеострофические уравнения основаны на так называемом приближении геострофического момента (вектор момента частицы аппроксимируется его геострофическим значением, но в то же время учитывается агеострофическая адвекция) и на использовании геострофических координат. Система полугеострофических уравнений, занимающих промежуточное положение между квазигеострофическими и примитивными уравнениями, вследствие своей простоты и сходства с квазигеострофической системой легче поддается решению. Вместе с тем она включает основные нелинейные взаимодействия и агеострофические эффекты. Другая возможность облегчения численного решения примитивных уравнений связана с переходом к изэнтропическим координатам (использование потенциальной температуры θ в качестве вертикальной координаты). Координата θ , так же как и геострофические координаты, является «растянутой» во фронтальных зонах.

8. В пространственной задаче о нелинейной эволюции бароклинно-неустойчивых волн фронтогенез в циклонах (и фронтолиз в антициклонах) удастся описать тем более успешно, чем лучше учитываются агеострофические составляющие ветра. Так, в квази-

геострофическом приближении фронты в циклонах, как и фронты в деформационном поле, имеют структуру, характерную для псевдофронтов, но при этом холодный фронт уже смещается быстрее теплого. В полугеострофической модели и модели с примитивными уравнениями обе фронтальные зоны имеют наклон в сторону холодного воздуха, а распределение скорости и завихренности согласуется с наблюдаемым. На поздних стадиях развития модельного возмущения начинается фронтогенез на верхних уровнях, сопровождающийся усилением струйного течения и формированием характерной поперечной циркуляции. Таким образом, пространственные модели, включающие агеострофические эффекты, в основном воспроизводят все существенные особенности процесса фронтогенеза в циклонических возмущениях, известные из наблюдений.

9 Для исследования динамики циклогенеза в некоторых работах используется концепция фронта как поверхности раздела между разнородными воздушными массами. Такая постановка задачи (исторически наиболее старая), исключая из рассмотрения эволюцию фронтов (фронтогенез и фронтолиз), допускает исследование трех видов неустойчивости — бароклинной, баротропной и комбинированной. В линейном варианте такой задачи исследуется спектр неустойчивости, включающий (как показывают результаты численных решений) длины волн, близкие к масштабам «фронтальных» циклонов средних широт. В нелинейном варианте удастся описать процесс сужения теплого сектора, расширяющегося с высотой, вплоть до момента начала окклюдирования, и движения в окрестностях фронтов.

10. В реальной атмосфере циклоны и антициклоны средних широт чаще развиваются не на фоне однородного зонального потока, а на фоне систем ложбин и гребней планетарного масштаба. Теоретические исследования неустойчивости основных потоков, включающих планетарные волны, показывают, что при наличии последних возможности циклогенеза в сравнении с чисто зональным движением расширяются. Присутствие планетарной волны обуславливает появление районов, наиболее благоприятных для циклогенеза, на подветренных сторонах высотных ложбин (бароклинно активные районы). Свойства неустойчивых возмущений, возникающих в этих районах, можно приближенно оценивать путем локального применения критериев бароклинной неустойчивости, полученных для зональных потоков. Однако, помимо структуры основного потока, возникновение новых циклонов зависит от характера вносимых в атмосферу начальных возмущений, определяемого орографией, термической неоднородностью подстилающей поверхности и другими причинами, еще недостаточно изученными.

МЕЗОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА АТМОСФЕРНЫХ ФРОНТОВ И ЦИКЛОНОВ

3.1. ХАРАКТЕРНЫЕ РАЗМЕРЫ, ЗНАЧЕНИЕ И СПЕЦИФИКА ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Термин «мезомасштаб» широко используется в научной литературе в различных контекстах, и при этом иногда случается, что разные авторы придают этому термину неодинаковый смысл, хотя все представляют мезомасштабы как промежуточные между синоптическими и микромасштабами. Интервал мезомасштабов в пространстве и во времени оказывается при таком общем представлении весьма широким, а его границы — не очень четкими.

Уже в 60-х годах стала ощущаться потребность в установлении единой физически обоснованной шкалы масштабов. Были предприняты первые попытки упорядочения терминологии. К настоящему времени имеется несколько работ, в которых вводится та или иная классификация мезомасштабов (см. [158, 219]). Среди них работы Фудзита посвящены преимущественно выделению различных характерных размеров конвективных явлений. Более общей и получившей более широкое распространение является шкала, введенная Орлански [219].

В табл. 3.1 даны характерные пространственные и временные размеры метеорологических явлений и объектов и принятые различными группами метеорологов границы макро-, мезо- и микромасштабов, а также шкала, предложенная в [219]. В верхней части таблицы, вдоль оси времени, указаны в скобках физические параметры, от которых зависит временной масштаб соответствующих явлений. Так, периодам от месяца до нескольких дней соответствует характерное время, определяемое как обратная величина произведения параметра β на радиус деформации Россби $L_R = (H/f) \times [(g/\bar{\theta}) \partial \bar{\theta} / \partial z]^{1/2}$, где H — вертикальный масштаб. Для движений с временными масштабами от одного дня до нескольких часов характерное время равно f^{-1} . Более короткопериодным движениям можно поставить в соответствие в качестве характерного времени период Брента—Вяйсяля $[(g/\bar{\theta}) \partial \bar{\theta} / \partial z]^{-1/2}$. Наконец, для явлений с еще меньшими временными масштабами характерное время определяется как время переноса турбулентных вихрей (L/U) или период внешних гравитационных волн $(g/H)^{-1/2}$.

Из таблицы видно, что общая пространственная протяженность интервала мезомасштабов не вызывает особых разногласий. Трудности возникают обычно в связи с тем, что этот интервал слишком широк (около трех порядков величины горизонтального масштаба) и включает много разнородных явлений. Поэтому подразделение интервала мезомасштабов на три части (α , β , γ) оказывается удобным. На практике пользуются граничными значениями, несколько

Шкалы масштабов метеорологических явлений

Таблица 3.1

| Шкалы | | | | Линейный масштаб L | Временной масштаб (T) | | | | Шкала Орландски |
|-------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------------|---------------------------|---|---|--|--------------------|
| Япония | Стран Европы | ТРОПАКС | США | | 1 мес $(\beta L_R)^{-1}$ | 1 сут $(f)^{-1}$ | 1 ч $\left(\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)^{-1/2}$ | 1 мин $\left(\frac{g}{H}\right)^{-1/2}, \frac{L}{U}$ | |
| Макро- масштаб | Макро- масштаб | Макро- масштаб | Макро- масштаб | 10 ⁴ км | Стоячие волны | Приливные волны | | | Макромасштаб |
| | | | | | | Бароклинные волны | | | |
| Промежу- точный масштаб | | A | Макро- масштаб | 2 · 10 ³ км | | Фронты, ураганы | | | Мезомасштаб |
| | | | | 200 км | | Струи нижних уров- ней, линии шквалов, инерциальные волны, облачные полосы | | | |
| Мезомасштаб | Мезомасштаб | C | Мезомасштаб | 20 км | | | | | Мезомасштаб |
| | | | | | | Грозовые очаги, внутренние волны | Зоны турбу- лентности ясного неба | | |
| Микро- масштаб | Микро- масштаб | D | Микро- масштаб | 2 км | | | | | Микро- масштаб |
| | | | | 200 м | | | Торнадо, смерчи | | |
| Микро- масштаб | Микро- масштаб | | Микро- масштаб | 20 м | | | Термики | | Микро- масштаб |
| | | | | | | | Султаны, турбу- лентность | | |

отличными от предложенных Орлански: границы мезомасштаба α принимаются равными 2500 и 250 км, соответственно β — 250 и 25 км, γ — 25 и 2,5 км. Мезомасштаб α , называемый также промежуточным масштабом, включает движения, большая часть которых описывается прогностическими численными схемами. Это скорее «сеточный» масштаб, тогда как процессы мезомасштаба β описываются численными моделями лишь частично при высоком разрешении по координатам. Наконец, мезомасштаб γ — существенно подсеточный.

Не следует, разумеется, придавать чрезмерно большое значение формальным границам мезомасштабного интервала или его частей. Точно так же не следует абсолютизировать временные масштабы, которые поставлены в соответствие пространственным в табл. 3.1: временной и пространственный масштабы атмосферных явлений не связаны какой-либо жесткой зависимостью. В любой классификации явлений по масштабам важны не столько размеры метеорологических объектов сами по себе, сколько соотношение сил, действующих в данном диапазоне размеров. Так, относя к мезомасштабным явлениям инерционные волны, конвективные очаги, внутренние гравитационные волны, зоны турбулентности ясного неба, мы констатируем тем самым, что силы, действующие в атмосфере, играют для этих явлений иную роль, чем для макромасштабных (крупномасштабных) движений, на фоне которых мезомасштабные явления развиваются. Действительно, для циклонов и антициклонов, гребней и ложбин (макромасштабных объектов) наибольшее значение имеет приблизительное равновесие между силой Кориолиса и силой градиента давления. Источником их кинетической энергии является потенциальная энергия горизонтальных контрастов температуры; вертикальные скорости частиц малы в сравнении с горизонтальными. 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 или кинетическая энергия более крупномасштабных движений; вертикальные скорости уже нельзя считать малыми в сравнении с горизонтальными. Качественные отличия этих мезомасштабных явлений от макромасштабных, таким образом, хорошо видны.

Сложнее обстоит дело с явлениями промежуточного масштаба или мезомасштаба α . В динамическом отношении они мало отличаются от макромасштабных. Характерные размеры в несколько сотен километров может иметь и зона атмосферного фронта, и зарождающееся циклоническое возмущение. Зону фронта естественно рассматривать как явление мезомасштабное: она создается действием крупномасштабных движений и имеет характерную структуру полей скорости и температуры, отличающуюся своеобразием динамических и кинематических свойств (существенная негеострофичность ветра, значительные вертикальные скорости). В отличие от фронтальной зоны, циклонический вихрь, имеющий α -мезомасштабные размеры, обладает основными свойствами макромасштабных

явлений. Таким образом, на промежуточных масштабах можно наблюдать и такие объекты, которые допустимо считать мезомасштабными лишь в некотором формальном смысле. Для уменьшения путаницы полезно отметить, что, говоря о характерных размерах метеорологических объектов, мы имеем в виду их размеры в стадии полного развития.

В данной главе мы будем интересоваться явлениями, относящимися к мезомасштабу α (потoki типа «несущей полосы»), к мезомасштабу β (полосовые структуры, струи нижних уровней) и к мезомасштабу γ (конвективные ячейки, гипербароклинные зоны). Большая часть особенностей внутренней структуры циклонов и фронтов обнаружена и описана сравнительно недавно (в последние 30—40 лет), а их теоретическое осмысление еще только начинается. Поэтому, в отличие от предыдущих глав, в данной главе мы будем говорить в большей степени о новом фактическом материале и в меньшей — о его гидродинамической и физической интерпретации.

В последние десятилетия мезомасштабные процессы, в частности мезомасштабные процессы на фронтах и в циклонических областях, стали привлекать все более пристальное внимание, а в настоящее время их относят к числу наиболее интересных и многообещающих объектов в метеорологии. Как многолетний застой мезометеорологии фронтов, так и теперешний ее быстрый расцвет обусловлены общим ходом исторического развития метеорологической науки в целом (и в особенности технических средств наблюдения), а также возможностей прикладной метеорологии. В 30—40-х годах аэрологические и метеорологические измерения параметров атмосферы на сети станций при их низком пространственном разрешении не могли внести нового в развитую метеорологами норвежской школы простую модель восходящего скольжения теплого воздуха по клину холодного, с развитием и чередованием определенных форм облачности и зон осадков на фоне крупномасштабного восхождения в системе циклона. С началом развития численных методов прогноза интерес к изучению фронтов еще более уменьшился. Это произошло отчасти потому, что в большинстве прогностических моделей использовались (и используются) большие шаги по координатам, а отчасти потому, что основные черты крупномасштабных полей и их эволюции можно воспроизвести без рассмотрения таких деталей, как фронты и тем более их внутренняя структура.

В 60-е годы уже появились более подробные численные схемы с шагом 100—150 км, которые способны описать некоторые фронтальные процессы. Работа в направлении учета фронтальных разделов в прогностических моделях проводится и у нас, и за рубежом начиная с 50-х годов, но с середины 60-х годов она становится более интенсивной и успешной. Одновременно возрастает интерес к экспериментальному изучению фронтов и связанных с ними микро- и мезомасштабных структур и процессов. Движения этих масштабов привлекают внимание исследователей по следующим

причинам. Во-первых, они в значительной степени обуславливают неоднородность поля вертикальных движений, а значит, и неравномерность пространственно-временного распределения осадков. Во-вторых, они формируют местные экстремумы сдвига ветра и области опасной для авиации турбулентности. В-третьих, благодаря им появляются большие вертикальные потоки тепла и момента и происходит диссипация энергии атмосферных движений. Все эти эффекты необходимо учитывать как в прогностических численных моделях, так и при решении различных прикладных задач.

Быстрое продвижение в области экспериментальных исследований процессов на фронтах и в циклонах в этот период достигается прежде всего благодаря новым мощным техническим средствам, появившимся на вооружении экспериментаторов (метеорологическая радиолокация, самолеты-лаборатории, комплексные эксперименты на специальных полигонах, включающие учащенное радиозондирование). Полученные с помощью этих средств новые экспериментальные данные обогатили либо качественно изменили целый ряд устоявшихся представлений и открыли перед теоретиками богатые возможности постановки новых задач и отыскания новых подходов к задачам уже известным.

Основное требование к наблюдениям, целью которых является изучение мезомасштабных структур,— высокое разрешение в пространстве и во времени. Обычные сетевые аэрологические и метеорологические наблюдения, как правило, позволяют построить только сглаженные картины пространственного и временного распределения метеозадающих элементов в зоне раздела воздушных масс. Для получения более подробной картины нужны специальные учащенные измерения. Опыт показывает, что наиболее эффективным является путь комплексных экспериментов с использованием всех доступных измерительных средств. Производимые на специальных полигонах радиолокационные измерения и учащенное радиозондирование дополняются учащенными метеорологическими наблюдениями, данными густой плевниографической сети, измерениями с самолетов-лабораторий и привлечением спутниковой информации. Путем подобных экспериментов удается достичь как необходимой плотности измерений во времени и пространстве, так и многосторонности описания метеорологических процессов и погодных условий.

В нашей стране экспериментальные исследования мезомасштабной структуры фронтов и циклонов наиболее активно проводятся в Украинском региональном научно-исследовательском институте [7, 83, 84, 85, 88, 90]. Эти работы опираются на данные экспериментального метеорологического полигона. В Центральной аэрологической обсерватории изучается структура метеорологических полей на фронтах по материалам летных экспедиций, учащенного радиозондирования и радиолокации [8, 34, 42—44, 50, 86, 99, 101]. Ряд полезных данных о структуре фронтов в нижнем 300-метровом слое получен в Научно-исследовательском институте экспериментальной метеорологии по измерениям на высотной мачте [17, 29]; здесь же

выполнены комплексные эксперименты с хорошей концентрацией измерительных средств [61]. Особенности облачных систем и зон осадков, в том числе наблюдаемые с помощью метеорологических радиолокаторов, изучаются в Главной геофизической обсерватории им. Воейкова [3, 13, 33]. Анализ и интерпретация мезометеорологических наблюдений проводятся в Гидрометцентре СССР; многие особенности мезомасштабной структуры фронтов обнаружены в процессе разработки методов прогноза погодных условий, перемещения и эволюции фронтов [2, 4, 15, 55, 57—59, 66, 69, 87]. Кроме того, в значительном количестве работ содержатся сведения о тех или иных мезомасштабных особенностях зон фронтов, полученные на материале исследовательских полетов, специальных и сетевых наблюдений [6, 16, 107].

За рубежом экспериментальные исследования процессов и структур во внетропических циклонах и на фронтах наиболее активно ведутся в Великобритании [117, 118, 132—136, 184] и США [170—172, 192, 217]. Основные результаты, полученные в этих странах, опираются на данные специальных проектов, объединяющих усилия больших групп исследователей и значительное количество измерительной техники.

Накопленные к настоящему времени экспериментальные данные показывают, что мезомасштабные процессы в циклонах и на атмосферных фронтах являются значительно более сложными, чем это представлялось раньше, и играют важную роль в этих системах, формируя погодные комплексы и распределение осадков.

3.2. ОСНОВНЫЕ МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ПОТОКИ В ЗОНАХ ФРОНТОВ И В ЦИКЛОНАХ (МЕЗОМАСШТАБ α)

Структура движений с характерными размерами от сотен до 1—2 тысяч километров изучается путем специального анализа данных аэрологической сети зондирования. Разумеется, надежность получаемых выводов тем больше, чем выше пространственное разрешение данных, т. е. чем гуще сеть станций. Удобным способом исследования является изэнтропический анализ, который дает наиболее простую возможность следить за перемещением воздушных частиц в пространстве от срока к сроку. Для получения более компактной и наглядной картины траекторий воздушных частиц применяется так называемый изэнтропический анализ относительных скоростей (или относительного ветра).

Общий принцип изэнтропического анализа изложен в п. 1.6. Особенность анализа относительных скоростей состоит в том, что вместо использования последовательности карт изэнтропических поверхностей за отдельные сроки данные о ветре представляются в системе движения относительно изучаемого барического центра (в предположении, что последний смещается с постоянной скоростью). Для определения относительного ветра производится векторное вычитание скорости движения циклона из скорости ветра на станциях. По относительным ветрам строятся системы линий тока,

которые в принятом предположении о стационарности движения системы являются также траекториями относительно центра циклона. Такой анализ был впервые применен в [164], затем неоднократно применялся для исследования воздушных течений в циклонах [117, 132, 139]. В некоторых случаях для тех же целей используется последовательность карт изэнтропических поверхностей.

3.2.1. Молодой циклон

Процесс перемешивания воздушных масс внутри циклонического вихря следует определенным закономерностям. Потоки воздуха различного происхождения втекают в систему циклона, участвуют в восходящих или нисходящих движениях, обмениваются теплом, влагой, количеством движения и вытекают из циклона с существенно изменившимися свойствами. В разных ситуациях направление и размеры основных мезомасштабных потоков в циклоне могут в какой-то степени различаться (эти различия еще недостаточно изучены). Однако в тех случаях, которые были подвергнуты анализу, обнаруживаются общие черты структуры движений, которые, по-видимому, являются типичными.

Структуру мезомасштабных движений удобно представлять в системе координат, связанной с центром циклона, выделяя тем самым поле относительных скоростей. В циклонах первой стадии развития (молодых циклонах) и в стадии максимального развития (вплоть до начала окклюдирования) удастся выделить три основных потока промежуточного масштаба, несущих воздух различного происхождения.

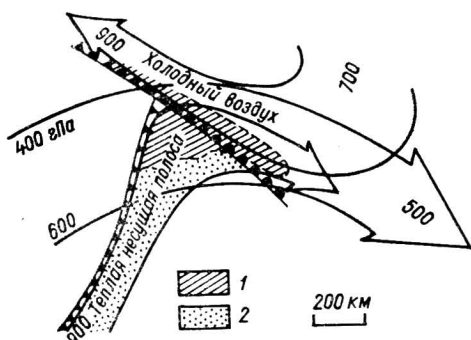
В нижнем слое в систему циклона втягивается теплый и влажный воздух. Если циклон смещается с запада (как мы будем полагать для определенности), то теплый воздух проникает в его систему с юга и течет внутри теплого сектора перед холодным фронтом по направлению к центру циклона. Однако, не дойдя до центра, он поворачивает вправо и начинает подниматься над теплым фронтом, при этом содержащаяся в нем влага конденсируется. Тем самым обеспечивается в значительной степени приток водяного пара, необходимый для формирования облаков и осадков. С северо-запада в циклон поступает холодный и относительно сухой воздух. Сравнительно холодный воздух втекает в циклон и с востока (перед теплым фронтом, в нижнем слое). Он обогащается влагой, когда осадки теплого фронта испаряются в предфронтальной зоне. Проходя через циклон, воздух переносится на большие расстояния в меридиональном направлении (на тысячи километров), осуществляя межширотный обмен.

Наиболее важным с точки зрения тепло- и влагообмена является теплый поток южного происхождения, обнаруживаемый в нижнем слое перед холодным фронтом. О наличии зон наиболее интенсивной адвекции тепла перед холодными фронтами синоптики знали из опыта уже в конце 30-х годов. В 50-е годы, задолго до проведения специальных исследований, И. П. Ветлов и Н. В. Петренко

[23] описывали «теплую ось», вдоль которой происходит адвекция тепла и влаги, и отмечали сильную зависимость между влажностью воздуха, переносимого по теплой оси, и интенсивностью фронтальных осадков. В 1966 г. теплый влажный поток в циклоне был выделен по материалам сетевого зондирования с помощью изэнтропического анализа и описан в [164]. Он упоминается в [70] как наиболее существенный восходящий поток в системах крупномасштабной наклонной конвекции. С помощью изэнтропического анализа данных учащенного радиозондирования этот поток был подробно изучен Браунингом и Харролдом [133] и назван ими «warm con-

Рис. 3.1. Схема основных α -мезомасштабных потоков в циклоне (движение относительно центра циклона) [133].

1 — облачная система теплового фронта,
2 — теплая несущая полоса.



veyor belt» (теплая лента конвейера). Приемлемым русским эквивалентом этого термина может быть «теплая несущая полоса». Браунинг и Харролд построили схематическую картину движений внутри циклона, основные черты которой даны на рис. 3.1. Потоки воздуха изображены на рисунке в системе координат, движущейся вместе с циклоном.

Подчеркнем, что относительное движение показанных на рисунке мезомасштабных потоков происходит в условиях общего восходящего движения в системе циклона и конвергенции потоков в нижнем слое. Но это движение выглядит однородным только при макромасштабном рассмотрении, при котором сглаживаются все особенности внутренней структуры. При мезомасштабном же рассмотрении обнаруживаются неоднородности поля вертикальных скоростей: зоны более сильного локального подъема в одних частях циклона и зоны локального опускания — в других. Наиболее сильное мезомасштабное восхождение испытывает теплый и влажный воздух, который втекает в циклон широким потоком параллельно холодному фронту, поднимается над теплым фронтом и поворачивает в антициклональном направлении, т. е. по часовой стрелке (напомним, что речь идет об относительном движении). В условиях Великобритании теплая несущая полоса имеет ширину около 300 км и вертикальную мощность около 2 км в том месте, где она начинает восходящее движение над наклонным устойчивым слоем теплового фронта. Конфигурация этого потока, влажность воздуха в нем, локализация областей восхождения играют решающую роль

в распределении осадков. Поднимаясь над теплым фронтом (нередко подъем начинается внутри теплого сектора в соответствии с общим восхождением воздуха в циклоне), воздух теплой несущей полосы достигает состояния насыщения и формирует обширную облачную систему теплого фронта. Передняя часть ее (облака $Ci-Ss$) располагается в средней и верхней тропосфере.

В наиболее типичном случае, когда холодный фронт является анафронтом, в потоке теплой несущей полосы наблюдаются восходящие движения и перед холодным фронтом, как ветвь термически прямой циркуляции. Скорость такого упорядоченного подъема достигает нескольких десятков сантиметров в секунду. Непосредственно перед холодным фронтом в потоке теплой несущей полосы обычно выделяется струйное течение нижних уровней в слабонеустойчивом пограничном слое, который вблизи фронта имеет вертикальную протяженность до 3 км [132, 136]. Струи такого типа с максимальными скоростями 25—30 м/с наблюдаются как днем, так и ночью. Воздух в них наиболее теплый и влажный.

Потоки типа теплой несущей полосы идентифицированы группой Браунинга в большинстве исследованных депрессий, включая так называемые нефронтальные. Впоследствии анализ кинематики циклонов на ранних стадиях развития показал [139], что и над территорией США теплая несущая полоса выражена не менее четко, чем над Великобританией.

В циклонах, смещающихся над территорией нашей страны, потоки типа теплой несущей полосы также обнаружены во всех случаях, подвергавшихся изучению [8, 23, 57—59]. Так, анализ данных учащенного радиозондирования над территорией Украины [58] показал, что такие потоки наблюдаются перед холодными фронтами даже в малоинтенсивных, медленно движущихся циклонах. По-видимому, потоки такого типа являются хорошо выраженными во всех случаях, когда с фронтом связаны существенная облачность и осадки. Хорошим примером может служить проанализированный в [57, 59] случай меридионально ориентированного, медленно смещавшегося над ЕТС холодного фронта. На вертикальных разрезах (рис. 3.2) и на изэнтропических картах (рис. 3.3) хорошо виден теплый поток, имеющий все характерные особенности интенсивной теплой несущей полосы с максимумом продольной составляющей скорости ветра на высоте около 3 км.

Изэнтропический анализ этого случая [57] позволил надежно выделить теплую несущую полосу над большой территорией. Центральная, наиболее теплая часть потока, при этом обнаруживается как замкнутый максимум псевдопотенциальной температуры θ' внутри поверхности $\theta' = 320$ К (на разрезах изотермы 320 К замкнуты). Эта поверхность имеет вид «трубы» (рукава) шириной примерно 300 км и вертикальной протяженностью до 3 км, она наполнена наиболее теплым воздухом и простирается параллельно фронту от Черного до Белого моря на расстояние более 2000 км. Максимальные значения θ' внутри этого потока обнаруживаются на высоте около 1,5 км. На рис. 3.3 выделено положение проекции

поверхности 320 К на горизонтальную плоскость и указаны высоты верхней и нижней сторон образуемой поверхностью трубы на некоторых станциях.

Теплая несущая полоса является частью более мощного, охватывающего всю тропосферу потока воздуха, движущегося параллельно холодному фронту с юга на север. На западной, обращенной к фронту стороне несущей полосы (рис. 3.3) данные расчетов указывают на наличие активных восходящих движений теплого воздуха. Эти движения наиболее интенсивны в период хорошо вы-

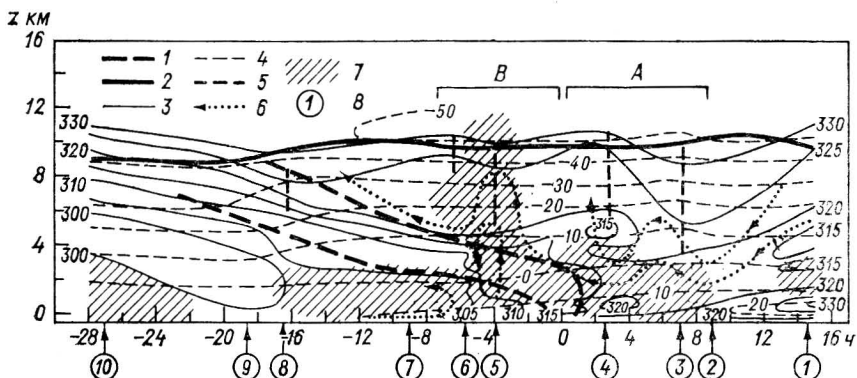


Рис. 3.2. Составной вертикальный разрез полей температуры и влажности в зоне холодного фронта.

1 — граница фронтальной зоны, 2 — тропопауза, 3 — изолинии θ' , 4 — изотермы ($^{\circ}\text{C}$), 5 — оси мезомасштабных областей тепла и холода, 6 — линии тока относительного движения в плоскости разреза, 7 — области с относительной влажностью больше 80 %, 8 — пункты радиозондирования; A, B — полосы повышенной интенсивности осадков.

раженного фронтогенеза и углубления циклона. В это время на фронте уже имеется широкая сплошная зона облачности и осадков.

Есть все основания утверждать, что теплая несущая полоса является общей характерной особенностью мезомасштабной структуры фронтов и важнейшим источником тепла и влаги. Неоднократно отмечалось [23, 59, 172], что если вследствие каких-то причин поток теплой несущей полосы оказывается отрезанным и не может осуществлять адвекцию тепла и влаги, то осадки на фронтах прекращаются и облачность размывается. Такие условия создаются в окклюдированных циклонах, а также иногда при переваливании последних через горные препятствия значительной высоты [74, 80, 172].

Другой теплый мезомасштабный поток, располагающийся над приземным холодным фронтом почти параллельно ему в средней и верхней тропосфере, осуществляет основную адвекцию тепла на высотах. Он лежит на теплой стороне высотной фронтальной зоны (см. рис. 3.2). Хотя сам по себе этот менее богат влагой, чем теплая несущая полоса, однако он имеет большое значение для формирования той части зоны осадков, которая располагается за

лона. Однако этот поток, проходя под влажным течением теплой несущей полосы (под поверхностью теплого фронта), обогащается влагой вследствие испарения выпадающих из верхнего слоя осадков. Он круто поворачивает к северу и северо-востоку севернее приземного центра циклона, причем в нем начинается восходящее движение в соответствии с общим характером циркуляции в циклоне. Формируется облачность, которая составляет северную и западную части облачного вихря, характерного для циклона. Верхняя граница этой облачности обычно лежит существенно ниже облачной системы теплого фронта.

С запада в циклон втекает потенциально более холодный и сухой поток воздуха на высотах 4—6 км, опускающийся из верхней тропосферы в системе гребня или антициклона, лежащего к северу или северо-западу от данного циклона. Часть этого сухого потока обтекает холодную несущую полосу с севера. В результате появляются четкие и сглаженные края облачной «запятой» циклонического вихря, обычно хорошо видной на спутниковых фотографиях. Другая часть сухого потока течет над воздухом теплой несущей полосы. Наличие сухого и потенциально более холодного воздуха в средней тропосфере над теплой несущей полосой обуславливает конвективную неустойчивость (хотя обычно и слабую), а это в условиях высокой бароклинности приводит к развитию специфических форм конвективной деятельности (см. п. 3.3).

От случая к случаю конкретная конфигурация мезомасштабных потоков, их размеры по вертикали и по горизонтали, направления движения могут варьировать, в той или иной мере отклоняясь от приведенных схем. Однако практически всегда удается обнаружить указанные потоки различного происхождения в циклонических образованиях. В частности, в зонах холодных фронтов, над теплым потоком с юга, в теплой воздушной массе выделяется слой с пониженными потенциальной температурой и влажностью, осуществляющий адвекцию холода (см. рис. 3.2).

Явление адвекции относительно холодного воздуха на среднетропосферных высотах перед холодными фронтами заслуживает отдельного обсуждения. То, что перед холодными фронтами на высотах имеется адвекция холода, хорошо известно. Как показали Х. П. Погосян и Н. Л. Таборовский [79], линия нулевой адвекции проходит через центр циклона и его теплый сектор, отделяя зону адвекции холода, в которой лежит холодный фронт, от расположенной впереди нее зоны адвекции тепла. Такое распределение адвекции весьма типично, и все же вопрос о формировании внутри теплой воздушной массы относительно холодного слоя воздуха, «обгоняющего холодный фронт», требует разъяснений. Важно понять, что речь идет не просто о более холодном воздухе, но о потенциально более холодном, который не может представлять собой адиабатически охладившийся при подъеме воздух нижних слоев.

При наличии поворота ветра с высотой характер адвекции перед фронтом резко меняется от уровня к уровню: ветры южной четверти, наблюдающиеся у земли, сменяются в средней тропо-

сфере западными, которые приносят воздух с другими свойствами. Нередко он выносится из бароклинной фронтальной зоны, которая отнюдь не является непроницаемой для воздушных частиц. Здесь мы сталкиваемся с другим вопросом, еще более часто неправильно понимаемым. Это вопрос о перетекании воздуха с холодной стороны фронта на теплую и обратно. Остановимся на нем несколько подробнее.

Хорошо известно, что зона фронта в обычных для атмосферы условиях не содержит какой-либо материальной поверхности, которая как некая стенка отделяла бы одну воздушную массу от дру-

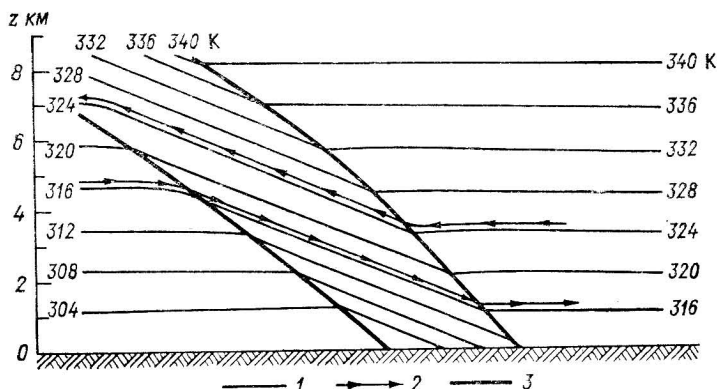


Рис. 3.4. Схема перетекания частиц воздуха через стационарный фронт.

1 — изолинии θ , 2 — траектории частиц, 3 — границы зоны фронта.

гой. Можно, правда, представить себе модельные условия, когда такая материальная граница существует, и тогда адиабатическое перетекание воздуха через фронт будет невозможно. Произойдет это, если термическая стратификация каждой из соседствующих воздушных масс безразлична: холодный воздух имеет одну, всюду одинаковую потенциальную температуру, теплый — другую, а зона раздела сформирована поверхностями $\theta = \text{const}$ (или $\theta' = \text{const}$). На реальных фронтах, однако, дело обстоит иначе: поверхности равной потенциальной температуры в зоне фронта имеют лишь увеличенный наклон. Простейшая схема такого распределения θ (или θ') дана на рис. 3.4.

Если даже не принимать во внимание изменения формы фронта со временем, то и тогда при наличии вертикального сдвига нормальной составляющей ветра частицы могут смещаться по изэнтропическим поверхностям, опускаясь либо поднимаясь в соответствии с их наклоном в зоне фронта, и таким образом перемещаться с одной стороны фронтальной зоны на другую. При этом поле температуры (и поле θ или θ') не будет изменяться (см. рис. 3.4). Существенно, что перетекающие частицы претерпевают значительные вертикальные перемещения: подъем при перетекании на холодную

сторону и опускание при перетекании с холодной стороны на теплую. На реальных фронтах, помимо таких перемещений, происходят еще и другие, более сложные, которые приводят к деформации изэнтропических поверхностей и изменениям структуры бароклинной зоны.

3.2.2. Процесс окклюзии

Мезомасштабные особенности атмосферных полей в циклонах на стадии окклюдирования определяются, во-первых, тем, по какому типу происходит окклюдирование (от этого зависит структура области смыкания теплого и холодного фронтов), и, во-вторых, мезомасштабными процессами в зонах каждого из смыкающихся фронтов.

Как известно, окклюдирование может проходить по типу холодного фронта и по типу теплого фронта. Условия формирования окклюдзий этих типов принципиально различаются, на что впервые указали Х. П. Погосян и Н. Л. Таборовский [80]. Окклюдзия по типу холодного фронта полностью соответствует характеру процесса эволюции циклона в свободной атмосфере, тогда как ситуации, относимые к окклюдзиям по типу теплого фронта, складываются при хорошо выраженном вкладе процессов планетарного пограничного слоя.

Действительно, холодный фронт движется с большей скоростью, чем теплый. С ним связаны и большие температурные контрасты на высотах. В системе циклона основная область холода в тропосфере лежит за холодным фронтом. Поэтому окклюдирование должно проходить по типу холодного фронта во всех случаях, когда нет сильных нарушений однородности вертикальной структуры воздушных масс. Окклюдзия же по типу теплого фронта может реализоваться как раз при наличии таких нарушений [74, 80]. Если перед теплым фронтом нижний слой воздуха, имеющий малую вертикальную протяженность, сильно выхоложен, то в этом случае вышележащий устойчивый слой при приближении теплого фронта объединяется с устойчивым фронтальным слоем, образуя единый мощный слой, в котором часто наблюдается температурная инверсия либо изотермия. Холодный зафронтальный воздух в нижних слоях оказывается в таких условиях теплее предфронтального, и образуется окклюдия по типу теплого фронта. Такой процессе наиболее характерен для холодного сезона. На вертикальных разрезах, показанных на рис. 3.5а—3.5в и 3.6, хорошо видны особенности такого типа окклюдзий: мощный устойчивый слой, холодный предфронтальный воздух и натекающий на него зафронтальный, в нижних слоях более теплый воздух.

Когда происходит смыкание холодного и теплого фронтов циклона у земли, все основные мезомасштабные потоки в циклоне деформируются. Наиболее теплый и влажный воздух теплой несущей полосы остается в тыловой части вытесняемой воздушной массы в виде более узкого потока меньшей вертикальной протяженности

за пределами пограничного слоя. Холодный воздух средней тропосферы, ранее лежавший над теплой несущей полосой, оказывается теперь уже не выше, а впереди последней. Он приобретает вид ме-

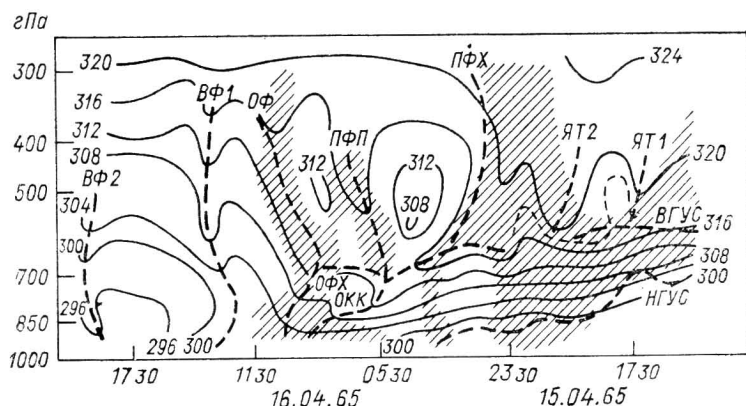


Рис. 3.5а. Временной разрез статической энергии для одного из пунктов полигона (заштрихованы области с относительной влажностью $\geq 90\%$) [192].

НГУС, ВГУС — нижняя и верхняя границы устойчивого слоя; ЯТ — языки теплого воздуха; ПФХ — передний край зоны предфронтального похолодания; ПФП — ось предфронтального потепления; ОКК — мезомасштабный фронт окклюзии; ОФ, ОФ* — основной и мезомасштабный холодные фронты ВФ1, ВФ2 — вторичные фронты.

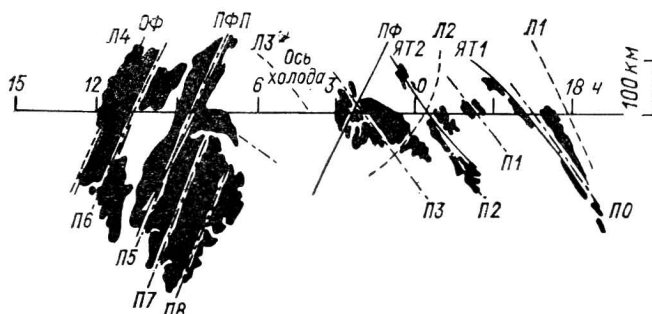


Рис. 3.5б. Радиолокационные данные об облачности и ветре в центре полигона.

П0—П8 — оси основных систем радиоэха, Т1—Т4 — ложбины линий тока.

зомасштабной зоны предфронтального похолодания внутри теплой воздушной массы и отделяется от наиболее теплого объема — остатка несущей полосы — мезомасштабной бароклинной зоной.

Такая структура впервые описана в [192] по результатам учащенного зондирования на мезомасштабном полигоне (рис. 3.5а—3.5б). Проведенный анализ включал расчет статической энергии

$$M_e = c_p T + gz + L_e \cdot m_e,$$

где L_e — теплота парообразования, m_e — отношение смеси. Эта величина консервативна относительно сухого и влажного подъема и опускания (как и псевдопотенциальная или эквивалентно-потенциальная температура). Кроме изолиний M_e , на разрезе проведены оси ложбин в поле линий тока, оси языков теплого и холодного воздуха, положение зон повышенной бароклинности, называемых также гипербароклинными зонами. Термин «гипербароклинная зона» часто употребляется в последнее время (см. [70]) для обозначения мезомасштабных зон очень высокой бароклинности, в которых сосредоточены наибольшие температурные контрасты. Это зоны узких основных, вторичных или же существенно мезомасштабных фронтальных разделов.

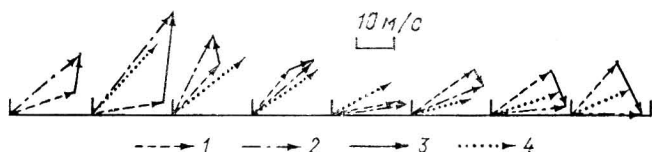


Рис. 3.5в. Векторы ветра на поверхностях 700 гПа (1) и 500 гПа (2), сдвиги ветра в слое 700—500 гПа (3) и скорости зон осадков (4) [192].

На рис. 3.5 хорошо видна сложная структура окклюзии. Фронтологический анализ таких структур при невысоком пространственном и временном разрешении данных представляет нелегкую задачу. Уже первые исследователи, изучавшие фронтальные системы с помощью самолетного зондирования, отмечали множественность бароклинных зон в области окклюзии. Такие данные имеются, например, в очень подробной работе Е. Г. Зак [43], а также в более поздних статьях Е. Г. Зак и А. М. Боровикова [44], Д. А. Тарасенко и Т. А. Цитович [99].

Предфронтальное похолодание (cold prefrontal surge) внутри теплой воздушной массы — существенная особенность для понимания структуры поля осадков в зоне окклюзии. Это тот же «сухой поток», который мы видели на рис. 3.1, однако в результате окклюдирования он сильно изменен. Аналогичные структуры обнаружены в зоне фронта окклюзии на Тихоокеанском побережье [172]. Характерное расстояние между гипербароклинными зонами (или между последовательными теплыми и холодными объемами в пределах окклюдированной теплой воздушной массы) составляют, по данным разных авторов, от 30—60 до 220 км. Однако зона предфронтального похолодания отличается от других более узких и слабых зон понижения температуры и по своим размерам, и по происхождению, и по своей роли в формировании полей облачности и осадков. По существу она отделяет зону облачности теплого фронта от зоны облачности холодного фронта. О том, какие особенности структуры облачных полос связаны с этим, будет сказано в п. 3.3.

Все основные особенности структуры зоны окклюзии на мезомасштабе α , обнаруженные над территорией США и для нее впервые описанные, наблюдаются и над нашей территорией. Об этом свидетельствуют данные комплексных измерений, проводившихся Научно-исследовательским институтом экспериментальной метеорологии в конце 60-х и начале 70-х годов. Анализ структуры фронта окклюзии, проходившего над Обнинском 22 ноября 1972 г., дан в [61]. В течение 24 ч эксперимента было выполнено 8 радиовеерных и 11 самолетных зондирований через интервалы 1,5—3 ч. Одновременно производились измерения на 300-метровой высотной метеорологической мачте (ВММ).

Остановимся на этом случае более подробно, так как он является наиболее хорошо документированным в сравнении с другими случаями фронтов окклюзии над нашей территорией, подвергавшимися мезомасштабному анализу.

В период эксперимента синоптическая ситуация характеризовалась значительной меридиональностью движений над центральными и восточными районами ЕТС. В ложбине, ось которой была ориентирована с северо-запада на юго-восток, располагался фронт окклюзии, перемещавшийся к северо-востоку со скоростью 35—40 км/ч. Фронт был хорошо выражен в полях облачности, осадков, барических тенденций и особенно ветра. В зоне осадков, имевшей ширину около 600 км, на общем фоне обложного снегопада из отдельных облаков Сб выпадал ливневый снег.

На разрезах полей псевдопотенциальной и обычной температуры (рис. 3.6) прежде всего обращает на себя внимание мощный устойчивый слой, толщина которого в правой части рисунка составляет 2 км, а вблизи точки окклюзии — около 800 м. Этот слой, имеющий малый наклон к горизонтальной плоскости, является зоной теплого фронта. Под фронтальным устойчивым слоем термическая стратификация воздуха слабо устойчива, а в самом нижнем слое толщиной около 100 м — неустойчива.

Характерно, что после прохождения фронта окклюзии (17—19 ч) устойчивый слой, в отличие от случая [192], не исчезает полностью. Он продолжает существовать на высотах 1—1,5 км, но уже при намного меньшей толщине и меньшей статической устойчивости. Воздух пограничного слоя в течение всего периода оказывается в определенной степени отгороженным от свободной атмосферы устойчивыми задерживающими слоями. Зоны повышенной бароклинности, разделяющие относительно холодные и теплые объемы воздуха, проходят над пунктом, скользя по верхней границе устойчивого слоя. Это явление скольжения фронтов над задерживающими слоями описано Х. П. Погосяном [72] применительно к холодным фронтам, причем указывается, что после прохождения надынверсионного холодного фронта задерживающий слой может разрушиться. В анализируемом случае такое разрушение, как видно на рис. 3.6, было неполным.

Первое понижение температуры над пограничным слоем, связанное с бароклиной зоной верхнего холодного фронта (ВХФ1),

произошло около 2 ч 22 ноября. Эта зона не прослеживается на карте ОТ₁₀₀₀⁵⁰⁰ за 3 ч 22 ноября, лишь на АТ₅₀₀ имеется небольшая локальная адвекция холода над пунктом зондирования. Зона ВХФ1, прохождение которой вызвало понижение температуры в слое 3,5—5 км в среднем на 2°C, является, таким образом, существенно мезомасштабной. Расчеты показали слабые восходящие движения перед фронтом при некотором увеличении влагосодержа-

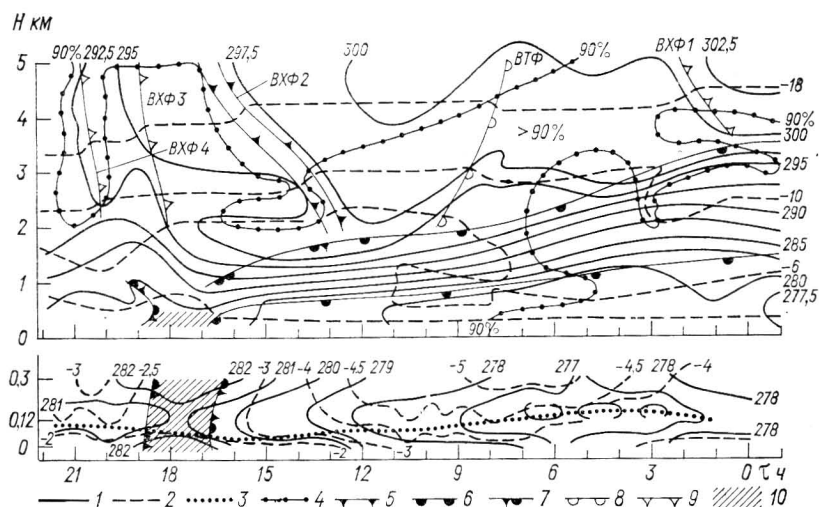


Рис. 3.6. Временной разрез полей температуры и влажности в 5-километровом слое атмосферы (верхняя часть рисунка) и в нижнем 300-метровом слое (нижняя часть) [61].

1 — изолинии θ' , 2 — изотермы, 3 — верхняя граница статически неустойчивого слоя, 4 — изолиния относительной влажности 90 %, 5—7 — бароклинные зоны, соответствующие основным фронтам, 8, 9 — бароклинные зоны мезомасштабных и вторичных фронтов, 10 — зона фронта окклюзии у земли.

ния. Здесь образовалась сплошная двухслойная облачность среднего и верхнего ярусов (As, Cs) и выпадали осадки. Слой As имел довольно большую вертикальную протяженность (примерно 600 м) и смешанную фазовую структуру при наличии мелких и крупных капель (рис. 3.7).

За этим мезомасштабным фронтом значительное облакообразование не происходило. Только на удалении трехчетырехчасового переноса от ВХФ1 отмечены отдельные тонкие разорванные слои As, разделенные безоблачными прослойками (см. рис. 3.7). Наличие в облаках большого количества кристаллов (верхний слой был полностью кристаллическим) и малого количества капель (мелких) указывает на то, что эти облака образовались давно и находятся в стадии разрушения. После прохождения ВХФ1 в течение 5 ч над пунктом (выше устойчивой зоны теплого фронта) располагался относительно холодный воздух, по своему местоположению и масшта-

бам представляющий аналогию зоне предфронтального похолодания, обнаруженной ранее внутри теплого воздуха, вытесненного наверх в процессе окклюдирования [192].

Около 8—9 ч над пунктом проходила другая бароклиническая зона (верхний теплый фронт — ВТФ), отделявшая хорошо локализованный объем более теплого воздуха. Эта зона отличалась термически прямой циркуляцией (теплый воздух довольно активно восходит) и увеличением облачности (облака) типа *Ns—As* с тонкими безоблачными прослойками только в верхней части). Во всем слое наб-

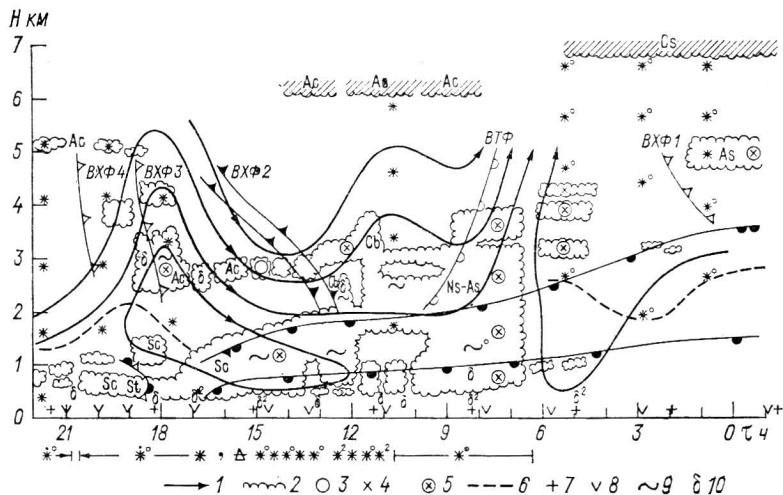


Рис. 3.7. Временной разрез поля облачности и рассчитанных вертикальных движений [61].

1 — линии тока, 2 — граница облаков, 3—5 — характеристики фазового состояния облаков (капельные, кристаллические и смешанные соответственно), 6 — нижняя граница выпадения снега в свободной атмосфере, 7 и 8 — сроки запуска радиопилотов и начала самолетного зондирования, 9 — обледенение, 10 — болтанка.

людался слабый снег, у земли снегопад усилился. Облака были смешанными и содержали капли средних размеров (15—17 мкм), а также в малом количестве более крупные капли (17—30 мкм). Наличие смешанной фазы во всей толще облаков и широкого спектра размеров капель указывает на интенсивный подъем воздуха. Наиболее теплый воздух, располагавшийся за бароклинической зоной ВТФ, соответствует центральной части языка тепла на картах AT_{700} и OT_{500}^{1000} за 15 ч 22 ноября. К этому времени он смещен несколько к западу от пункта наблюдений. Такой объем теплого воздуха аналогичен выделенной в [192] зоне предфронтального потепления, рассматриваемой как поток теплой несущей полосы, деформировавшийся в процессе окклюзии.

В нашем случае этот теплый и влажный воздух представляет наиболее значительную особенность внутренней структуры зоны

окклюзии. Он имеет большую протяженность, а восходящие движения в его передней части связаны с основной облачной системой теплого фронта. Судя по траекториям воздушных частиц за предшествовавшие 72 ч, воздух, формирующий центральную часть гребня тепла, имеет южное происхождение. Он сместился за указанный период с северного побережья Африки через Средиземное море и Малую Азию. За это же время воздух, располагающийся несколько западнее гребня тепла на AT_{700} , сместился с Северной Атлантики.

В 13—15 ч над пунктом прошла бароклиническая зона ВХФ2, имевшая значительный наклон. Перед этим фронтальным разделом расчеты показывают восходящие движения и характерную для анафронта вертикальную циркуляцию. Вблизи зоны смыкания ВХФ2 с верхней границей устойчивого слоя теплого фронта развивалась интенсивная конвекция в тонком слое. Вершины облаков Сb появлялись над массивом Ns, возвышаясь над ними на 500—700 м. С зоной ВХФ2 связано усиление ветра до 24 м/с с максимумом на высоте 4300 м. Как указывалось в п. 3.2, мезомасштабные струи — характерная особенность тыловой части теплой несущей полосы, примыкающей к холодному фронту. Эта деталь в дополнение к факту соответствия зоны ВХФ2 тыловой части языка тепла на OT_{1000}^{500} и AT_{700} свидетельствует о том, что ВХФ2 представляет собой основной фронтальный раздел, ограничивающий с тыла теплую воздушную массу (наиболее теплая часть которой, добавим, вытесняется вверх в обеих ограничивающих ее бароклинических зонах). Траектории части холодного воздуха в тылу зоны ВХФ2 типичны для «сухого потока» тыловой части циклона.

У земной поверхности в момент прохождения над пунктом зоны соприкосновения ВХФ2 с устойчивым фронтальным слоем «верхней точки окклюзии» наблюдались наиболее интенсивный снегопад и наиболее сильное падение давления. Хотя весь фронтальный устойчивый слой с 6 ч 30 мин был заполнен облаками, однако с момента прохождения верхней точки окклюзии вертикальная протяженность облаков Ns уменьшалась, с 16 ч они уступили место слоисто-кучевым облакам с верхней границей около 1500 м, снегопад ослабел и сменился моросью. В свободной атмосфере в тылу ВХФ2 облачность наблюдалась лишь в виде гряд капельных Ас небольшой (около 400 м) вертикальной протяженности. Положение этих облаков в точности соответствовало тонкому слою с влажно-неустойчивой стратификацией, а их грядовая структура и значительное количество крупных (более 35 мкм) капель указывают на конвективное происхождение.

В 17—19 ч у земной поверхности прошел фронт окклюзии. Устойчивый слой в нижней части разрушался, но продолжал существовать в ослабленном виде на высотах 1—2 км, разделяя по-прежнему воздух пограничного слоя и свободной атмосферы. Наступавший у земной поверхности холодный воздух был слабо устойчив, а местами в тонких слоях влажнонеустойчив. Здесь

появлялись облака смешанной фазы небольшой вертикальной протяженности.

В период прохождения фронта окклюзии у земной поверхности в свободной атмосфере проходят две бароклинные зоны ВХФЗ и ВХФ4 (мезомасштабные вторичные холодные фронты). С первой из них (в 18—19 ч) связаны значительные восходящие движения при стратификации, близкой к безразличной. Здесь в слое 2500—4500 м развиваются смешанные облака Ас с относительно высокой водностью (около $1,5 \text{ г/м}^3$). В их нижнем (наиболее мощном) слое имеется довольно много крупных капель и капель средних размеров (самолет здесь испытывал обледенение). Это указывает на интенсивный подъем воздуха в бароклинной зоне ВХФЗ. Бароклинная зона ВХФ4 не выражена в поле облачности (расчеты показывают слабые нисходящие движения).

В нижней части рис. 3.6 показана структура нижнего 300-метрового слоя по данным ВММ. Вертикальные градиенты температуры и относительной влажности меняют знак внутри слоя. Следовательно, потоки тепла и влаги имеют неодинаковое направление в разных частях слоя. Учитывая, что числа Ричардсона, рассчитанные как средние по 10-минутным интервалам, меньше 1 во всем слое в большую часть периода наблюдений, можно полагать, что турбулентный обмен был интенсивным. Действительно, самолет испытывал в этом слое болтанку, начиная с 5 ч. Выше 300-метрового слоя, судя уже по самолетным данным, происходит дальнейшее изменение вертикальных потоков тепла и влаги с высотой как по абсолютному значению, так и по направлению. Тепло выносится из инверсионного слоя вниз, а влага — из облака в подоблачный слой. Турбулентный обмен стремится сгладить контрасты свойств, которые формируются крупномасштабными процессами — фронтогенезом и упорядоченным восхождением воздуха на фронте.

3.2.3. Циклон с двумя фронтальными системами

Известно, что над территорией СССР наиболее часто смещаются циклоны, достигшие стадии окклюдирования. Характерны также циклоны, включающие две фронтальные системы: старую (окклюдированную) и новую, вовлеченную в систему циклона в так называемом процессе регенерации. По существу этот процесс представляет собой не что иное, как возникновение нового циклона на фронтальной зоне. В этом процессе старый, достигший стадии окклюзии циклон (развившийся ранее на другой бароклинной зоне) играет роль начального возмущения. На синоптических картах такие барические образования в соответствии с историей их развития изображаются с протяженными участками фронтов окклюзии внутри теплого сектора.

Мезомасштабная структура таких сложных систем изучена мало. Некоторые данные удалось получить с использованием материалов учащенного (через 2 ч) радиозондирования, которое проводилось в 1966—1967 гг. на полигоне ЦАО [58].

Судя по данным работы [58], циклоны с фронтами окклюзии в теплых секторах сохраняют важнейшие особенности мезомасштабных полей, которые характерны для фронтальных зон молодых циклонов. Мезомасштабные бароклинные зоны разделяют относительно теплые и относительно холодные объемы воздуха различного происхождения. Перед холодными фронтами в нижней тропосфере и над этими фронтами в средней и верхней тропосфере прослеживаются теплые потоки с южной составляющей ветра.

Что касается зон «старых» фронтов окклюзии, которые проводятся на картах погоды в теплых секторах циклонов, то они являются сильно размытыми, и выделить их по сколько-нибудь заметным температурным контрастам затруднительно. В полях других метеозлементов, включая облачность, они также выражены слабо.

Отметим своеобразие взаимосвязи процессов в нижнем слое атмосферы (в планетарном пограничном слое, толщина которого при прохождении фронтов сильно варьирует) и в свободной атмосфере. По данным [58], процессы смены воздушных масс, обусловленные крупномасштабными движениями, проходят в пограничном слое иначе, чем в свободной атмосфере и в какой-то мере отделены от них. «Барьерную» роль выполняют задерживающие слои, которые бывают совмещены с фронтальными устойчивыми слоями. Эта особенность, впервые описанная Х. П. Погосьяном [74] в применении к холодным фронтам, наиболее ярко выражена зимой, но ее иногда можно заметить и летом, если вследствие каких-либо динамических причин формируются задерживающие слои в нижней тропосфере.

3.2.4. О процессах, формирующих α -мезомасштабную структуру циклонов и фронтальных зон

Вопрос о том, каким образом в процессе эволюции циклонов и фронтов возникают воздушные течения, составляющие их «крупную» (α -мезомасштабную) структуру, с характерным распределением адвекции тепла и влаги на разных уровнях, пока изучен недостаточно. Судя по некоторым предварительным результатам, получить ответ на этот вопрос можно путем гидродинамического моделирования. Модели, описывающие развитие бароклинно-неустойчивых возмущений в системе гребней и ложбин, циклонов и антициклонов, способны при достаточно высоком разрешении воспроизвести основные особенности их кинематики. Первая попытка моделирования траекторий частиц, характерных для теплой несущей полосы, была предпринята Хоскинсом [179].

На начальной стадии развития бароклиненного циклонического возмущения на зональном потоке, в котором в начальный момент имеется градиент температуры в поперечном (меридиональном) направлении, но отсутствуют фронтальные разделы, когда нелинейные взаимодействия еще слабо развиты, траектории частиц в теплой и холодной частях ложбины одинаковы. Они не имеют

сходства с рассчитанными по радиозондовым данным траекториями частиц в теплой несущей полосе.

На более поздних стадиях, когда вследствие углубления циклона вступают в действие нелинейные факторы и начинается активный фронтогенез, различия в характере траекторий частиц в теплом секторе и в тылу постепенно возрастают и становятся очень резкими. Перед холодным фронтом появляется широкая зона, внутри которой частицы движутся с юга вдоль фронта и затем, участвуя в восходящем движении, поворачивают вправо над зоной теплого фронта. Такие модельные траектории по своему характеру соответствуют наблюдаемым траекториям частиц в теплой несущей полосе. Одновременно в тыловой части воздух на нижних уровнях перемещается с севера.

Приведенные результаты пока остаются на уровне качественного согласия и далеко еще не объясняют причин локализации теплой несущей полосы или других α -мезомасштабных потоков в циклоне. Однако они дают основание полагать, что процессы формирования этих потоков представляют собой часть общего процесса эволюции атмосферных вихрей синоптических масштабов. Со всей определенностью можно утверждать, что теплая несущая полоса и другие аналогичные мезомасштабные воздушные течения порождаются динамическими факторами синоптического масштаба, а не какими-либо мезомасштабными, локальными факторами. Процессы, формирующие эти течения, являются сугубо нелинейными (или адвективными, по терминологии Погосяна и Таборовского), т. е. обусловлены взаимодействием крупномасштабных полей движений и температуры.

3.3. МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ЗОНЫ ОСАДКОВ И ПОЛОСОВЫЕ СТРУКТУРЫ В ЦИКЛОНАХ И НА ФРОНТАХ (МЕЗОМАСШТАБЫ β И γ)

Синоптики хорошо знают, что распределение осадков на фронтах обычно не соответствует предписываемому классическими схемами. Например, при приближении теплого фронта не удается наблюдать постепенного и плавного усиления осадков: они выпадают неравномерно — то усиливаются, то ослабевают [2, 3]. Хотя из наблюдений это было известно давно, однако специальные исследования неравномерного распределения осадков, их структуры на масштабах от десятков до одной-двух сотен километров долгое время не проводились. Лишь в конце 50-х — начале 60-х годов создались объективные предпосылки для изучения мезомасштабной структуры осадков и появились первые работы, в которых высказывались гипотезы о причинах ее появления [15, 88, 165]. Было установлено, что зоны интенсивных осадков на фронтах часто группируются в полосы.

Вскоре в серии работ английских метеорологов [117, 118, 133, 134] по данным мезомасштабного полигона и сетевых наблюдений были детально описаны мезомасштабные зоны осадков (их размеры, ориентация, направление смещения, продолжительность жизни)

и закономерности расположения их относительно фронтов. Одновременно аналогичные исследования развернулись в США, где особое внимание было обращено на связь полос осадков с полями давления, ветра и температуры [152, 217].

Наиболее высокая активность изучения мезомасштабной структуры фронтальных осадков в этих странах объясняется запросами практики, связанными со спецификой их климатических условий. В теплых секторах циклонов, перемещающихся над территориями США и Великобритании, воздух очень теплый и влажный. Мезомасштабные зоны осадков, имеющие обычно вид полос, здесь отличаются ярко выраженной конвективной деятельностью. С этими зонами связаны не только ливневые осадки, но и грозы, а в США часто также и шквалы в теплых секторах циклонов. Эти явления значительно менее характерны для нашей территории, где, как правило, осадки в теплом секторе не выпадают, а интенсивная конвекция и шквалы возникают сравнительно редко, в 5—10 % случаев (по данным Г. Д. Решетова). Чаще всего шквалы развиваются непосредственно перед холодным фронтом.

В настоящее время изучение мезомасштабных зон осадков интенсивно проводится в различных странах, в том числе и в СССР. После работы А. И. Ромова [88], описавшего полосы осадков на теплом фронте, интерес к мезометеорологии фронтов в течение нескольких лет у нас оставался довольно слабым, однако начиная с середины 70-х годов он резко возрос. Стали по-новому осмысливаться ранее полученные данные и проводиться специальные эксперименты с целью изучения закономерностей и механизмов фронтальных мезомасштабных процессов [8, 17, 30, 42, 57, 59, 61, 86, 90, 101].

Число работ, в которых так или иначе затронуты вопросы о квазиупорядоченных структурах на фронтах, довольно велико, однако часто исследованиям недостает комплексности. Неполнота данных (отсутствие в одних случаях радиозондирования, в других — плювиометрии или радиолокации) или их низкое разрешение препятствуют получению цельной картины формирования и эволюции мезомасштабных зон увеличенной интенсивности осадков совместно с порождающими их неоднородностями в полях облачности, вертикальных движений, температуры и ветра.

3.3.1. Классификация мезомасштабных зон осадков

В процессе изучения структуры полей осадков и облачности на фронтах было предложено несколько классификаций квазиупорядоченных фронтальных структур и разработаны схемы их расположения относительно фронтов. Простейшая классификация зон осадков — по размерам и продолжительности жизни — предложена в [118]. Она включает четыре группы: 1) зоны синоптического масштаба площадью более 10^4 км², существующие не менее суток; 2) крупные мезомасштабные зоны площадью 10^3 — 10^4 км², существующие несколько часов; 3) небольшие мезомасштабные зоны

площадью 100—400 км², существующие около 1 ч; 4) зоны мелких элементов площадью около 10 км², существующие не более 30 мин. Зона осадков любой группы содержит одну или несколько зон каждой из следующих групп. Наибольшая интенсивность осадков наблюдается в четвертой группе.

В определенном смысле близкая классификация разработана Аткинсоном и Смитсоном [117], которые выделяют группы больших и малых мезомасштабных зон осадков. К первой группе относятся

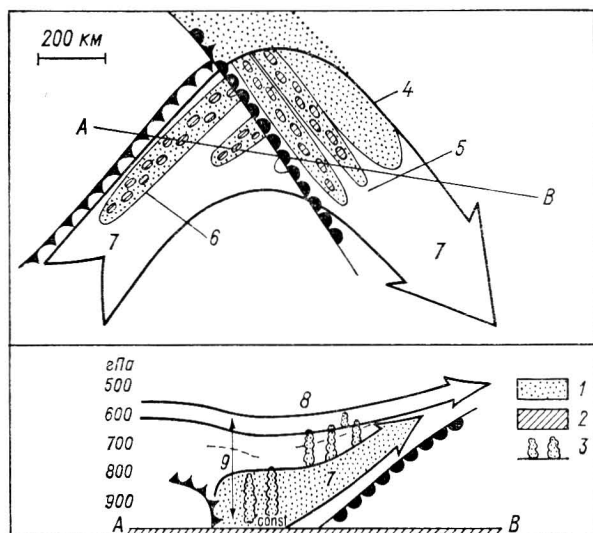


Рис. 3.8. Схема расположения конвективных полос осадков в циклоне (вверху) и вертикальный разрез циклона по линии АВ (внизу) [134].

1 — обложные осадки, 2 — ливневые (конвективные) осадки, 3 — конвективная облачность, 4 — обложные осадки теплого фронта, 5 — конвективные полосы осадков теплого фронта, 6 — конвективные полосы осадков теплого сектора, 7 — теплая несущая полоса, 8 — слой относительно сухого воздуха, 9 — неустойчивый слой.

«линейные» зоны, вытянутые вдоль фронта, либо перпендикулярные к фронту (последние встречаются редко), а также зоны неправильной формы (нелинейные). Малые зоны осадков возникают под отдельными группами конвективных ячеек.

Такие классификации являются скорее морфологическими. Они слабо связывают характер зон осадков с особенностями динамики и структуры циклонов на больших масштабах. В отличие от них классификации Браунинга, Харролда [133] и Хоббса [170] в большей степени можно назвать динамическими: они устанавливают соотношения между формой и размерами мезомасштабных особенностей в полях облачности и осадков и общим характером движений в циклоне, в том числе с движениями мезомасштаба α .

Предложенная в [133] схема показана на рис. 3.8. Согласно этой схеме, мезомасштабные зоны осадков имеют вид длинных по-

лос, ширина которых порядка 100 км. Перед теплым фронтом полосы параллельны ему, а в теплом секторе они вытягиваются в направлении ветра в потоке теплой несущей полосы, т. е. параллельно холодному фронту. Полосы имеют составляющую скорости в направлении от фронта. Конвективные формы облаков в полосах, параллельных тепловому фронту, развиваются на фоне слоистой облачности, которая формируется общим восходящим движением в зоне теплого фронта. Гряды таких конвективных облаков часто хорошо видны на спутниковых фотографиях, но скрыты от наземного наблюдателя. Скорости восходящих движений внутри мезомасштабных полос, измеренные радиолокатором, как правило, составляют несколько десятков сантиметров в секунду.

Благоприятные условия для развития конвекции в восходящем насыщенном воздухе создаются в результате наличия потенциальной неустойчивости в верхней части слоя теплой несущей полосы, на границе с более сухим и холодным воздухом, втекающим со стороны холодного фронта на поверхностях 700—500 гПа. Восходящие потоки в полосах и компенсирующее нисхождение в промежутках между полосами накладываются на общее фоновое восхождение, стремящееся сформировать однородный массив облаков, и приводят к появлению характерной «пальцеобразной» структуры верхней границы облачного слоя. По мере подъема потока теплой несущей полосы над поверхностью теплого фронта запас энергии неустойчивости расходуется и конвективные облака мезомасштабных полос, видимые на верхней границе облачного массива, уступают место облакам слоистых форм.

Восходящие движения в зонах фронтов и, в частности, внутри полос неоднородны. Наиболее интенсивное восхождение происходит внутри небольших конвективных ячеек (диаметром 2—3 км). Их группы или гроздя (clusters) имеют 2—3 десятка километров в поперечнике. Они образуют мезомасштабные зоны осадков внутри полос.

Другая схема, в общем аналогичная предложенной группой Браунинга, но значительно более детальная, получена группой Хоббса по данным мезомасштабного полигона на западе США [170—172]. Кроме тех групп полос, которые были обнаружены Браунингом, в отдельные группы отнесены полосы, развивающиеся на холодном фронте и непосредственно за ним, а также в тылу циклона. Характеристика полос теплого фронта и теплого сектора дополнена имеющими принципиальное значение данными о процессах осадкообразования в полосах при наличии конвективных ячеек в верхней, потенциально неустойчивой части облачного массива. Рассмотрим более подробно то новое, что вносит модель Хоббса (рис. 3.9) в сравнении с [133].

Полосы теплого фронта, располагающиеся впереди его и ориентированные обычно параллельно приземной линии фронта, имеют ширину несколько десятков километров. Последняя из полос связана непосредственно с линией фронта. Потенциально-неустойчивый слой, в котором развиваются конвективные облака, имеет нижнюю

границу на высотах 2,5—4 км и вертикальную протяженность 1—1,5 км. Конвекция, развивающаяся в этом слое, проявляется в образовании отдельных ячеек, сгруппированных в полосы и имеющих небольшие вертикальные размеры. Располагаясь значительно выше нулевой изотермы, конвективные облака содержат продукты конденсации в виде ледяных кристаллов. Когда ледяные

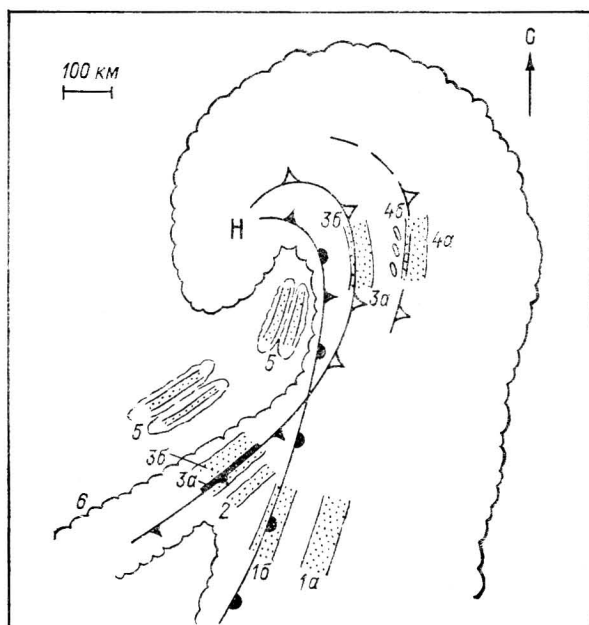


Рис. 3.9. Схема расположения конвективных полос в теплом секторе и зоне окклюзии [170].

1a и 1b — полосы теплового фронта, 2 — полосы теплового сектора, 3a и 3b — широкая и узкая полосы холодного фронта, 4 — полоса в передней части зоны предфронтального похолодания, 5 — зафронтальные полосы, 6 — граница перистых облаков по спутниковым данным.

частицы, возникшие в этих ячейках и достигшие достаточно больших размеров, падают в толщу нижележащих слоистых облаков, состоящих преимущественно из водяных капель, они быстро растут в результате конденсации и агрегации и достигают земли как дождевые капли, значительно более крупные в сравнении с образующимися вне зон выпадения кристаллов из конвективных ячеек, называемых генерирующими (generating cells). Так возникают «следы» генерирующих ячеек в виде областей осадков повышенной интенсивности на фоне обложных фронтальных осадков. Эти области группируются в полосы в соответствии с расположением генерирующих ячеек. Типичная картина внутренней структуры полосы осадков теплового фронта приведена на вертикальном временном разрезе, построенном по радиолокационным данным (рис. 3.10)

[170]. Хорошо видны полосы выпадения частиц осадков под генерирующими ячейками и соответствующие максимумы интенсивности осадков.

Механизм усиления осадков в результате засева слоисто-дождевых облаков кристаллами из конвективных генерирующих ячеек был указан еще в работе Маршалла [205], но подробно изучен позже в серии работ группы Хоббса. Вообще говоря, это тот же механизм, который был предложен Бержероном [122] для объяснения процесса осадкообразования в слоистых облаках. Однако в случае фронтальных полос речь идет не о засеве кристаллами вообще, а о выпадении кристаллов из конвективных ячеек, сгруппированных в полосы на верхней границе облачного массива в мелком потенциально-неустойчивом слое, при наличии значительного вертикального сдвига ветра.

Полосы в теплых секторах циклонов, по Хоббсу, обычно имеют длину волны не более 50 км. В случаях когда воздух теплого сектора достаточно влажен и содержит достаточно большие запасы энергии неустойчивости, с полосами осадков теплого сектора связаны типичные линии шквалов. Полосы движутся в направлении от холодного фронта. Ближайшая к нему полоса — самая молодая, и в ней конвекция наиболее интенсивна. Конвективные облака, составляющие полосу, являются в передней ее части преимущественно капельными, а в средней — смешанными. Вер-

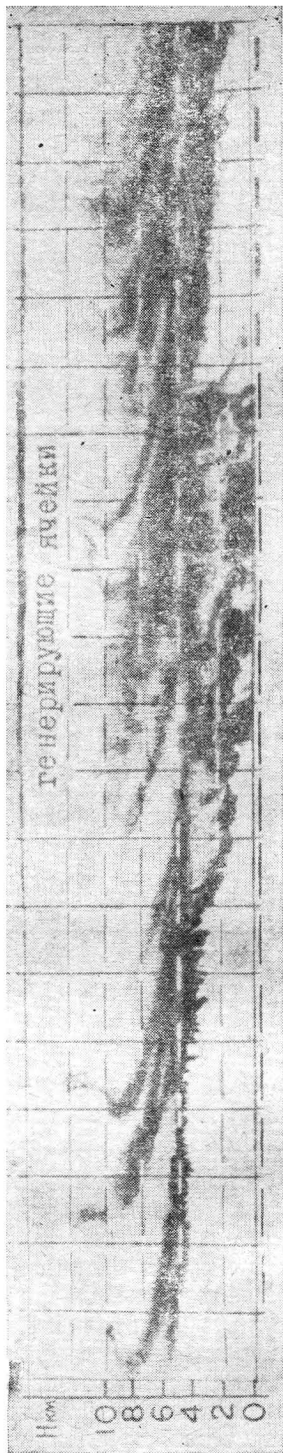


Рис. 3.10. Вертикальный временной разрез облачной системы теплого фронта, полученный с помощью радиолокатора с вертикальным лучом [170].

В верхней части облачного слоя (выше 10 км) видны башенки конвективных «генерирующих ячеек», ниже — темные полосы падения частиц из ячеек сквозь облачный массив, в слое 0–2 км — полоса осадков.

тикальная мощность облаков довольно сильно варьирует, она максимальна на оси полосы.

С холодным фронтом связаны две полосы осадков (которые, конечно, далеко не всегда обязательно присутствуют, точно так же, как полосы осадков теплого фронта и теплого сектора). Непосредственно вдоль линии холодного фронта у земли располагается

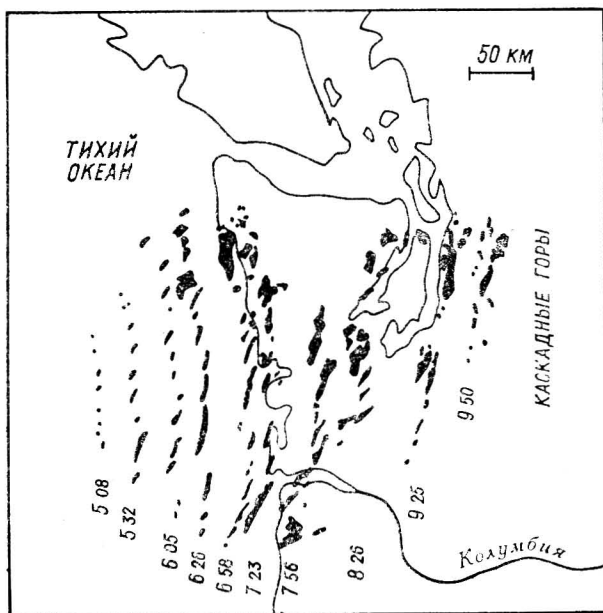


Рис. 3.11. Мезомасштабные «ядра осадков» в узкой полосе холодного фронта в различные моменты времени (ч мин) 8 декабря 1976 г. на Тихоокеанском побережье США [171].

Заштрихованы — зоны радиолокационной отражаемости ≥ 25 дБ. Отражения от других одновременно наблюдавшихся зон осадков, кроме узкой полосы холодного фронта, не показаны.

узкая полоса осадков, часто имеющая форму, очень близкую к форме плоского облачного вала. Однако детальные радиолокационные наблюдения показывают, что этот вал неоднороден: он включает ряд мезомасштабных областей приблизительно эллиптической формы, вытянутых в направлении, которое составляет хорошо заметный угол с линией фронта (рис. 3.11). Полоса имеет ширину примерно 5 км. Она возникает в зоне конвергенции потоков перед холодным фронтом и вытеснения воздуха из пограничного поля. Предфронтальная струя нижних уровней в потоке теплой несущей полосы, располагающаяся непосредственно перед фронтом, играет роль источника теплого и влажного воздуха, который восходит слева от оси струи на холодном фронте (см. рис. 1.9).

Позади приземного холодного фронта часто наблюдается еще одна, более широкая (около 50 км) полоса осадков. На рис. 3.12 показана типичная мезомасштабная структура холодных фронтов над США по данным Хоббса. Зафронтальная полоса связана с деформацией фронтального раздела, образующего некую «ступеньку». Увеличенный наклон фронта приводит к увеличению скоростей восхождения теплого воздуха, а это в свою очередь приводит к активному развитию генерирующих ячеек в слабо неустойчивом слое, обнаруживаемом в теплой воздушной массе на высотах 6—8 км. Причины возникновения такого нарушения формы фронта до сих

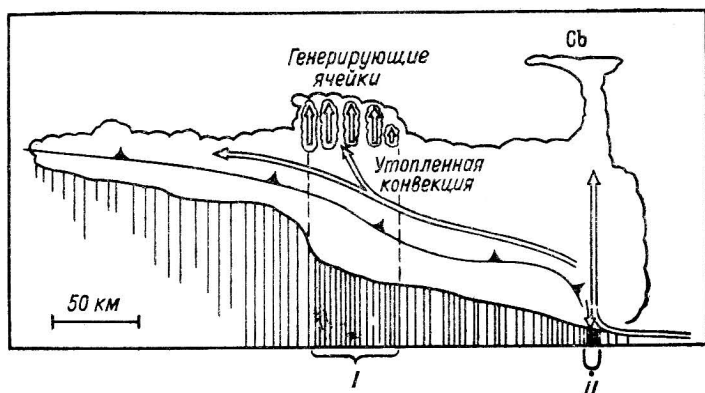


Рис. 3.12. Схематический вертикальный разрез облачной системы холодного фронта [170].

I и *II* — широкая и узкая полосы осадков холодного фронта.

пор не изучены, хотя о его наличии синоптики знают уже давно: его описывает, например, А. И. Самойлов [4]. Зафронтальная полоса осадков смещается в том же направлении, что и приземный холодный фронт, но с большей скоростью.

В тылу циклона весьма часто развиваются конвективные полосовые структуры, имеющие характерный вид «облачных улиц», вытянутых вдоль холодного фронта. Эти полосы легко наблюдать невооруженным глазом, потому что они развиваются на фоне безоблачного неба. Расстояние между полосами невелико, так что одновременно прослеживаются несколько полос. С более широкими полосами этого же типа при наиболее интенсивном их развитии связаны ливни (иногда сильные). В этих случаях они обычно ассоциируются с вторичными фронтами.

В областях окклюзии удается обнаружить часть полос таких же типов. Продолжают существовать тыловые полосы, а также широкая полоса холодного фронта (которая теперь уже связана с верхним холодным фронтом). Внутри массы окклюдированного теплого воздуха сохраняются полосы, параллельные верхнему теплему фронту (перед зоной предфронтального похолодания, о которой говорилось в п. 3.2.2), и узкие полосы, параллельные

верхнему холодному фронту в области предфронтального потепления (см. рис. 3.5 и 3.9).

3.3.2. Примеры наблюдаемых квазиупорядоченных структур на фронтах

Рассмотренные схематические картины расположения полос осадков в циклоне, дающие представление о взаимосвязи различных мезомасштабных структур, достаточно характерны и основаны на значительном материале наблюдений (например, модель Хоббса явилась результатом анализа около 50 циклонов). Однако не следует забывать, что такие схемы являются сильно идеализированными, не столько в отношении характера взаимодействий, сколько в отношении степени регулярности мезомасштабных структур. Прежде всего, реально наблюдаемые полосы осадков далеко не имеют столь правильной формы. Они прослеживаются в поле осадков, вообще очень неоднородном, лишь как более или менее сильно вытянутые области или цепочки областей повышенной интенсивности. Картины распределения осадков, вполне типичные для фронтальных условий, находим у А. И. Ромова (рис. 3.13) и А. А. Ляхова (рис. 3.14). Полосовые структуры в поле радиолокационной отражаемости также не являются вполне регулярными: зоны увеличенной интенсивности радиоэха различаются по протяженности, ширине и интенсивности.

Хотя, по-видимому, в подавляющем большинстве случаев полосы ориентированы параллельно фронтам, но иногда наблюдаются и полосы другой ориентации: мы уже упоминали о нормальных к фронту полосах и о «нелинейных» (т. е. не полосообразных) зонах повышенной интенсивности, описанных в [117].

Над обширной территорией СССР мезомасштабные неоднородности атмосферных фронтов, в том числе и неоднородности интенсивности осадков, изучены еще недостаточно. Судя по имеющимся данным, все виды полосовых структур, описанные над другими районами средних широт, наблюдаются и над территорией СССР, хотя конвективная деятельность здесь менее активна. Наиболее часто на фронтах (как холодных, так и теплых) отмечаются два сравнимых максимума во временном ходе интенсивности осадков, соответствующие двум полосам. Случаи хорошо выраженных трех и более полос достаточно редки [3, 93].

Типичная картина прохождения холодного фронта с двумя полосами усиленных осадков показана на рис. 3.14. Рисунок относится к случаю, для которого в п. 3.2 были приведены результаты изэнтропического анализа, и построен по данным специального плювиометрического полигона ГГИ на Валдае (более 40 станций на площади 26×26 км). Фронт прошел через полигон 15 июля 1977 г.—на сутки раньше, чем через Москву. Полоса зафронтальных осадков *Б* шире полосы *А*, связанной непосредственно с фронтом. При прохождении полосы *Б* станции регистрировали грозы. Верхние границы кучево-дождевых облаков располагались на вы-

сотах около 9 км. Аналогичная картина временного хода осадков обнаруживается и при прохождении теплых фронтов.

Анализ сетевых и специальных плевометрических данных, выполненный А. А. Ляховым для различных случаев прохождения

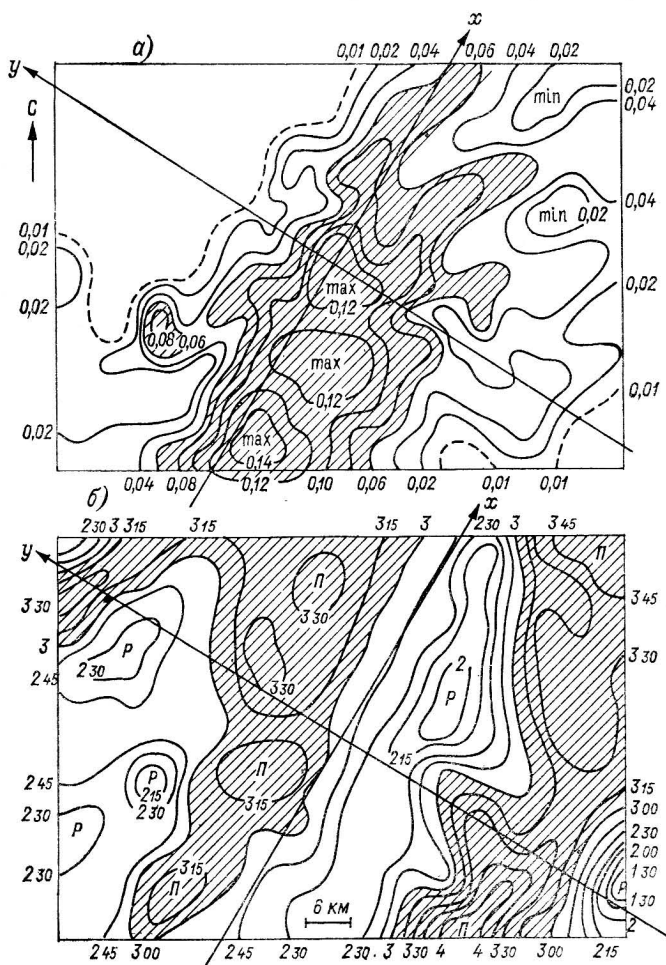


Рис. 3.13. Карты средней интенсивности осадков (мм/мин) с 23 ч до 23 ч 30 мин 14.05.61 на экспериментальном метеорологическом полигоне УкрНИИ (а) и времени начала (Р — раннее, П — позднее) периода на теплом фронте (б) 15.05.61 [89].

фронтов, показывает, что полоса А больше подвержена влиянию местных условий и отличается большей неоднородностью в продольном направлении, чем полоса Б (зафронтальная на холодных и предфронтальная на теплых фронтах). Это особенно ярко проявляется в условиях перехода фронта с моря на сушу: полоса А

может отсутствовать на береговых станциях и возникать лишь с продвижением фронта над континентом. Осадки в этой полосе заметно усиливаются по мере смещения фронта в глубь континента над неровной местностью. В противоположность этому полоса *Б* остается почти неизменной при изменении характера подстилающей поверхности, но сильно зависит от таких факторов, как контраст температур во фронтальной зоне, наклон этой зоны, сте-

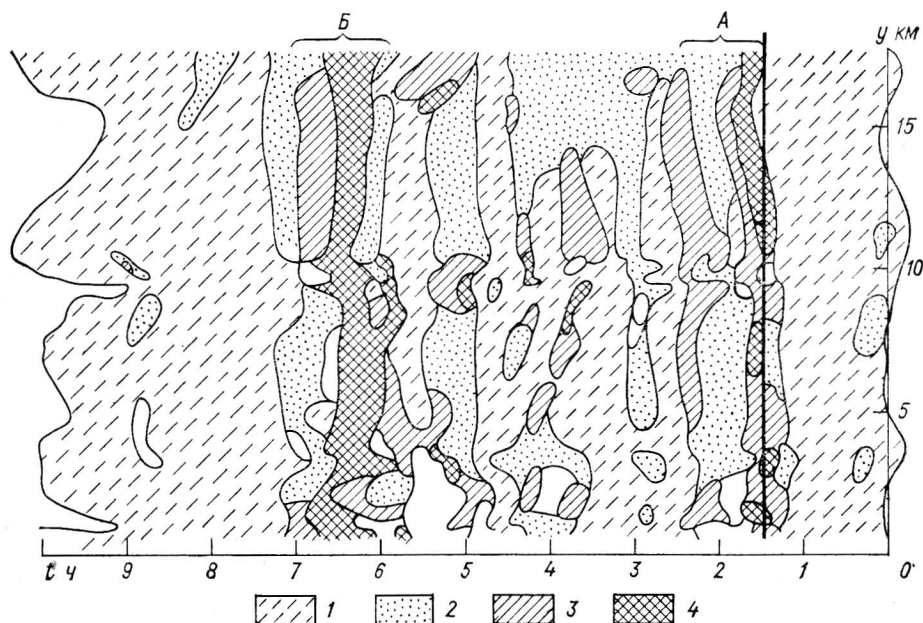


Рис. 3.14. Временной ход осадков на станциях специального плевнометрического полигона ГГИ на Валдае при прохождении холодного фронта 15 июня 1977 г.

По оси ординат отложено расстояние (y) между проекциями положения станций на параллельное фронту направление, по оси абсцисс t — время, отсчитываемое от момента начала дождя, среднего по полигону [57].

1) интенсивность осадков 0—0,02 мм/мин, 2) 0,02—0,04 мм/мин, 3) 0,04—0,07 мм/мин, 4) более 0,07 мм/мин.

пень устойчивости термической стратификации. Интенсивность осадков и конвективной деятельности в этой более широкой полосе может быть больше, чем в узкой полосе *А*, непосредственно связанной с фронтом. Промежуток времени между прохождением первой и второй полос через станцию может достигать 5—6 ч, а расстояние между серединами полос — 200—300 км.

3.3.3. Спектральная структура осадков. Периодическая и турбулентная составляющие

Сопоставляя ряды наблюдений за осадками на соседних станциях, во временном ходе осадков легко обнаружить наиболее крупные неоднородности и на их фоне более мелкие, которые часто

также вытянуты параллельно фронту. Кроме того, отмечаются беспорядочные, более или менее крупные и интенсивные области усиления и ослабления осадков. Для получения количественных характеристик структуры осадков в пределах фронтальной зоны, включая периодические составляющие, эффективным средством является спектральный анализ.

Спектры интенсивности осадков в циклонах средних широт, насколько нам известно, до сих пор никем не рассчитывались. Между тем они представляют весьма значительный интерес не только для понимания структуры самого по себе поля осадков, но и для выяснения многих особенностей динамики облаков. Так, по характеру спектра осадков можно судить о спектре вертикальных движений в облачном слое. Известно, с какими трудностями сопряжены измерения вертикальных скоростей и насколько скудна информация об этой важной составляющей движения воздуха вне пограничного слоя. В свободной атмосфере подобные измерения производятся с помощью специально оборудованных самолетов. Таким путем удастся получить данные, позволяющие оценить спектральную плотность до масштабов порядка нескольких километров [34, 112]. Рассчитанные по самолетным измерениям спектры вертикальной скорости w следуют тем же степенным законам, что и спектры горизонтальной составляющей в этом интервале масштабов.

Общепринято считать, что интенсивность осадков пропорциональна вертикальным скоростям в слое осадкообразования [41, 69, 104]. Такая зависимость лежит в основе применяемых в настоящее время методов прогноза осадков с использованием рассчитанных упорядоченных вертикальных скоростей. Действительно, при адиабатическом процессе количество влаги, конденсирующейся в единицу времени в индивидуальной частице, пропорционально вертикальной скорости, а интенсивность осадков (при достаточно малых вертикальных скоростях) пропорциональна количеству сконденсировавшейся влаги. Однако в реальных условиях эта пропорциональность нарушается, во-первых, из-за наличия турбулентного перемешивания (облачные частицы—капли и кристаллы—выносятся из облака через его границы), во-вторых, из-за больших вертикальных скоростей в конвективных ячейках (частицы уносятся вверх, а не выпадают в виде осадков). Нарушения особенно заметны в условиях конвективной деятельности, для движений мезомасштабов β и γ . Конвективные облака, не дающие осадков, хотя восходящие потоки существуют,— обычное для атмосферы явление.

Таким образом, вопрос о соотношении вертикальных скоростей и интенсивности осадков далеко не тривиален. Он должен рассматриваться с учетом масштабов и динамики атмосферных процессов, приводящих к осадкообразованию. Некоторые аспекты этого вопроса применительно к атмосферным фронтам можно выявить, сопоставляя спектры указанных величин.

Высокое качество наблюдений на плевнимоетрическом полигоне ГГИ на Валдае позволяет получить временные ряды интенсивности дождя с дискретностью 1 мин. Такие ряды для случаев продолжительных фронтальных осадков использованы А. А. Ляховым и Н. П. Шакиной [202] для расчета спектральных и кросс-спектральных характеристик интенсивности осадков методом быстрого преобразования Фурье.

Напомним определения спектральных характеристик, о которых пойдет речь ниже.

Рассматривая интенсивность дождя I как периодическую функцию времени t , заданную на интервале T_N , равном продолжительности дождя, в N точках через равные промежутки времени Δt , ее можно представить в виде ряда Фурье

$$I = \langle I \rangle + \sum_{n=1}^{n=N/2} \left[S_n \sin \frac{2\pi n t}{T_N} + C_n \cos \frac{2\pi n t}{T_N} \right],$$

где $\langle I \rangle$ — среднее значение I , n — номер гармоники, S_n и C_n — коэффициенты Фурье. Вклад каждой фундаментальной частоты $f_n = n/T_N$ в общую энергию флуктуаций оценивается путем нахождения спектральной плотности

$$S_n = (C_n^2 + S_n^2) \frac{\Delta t}{N}.$$

Для увеличения статистической устойчивости результатов спектрального анализа производится сглаживание спектральных оценок. Методика сглаживания, применявшаяся в данном случае, описана в [71].

Имея два временных ряда I_1, I_2 измерений на двух станциях, при равной длине рядов для каждого значения f_n находим кросс-спектральные коэффициенты

$$C_{12, n} = (C_{01, n} C_{02, n} + S_{11, n} S_{12, n}) \frac{\Delta t}{N},$$

$$Q_{12, n} = (C_{01, n} S_{12, n} + S_{11, n} C_{02, n}) \frac{\Delta t}{N},$$

которые сглаживаются по той же методике. С использованием этих величин рассчитываются следующие кросс-спектральные характеристики:

1) кросс-спектральная амплитуда

$$S_{12, n} = [(\bar{C}_{12, n})^2 + (\bar{Q}_{12, n})^2]^{1/2},$$

которая представляет собой меру средней энергии на элементарном интервале как функцию частоты (черта сверху означает сглаживание);

2) фазовый угол

$$\varphi_{12, n} = \arctg (\bar{Q}_{12, n} / \bar{C}_{12, n}),$$

описывающий среднюю разность фаз между компонентами с одной и той же частотой в двух рядах;

3) когерентность

$$\text{Coh}_{12, n} = S_{12, n}^2 / (S_{1, n} S_{2, n}),$$

представляющая собой меру корреляции между двумя рядами на каждой частоте.

Перечисленные спектральные характеристики позволяют определить структуру неупорядоченных движений и интервал периодов, на которых имеет место каскадный процесс передачи энергии от движений больших временных масштабов к более мелкомасштабным, выделить масштаб движений, которые служат источниками энергии для более высокочастотных составляющих, и определить такие параметры периодических компонент (т. е. упорядоченных движений), как период, направление и скорость смещения, характерные горизонтальные размеры.

Покажем, какие результаты дают такие расчеты применительно к данным об интенсивности дождя. На рис. 3.15

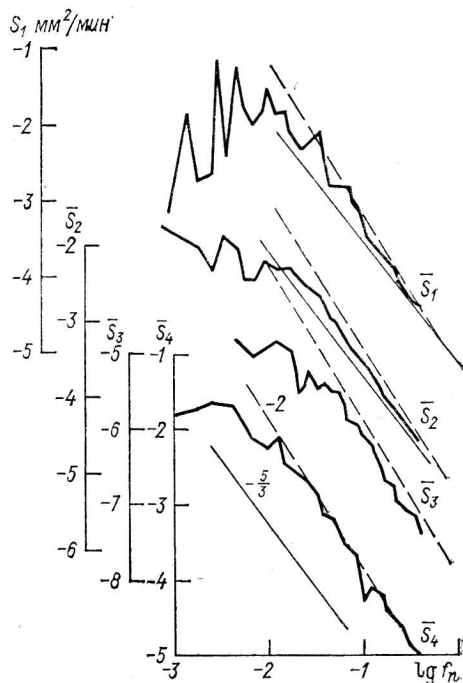


Рис. 3.15. Средние спектры интенсивности осадков для четырех случаев 5.06.79 (S_1), 6—7.08.79 (S_2), 24.08.79 (S_3) и 24—25.07.77 (S_4) по данным соответственно 34, 24, 40 и 15 станций.

даны спектры \bar{S}_n , осредненные по всем станциям полигона, для четырех случаев прохождения фронтов.

Хорошо видно, что наклон сглаженных спектров меняется около частоты, соответствующей периоду 2 ч: справа от нее он увеличивается, и спектр на высоких частотах имеет вид, характерный для однородной и изотропной турбулентности. Известно [102], что пространственный спектр последней является степенным и имеет в логарифмических координатах вид прямой, тангенс угла наклона которой к оси абсцисс равен $-5/3$ (закон Колмогорова—Обухова). Временной спектр однородной и изотропной турбулентности также является степенным с наклоном -2 [102]. В нашем случае спектры отражают как временные, так и пространственные изменения (поскольку фронтальная система смещается над пунктом наблюдений и одновременно внутри нее развиваются и разрушаются мезо- и микромасштабные ячейки или вихри). Чтобы судить о том,

какие изменения — пространственные или временные — играют основную роль на тех частотах, где спектр близок к степенному, следует оценить возможно точнее его наклон и определить, близок ли он к $-5/3$ или к -2 . Такую оценку лучше всего производить на средних спектрах. Для случая 6—7 августа 1979 г. на периодах, меньших 20 мин, наклон спектра весьма близок к -2 , тогда как на больших периодах он следует закону $-5/3$. Это значит, что перенос короткопериодных возмущений происходил медленнее, чем их эволюция (иначе говоря, характерное время их перемещения над станцией больше, чем характерное время жизни). Спектры для других случаев также следуют закону -2 на достаточно широком интервале частот, левый конец которого соответствует периодам 20—40 мин. Участок с наклоном $-5/3$ прослеживается не во всех случаях.

Таким образом, спектры интенсивности осадков являются на достаточно широком участке степенными и при этом следуют тем же закономерностям, что и спектры турбулентных пульсаций вертикальных (и горизонтальных) составляющих скорости. Это показывает, что интенсивность осадков в среднем действительно прямо пропорциональна вертикальной скорости (без учета фазовых сдвигов). Такой вывод мы делаем из сопоставления вида спектров I и ω на высокочастотном участке интервала расчета спектра I (на более низких частотах спектр ω не измерялся). Если наклон спектров I и ω одинаков на высокочастотном участке, то можно полагать, что и на более низких частотах характер спектров должен быть одинаков. По спектру I мы можем судить о спектре ω в слое осадкообразования на временных масштабах от нескольких минут до нескольких часов (при продолжительных дождях), что соответствует пространственным масштабам до сотни километров.

На индивидуальных и в особенности на средних спектрах хорошо выделяется область источников: это интервал частот, на котором спектральная кривая является более пологой, чем на степенном участке. Область источников лежит на периодах, больших 1—2 ч. Этими источниками, т. е. движениями, энергия которых переходит к турбулентным флуктуациям в процессе каскадной передачи, являются колебания с периодами более 1 ч, которые и формируют более крупные мезомасштабные неоднородности — основные и вторичные полосы. Область источников на средних спектрах очень хорошо локализована и позволяет уверенно определить интервал частот, на которых потенциальная энергия конвективной (или, на более низких частотах, бароклинной) неустойчивости переходит в кинетическую энергию. Положение правого конца этого интервала в разных случаях располагается на периодах от 50 мин до 2 ч.

Заслуживают внимания спектральные максимумы в низкочастотной области (в области источника), которые хорошо согласуются на разных станциях и проявляются на средних спектрах, не обнаруживая заметной зависимости от длины реализаций. Непосредственно по виду временных рядов можно убедиться в том,

что указанные максимумы являются реальными и отражают наличие квазипериодических изменений интенсивности дождя на станциях, с периодами 2—3 и 4—5 ч. На рис. 3.16А и 3.16Б спек-

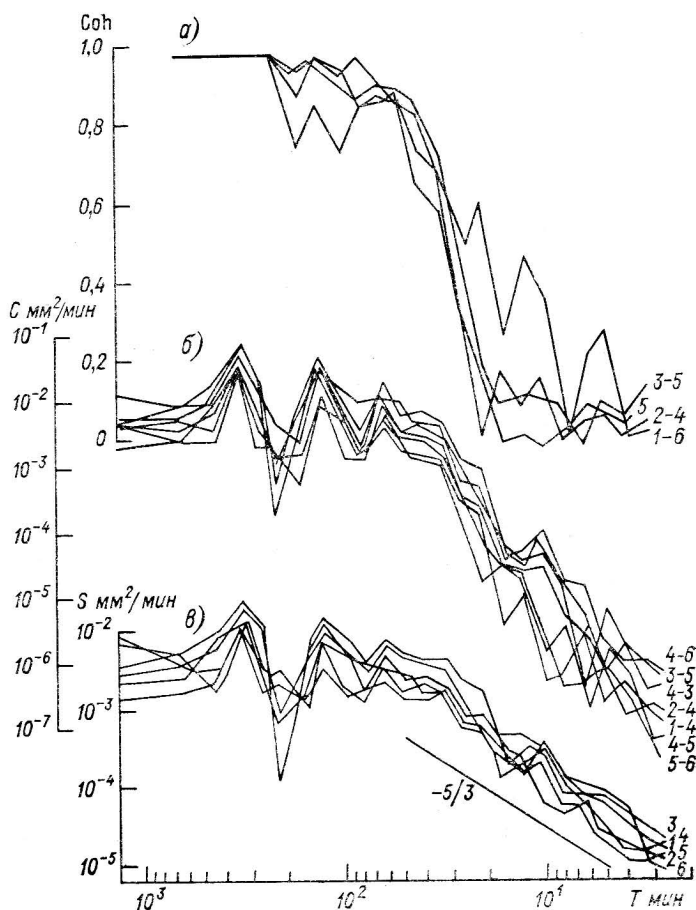


Рис. 3.16А. Спектры когерентности (а), кросс-спектры (б) и спектры (в) интенсивности дождя на шести станциях (1—6) одной и той же группы 6—7.08.78 при расстояниях между станциями 1—4 км.

тры объединены по группе станций, расположенных близко одна к другой (на расстоянии до 5 км). Как индивидуальные, так и осредненные спектры имеют излом на частоте, соответствующей периоду 40—50 мин. Пики на одних и тех же частотах появляются на всех станциях одной группы.

Использование кросс-спектрального анализа применительно к данным измерений на различных станциях полигона позволяет выделить периодические колебания интенсивности дождя, происходящие согласованно на различных станциях и, следовательно,

обусловленные одним и тем же процессом. Спектры когерентности, приведенные на рис. 3.16, показывают высокую корреляцию ($\text{Coh} > 0,80$) колебаний с периодами более 40—60 мин на станциях одной и той же группы, тогда как на далеко отстоящих станциях

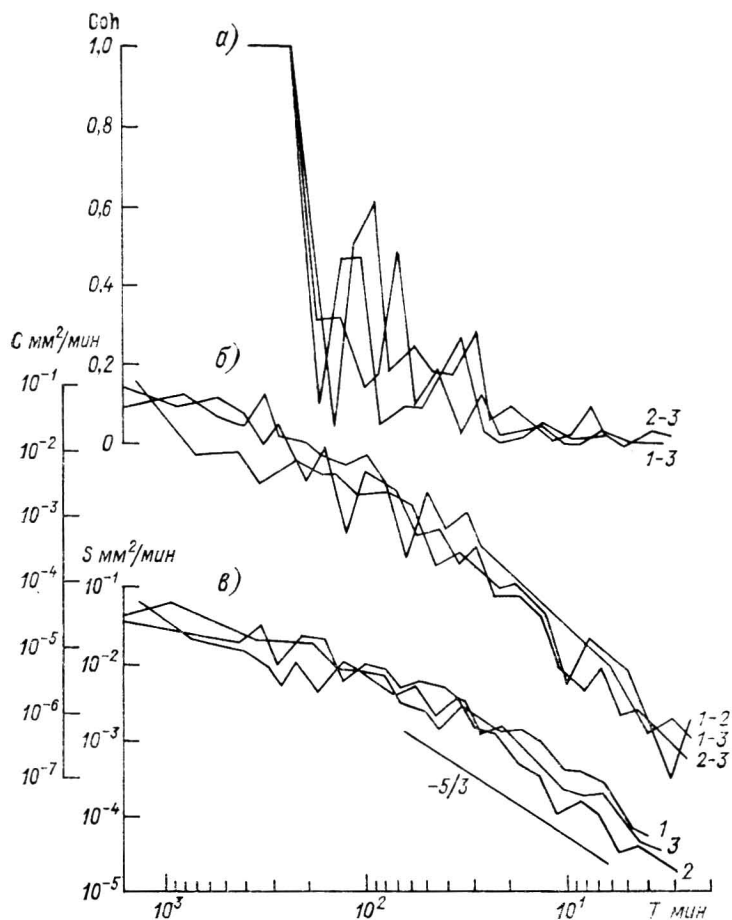


Рис. 3.16Б. Спектры когерентности (а), кросс-спектры (б) и спектры (в) на трех станциях (1—3) различных групп на расстояниях 16 км (1—2), 22 км (1—3) и 9 км (2—3) [202].

колебания с периодами до 2 ч чаще оказываются некоррелированными. Выделяя спектральные пики с высокими значениями когерентности, по значениям сдвига фаз одной станции относительно другой (эти значения определяются по фазовым спектрам) можно рассчитать скорость и направление смещения соответствующей гармонической составляющей, т. е. периодической структуры в поле интенсивности осадков. Такие расчеты показывают, что бо-

лее крупные (низкочастотные) полосы с периодами от 2 до 5 ч, различными в разных случаях прохождения фронтов, прослеживаются обычно в пределах всего полигона. Колебания интенсивности с периодами около 1 ч, связанные, по-видимому, не с полосовыми структурами, а с прохождением отдельных конвективных образований, формирующих пятна увеличенной интенсивности дождя, как правило, являются согласованными лишь на станциях в радиусе до 5 км. Полосы осадков смещаются в том же направлении, что и вся зона осадков, и со скоростями, несколько большими, чем скорость смещения всей зоны. При медленно движущихся фронтах на перемещение полос сильнее влияет местный рельеф (высокочастотные неоднородности больше подвержены этому влиянию, чем низкочастотные (крупные) полосы).

3.3.4. Конвективные и бароклинные эффекты во фронтальных зонах: упорядоченная конвекция и симметричная неустойчивость

Поскольку ориентация мезомасштабных полос всех типов связана с ориентацией фронтов, создается впечатление, что наличие фронтальных зон играет важную роль в их формировании. Появление полос осадков в общем зависит от энергии статической неустойчивости. Однако небольшой ее запас, с одной стороны, и упорядоченный характер реализации, с другой, заставляют предполагать, что источники энергии полосовых структур связаны не столько со статической неустойчивостью, сколько с резкой неоднородностью полей температуры и ветра, характерной для фронтальных зон. Действительно, неотъемлемой особенностью последних является неоднородная адвекция температуры, формирующая ее горизонтальные контрасты и тем самым — запасы доступной потенциальной энергии в масштабах бароклинной зоны. Уже первые исследователи полосовых структур [88] выдвигали гипотезы об их волновом происхождении. Тем самым возникновение полос в полях облачности и осадков связывалось с проявлениями неустойчивости воздушных потоков.

Позднейшие исследования движений промежуточного масштаба, или мезомасштаба α , показали, что в окрестностях фронтов, в теплом секторе и в тылу циклона систематически формируются конвективно-неустойчивые или слабоустойчивые слои. С другой стороны, имеется большая горизонтальная температурная неоднородность. Все это создает предпосылки для развития движений, выравнивающих горизонтальные контрасты свойств и перемешивающих статически неустойчивые слои. Эти движения могут при определенных условиях организоваться в полосы, параллельные фронтам.

Уместно рассмотреть более внимательно закономерности развития тех видов неустойчивости, которые могут быть ответственными за появление мезомасштабных полосовых структур в бароклинных зонах.

Выше (см. п. 2.2) рассматривались важнейшие общие аспекты теории гидродинамической неустойчивости в применении к атмосфере и основные результаты, относящиеся к тем видам неустойчивости, которые имеют отношение к проблеме цикло- и антициклогенеза и отчасти к проблеме возникновения и эволюции планетарных волн. Конвективная или статическая неустойчивость была намеренно исключена из рассмотрения, так как ее эффекты, по крайней мере в средних широтах, непосредственно проявляются в развитии мезомасштабных (а не макромасштабных) движений. Этот вид неустойчивости, весьма характерный для атмосферы, приводит к развитию разнообразных явлений, от небольших вихрей и торнадо до обширных грозových очагов и линий шквалов. Во многих случаях развивается упорядоченная или целлюлярная конвекция (если статически неустойчивый слой является достаточно протяженным и однородным по горизонтали). Применительно к атмосферным фронтам наибольший интерес представляют условия развития упорядоченной конвекции. В наиболее чистом виде, т. е. вне влияния отклоняющей силы вращения Земли, в отсутствие среднего ветра и при однородных границах слоя, конвективная неустойчивость в вязкой среде приводит к росту пространственно-периодических движений, черпающих энергию из потенциальной энергии основного потока. В уравнение линейной задачи об упорядоченной (целлюлярной) конвекции входит число Рэлея Ra , которое и является параметром устойчивости. Начиная с работы Рэлея [229], в которой получено, что в покоящемся слое двумерные и трехмерные моды имеют одинаковые показатели роста и одинаковое критическое Ra , с которого возможен рост возмущений, усилия многочисленных исследователей были направлены на изучение целлюлярной конвекции в присутствии различных модифицирующих факторов (см. [193]). Было показано [20, 116], что при наличии среднего ветра со сдвигом по высоте, а также в поле силы Кориолиса наиболее неустойчивыми оказываются возмущения в виде валов, вытянутых по ветру или по сдвигу ветра.

Таким образом, на стадии начального роста, описываемой линейной задачей, доминирующими в этих условиях являются как раз полосовые структуры.

Более поздние стадии нелинейного роста изучались как в лаборатории, так и путем численного моделирования [20, 21, 68, 191, 199]. Было установлено, что после периода быстрого начального роста могут наблюдаться все три основных нелинейных режима (режим стационарных ячеек, режим мерцаний и нерегулярный режим, называемый в этом случае термической турбулентностью). Выбор нелинейного режима зависит от Ra и параметров течения. Режим стационарных ячеек, который как раз и соответствует длительно существующим конвективным структурам (в частности, полосовым), возникает при определенном соотношении числа Ra и ветровой стратификации и при однородных верхней и нижней границах слоя.

Если над статически неустойчивым слоем располагается устойчиво стратифицированный слой, то конвективные движения могут проникать из нижнего слоя в верхний. Тогда под действием проникающих движений типа стационарных ячеек формируется следующий вертикальный профиль температуры: неустойчивый слой внизу, затем имеющий наибольшую толщину перемешанный слой со стратификацией, близкой к безразличной, и, наконец, верхний слой инверсии [203]. Этот пример показывает, что при нелинейном режиме конвекции может наблюдаться сильное взаимодействие возмущений с основным потоком.

Сдвиг ветра, который обуславливает переход от ячеистых к валовым формам конвекции, в атмосфере связан с горизонтальным градиентом температуры слоя (через соотношение термического ветра) и, таким образом, является мерой бароклинности того слоя, в котором развивается конвекция. Он не только оказывает модифицирующее действие на конвекцию, предписывая ей определенную структуру, но и сам по себе способен формировать полосы восходящих и нисходящих движений, кинетическая энергия которых черпается из потенциальной энергии горизонтальных контрастов температуры. В п. 2.2 упоминался этот вид бароклинной неустойчивости (так называемая симметричная неустойчивость), которая является доминирующей при достаточно больших числах Россби. Такие условия и создаются в зонах атмосферных фронтов, где бароклинность велика, а масштабы движений относительно малы.

Симметричная (или осесимметричная) неустойчивость получила такое название потому, что в лабораторных экспериментах с вращающимися кольцевыми сосудами она приводит к развитию движений, симметричных относительно оси вращения. Пусть, например, внешняя стенка кольцевого канала теплее внутренней. В отсутствие вращения в канале будет развиваться обычная конвекция (типа бризовой циркуляции) с циркуляционным кольцом в вертикальной плоскости. Во вращающемся же канале вертикальные движения подавляются. Вертикальные скорости частиц малы в сравнении с горизонтальными, а меридиональные малы в сравнении с зональными: ветер приближается к геострофическому. Поэтому симметричные возмущения как механизм переноса тепла малоэффективны. Они почти не уменьшают доступную потенциальную энергию системы, так как формируемое ими течение почти зонально. Ввиду этого обстоятельства симметричную неустойчивость часто характеризуют как «баротропную» неустойчивость в бароклинной системе [253]. Примером симметричных движений в планетарном масштабе является циркуляция Гадлея, которая, как известно, обнаруживается в атмосфере Земли лишь в климатических средних полях движений. На таких планетах, как Юпитер и Сатурн, симметричные циркуляции в планетарных масштабах преобладают.

Теоретически вопрос об условиях преобладания симметричной или асимметричной неустойчивости (последняя представляет собой

не что иное, как неустойчивость бароклинных волн) рассмотрен в работах Стоуна [252, 253] на примере известной модели Иди (см. п. 2.4). Основной поток имеет линейный профиль по вертикали и заключен между двумя горизонтальными стенками. В такой постановке единственным параметром задачи является число Ричардсона. Число Россби явно не входит в уравнение задачи и фактически фиксировано. Согласно [253] асимметричная бароклинная неустойчивость доминирует при $Ri > 0,95$, симметричная неустойчивость — при $1/4 < Ri < 0,95$, а неустойчивость типа Кельвина — Гельмгольца — при $Ri < 1/4$. В позднейших работах были включены в рассмотрение эффекты негидростатичности, сферичности Земли и притоков тепла [177, 254]. Экспериментальные данные (см. режимную диаграмму, рис. 2.2) свидетельствуют о том, что при увеличении скорости вращения, когда сила Кориолиса все сильнее подавляет вертикальные движения, симметричные режимы теряют устойчивость: их сменяют бароклинные волны.

Обратим еще раз внимание на то, что симметричная неустойчивость в чистом виде доминирует при термически устойчивой стратификации, но при достаточно больших сдвигах ветра. Если стратификация сверхadiaбатическая, то эффекты симметричной и конвективной неустойчивости накладываются. Именно такие условия наиболее характерны для зон атмосферных фронтов, где при высокой бароклинности и достаточно малых масштабах движений (большие числа Россби) неравномерная адвекция температуры обеспечивает появление слоев пониженной статической устойчивости или слабой неустойчивости.

При значительных запасах энергии статической неустойчивости параметры наиболее неустойчивых возмущений определяются преимущественно конвективной неустойчивостью, при малых — более существен бароклинный эффект: развивающиеся полосы восходящих и нисходящих движений имеют большую длину волны и меньшие показатели роста. Полосы ориентируются в направлении, близком к направлению сдвига ветра в бароклинном слое, что при условии близости ветра к геострофическому означает их параллельность фронту.

Линейный анализ задачи о симметричной неустойчивости [110, 119, 160, 260] показывает, что этот вид бароклинной неустойчивости обеспечивает начальные скорости роста возмущений, достаточные для возникновения полос облаков и осадков в зонах атмосферных фронтов. Направление, в котором вытянуты полосы, зависит от соотношения параметров задачи — чисел Россби и Ричардсона (см. п. 3.3.5) и изменяется от параллельного вектору сдвига ветра до перпендикулярного ему. Параллельность соответствует условиям значительной бароклинности, наиболее характерным для фронтальных зон. Как в теплом секторе, так и в тылу циклона сдвиг ветра по высоте значителен, а слой слабой статической устойчивости или неустойчивости закономерно возникают: в теплом секторе и над теплым фронтом — на верхней границе теплой несущей полосы, в тыловой части циклона в резуль-

тате нагревания холодного воздуха, натекающего на относительно теплую подстилающую поверхность. В зонах фронтов, особенно в зоне холодного фронта, имеющего большую крутизну в передней части, числа Ричардсона при очень высокой бароклинности даже в условиях значительной статической устойчивости оказываются достаточно малыми для появления структур типа валов. Длина волны последних, так же как ориентация, зависит от распределения температуры и ветра по высоте. В конвективно-неустойчивых неглубоких слоях длина волны мала, а с увеличением толщины слоя и с переходом к статической устойчивости она сильно увеличивается. Все эти эффекты удобно количественно оценивать на простой линейной модели.

3.3.5. Задача о возникновении продольных валов во фронтальной зоне

Задачи о возникновении и начальных стадиях развития полосовых структур, параллельных изотермам в однородной бароклинной зоне, рассматривались неоднократно как с целью описания облачных полос в атмосфере Земли, так и для других целей. Например, некоторые авторы ставили такую задачу с целью моделирования облачных валов, параллельных экватору на Юпитере и Сатурне [153, 166, 167], другие привлекали концепцию симметричной бароклинной неустойчивости для объяснения причин развития циркуляций Лэнгмюра в океане [160]. Несмотря на разницу в физическом содержании, гидродинамическая сторона явлений имеет много общего: рассматривается бароклинный стратифицированный поток в поле силы Кориолиса и определяются возможности роста возмущений, имеющих вид продольных валов. При условии, что вертикальный и горизонтальный градиенты температуры в бароклинной зоне всюду постоянны, удается получить дисперсионное соотношение, из которого определяется зависимость показателя роста от параметров задачи. Если валы считаются обязательно продольными, задача решается численно (см. п. 3.3.6).

Простые аналитические решения для продольных валов получены в [160] для случая безразличной термической стратификации, в [119] и [110] для случая произвольной стратификации. Постановка задачи в двух последних работах по существу одинакова. Наиболее простой вариант такой задачи приводится ниже.

Рассмотрим стационарную бароклинную фронтальную зону в системе координат, перемещающейся вместе с этой зоной (ось x направлена по нормали к изотермам в сторону теплого воздуха, y — вдоль фронта, z — вертикально вверх). В этой системе координат движение будет происходить лишь вдоль оси y . В то же время температура и скорость ветра будут претерпевать наибольшие изменения по нормали к фронту, так что изменениями вдоль оси y можно пренебречь.

Выделим слой воздуха толщиной 2—3 км, внутри которого поток можно считать приблизительно плоскопараллельным. Поворотом ветра с высотой в данной постановке пренебрегаем. Это упрощение необходимо сделать, если будем получать аналитическое решение в замкнутом виде. В реальных фронтальных зонах, вообще говоря, поворот ветра с высотой всегда имеет место. Однако надо учесть, что полосообразные структуры, которые мы рассматриваем, развиваются в слоях относительно небольшой толщины, и в пределах таких слоев поворот ветра в первом приближении можно не учитывать.

На нижней и верхней границах слоя будем считать возмущения вертикальной скорости затухающими. Нижнюю границу слоя, в котором развивается неустойчивость, будем считать расположенной, например, на верхней границе планетарного пограничного слоя. Движение представим как сумму основного течения ($V = V(x, z)$, $U = W = 0$), которое является гидростатическим и геострофическим, и возмущений (u' , v' , w'), зависящих от координат x , z и от времени. Температура в основном течении линейно зависит от поперечной координаты и высоты: $\bar{\theta} = \bar{\theta}(x, z)$, $\partial\bar{\theta}/\partial x = \text{const}$, $\partial\bar{\theta}/\partial z = \text{const}$. Такое предположение позволяет получить простое аналитическое решение. Примем, кроме того, что вязкость и теплопроводность пренебрежимы применительно к основному течению, но существенны для возмущений. Другими словами, в нашей модели основное течение удовлетворяет невязким уравнениям, а в уравнения для возмущений входят члены, описывающие горизонтальный и вертикальный турбулентный обмен. Линеаризованная система уравнений для возмущений имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f v' + \nu_1 \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \nu_2 \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + u' \frac{\partial V}{\partial x} + w' \frac{\partial V}{\partial z} &= -f u' + \nu_1 \frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \nu_2 \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial w'}{\partial t} &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\theta}} \theta' + \nu_1 \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \nu_2 \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2}, \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} &= \nu_1 \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + \nu_2 \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} + \varepsilon, \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Здесь ε — приток тепла от фазовых переходов. Уравнение для изменения влагосодержания не выписываем, так как в обоих наиболее важных случаях, когда слой далек от насыщения и когда он целиком насыщен, это уравнение не сцеплено с остальными уравнениями системы. Решение системы (3.1), в которой все коэффициенты постоянны, будем искать в виде

$$s' = \hat{s} \exp(ik_x x + ik_z z + i\Omega t), \quad (3.2)$$

где \hat{s} — постоянная амплитуда возмущений $s' = \{u', v', w', p', \theta'\}$, Ω — частота, k_x и k_z — волновые числа по x и z соответственно.

Уравнение притока тепла перепишем в виде

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + w' (\gamma_a - \gamma) = \sigma^* w' + v_1 \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + v_2 \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2}. \quad (3.3)$$

Здесь σ^* определено следующим образом:

$$\sigma^* = \begin{cases} 0 & \text{в ненасыщенном воздухе,} \\ \gamma_a - \gamma_{\text{ва}} & \text{в насыщенном воздухе.} \end{cases} \quad (3.4)$$

Система (3.1) с уравнением притока тепла в виде (3.3) и с граничными условиями на свободных границах $z = (0, 2H)$ в случае, когда воздух далек от насыщения после подстановки (3.2) сводится к одному алгебраическому уравнению (дисперсионному соотношению), связывающему волновые числа k_x , k_z и частоту с параметрами основного потока:

$$i\Omega = -v_1 k_x^2 - v_2 k_z^2 \pm \sqrt{-\frac{N^2 k_x^2}{k_x^2 + k_z^2} - \frac{k_z^2 f}{k_x^2 + k_z^2} \left(f + \frac{\partial V}{\partial x}\right) + \frac{2k_x k_z}{k_x^2 + k_z^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}}. \quad (3.5)$$

При выводе (3.5) учтено, что в основном течении выполняется соотношение термического ветра $f \partial V / \partial z = (g/\bar{\theta}) \partial \bar{\theta} / \partial x$.

Кроме того, в (3.5) обозначено $N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} (\gamma_a - \gamma)$, а волновое

число k_z в предположении, что слой волновой деятельности имеет конечную толщину $2H$, выражается следующим образом: $k_z = \pi n / 2H$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Таким образом, $n = 1$ (первая мода) соответствует возмущениям, имеющим один максимум вертикальной скорости на границах $z = (0, 2H)$, а $n = 2, 3, \dots$ соответствует старшим модам, имеющим один, два и более уровней смены знака вертикальной скорости в пределах слоя. Из (3.5) видно, что при наличии неустойчивости (т. е. при положительных $i\Omega$, появляющихся при положительном и достаточно большом по модулю подкоренном выражении) наиболее неустойчивой будет первая мода, поэтому ее рассмотрение представляет наибольший интерес.

Если слой является облачным, то выражение для $i\Omega$ получается снова в виде (3.5), но вместо N^2 входит величина $\tilde{N}^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} (\gamma_{\text{ва}} - \gamma)$ — квадрат частоты Брента—Вайсяля в на-

сыщенном воздухе. Наконец, если слой близок к насыщению, так что при вертикальных движениях возможны фазовые переходы, то уравнение (3.3) оказывается содержащим нелинейный член $\sigma^* w$, где σ^* зависит от возмущений вертикальной скорости. Этот

случай наиболее труден для анализа (см. [110]) и вместе с тем, по-видимому, наименее пригоден для рассмотрения в приближении бесконечно малых амплитуд возмущений. В физическом отношении он соответствует условиям возникновения облачных полос с безоблачными промежутками — явления, наблюдаемого достаточно часто. Численные решения нелинейных задач об упорядоченной конвекции такого типа даны в [105, 244].

Случаи, когда слои, в которых развиваются полосовые структуры, являются сплошь облачными, для фронтов весьма характерны, и уравнение (3.5) с заменой N^2 на \bar{N}^2 пригодно для оценки возможностей появления неустойчивости таких слоев относительно возмущений, имеющих вид вытянутых вдоль фронта полос. Оценим таким образом значения входящих в (3.5) параметров, характерных для зон атмосферных фронтов.

Вязкость (члены $\nu_1 k_x^2 + \nu_2 k_z^2$) играет стабилизирующую роль, и ее эффект тем больше, чем короче волны. Кроме вязкости, стабилизирующее действие оказывают устойчивая термическая стратификация ($N^2 > 0$), а также рост скорости ветра в направлении оси x , т. е. в сторону теплой воздушной массы ($\partial V / \partial x > 0$). Однако последний эффект в условиях реальной атмосферы относительно слаб. Горизонтальный градиент температуры в нашей задаче всегда положителен ($\partial \bar{\theta} / \partial x > 0$) и оказывает, как видно из (3.5), дестабилизирующее действие, так же как неустойчивая термическая стратификация ($N^2 < 0$). Каждый из этих двух факторов способен при достаточно больших значениях соответствующего параметра вызвать неустойчивость.

Перейдя в (3.5) к безразмерным величинам, запишем условие $i\Omega > 0$ как критерий неустойчивости в более простом невязком случае, при $n = 1$:

$$\pi \text{Ro}^{-1} k_{x\delta} \frac{\partial V_\delta}{\partial z_\delta} - \text{Ri}^* k_{x\delta}^2 > \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \text{Ro}^{-2} \left(1 + \text{Ro} \frac{\partial V_\delta}{\partial x_\delta}\right). \quad (3.6)$$

Из (3.6) видно, что параметрами состояния течения, определяющими развитие симметричной неустойчивости волн средних длин (десятки и сотни километров), являются числа Ричардсона Ri^* и Россби Ro :

$$\text{Ri}^* = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{(\gamma_a - \gamma) 4H^2}{V^2}, \quad \text{Ro} = \frac{V}{fL}.$$

Безразмерные величины в (3.6) вводились следующими соотношениями:

$$V_\delta = \frac{V}{V_{\text{хар}}}, \quad k_{x\delta} = \frac{k_x L}{2\pi}, \quad z_\delta = \frac{z}{2H}, \quad x_\delta = \frac{x}{L},$$

где L — масштаб длины по горизонтали (характерный поперечный размер возмущений), $V_{\text{хар}}$ — масштаб скорости основного течения.

В вязком случае вместо (3.6) будем иметь следующий критерий неустойчивости:

$$\pi \text{Ro}^{-1} k_{x\delta} \frac{\partial V_\delta}{\partial z_\delta} - \text{Ri}^* k_{x\delta}^2 > \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \text{Ro}^{-2} \left(1 + \text{Ro} \frac{\partial V_\delta}{\partial x_\delta}\right) + \left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 + a^2 k_{x\delta}^2\right] \left[k_{x\delta}^2 + \left(\frac{\pi}{2}\right)^2\right] \text{Re}_x^2. \quad (3.7)$$

Здесь $a = 2H/L$ — параметр анизотропии размеров возмущений, $\text{Re}_x = VL/A$ — число Рейнольдса для горизонтальной турбулентности.

Если бароклинность достаточно велика, то возможно развитие вытянутых вдоль фронта полос восходящих движений даже в статически устойчивой атмосфере. Чем менее устойчива термическая стратификация, тем более короткие волны имеют наибольшие показатели роста и тем больше сами эти показатели. С другой стороны, чем больше бароклинность, тем короче при данной термической стратификации наиболее неустойчивые волны и тем больше их скорости роста. Это хорошо видно на рис. 3.17, который показывает также, что с ростом бароклинности интервал неустойчивости быстро расширяется в сторону больших N^2 .

Данная модель, отличающаяся предельной простотой, наглядно демонстрирует возможность появления неустойчивости в бароклинной зоне как при сверхadiaбатической, так и при нейтральной и устойчивой термической стратификации. Однако граничные условия, принятые в этой модели, с точки зрения физики задачи не являются наилучшими, так как не обеспечивают непроникновение возмущений за пределы слоя. Наибольшие возмущения горизонтальной скорости в модели получаются как раз на границах. Не вполне ясно, насколько сильно влияет такой выбор граничных условий на степень соответствия между модельными результатами и натурой. Атмосферные слои, в которых создаются условия для роста неустойчивых волн, имеют ограниченные вертикальные и горизонтальные размеры. Температурная и ветровая стратификация соседних слоев препятствует распространению возмущений из слоя волновой деятельности, границы которого, однако, не всегда резко выражены.

Некоторое представление о том, какое значение имеет выбор тех или иных условий на границах слоя, можно получить на примере более сложной в математическом отношении линейной модели симметричной неустойчивости, развитой К. Эмануэлем [153]. В [153], как и в [110, 119, 160], основной поток имеет постоянные сдвиги скорости по вертикали и в направлении нормали к изотермам, причем вертикальный сдвиг удовлетворяет соотношению термического ветра. Коэффициенты турбулентного обмена по вертикали и горизонтали считаются одинаковыми. Однако так как в данном варианте задачи число Прандтля обязательно равно единице, порядок системы уравнений по вертикальной координате оказывается равным 8, а не 6, как в (3.1). Ставятся два варианта

граничных условий: 1) $w' = \partial u' / \partial z = \partial v' / \partial z = \theta' = 0$ (условие на свободных границах) и 2) $w' = v' = u' = \theta' = 0$ (условие прилипания и условие затухания температурных пульсаций). При этих условиях решения находятся для двух случаев: а) возмущения гидростатические, горизонтальный турбулентный обмен отсут-

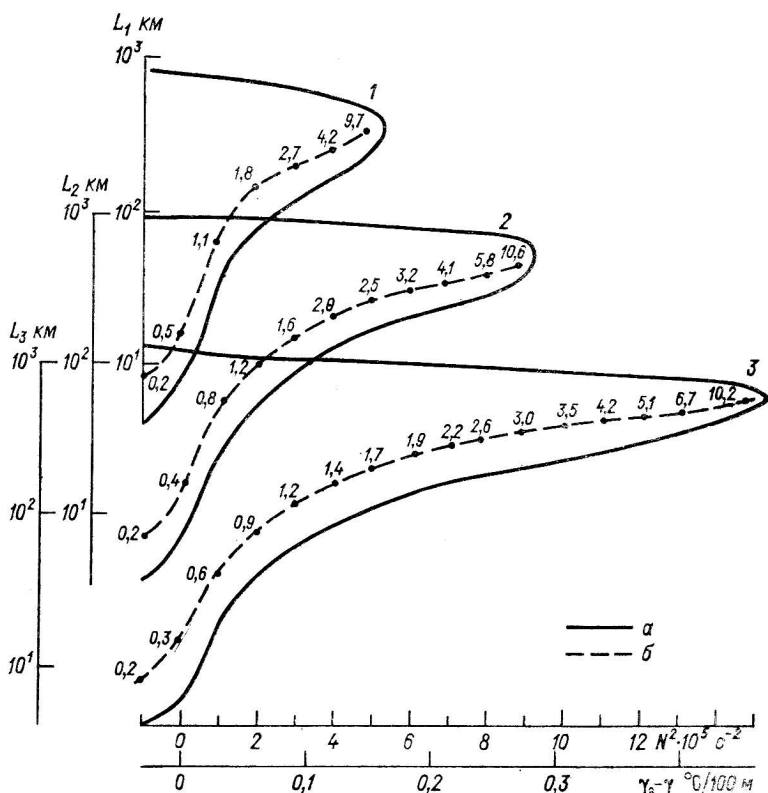


Рис. 3.17. Границы областей неустойчивости (а) и линии максимальных показателей роста (б) при $\partial U / \partial x = 0$.

1) $\partial \theta / \partial x = 3 \cdot 10^{-5}$ К/м, 2) $\partial \theta / \partial x = 4 \cdot 10^{-5}$ К/м, 3) $\partial \theta / \partial x = 5 \cdot 10^{-5}$ К/м; цифры у штриховых кривых — время (часы) роста амплитуды возмущений в е раз.

ует; б) возмущения негидростатические, горизонтальный турбулентный обмен учитывается, но термическая стратификация безразлична. Решение для функции тока ψ' , вводимой соотношениями

$$w' = \partial \psi' / \partial x, \quad u' = -\partial \psi' / \partial z,$$

ищется в виде ряда Фурье

$$\psi' = \sum_{n=1}^{\infty} \sin n\pi z (a_n \sin k_x x + b_n \cos k_x x).$$

Решение задачи на собственные значения найдено с помощью вариационного метода, предложенного в 1940 г. Пеллю и

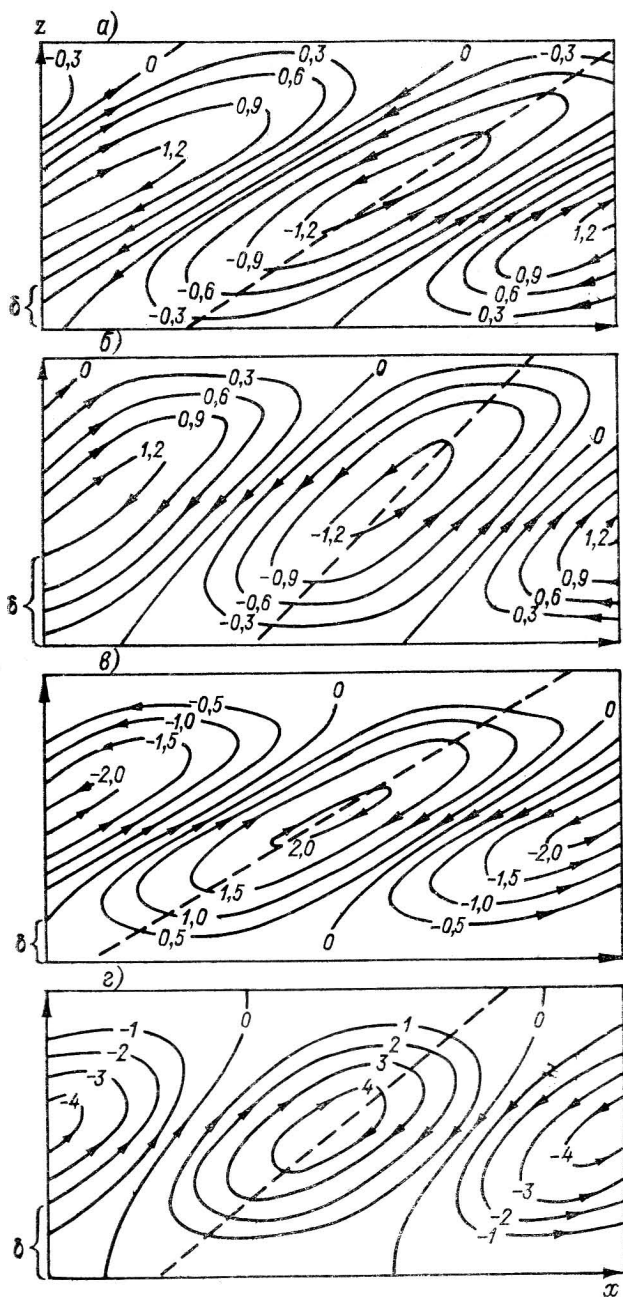


Рис. 3.18. Линии тока в поперечной к фронту плоскости для условия свободных границ при $Ta=10^{-4}$ (а) и $Ta=1,6 \cdot 10^{-3}$ (б) и для условия прилипания при $Ta=10^{-4}$ (в) и $Ta=10^{-3}$ (г) [153].

Расстояние по оси x равно одной длине волны; δ — толщина слоя Экмана; штриховая линия — изолиния θ при $Pg=1$.

Саусвеллом [222] и затем широко применявшегося Чандрасекхаром. Не останавливаясь на решении, приведем результаты, показывающие влияние граничных условий. На рис. 3.18 показаны линии тока в поперечной к фронту плоскости в случае (а) при двух вариантах граничных условий. Развивающиеся циркуляционные системы вытянуты в направлении, параллельном изэнтропическим поверхностям. В полях температуры, ветра, вертикальных движений формируются наклонные слои положительных и отрицательных отклонений от исходного невозмущенного состояния. Такая картина качественно согласуется с результатами измерений в зонах атмосферных фронтов [86].

Граничные условия имеют значение и для определения пороговых значений параметров для наступления неустойчивости. Следует отметить, что роль граничных условий тем больше, чем более интенсивно турбулентное перемешивание. Пороговые значения вертикального сдвига ветра больше при условии прилипания, чем при условиях типа свободных границ. Аналогичное явление имеет место в задачах о ячейчатой конвекции: критическое число Рэлея меньше при условии прилипания.

Таким образом, в зависимости от того, каков характер изменения возмущений вблизи границ слоя формирования полосовых структур, условия их роста и структура могут существенно различаться. Однако в качественном отношении характер процесса разрешения симметричной бароклинной неустойчивости остается всегда одинаковым: полосы восходящих движений, параллельные сдвигу ветра, возникают при достаточно высокой бароклинности в сочетании со слабой статической устойчивостью, т. е. при достаточно малых числах Ричардсона.

3.3.6. Линейная задача о полосовых структурах произвольной ориентации

Хотя полосовые структуры, параллельные фронтам, по-видимому, встречаются наиболее часто, однако имеются данные, указывающие на возможность возникновения полос, направленных под углом к сдвигу ветра. Так, Аткинсон и Смитсон [117] наблюдали полосы, перпендикулярные фронту.

Для того, чтобы выяснить, при каких условиях должны преобладать валы той или иной ориентации, нужно рассмотреть более общую задачу о росте возмущений, волновой вектор которых имеет составляющие по обоим горизонтальным осям. Решение такой задачи определяет значения параметров и сочетания волновых чисел, соответствующие максимальным показателям роста. Даже в наиболее простом случае линейных профилей температуры и ветра решить указанную задачу аналитическим путем не удастся. Численные решения получены не для всех классов условий, представляющих интерес для метеорологических приложений, однако некоторые из имеющихся результатов полезны для понимания основных закономерностей процесса.

Полагая, как и прежде, что $\partial T/\partial x$, $\partial T/\partial z$, $\partial V/\partial z$ — постоянные, но считая малые возмущения зависящими также и от продольной координаты, получим после линеаризации следующую систему уравнений относительно возмущений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + V \frac{\partial u'}{\partial y} &= f v' + v_0 \nabla^2 u' - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x}, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + V \frac{\partial v'}{\partial y} + w' \frac{\partial V}{\partial z} &= -f u' + v_0 \nabla^2 v' - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y}, \\ \frac{\partial w'}{\partial t} + V \frac{\partial w'}{\partial y} &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\theta}} \theta' + v_0 \nabla^2 w', \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + V \frac{\partial \theta'}{\partial y} &= v_0 \nabla^2 \theta', \\ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

Коэффициент турбулентности v_0 взят одинаковым для вертикального и горизонтального направлений (это упрощение применительно к атмосфере является нереалистическим). Не все коэффициенты системы (3.8) являются постоянными: имеются коэффициенты, зависящие от z . Поэтому решение следует искать в виде

$$s' = \hat{s}(z) e^{ik_x x + ik_y y + i\Omega t}.$$

При условиях прилипания на границах решение этой задачи численно получено в [167], причем в правой части первого уравнения (3.8) присутствовал член $-2\Omega^* \sin \varphi^* w'$, обычно пренебрегаемый в метеорологических задачах. Соотношения между амплитудными функциями в такой задаче следующие:

$$(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}) = \left\{ \frac{ik_x}{a^2} DW + \frac{ik_y}{a^2} Z^*; \frac{ik_y}{a^2} DW - \frac{ik_x}{a^2} Z^*; W \right\}. \quad (3.9)$$

Здесь $D = d/dz$, $a = k_x^2 + k_y^2$ — общее волновое число, Z^* — амплитудная функция относительного вихря ζ

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = Z^*(z) e^{ik_x x + ik_y y + i\Omega t}. \quad (3.10)$$

Исключим p' из уравнений движения и запишем в безразмерном виде следующие три уравнения, к которым сведется система (3.8):

$$\left. \begin{aligned} (i\Omega + ik_x V)(D^2 - a^2)W + \text{Ta}^{1/2}(ik_y \cos \varphi^* Z + \sin \varphi^* DZ) &= \\ &= a^2 \text{Ra} \Theta + (D^2 - a^2)^2 W, \\ (i\Omega + ik_x V)Z - ik_y DVW - \text{Ta}^{1/2}(ik_y \cos \varphi^* W + \sin \varphi^* DW) &= \\ &= (D^2 - a^2)Z, \\ (i\Omega + ik_x V)a^2 \Theta + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}(ik_y DW - ik_x Z) + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} a^2 W &= \\ &= a^2 (D^2 - a^2) \Theta. \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

Здесь Θ — амплитудная функция θ' ; Ta и Ra — числа Тейлора и Рэлея:

$$Ta = 4\Omega^{*2} (2H)^4 v^2, \quad Ra = \alpha_R g \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} (2H)^4 v^{-2}, \quad (3.12)$$

где α_R — коэффициент объемного расширения.

В системе (3.11) присутствуют пять внешних параметров $(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, Ra, Ta, \Phi^*)$ и два параметра, характеризующих возмущения (k_x, k_y) . Выполнив при данном наборе внешних параметров (параметров основного течения) численные решения для различных k_x, k_y , определяют наиболее неустойчивую моду, которой соответствует наибольший показатель роста $-\Omega_i$.

Сравним результаты, полученные для неустойчивой термической стратификации в отсутствие термического ветра ($\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} = 0$) и при его наличии. В первом случае в результате влияния силы Кориолиса преобладающей формой конвекции также являются полосовые структуры, волновые числа и ориентация которых зависят от чисел Ra и Ta . При данном Ta критическое число Рэлея оказывается меньшим для валов, перпендикулярных к потоку, чем для валов, параллельных потоку. Эта разница незаметна при малых Ta , но существенна при больших. Таким образом, преобладающей формой конвекции оказываются полосы, перпендикулярные к потоку. Во втором случае — при наличии термического ветра — ориентация полос зависит от соотношения между эффектами вращения Земли и горизонтальной температурной неоднородности. Если последняя мала, то наиболее неустойчивыми являются по-прежнему возмущения в виде полос, перпендикулярных ветру (и сдвигу ветра). Если горизонтальный градиент температуры достаточно велик, то преобладающей формой движений становятся продольные полосы.

В [167] рассчитаны поверхности равных показателей роста в зависимости от k_x и k_y при различных $\partial \bar{\theta} / \partial x$ и на разных широтах. С увеличением эффекта вращения быстро увеличиваются все показатели роста возмущений. Рост бароклинности также приводит к увеличению неустойчивости. Наибольшие показатели роста при небольшой бароклинности имеют полосовые структуры, в которых k_y превышает k_x в десятки раз: это полосы, близкие по направлению к сдвигу ветра, хотя и составляющие с ним некоторый угол. Однако преобладание таких полос выражено не очень резко: большие показатели роста, мало отличающиеся от максимальных, найдены и при $k_x \approx k_y$, т. е. при углах между вектором термического ветра и волновым вектором, равных примерно 45° . В случаях большей бароклинности максимум показателей роста выражен лучше, и полосы, у которых $k_x \ll k_y$, т. е. практически параллельные сдвигу ветра, уже явно преобладают над всеми другими полосовыми структурами.

Приведенные результаты позволяют лучше понять причины

возникновения на атмосферных фронтах полосовых структур, ориентированных по нормали к фронту или под значительным углом к сдвигу ветра в слое. Они обусловлены соотношением между горизонтальным градиентом температуры слоя (вертикальным сдвигом ветра), толщиной слоя и интенсивностью турбулентного перемешивания. В зонах фронтов бароклинность, как правило, велика. Поэтому полосы, по своей ориентировке сильно отличающиеся от продольных по отношению к фронту, наблюдаются сравнительно редко. Полученные экспериментальные данные об их структуре весьма скудны и пока не позволяют провести сопоставление с теорией даже в наиболее общих чертах.

3.3.7. Некоторые сведения о нелинейных режимах

В любой задаче о гидродинамической устойчивости исследование нелинейных режимов, наряду с линейным анализом, представляет важнейший этап решения. Линейный анализ, проводимый в предположении бесконечно малых амплитуд возмущений, дает информацию о наличии возможностей начального роста возмущений определенных длин волн при тех или иных значениях внешних параметров (характеристик основного течения). Реальные возмущения — возмущения конечных амплитуд — развиваются в иных условиях, чем бесконечно малые возмущения: они обмениваются энергией между собой и отдают ее основному течению, осуществляя таким образом перенос тепла, момента, влаги и уменьшая запасы энергии неустойчивости в системе. Поэтому свойства возмущений в развитом нелинейном режиме весьма существенно отличаются от свойств наиболее неустойчивой волны в линейной задаче. Полностью нелинейные режимы, вообще говоря, не удается исследовать аналитически. Наиболее эффективными оказываются численные методы решения, а также лабораторный эксперимент.

Численное решение нелинейной задачи о бароклинной симметричной неустойчивости в достаточно полном и систематическом виде пока не получено. Имеется большое число работ, в которых решается задача о ячейковой конвекции в потоке со сдвигом, но при этом сила Кориолиса не учитывается и температура основного потока считается зависящей лишь от высоты [19—21, 244]. Результаты этих работ нельзя полностью прилагать к условиям фронтальных бароклинных зон, поскольку, как можно видеть, например, из системы (3.1), присутствие силы Кориолиса в уравнениях движения и члена с $\partial\bar{\theta}/\partial x$ в уравнении притока тепла очень существенно для решения задачи. Тем не менее основной качественный эффект сдвига ветра — преобладание вытянутых по ветру валов при малых амплитудах возмущений не зависит от наличия силы Кориолиса.

Укажем основные особенности нелинейной фазы конвекции в невращающемся потоке со сдвигом. Возмущения по-прежнему имеют форму валов, которые в довольно широком интервале па-

параметров задачи сохраняют режим стационарных волн. Длины последних соответствуют длинам наиболее неустойчивой волны линейной задачи [82]. В нелинейной задаче удастся определить амплитуду возмущений в абсолютных единицах (а не с точностью до произвольного постоянного множителя, как в линейной задаче) и выяснить зависимость амплитуды от параметров задачи.

По данным Н. Ф. Вельтищева [19], рост амплитуд стационарных полос конвекции наблюдается при увеличении числа Рэлея до значений, в несколько раз превышающих пороговое значение для наступления неустойчивости. При очень больших Ra режим стационарных волн разрушается, уступая место осциллирующим режимам (мерцаниям) и затем термической турбулентности. Моменты этих переходов зависят от параметров модели.

Общий вывод, который следует сделать из анализа результатов этого класса работ, состоит в том, что полосы, вытянутые вдоль сдвига ветра, действительно являются преобладающей формой конвекции, а их длину волны можно приближенно оценить с помощью линейной теории.

Первые результаты численного решения задачи, непосредственно приложимой к условиям фронтов, т. е. задачи о нелинейной эволюции полосовых структур в бароклинических зонах, получены Беннетсом и Хоскинсом [119] в двумерной модели для случаев ненасыщенного и насыщенного (условно неустойчивого) слоя. В обоих случаях продольные полосовые структуры характеризуются наличием узких полос сильно интенсивных восходящих движений и широких областей слабого опускания. В этой модели не был получен режим стационарных волн. Неустойчивые возмущения на стадии нелинейной эволюции продолжали расти по амплитуде, хотя и медленнее, чем следовало по линейной теории. Через определенное время (порядка 15 ч) становились заметными признаки разрушения полос в результате появления зон статической неустойчивости, в которых начиналось конвективное перемешивание. Рассчитанная граница неустойчивости в плоскости параметров Ri и N_δ^2 (безразмерное значение) сопоставлялась с имеющимися в распоряжении авторов метеорологическими и радарными данными о наличии и отсутствии полосовых структур. Было найдено, что фронтальные облачные полосы наблюдаются в условиях, близких скорее к граничным для «условной симметричной неустойчивости» (т. е. для симметричной неустойчивости в условно-неустойчивом слое, достигшем насыщения при упорядоченном подъеме), чем к граничным для симметричной неустойчивости ненасыщенного бароклинического слоя.

3.4. О ВЛИЯНИИ ХАРАКТЕРА ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Перемещаясь над неоднородной подстилающей поверхностью, циклоны и фронты подвергаются разнообразным трансформирующим влияниям. В зависимости от горизонтальных размеров, вы-

соты и ориентации препятствий, орографические эффекты могут проявляться при различных масштабах движений. Известно, что крупные горные массивы и высокие хребты способны деформировать циклон или задержать перемещающийся атмосферный фронт. Влияние подстилающей поверхности на фронты и циклоны, перемещающиеся над территорией СССР, является предметом многочисленных исследований, которые опираются главным образом на материалы сетевого аэрологического зондирования и метеорологических наблюдений [7, 90, 100]. Эти вопросы активно изучаются и за рубежом [135, 169, 172]. Ограничимся краткими указаниями на мезомасштабные локальные эффекты, представляющие наибольший интерес с точки зрения динамики фронтальных зон.

Влияние относительно крупных препятствий на мезомасштабную структуру фронтов проявляется прежде всего в увеличении облачности и осадков на наветренной стороне и уменьшении их на подветренной [7, 90]. Более сложные ситуации возникают, если горное препятствие нарушает характерное для фронта распределение адвекции на различных уровнях.

Так, при определенных условиях теплый и влажный поток на нижних уровнях (поток теплой несущей полосы) оказывается почти параллельным хребту. Если хребт достаточно высок, то он может воспрепятствовать переваливанию теплой несущей полосы и в результате приток тепла и влаги в облачную систему сильно уменьшается, осадки ослабевают или прекращаются [172].

Мелкие препятствия, а также термическая неоднородность и шероховатость подстилающей поверхности оказывают очень заметное влияние на полосы осадков, на структуру и интенсивность конвекции на фронтах. Выше (см. п. 3.3.2) уже говорилось о зависимости между характером подстилающей поверхности и степенью интенсивности и однородности узкой полосы осадков холодного фронта (полосы *A*). Яркие доказательства наличия такой зависимости дают спутниковые наблюдения за перемещением фронтов. Холодные фронты второго рода с одной полосой осадков, проходящие над морем, обычно имеют специфический вид нерасчлененных, ровных облачных валов (линий конвекции). Ширина валов, как правило, не превышает 40 км. Они получили специальное название «облачных канатов» или «синих линий». Выходя на сушу, эти однородные полосы быстро распадаются на цепочки конвективных очагов, и связанная с ними зона осадков приобретает характерную пятнистость, причем интенсивность конвективной деятельности возрастает.

Если выходящий на побережье фронт имеет выраженную систему нескольких конвективных полос, то, как показывают наблюдения [132], не только усиливается конвективная деятельность в уже существующих полосах, но появляются новые полосы, которые сохраняются при движении в глубь континента. Изменение шероховатости подстилающей поверхности и появление мелких

неровностей рельефа дает в этих условиях дополнительный импульс развитию конвекции.

При выходе фронта с моря на крутые берега и сильно пересеченную местность создается особенно благоприятная ситуация для развития интенсивной конвекции. Примером может служить выход холодных фронтов на побережье Кольского полуострова в районе Мурманска: зимой при таких процессах здесь наблюдаются сильные снегопады, нередко сопровождающиеся грозами.

Климатические данные указывают на регулярное увеличение количества осадков и повторяемости конвективных явлений (грозы, града) над возвышенностями, даже над небольшими холмами, по сравнению с окружающей ровной местностью.

В зависимости от локального рельефа изменяется не только общее количество осадков, но и режим их выпадения. В п. 3.3.3 было обращено внимание на разницу в характере спектров интенсивности осадков, рассчитанных по данным различных станций в пределах специального плювиометрического полигона ГГИ на Валдае. В большинстве случаев четко проявлялись периодические (или квазипериодические) изменения интенсивности осадков, коррелированные на близлежащих станциях. В то же время в отдельных пунктах режим выпадения осадков оказывался резко отличным, но не содержал заметных периодических составляющих и не был согласован с соседними станциями.

Своеобразный локальный эффект создают современные большие города с многоэтажными зданиями. Тормозящее влияние города непосредственно сказывается в слое 300—500 м, а возникающие при обтекании домов и улиц вихри изменяют структуру потока до высот около 2 км. В результате обтекания заторможенного слоя воздуха усиливаются процессы облако- и осадкообразования (дополнительным немаловажным фактором служит загрязнение атмосферы промышленными и транспортными выбросами). Следствием этого является увеличение количества осадков (прежде всего летних) над большими городами по сравнению с окружающей местностью. Особенно заметно возрастает повторяемость и интенсивность экстремально сильных ливней. Так, по данным [146] прирост максимального суточного количества осадков для трех городов (Парижа, Чикаго и Сент-Луиса) за столетний период наблюдений составил 19—38 %.

В результате усиленного перемешивания над большими городами увеличивается ширина фронтальных переходных зон и уменьшается острота контрастов свойств. Например, по измерениям на Останкинской телевизионной башне в Москве ширина фронтальных зон в 1,5 раза больше, чем по измерениям на метеорологической 300-метровой башне в Обнинске, где влияние городской застройки намного меньше [17].

Таким образом, под действием локальных факторов (орографии, термической неоднородности и шероховатости подстилающей поверхности) мезомасштабные структуры на атмосферных фронтах и в циклонах могут испытывать существенные изменения, наи-

более часто проявляющиеся в модификации полей конвективных упорядоченных или неупорядоченных движений. Пространственная структура и количество облаков, наличие, интенсивность и временной ход осадков весьма чувствительны к местным орографическим влияниям. Степень изменений в полях облачности и осадков, а значит и вертикальных скоростей и других величин, зависит от формы и высоты препятствий, их ориентировки относительно потока, а также от таких факторов, как время года, характер воздушных масс, скорость ветра и т. д.

3.5. ВЫВОДЫ

1. Процессы и явления, горизонтальные размеры которых лежат в промежутке между синоптическими и мезомасштабами, относятся к мезомасштабным. Интервал мезомасштабов весьма широк. Предложены различные шкалы мезомасштабов, позволяющие классифицировать процессы внутри этого интервала. Наиболее распространенным является подразделение интервала мезомасштабов на три части: α — от 2500 до 250 км, β — от 250 до 25 км, γ — от 25 до 2,5 км. Мезомасштаб α , включающий движения, в динамическом отношении мало отличающиеся от макромасштабных (синоптических) и большей частью описываемые прогностическими численными схемами, называется также промежуточным масштабом. Мезомасштабы β и γ включают процессы и явления, для изучения которых пространственное и временное разрешение сетевых аэрологических данных, как правило, оказывается недостаточным: используются данные специальных измерений на мезомасштабных полигонах. По своей динамике эти явления качественно отличаются от макромасштабных, и только некоторые из них описываются численными прогностическими моделями при высоком разрешении.

2. Структура движений промежуточного масштаба в циклоне включает хорошо локализованные потоки воздуха различного происхождения. Их размеры, направление и локализация внутри циклона подчиняются определенным закономерностям. Внутри теплового сектора выделяется наиболее теплый и влажный поток в нижнем слое (теплая несущая полоса) перед холодным фронтом, осуществляющий основную адвекцию тепла и влаги. Другой теплый поток, располагающийся почти параллельно приземному холодному фронту в средней и верхней тропосфере, обуславливает адвекцию тепла на высотах. В нижних слоях перед теплым фронтом выделяется поток холодного воздуха (холодная несущая полоса), а на высотах в тылу циклона и в его теплом секторе — поток более сухого воздуха, одна из ветвей которого проходит над воздушной тепловой несущей полосой. На границе раздела этих двух слоев возникает потенциальная неустойчивость.

3. Указанные выше потоки промежуточного масштаба в процессе эволюции циклона меняют свою конфигурацию, наиболее резко — с наступлением стадии окклюдирования. Они разделяются мезомасштабными бароклиническими зонами, с которыми связаны

характерные системы облачности (в том числе облачных полос) и осадков.

4. Потоки промежуточного масштаба в циклонах и на фронтах формируются на стадии нелинейной эволюции циклонических возмущений как результат действия макромасштабных факторов, а не локальных мезомасштабных влияний. Процессы, определяющие конфигурацию и структуру этих потоков, остаются пока малоизученными.

5. В зонах теплого и холодного фронтов, в теплом секторе и тылу циклона в полях различных метеоэлементов обнаруживаются хорошо заметные неоднородности мезомасштабов β и γ , часто имеющие квазиупорядоченный характер. В полях облачности и осадков они проявляются наиболее ярко. Неоднородности различаются по своим размерам, продолжительности жизни, форме и ориентации. Среди них преобладают полосовые структуры. Перед теплым фронтом полосы параллельны ему. В теплом секторе они вытягиваются параллельно холодному фронту. Такую же ориентацию имеют полосы, развивающиеся за холодным фронтом. В поле осадков, вообще очень неоднородном, они прослеживаются как более или менее сильно вытянутые области или цепочки областей повышенной интенсивности. В основном такие же мезомасштабные структуры наблюдаются и в окклюдированных циклонах.

6. Полосы конвективной облачности и повышенной интенсивности осадков, располагающиеся перед теплым фронтом, развиваются в результате разрешения потенциальной неустойчивости в тонком слое на верхней границе потока теплой несущей полосы. Из конвективных облачных ячеек (так называемых генерирующих ячеек) выпадают ледяные кристаллы в толщу нижележащих слоистых (преимущественно капельных) облаков, что приводит к усилению осадков.

7. На холодном фронте часто обнаруживаются две полосы осадков: первая (узкая) связана с линией фронта у земли, вторая (более широкая) развивается за фронтом и связана с характерным нарушением профиля фронтального слоя (местным увеличением его крутизны). Узкая полоса больше подвержена влиянию местных условий и более неоднородна в продольном направлении, чем широкая полоса, интенсивность осадков в которой в большей степени зависит от таких факторов, как контраст температур во фронтальной зоне, наклон фронта, степень устойчивости термической стратификации.

8. Временные спектры интенсивности осадков в мезомасштабном интервале частот являются степенными с наклонами -2 и $-5/3$ на достаточно широком участке. Область источников на средних спектрах локализована на периодах $1-2$ ч, что соответствует характерному времени процессов перехода потенциальной энергии (т. е. энергии конвективной или бароклиной неустойчивости) в кинетическую энергию мезомасштабных движений.

9. Полосовые структуры в полях облачности и осадков возни-

кают при небольших запасах энергии статической неустойчивости или даже в отсутствие таковых, однако при значительной горизонтальной температурной неоднородности воздуха. Определяемый горизонтальным градиентом температуры сдвиг ветра обуславливает развитие полосовых форм конвекции, ориентированных в направлении сдвига ветра. При достаточно больших сдвигах ветра полосовые структуры развиваются и в статически устойчивых слоях в результате так называемой симметричной бароклинной неустойчивости.

10. Простейшая линейная модель симметричной бароклинной неустойчивости слоя с постоянным сдвигом ветра показывает возможность роста возмущений, имеющих вид вытянутых по ветру валов, как при неустойчивой (сверхадиабатической), так и при безразличной и устойчивой термической стратификации. Чем менее устойчива стратификация, тем более короткие волны имеют максимальные показатели роста и тем быстрее растут амплитуды этих волн со временем. С другой стороны, чем больше сдвиг ветра (бароклинность), тем короче при данной стратификации наиболее неустойчивые волны и тем больше их скорости роста.

11. Численное решение задачи о конвективных полосах произвольной ориентации (при линейном профиле ветра) показывает, что с увеличением силы Кориолиса рост возмущений ускоряется. Ориентация полос зависит от соотношения между горизонтальным градиентом температуры, толщиной слоя, интенсивностью турбулентного перемешивания и силой Кориолиса. Если бароклинность мала, то полосы ориентированы под большим углом к вектору скорости. При большой бароклинности преобладают полосы, ориентация которых близка к продольной.

12. Свойства мезомасштабных полос облачности и осадков, наблюдаемых на фронтах и в циклонах (ориентация, характерные размеры и скорости роста, распределение вертикальных движений), качественно согласуются со свойствами симметрично-неустойчивых возмущений в насыщенных слоях. Это значит, что симметричная бароклинная неустойчивость воздуха, достигшего насыщения в процессе общего восходящего движения в системе циклона, является возможной причиной формирования полосовых мезомасштабных структур.

13. Характер подстилающей поверхности (термическая неоднородность, топография, шероховатость) оказывает значительное влияние на мезомасштабные процессы. С крупными препятствиями связаны эффекты обтекания, в частности увеличение облачности и осадков на наветренной стороне и уменьшение на подветренной, и нарушения структуры течений промежуточных масштабов. Мелкие препятствия и термическая неоднородность подстилающей поверхности увеличивают степень неоднородности фронтальных облачных структур, сообщают дополнительный импульс развитию конвекции, влияют на режим выпадения осадков. Специфические локальные особенности развития конвекции создаются над большими городами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Динамика атмосферных фронтальных зон, фронтов и циклонов в ее современном состоянии представляет собой обширную и сильно разветвленную область динамической метеорологии. Целый ряд аспектов трудно разграничить в условиях близости и взаимного проникновения различных направлений. Тем не менее в целях систематизации материала такое разграничение в необходимой мере приходится проводить, излагая отдельно вопросы, относящиеся к динамике фронтов, возникновению и эволюции циклонов, их мезомасштабной структуре. Это разделение может быть лишь условным и относительным, поскольку в действительности фронтальные зоны и фронты, с одной стороны, циклоны и антициклоны, гребни и ложбины, с другой, возникают, развиваются и разрушаются в ходе единого процесса, в самой тесной взаимосвязи, а мезомасштабные явления во фронтальных зонах и циклонах представляют продолжение того же процесса атмосферного энергообмена, охватывающего широкий интервал масштабов.

Подводя итоги, сформулируем основные принципиальные положения, суммирующие результаты труда многочисленных исследователей и устанавливающие наиболее значительные закономерности динамики фронтов и циклонов.

1. Основным механизмом процесса возникновения и обострения либо ослабления и разрушения фронтальных зон является неравномерная адвекция температуры. Обеспечивающее ее горизонтальное деформационное поле способно само по себе, т. е. без вмешательства каких-либо дополнительных факторов типа фазовых переходов влаги, трения и пр., формировать фронтальные зоны в толще тропосферы и резкие фронты в нижнем слое. Характерные особенности структуры фронтов (наклон зоны температурных контрастов, положение струйных течений в верхней тропосфере и на нижних уровнях, поперечная циркуляция) формируются под сильным влиянием агеострофических составляющих ветра. Так, в квазигеострофических моделях удается получить лишь вертикально ориентированные псевдофронты, а при учете агеострофических составляющих — фронты со структурой, близкой к наблюдаемой.

2. Атмосферный фронтогенез является существенно трехмерным процессом: на реальных фронтах горизонтальная адвекция и вертикальная адвекция вносят сравнимые по величине вклады в общее изменение градиента температуры. В целом во фронтальных зонах имеется преобладающая тенденция к следующему соотношению фронтогенетических эффектов горизонтальных и вертикальных движений: при горизонтальном фронтогенезе вертикальные движения стремятся сгладить обостряющиеся температурные контрасты, развивается поперечная циркуляция по типу анафронта; при горизонтальном фронтолизе преобладает обратное направление циркуляции с опусканием теплого воздуха. Отклонения от этого правила, тесно связанные с отклонениями ветра от гео-

строфического, чаще всего наблюдаются на быстро развивающихся резких фронтах.

3. Вертикальные движения при тропосферном фронтогенезе охватывают слои большой вертикальной мощности. Эти движения приводят к деформации тропопаузы и втягиванию стратосферного воздуха в тропосферу в зоне фронта, в то время как тропосферный воздух восходит справа от оси струйного течения (на теплой стороне тропосферного фронта). В случае горизонтального фронтолиза направление вертикальных движений обратное. Этот вывод, основанный на анализе материалов наблюдений и подтвержденный теоретическими исследованиями, показывает, что тропосферный фронтогенез является важным фактором стратосферно-тропосферного обмена.

4. Основным источником энергии атмосферных вихрей синоптического масштаба — циклонов и антициклонов средних широт — на стадии их зарождения и начального роста является потенциальная энергия горизонтальных контрастов температуры. Циклоны и антициклоны возникают в результате гидродинамической неустойчивости бароклинных зон (высотных фронтальных зон). Их начальный рост обусловлен, таким образом, динамическими факторами, по терминологии Х. П. Погосяна и Н. Л. Таборовского. Свойства циклонических возмущений на начальном этапе в основном согласуются с выводами линейной теории бароклинной неустойчивости. На более поздних стадиях главную роль играют адвективные факторы (нелинейное взаимодействие полей температуры и ветра синоптических масштабов). Об этом свидетельствуют результаты спектрального анализа атмосферных движений, а также результаты моделирования циклогенеза и эволюции циклонов.

5. Адвекция атмосферных полей (нелинейные взаимодействия) обуславливает такие характерные изменения в структуре развивающихся атмосферных вихрей, как фронтогенез в ложбинах и циклонах, фронтолиз в гребнях и антициклонах, большие барические градиенты в циклонах по сравнению с антициклонами, большая ширина гребней по сравнению с ложбинами, большая скорость движения холодного фронта в сравнении с теплым, вытеснение теплого воздуха в циклонах в верхние слои, уменьшение наклона пространственных осей барических центров со временем. Все эти эффекты в принципе воспроизводятся в гидродинамических моделях посредством учета нелинейных членов уравнений без привлечения таких факторов, как агеострофичность ветра, трение, теплообмен с подстилающей поверхностью и т. д. Однако для правильного количественного описания этих эффектов и получения близкой к наблюдениям картины учет упомянутых факторов (прежде всего агеострофичности ветра) является необходимым. Имеет значение и характер бароклинной зоны, на которой возникают возмущения.

6. Внутренняя структура циклонов включает хорошо локализованные течения промежуточного масштаба, обуславливающие не-

однородную адвекцию температуры и влажности в разных частях циклона. В нижних слоях перед холодным фронтом выделяется поток наиболее теплого и влажного воздуха, который втекает в циклон с южной составляющей скорости и затем восходит над теплым фронтом. Это так называемая теплая несущая полоса, осуществляющая наиболее интенсивную адвекцию тепла и влаги. Совместное движение потоков указанного масштаба создает характерную форму облачной «запятой» циклона.

7. Неоднородности с горизонтальными масштабами от десятков до двух-трех сотен километров в полях облачности, осадков, а также температуры и скоростей воздуха на атмосферных фронтах и в циклонах имеют преимущественно вид полос, ориентированных параллельно фронтальным зонам. Системы полос развиваются на теплых и холодных фронтах (в условиях ЕТС обычно хорошо выражены две фронтальные полосы), в теплом секторе и тылу циклона. В полях температуры и ветра обнаруживаются узкие зоны повышенной бароклинности. Возникновение полосовых структур связывается с бароклиной неустойчивостью (так называемой симметричной неустойчивостью) воздуха, достигающего насыщения в результате упорядоченного подъема.

8. Проблема включения фронтов в численные прогностические схемы, имеющая большое практическое значение, исследуется в различных направлениях. Наиболее перспективным представляется непосредственное описание фронтогенеза, процессов облако- и осадкообразования на фронтах в рамках гидродинамической модели с высоким разрешением и возможно более подробным учетом физических процессов. Этот путь достаточно обоснован теоретически, поскольку показано, что такие модели способны воспроизводить все основные черты динамики фронтов.

Главным достижением последних десятилетий в области динамики фронтов и циклонов следует считать количественное выражение ее основных закономерностей. Расчеты по реальным данным, с одной стороны, теоретический анализ и численное моделирование, с другой, позволили установить определяющую роль горизонтальной адвекции в процессе тропосферного фронтогенеза, решающее значение гидродинамической неустойчивости на стадии начального роста циклонов и адвективных (нелинейных) эффектов на дальнейших этапах их эволюции. В свете этих результатов обретают новый смысл фундаментальные положения адвективно-динамической теории Х. П. Погосяна и Н. Л. Таборовского, которые еще в начале 40-х годов дали правильную качественную формулировку указанных закономерностей.

Велик вклад советских ученых в развитие исследований структуры и динамики атмосферных фронтов и циклонов. Широко известны их работы по теории гидродинамической неустойчивости (А. М. Обухов, А. С. Монин, Г. С. Голицын, С. А. Машкович, М. Б. Галин, В. П. Дымников), циклогенеза на фронтальных разделах (Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, А. А. Дородницын, Е. Н. Блинова, М. И. Юдин), фронтогенеза (А. Ф. Дюбюк, И. П. Ветлов,

В. И. Губин, Б. Я. Куценко), мезомасштабных циркуляций и упорядоченной конвекции (Н. Ф. Вельтищев, А. А. Желнин). Не меньшее значение имеют работы, в которых по материалам сетевых и специальных измерений изучается структура и эволюция высотных фронтальных зон и струйных течений (Х. П. Погосян, В. И. Воробьев, В. А. Джорджо), фронтов в тропосфере и вблизи поверхности земли (Г. Д. Зубян, А. И. Самойлов, М. А. Петросянц, Н. В. Петренко, В. А. Бугаев), мезомасштабные процессы во фронтальных зонах, структура облачных слоев и зон осадков (Е. Г. Зак, А. М. Боровиков, Л. М. Баранов, И. Н. Пономаренко, А. И. Ромов, Л. С. Минина, А. Х. Хргиан). Эти работы отличаются большой тщательностью исследования и ярко выраженной практической направленностью.

Усилия ученых различных стран, активно работающих в области теории, численного и лабораторного моделирования, анализа реальных процессов, обеспечили успешное продвижение по всем направлениям исследований. После классических работ метеорологов норвежской школы, выдающиеся результаты получены в теории гидродинамической неустойчивости атмосферных течений (Дж. Дж. Чарни, Го Сяолань, Э. Ф. Иди, Э. Лоренц) теории фронтов и фронтогенеза (А. Элиассен, П. Стоун, Б. Дж. Хоскине, Ф. П. Брезертон), эволюции внетропических вихрей (Р. Т. Уильямс, С. Е. Мудрик, Б. Дж. Хоскинс), в области исследования движений синоптического и мезомасштабов по реальным данным (Р. Дж. Рид, Ф. Сандерс, Л. Ф. Босарт, С.-К. Као, группы К. А. Браунинга и П. В. Хоббса).

Помимо метеорологических (и физических) выводов, расширяющих круг наших знаний об изучаемых явлениях, большое значение для дальнейших исследований имеют результаты методические: разработка или освоение нового эффективного аппарата решения задач или обработки данных. К наиболее крупным достижениям такого рода следует отнести в плане теории — утверждение общего подхода к анализу атмосферных процессов с позиций теории волновых движений и гидродинамической неустойчивости; в плане обработки данных — применение изэнтропического анализа, представляющего наглядный и наиболее надежный способ изучения кинематики сложных процессов в свободной атмосфере (включая вертикальные скорости), и спектрального анализа, дающего возможность изучения энергетики и взаимосвязи движений различных масштабов. Использование, помимо сетевых данных, различных специальных измерений (самолетных, радиолокационных, спутниковых, а также учащенных измерений с помощью обычных сетевых средств) и в особенности организации исследовательских полигонов и комплексных натурных экспериментов обеспечило успех многих работ в области мезометеорологии.

Богатый новыми принципиальными достижениями этап развития динамической метеорологии вооружил исследователей необходимыми средствами и дал им прочные отправные позиции для дальнейшего продвижения в изучении процессов возникновения

и эволюции фронтов и циклонов и их внутренней структуры, для решения тех задач, которые сегодня еще недостаточно разработаны либо только намечаются. Закономерности формирования фронтальных систем зрелых циклонов, динамика окклюдирования, образование циклонов на незональных потоках, генезис течений промежуточных масштабов на фронтах и в циклонах, мезомасштабные гипербароклинные зоны и квазиупорядоченные конвективные системы, многослойность фронтальной облачности — вот весьма неполный перечень тех проблем и явлений, которые предстоит исследовать в ближайшем будущем.

Трудоемкой и сложной, но первостепенной по важности задачей является приложение полученных результатов к нуждам практики метеорологического обслуживания и прежде всего к проблеме прогноза. Эта задача уже сейчас может успешно решаться в некоторых аспектах. Более того, внедрение достижений динамической метеорологии (в частности, динамики фронтов и циклонов) представляет необходимое условие дальнейшего совершенствования методов прогноза метеорологических процессов и явлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А. А., Тареев Б. А., Ульянова В. И. Бароклиная неустойчивость в двуслойной модели Кочина на бета-плоскости.—Изв. АН СССР, сер. Физика атм. и океана, 1972, 8, № 2, с. 131—141.
2. Акулиничева А. А. Методика определения упорядоченных и конвективных вертикальных скоростей по плювиографическим данным.—Труды Гидрометцентра СССР, 1969, вып. 57, с. 74—94.
3. Алибегова Ж. Д. Структура жидких осадков за короткие интервалы времени.—Л.: Гидрометеониздат, 1975.—134 с.
4. Анализ атмосферных фронтов. Сб. статей под ред. А. И. Самойлова.—М.: Гидрометеониздат, 1970.—116 с.
5. Арнольд В. И. Об условиях нелинейной устойчивости плоских стационарных криволинейных течений идеальной жидкости.—Докл. АН СССР, 1965, 162, № 5, с. 975—978.
6. Баранов А. М. Фронтальные облака и условия полетов в них.—Л.: Гидрометеониздат, 1964.—257 с.
7. Басанец Л. И., Пономаренко И. Н. Влияние северной части Карпат на эволюцию фронтальной облачности над Украиной.—Труды УкрНИГМИ, 1964, вып. 43, с. 95—105.
8. Безрукова Н. А. «Несущая полоса» в зоне холодного фронта над Европейской территорией СССР.—Труды ЦАО, 1982, вып. 148, с. 38—48.
9. Берджерон Т. Научные методы анализа и прогноза погоды.—В кн.: Атмосфера и океан в движении. М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 252—304.
10. Бетчов Р., Криминале В. Вопросы гидродинамической устойчивости.—М.: Мир, 1971.—350 с.
11. Блинова Е. Н. О зональных колебаниях поверхности разрыва Маргюлеса.—Труды ГГО, 1936, вып. 10, с. 47—61.
12. Блинова Е. Н. К теории образования циклонов.—Труды ГГО, 1938, вып. 23, с. 38—51.
13. Брылев Г. Б., Низдойминога Г. Л. Особенности пространственных характеристик радиоэха облачности и зон осадков атмосферных фронтов.—Труды ГГО, 1975, вып. 328, с. 84—94.
14. Бугаев В. А., Джорджио В. А. Планетарная высотная фронтальная зона.—Труды ЦИП, 1951, вып. 25 (52), с. 120—125.
15. Бугаев В. А., Минина Л. С. О грядовой структуре облачности.—Метеорол. и гидрол., 1957, № 5, с. 29—36.
16. Буз А. И. О роли атмосферных фронтов и некоторых циркуляционных факторов в развитии конвекции.—Метеорол. и гидрол., 1975, № 2, с. 21—30.
17. Бызова Н. Л., Матковский Б. М. Характеристики фронтальных зон в нижнем слое атмосферы по наблюдениям на высотной мачте.—Метеорол. и гидрол., 1976, № 1, с. 31—39.
18. Вейлер А. Р., Вельтишев Н. Ф. Теория облачных гряд.—Метеорол. и гидрол., 1972, № 4, с. 10—18.
19. Вельтишев Н. Ф. Ячейковая конвекция в атмосфере.—Труды Гидрометцентра СССР, 1969, вып. 50, с. 3—21.
20. Вельтишев Н. Ф., Желнин А. А. Конвективные движения в воздушном потоке, изменяющем направление с высотой.—Метеорол. и гидрол., 1976, № 4, с. 18—24.

21. Вельтищев Н. Ф., Желнин А. А. Численное моделирование конвективных течений в плоскопараллельном воздушном потоке.—Труды Гидрометцентра СССР, 1979, вып. 190, с. 86—97.
22. Ветлов И. П. Фронтогенез и преобразование высотных деформационных полей.—Труды ЦИП, 1951, вып. 20 (47).—80 с.
23. Ветлов И. П., Петренко Н. В. Осадки холодных фронтов в центральной части Европейской территории СССР в теплое время года.—Л.: Гидрометеиздат, 1955.—64 с.
24. Виноградова Л. И., Шакина Н. П. Вертикальная циркуляция в высотной фронтальной зоне над Западной Сибирью и Красноярским краем.—Метеорол. и гидрол., 1981, № 8, с. 26—31.
25. Воробьев В. И. Струйные течения в высоких и умеренных широтах.—Л.: Гидрометеиздат, 1960.—236 с.
26. Воробьев В. И. Планетарные высотные фронтальные зоны и струйные течения в северном полушарии.—Л.: Изд. ЛВИКА, 1967.—370 с.
27. Гайгеров С. С., Кастров В. Г. Аэрологическое исследование холодного вторжения 27—30/IX 1948 г.—Труды ЦАО, 1952, вып. 6, с. 42—73.
28. Галин М. Б. Об устойчивости зонального потока в атмосфере с учетом турбулентной вязкости и теплопроводности.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, 4, № 1, с. 3—13.
29. Гаргер Е. К., Киреева Н. М., Матковский Б. М. О структуре нижнего 300-метрового слоя при прохождении холодного фронта.—Метеорол. и гидрол., 1972, № 9, с. 82—92.
30. Горелик А. Г., Мельничук Ю. В. Радиолокационные исследования динамических процессов в атмосфере.—Труды ВНМС, 1963, т. 5, с. 318—325.
31. Губин В. И. К гидродинамической теории фронтогенеза.—Ташкент, Изд. АН УзССР, 1960.—143 с.
32. Джорджио В. А., Петренко Н. В. Физическая природа струйных течений в атмосфере.—Труды ТГУ, 1967, вып. 289, с. 44—97.
33. Дивинская Б. Ш., Сальман С. М. Особенности картин радиоэха облаков и осадков при различных синоптических ситуациях.—Труды ГГО, 1966, вып. 159, с. 70—78.
34. Дмитриев В. К., Макаров В. Ф., Шур Г. Н. Некоторые результаты исследования структуры полей ветра и температуры в тропической зоне Атлантики.—В кн.: ТРОПЭКС-74, I. Л.: Гидрометеиздат, 1976, с. 521—525.
35. Должанский Ф. В., Курганский М. В., Черноусько Ю. Л. Лабораторное и теоретическое исследование баротропных волн Россби во вращающемся кольцевом канале.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, 15, № 6, с. 597—608.
36. Должанский Ф. В., Голицын Г. С. Лабораторное моделирование глобальных геофизических течений (обзор).—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, № 8, с. 795—819.
37. Дородницын А. А. О бесконечно малых зональных колебаниях поверхности раздела Маргюлеса для баротропной жидкости.—Труды ГГО, 1936, 15, вып. 10, с. 62—72.
38. Дымников В. П. О развитии бароклиной неустойчивости в атмосфере с переменным параметром статической устойчивости.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 5, с. 493—500.
39. Дымников В. П. О динамике влажной атмосферы.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, 18, № 12, с. 1241—1246.
40. Дюбюк А. Ф. К вопросам о фронтогенезе и градиентном ветре.—Метеорол. и гидрол., 1938, № 8, с. 31—63.
41. Дюбюк А. Ф. К расчету осадков.—Докл. ЦИП, 1947, 1, вып. 3, с. 31—40.
42. Ефремов В. Н., Мельничук Ю. В. Исследование мезомасштабных вертикальных потоков в осадках.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, 12, № 7, с. 696—702.
43. Зак Е. Г. Фронтальные облачные системы.—Труды ЦИП, 1946, вып. 14, с. 39—108.

44. Зак Е. Г., Боровиков А. М. К вопросу об эволюции пространственной структуры и фазового состояния фронтальных облаков.— Труды ЦАО, 1952, вып. 7, с. 22—38.
45. Зубян Г. Д. Синоптико-аэрологическое исследование атмосферных фронтов.— Л.: Гидрометеониздат, 1955.— 118 с.
46. Иванов Ю. А., Ульянова В. И. Устойчивость волн Россби.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 3, с. 251—256.
47. Кибель И. А. О движениях атмосферы, при которых фронтальные поверхности, отделяющие две различные массы воздуха, испытывают конечные деформации и перемещения. Часть I.— Труды ГГО, 1936, вып. 10, с. 31—48. Часть II.— Труды ГГО, 1937, вып. 13, с. 20—31. Часть III.— Труды ГГО, 1938, вып. 28, с. 31—45.
48. Кибель И. А. Движение фронтальной поверхности в баротропной или бароклинной атмосфере.— Труды ГГО, 1937, вып. 14, с. 31—48.
49. Кибель И. А. Приложение к метеорологии уравнений механики бароклинной жидкости.— Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1940, № 5, с. 627—638.
50. Коломийцева Л. М. Фронтальные разделы в весенний период в Прибалтике.— Труды ЦАО, 1965, вып. 66, с. 100—104.
51. Кочин Н. Е. К теории атмосферных разрывов.— Геофизика и метеорология, 1925, 2, вып. 3—4, с. 233—252.
52. Кочин Н. Е. Об устойчивости поверхностей разрыва Маргулеса.— Собр. соч., изд. АН СССР, М.—Л., 1949, т. 1, с. 149—189.
53. Куценко Б. Я. Численное исследование фронтогенеза с учетом фазовых переходов.— Метеорол. и гидрол., 1981, № 9, с. 23—34.
54. Ландау Л. Д. К проблеме турбулентности.— Докл. АН СССР, 1944, 44, № 8, с. 339—344.
55. Лебедева Н. В. Вынужденная конвекция на теплом фронте.— Труды ЦИП, 1958, вып. 77, с. 42—63.
56. Леонов М. П., Кошкун М. Х. К расчету фронтогенеза.— Труды Гидрометцентра СССР, 1976, вып. 190, с. 59—65.
57. Ляхов А. А. Структура воздушных масс и бароклинные эффекты в зоне холодного фронта летом над ЕТС.— Метеорол. и гидрол., 1983, № 12, с. 20—39.
58. Ляхов А. А., Шакина Н. П., Пинус Н. З. Анализ мезомасштабной структуры атмосферных фронтов по данным учащенного зондирования.— Труды Гидрометцентра СССР, 1979, вып. 215, с. 111—124.
59. Ляхов А. А., Шакина Н. П. Мезомасштабная структура полей ветра, температуры и осадков на холодном фронте.— Труды Гидрометцентра СССР, 1980, вып. 235, с. 37—50.
60. Матвеев Ю. Л., Солдатенко С. А. Модель облачности стационарного фронта.— Метеорол. и гидрол., 1981, № 2, с. 40—48.
61. Матковский Б. М., Шакина Н. П. Мезомасштабная структура фронта окклюзии над центром ЕТС по данным специальных измерений.— Метеорол. и гидрол., 1982, № 1, с. 24—33.
62. Машкович С. А. К теории волн давления в бароклинной атмосфере.— Труды ЦИП, 1961, вып. 111, с. 13—28.
63. Минина Л. С. Практика нефанализа.— Л.: Гидрометеониздат, 1970.— 336 с.
64. Миравель А. П., Монин А. С. Геоострофическая турбулентность (обзор).— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, 16, № 10, с. 1011—1023.
65. Монин А. С. Зональные модели атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, 18, № 2, с. 115—125.
66. Морозова Л. И. Условия развития облачности в южных циклонах.— Труды Гидрометцентра СССР, 1974, вып. 136, с. 46—54.
67. Обухов А. М. Атмосфера Земли как целостная физическая система.— В кн.: Проблемы современной гидрометеорологии (сб. статей).— Л.: Гидрометеониздат, 1977, с. 46—51.
68. Обухов А. М., Должанский Ф. В. О простых моделях нелинейных взаимодействий в турбулентности и конвекции.— В кн.: Турбулентные течения.— М.: Наука, 1977, с. 24—34.

69. Орлова Е. М. Определение вертикальных скоростей конвекции и некоторых ее параметров по плювиографическим данным.— Метеорол. и гидрол., 1967, № 12, с. 33—40.
70. Пальмен Э., Ньютон Ч. Циркуляционные системы атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1973.— 615 с.
71. Пановский Г. А., Брайер Г. В. Статистические методы в метеорологии.— Л.: Гидрометеиздат, 1972.— 209 с.
72. Петросяц М. А. Фронтотенез при эволюции циклона и антициклона.— Труды ин-та матем. и механ. АН УзССР, 1955, вып. 14, с. 27—60.
73. Погосян Х. П. Адвективно-динамический анализ антициклогенеза.— Труды НИУ ГУГМС, 1943, сер. II, вып. 6, с. 22—44.
74. Погосян Х. П. К вопросу о структуре холодных фронтов.— Труды НИУ ГУГМС, 1943, сер. II, вып. 6, с. 132—142.
75. Погосян Х. П. Струйные течения в атмосфере.— Л.: Гидрометеиздат, 1960.— 184 с.
76. Погосян Х. П. Общая циркуляция атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1972.— 396 с.
77. Погосян Х. П. Циклоны.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.— 148 с.
78. Погосян Х. П., Таборовский Н. Л. Антициклогенез над Европой 18—24 августа 1938 г. в свете адвективно-динамического анализа.— Метеорол. и гидрол., 1940, № 10, с. 38—55.
79. Погосян Х. П., Таборовский Н. Л. Высотные деформационные поля и их роль в цикло- и антициклогенезе.— Метеорол. и гидрол., 1940, № 4, с. 27—42.
80. Погосян Х. П., Таборовский Н. Л. Фронты окклюзии.— Докл. ЦИП, 1947, I, вып. 4, 74—77.
81. Погосян Х. П., Таборовский Н. Л. Тропосферный и приземный фронтотенез.— Метеорол. и гидрол., 1948, № 2, с. 20—23.
82. Полежаев В. И., Власюк М. П. О ячейковой конвекции в бесконечно длинном горизонтальном слое газа, подогреваемом снизу.— Докл. АН СССР, 1970, 195, № 5, с. 1058—1061.
83. Пономаренко И. Н. Использование радиолокационных наблюдений и метеорологических спутников для анализа облакообразования и зон выпадающих осадков.— Изв. АН СССР. Физика атм. и океана, 1973, 9, № 10, с. 1014—1023.
84. Пономаренко И. Н. Современные исследования пространственной структуры атмосферных фронтов и их облачных систем.— Обнинск: Изд. ВНИИГМИ—МЦД, 1976.— 104 с.
85. Пономаренко С. И. Синоптико-аэрологические условия возникновения гроз на теплом фронте.— Труды ЦИП, 1957, вып. 60, с. 96—107.
86. Постнов А. А. Мезомасштабная структура поля ветра в зонах теплых фронтов над Европейской территорией СССР.— Метеорол. и гидрол., 1983, № 2, с. 25—31.
87. Решетов Г. Д. Облачные системы фронтов по наблюдениям с самолетов.— Труды ЦИП, 1966, вып. 157, с. 71—86.
88. Ромов А. И. Мезоструктура фронтальных осадков.— Метеорол. и гидрол., 1965, № 6, с. 19—23.
89. Ромов А. И. Численное моделирование динамики атмосферных фронтов.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, № 6, с. 590—602.
90. Ромов А. И., Богатырь Л. Ф. Влияние термичности горной местности на осадки в районе Украинских Карпат.— Труды Укр. НИГМИ, 1972, вып. 117, с. 90—102.
91. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды. Часть I.— Л.: Гидрометеиздат, 1955.— 548 с.
92. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды. Часть I.— Л.: Гидрометеиздат, 1964.— 520 с.
93. Ружейникова Ю. В. Особенности распределения осадков по территории Московской и Калужской областей.— Труды ИПГ, 1965, вып. 1, с. 68—78.
94. Садоков В. П. К учету влияния фронтальных разделов при кратко-

- срочном прогнозе давления и вертикальных скоростей.— Труды ЦИП, 1957, вып. 60, с. 14—19.
95. Скриптунова Е. Н. Начальный рост циклонических вихрей в баротропно- и бароклинно-неустойчивых слоях.— Труды Гидрометцентра СССР, 1982, вып. 260, с. 44—53.
 96. Сурмава А. А. Численное изучение движения атмосферных фронтов при помощи двуслойной баротропной модели.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, № 4, с. 347—355.
 97. Сурмава А. А. Численное моделирование развития фронтальных волн при учете влияния горных хребтов.— Изв. АН СССР. Физика атм. и океана, 1978, 14, № 4, 396—404.
 98. Таборовский Н. Л. Гидродинамическая теория бароклинной атмосферы и основные вопросы синоптической метеорологии. Труды НИУ ГУГМС, 1947, сер. 2, вып. 26.— 159 с.
 99. Тарасенко Д. А., Цитович Т. А. Данные о вертикальной структуре фронтов.— Труды ЦАО, 1965, вып. 66, с. 100—104.
 100. Температурный режим и анализ фронтов в горах/Под ред. М. А. Петросянца и С. Г. Чанышевой.— Труды САНИГМИ, 1967, вып. 31 (46).— 170 с.
 101. Трутко Т. В. Особенности летней фронтальной облачности над Европой по наблюдениям с метеорологических искусственных спутников Земли.— Труды ЦАО, 1982, вып. 148, с. 25—37.
 102. Турбулентность. Принципы и применения/Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена.— М. Мир, 1980.— 536 с.
 103. Туркетти З. Л. Анализ одного холодного вторжения.— Труды НИУ ГУГМС, сер. 2, вып. 6, 1943, с. 71—131.
 104. Успенский Б. Д. и др. Синоптико-гидродинамическая схема количественного прогноза обложных и ливневых осадков.— Труды Гидрометцентра СССР, 1976, вып. 157, с. 3—15.
 105. Хаин А. П. О влиянии скрытой теплоты конденсации на структуру циркуляции в конвективной ячейке.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, 12, № 2, с. 213—216.
 106. Ханевская И. В. Вертикальные движения воздуха в антициклонах.— Труды ЦАО, 1952, вып. 6, с. 123—155.
 107. Хргиан А. Х., Бысик Б. П. О строении атмосферных фронтов.— Метеорол. и гидрол., 1980, № 12, с. 27—30.
 108. Чаликов Д. В. Зональные модели атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, 18, № 12, 1247—1255.
 109. Шакина Н. П. Неустойчивость в атмосфере.— Метеорол. и гидрол., 1979, № 6, с. 106—112.
 110. Шакина Н. П. Оценка влияния горизонтальной и вертикальной стратификации на свойства устойчивости воздушных течений.— Труды Гидрометцентра СССР, 1980, вып. 215, с. 76—83.
 111. Шакина Н. П. Вертикальные циркуляции в струйных течениях и фронтогенез.— Метеорол. и гидрол., 1980, № 4, с. 5—12.
 112. Шур Г. Н. Самолетные исследования турбулентности в тропосфере и стратосфере при ясном небе.— В кн.: Труды Всес. конф. по вопросам метеорологического обеспечения сверхзвуковой авиации. Л.: Гидрометеониздат, 1970, с. 141—149.
 113. Юдин М. И. Предвычисление поля ветра и связанных с ним метеорологических элементов. Докл. АН СССР, 1957, 112, № 1, с. 49—52.
 114. Юдин М. И. Инвариантные величины в крупномасштабных атмосферных процессах.— Труды ГГО, 1955, вып. 55, с. 3—12.
 115. Юдин М. И. Об устойчивости фронтальных поверхностей в сжимаемой жидкости. Часть I.— Труды ГГО, 1937, вып. 18, с. 3—16. Часть II.— Труды ГГО, 1938, вып. 23, с. 18—37.
 116. Asai T., Nakasugi I. On the preferred mode of cumulus convection in a conditionally unstable atmosphere.— J. Met. Soc. Japan, 1977, 55, N 2, 151—167.
 117. Atkinson B. W., Smithson P. A. Mesoscale precipitation areas in a warm frontal wave. Mon. Weather Rev., 1978, 106, No. 2, 211—222.
 118. Austin P. M., Houze R. A. Analysis of the structure of precipitation patterns in New England. J. Appl. Met., 1972, 11, No. 66, 926—935.

119. Bennett D. A., Hoskins B. J. Conditional symmetric instability — a possible explanation for frontal rainbands. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1979, No. 446, 945—962.
120. Benwell G. R. R., Bushby F. H. A case study of frontal behaviour using a 10-level primitive equation model. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1970, 96, No. 408, 287—296.
121. Bergeron T. Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse. *Geofys. Publ.*, 1928, 5, No. 6, 111 p.
122. Bergeron T. On the physics of cloud and precipitation. *Proc. 5th Assembly, Int. Union Geod. and Geophys.*, Lisbon Paul Duport, Paris, 1935, v. 2, 156—160.
123. Bergeron T. On the physics of fronts. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 1937, 18, 265—275.
124. Bjerknes J. On the structure of moving cyclones.—*Geofys. Publ. Kra.*, 1919, v. 1, N 2, 8 p.
125. Bjerknes J., Godske C. L. On the theory of cyclone formation at extra-tropical fronts.—*Astrophys. Norv.*, 1936, v. 5, N 6, p. 199—235.
126. Bjerknes V. On the dynamics of circular vortex with applications to the atmosphere and atmospheric vortex and wave motions.—*Geofys. Publ. Kra.*, 1922, v. 2, N 4, p. 88.
127. Bjerknes V. Die Atmosphäre als zirkularer Wirbel. *Wellentheorie der Zyk-lonen und Antizyk-lonen.*—*Beitr. Phys. Freien Atmos.*, Leipzig, 1922. Sonder-heft (Ergebnisse d. är. Tagg. 1921), 1922, S. 5—18.
128. Blumen W. Unstable nonlinear evolution of an Eady wave in time-depen-dent basic flows and frontogenesis.—*J. Atmos. Sci.*, 1979, v. 36, N 1, p. 3—11.
129. Blumen W. A comparison between the Hoskins-Bretherton model of fronto-genesis and the analysis of an intense surface frontal zone.—*J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 37, N 1, p. 64—77.
130. Bosart L. F. Mid-tropospheric frontogenesis.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1970, v. 96, N 409, p. 442—471.
131. Bretherton F. P. Baroclinic instability and the short wavelength cutoff on terms of potential vorticity.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1966, v. 92, N 393, p. 335—345.
132. Browning K. A. Mesoscale structure of rain systems in the British Isles.—*J. Meteorol. Soc. Japan*, II, 1974, v. 52, N 3, p. 314—327.
133. Browning K. A., Harrold T. W. Air motion and precipitation growth in a wave depression.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1969, v. 95, N 404, p. 288—309.
134. Browning K. A., Harrold T. W., Starr J. R. Richardson number limited shear zones in the free atmosphere. *Quart. J. Meteorol. Soc.*, 1970, 96, No. 407, 40—49.
135. Browning K. A., Hill F. F., Pardoe C. W. Structure and mechanism of precipitation and the effect of orography in a wintertime warm sector.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1974, v. 100, p. 309—330.
136. Browning K. A., Pardoe C. W. Structure of low level jet streams ahead of mid-latitude cold fronts.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1973, v. 99, N 422, p. 619—638.
137. Bushby F. H., Timpson M. S. A 10-level model and frontal rainfall.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1967, v. 93, N 395, p. 1—17.
138. Buzzi A., Nanni T., Tagliazucca M. Mid-tropospheric frontal zones: numerical experiments with an isentropic coordinate primitive equation model.—*Arch. Meteorol., Geophys., Bioklim.*, 1977, A. Bd. 26, N 2—3, p. 155—178.
139. Carlson T. N. Airflow through midlatitude cyclones and the comma cloud pattern.—*Mon. Weather Rev.*, 1980, v. 108, N 10, p. 1498—1509.
140. Charney J. G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly cur-rents.—*J. Meteorol.*, 1947, v. 4, N 5, p. 135—162.
141. Charney J. G. Some remaining problems in numerical weather prediction.—*Adv. in Numer. Weather Prediction*, Hartford, Travellers Res. Center, Inc., 1967, p. 61—70.
142. Charney J. G., Stern M. E. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere.—*J. Atmos. Sci.*, 1962, v. 19, p. 159—172.

143. Coaker S. A. The stability of a Rossby wave.—*Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.*, 1977, v. 9, N 1, p. 1—17.
144. Danielsen E. F. Stratospheric-tropospheric exchange based on radio-activity, ozone and potential vorticity.—*J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, N 3, p. 502—518.
145. Davey M. K. Baroclinic instability in a fluid with three layers.—*J. Atmos. Sci.*, 1977, v. 34, N 8, p. 1224—1234.
146. Dettwiller J. W., Changnon S. A., Jr. Possible urban effects on maximum daily rainfall at Paris, St. Louis and Chicago.—*J. Appl. Meteorol.*, 1976, v. 15, N 5, p. 517—519.
147. Drazin P. G., Howard L. N. Hydrodynamic stability of parallel flow of inviscid fluid.—*Adv. Appl. Mech.*, 1966, v. 9, 387 p.
148. Eady E. T. Long waves and cyclone waves.—*Tellus*, 1949, v. 1, N 3, p. 35—52.
149. Eliassen E. On the initial development of frontal wave.—*Publ. Danske Meteor. Inst.*, 1960, N 13, p. 107.
150. Eliassen A. On the formation of fronts in the atmosphere.—*Atm. and Sea in Motion. Sci. Contrib. to the Rossby Memorial Volume*. N. Y., Rockefeller Inst. Press, 1959, p. 277—287.
151. Eliassen A. On the vertical circulation in frontal zones.—*Geofys. Publ.*, 1962, v. 24, N 4, p. 147—160.
152. Elliott R. D., Hovind E. L. On the convection bands within Pacific coast storms and their relation to storm structure.—*J. Appl. Meteorol.*, 1964, v. 3, N 1, p. 143—154.
153. Emanuel K. E. Inertial stability and mesoscale convective systems. Part I: Linear theory of inertial instability in rotating viscous fluids.—*J. Atmos. Sci.*, 1979, v. 36, N 12, p. 2425—2449.
154. Fallor A. J. A demonstration of fronts and frontal waves in atmospheric models.—*J. Meteorol.*, 1956, v. 13, N 1, p. 1—4.
155. Fjortoft R. On the integration of a system of geostrophically balanced prognostic equations.—*Proc. Intern. Symposium on Numerical Weather Prediction*. Meteorol. Soc. Japan, Tokyo, 1962, p. 153—159.
156. Fjortoft R. Application of integral theorems in deriving criteria of stability for laminar flows and baroclinic circular vortex.—*Geofys. Publ.*, 1950, v. 17, N 6, p. 1—52.
157. Frederiksen J. S. The effects of long planetary waves on the regions of cyclogenesis: linear theory.—*J. Atmos. Sci.*, 1979, v. 36, N 2, p. 195—204.
158. Fujita T. Tornado and downbursts in the context of generalized planetary scales.—*J. Atmos. Sci.*, v. 38, N 8, p. 1511—1534.
159. Gall R. The effects of released latent heat in growing baroclinic waves.—*J. Atmos. Sci.*, 1976, v. 33, N 9, p. 1686—1700.
160. Gammelsrød T. Instability of Couette flow in a rotating fluid and origin of Langmuir circulations.—*J. Geophys. Res.*, 1975, v. 80, N 33, p. 5069—5075.
161. Gidel L. T. Simulation of the differences and similarities of warm and cold surface frontogenesis.—*J. Geophys. Res.*, 1978, C 83, N 2, p. 915—928.
162. Grammeltdt A. Numerical simulation of the motion of atmospheric fronts using two-layer model.—*Tellus*, 1970, v. 22, N 6, p. 627—637.
163. Green J. S. A problem in baroclinic stability.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1964, v. 86, N 368, p. 237—251.
164. Green J. S., Ludlam F. H., McIlveen J. F. R. Isentropic relative-flow analysis and a parcel theory.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1966, v. 92, N 392, p. 210—219.
165. Harper W. G., Beimers J. E. D. Movement of precipitation belts.—*Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1958, v. 84, N 361, p. 242—249.
166. Hathaway D. H., Toomre J., Gilman P. A. Convective instability when the temperature gradients and rotation vector are oblique to gravity. I. Fluids without diffusion.—*Geophys., Astrophys., Fluid Dynam.*, 1979, v. 13, p. 289—316.
167. Hathaway D. H., Toomre J., Gilman P. A. Convective instability when the temperature gradients and rotation vectors are oblique to gravity. II. Real fluids with effects of diffusion.—*Geophys., Astrophys., Fluid Dynam.*, 1980, v. 15, N 1—2, 7—37.

168. Hide R., Mason P. J. Sloping convection in a rotating fluid.— *Adv. Physics*, 1975, v. 24, N 1, p. 47—100.
169. Hill F. F., Browning K. A. Persistence and orographic modulation of mesoscale precipitation in a potentially unstable warm sector.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1979, v. 105, N 444, p. 57—70.
170. Hobbs P. V. Organization and structure of clouds and precipitation on the mesoscale and microscale in cyclonic storms.— *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 1978, v. 16, N 4, p. 741—755.
171. Hobbs P. V., Biswas K. R. The cellular structure of narrow cold-frontal rainbands.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1979, v. 105, N 445, p. 723—727.
172. Hobbs P. V., Houze R. A., Jr., Mateika T. J. The dynamical and microphysical structure of an occluded frontal system and its modification by orography.— *J. Atmos. Sci.*, 1975, v. 32, N 8, p. 1542—1562.
173. Holmboe J. The growth of a young frontal wave.— *Tellus*, 1966, v. 18, N 4, p. 830—837.
174. Hoskins B. J. Atmospheric frontogenesis models: some solutions.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1971, v. 97, N 412, p. 139—153.
175. Hoskins B. J. Non-Boussinesq effects and further development in a model of upper atmospheric frontogenesis.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1972, v. 98, N 417, p. 532—541.
176. Hoskins B. J. Stability of the Rossby-Haurwitz wave.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1973, v. 99, N 422, p. 723—745.
177. Hoskins B. J. The role of potential vorticity in symmetric stability and instability.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1974, v. 100, N 425, p. 480—482.
178. Hoskins B. J. The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations.— *J. Atmos. Sci.*, 1975, v. 32, N 2, p. 233—242.
179. Hoskins B. J. Baroclinic waves and frontogenesis. Part I. Introduction and Eady waves.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1976, v. 102, N 431, p. 103—122.
180. Hoskins B. J., Bretherton F. P. Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solutions.— *J. Atmos. Sci.*, 1972, v. 29, N 1, p. 11—37.
181. Hoskins B. J., Draghici I. The forcing of ageostrophic motion according to the semi-geostrophic equations and in an isentropic coordinate model.— *J. Atmos. Sci.*, 1977, v. 34, N 12, p. 1859—1867.
182. Hoskins B. J., Heckley W. A. Cold and warm fronts in baroclinic waves.— *Quart. J. Meteorol. Soc.*, 1981, v. 107, N 451, p. 79—91.
183. Hoskins B. J., Draghiči I., Davies H. C. A new look at the ω -equation.— *Quart. J. Meteorol. Soc.*, 1978, 104, p. 31—38.
184. James P. K., Browning K. A. Mesoscale structure of line convection at surface cold fronts.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1979, v. 105, N 444, p. 371—382.
185. Jones S. Rossby wave interactions and instabilities in a rotating, two-layer fluid on a beta-plane. Part II. Stability.— *Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn.*, 1979, v. 12, N 1—2, p. 1—33.
186. Kao S. K., Chi C. N. Mechanism for the growth and decay of long- and synoptic-scale waves in the mid-stratosphere.— *J. Atmos. Sci.*, 1978, 35, N 8, p. 1375—1387.
187. Kao S. K., Lee H. N. The nonlinear interactions and maintenance of the large-scale moving waves in the atmosphere.— *J. Atmos. Sci.*, 1977, v. 34, N 3, p. 471—485.
188. Kasahara A., Isaacson E., Stoker J. J. Numerical studies of frontal motion in the atmosphere.— *Tellus*, 1965, v. 3, N 3, p. 261—276.
189. Kasahara A., Rao D. B. Instability of frontal motions in the atmosphere.— *J. Atmos. Sci.*, 1972, v. 29, N 6, p. 1090—1108.
190. Keyser D., Shapiro M. A., Perkey D. J. An examination of frontal structure in a fine-mesh primitive equation model for numerical weather prediction.— *Mon. Weather Rev.*, 1978, v. 106, N 8, p. 1112—1124.
191. Kitade T. A numerical study of three-dimensional Benard convection. Part II. On the preferred horizontal plane form.— *J. Meteorol. Soc. Japan*, 1975, II, 53, N 5, p. 277—284.

192. Kreitzberg C. W., Brown H. A. Mesoscale weather systems within an occlusion.— *J. Appl. Meteorol.*, 1970, v. 9, N 3, p. 417—432.
193. Kuettner J. P. Cloud bands in the Earth's atmosphere. Observations and theory.— *Tellus*, 1971, v. 23, N 4—5, p. 404—426.
194. Kuo H.-L. Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere.— *J. Meteorol.*, 1949, v. 6, N 2, 105—122.
195. Kuo H.-L. Three-dimensional disturbances in a baroclinic zonal current.— *J. Meteorol.*, 1952, v. 9, N 4, p. 260—278.
196. Kuo H.-L. Baroclinic instabilities of linear and jet profiles in the atmosphere.— *J. Atmos. Sci.*, 1979, v. 36, N 12, p. 2360—2378.
197. Lau N.-C. The structure and energetics of transient disturbances in the Northern Hemisphere wintertime circulation.— *J. Atmos. Sci.*, 1979, v. 36, N 5, p. 982—995.
198. Lindzen R. S., Farrell B. A simple approximate result for the maximum growth rate of baroclinic instabilities.— *J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 32, N 7, p. 1648—1654.
199. Lipps F. B. Numerical simulation of three-dimensional Bénard convection in air.— *J. Fluid Mech.*, 1976, 75, Pt 1, p. 113—148.
200. Lorenz E. N. Available potential energy and the maintenance of the general circulation.— *Tellus*, 1955, v. 7, N 2, p. 157—167.
201. Lorenz E. N. Barotropic instability of Rossby wave motion.— *J. Atmos. Sci.*, 1972, v. 29, N 2, p. 258—264.
202. Lyakhov A. A., Shakina N. P. Mesoscale structure of atmospheric fronts in the European part of the USSR.— *Proc. IAMAP Symposium. Hamburg, 25—28 August 1981 (ESA-SP-165. June 1981)*, p. 387—392.
203. Manton M. J. Penetrative convection due to a field of thermals.— *J. Atmos. Sci.*, 1976, v. 32, N 12, p. 2272—2277.
204. Margules M. Über Temperaturschichtung in a stationär bewegter und in ruhender Luft.— *Hann-Band der Met. Zeitschr.*, 1906, p. 243—254.
205. Marshall J. S. Precipitation trajectories and patterns.— *J. Meteorol.*, 1953, v. 10, N 1, p. 25—29.
206. Maslowe S. A. Weakly nonlinear stability theory of stratified shear flows.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1977, v. 103, N 438, p. 769—784.
207. McIntyre M. E. Diffusive destabilization of the baroclinic circular vortex.— *Geophys. Fluid Dyn.*, 1970, N 1, p. 19—57.
208. Merkin L., Israeli M. The stability of a stationary Rossby wave in a baroclinic zonal flow.— *J. Atmos. Sci.*, 1978, v. 35, N 8, p. 1388—1394.
209. Miller J. E. On the concept of frontogenesis.— *J. Meteorol.*, 1948, v. 5, N 4, p. 169—171.
210. Mishra S. K., Salvekar P. S. Role of baroclinic instability in the development of monsoon disturbances.— *J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 37, N 2, p. 383—394.
211. Mokashi R. J. Barotropic instability of zonal flow in the Indian region.— *Indian J. Meteorol., Hydrol. and Geophys.*, 1976, v. 27, N 4, p. 446—447.
212. Mudrick S. E. A numerical study of frontogenesis.— *J. Atmos. Sci.*, 1974, v. 31, N 4, p. 869—892.
213. Mullen S. L. An investigation of small synoptic-scale cyclones in polar air streams.— *Mon. Weather Rev.*, 1979, v. 107, N 12, p. 1636—1647.
214. Newton C. W. Frontogenesis and frontolysis as a three-dimensional process.— *J. Meteorol.*, 1954, v. 11, N 6, p. 449—461.
215. Niehaus M. C. W. Instability of non-zonal baroclinic flows.— *J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 37, N 7, p. 1447—1463.
216. Niehaus M. C. W. Instability of non-zonal baroclinic flows: multiple-scale analysis.— *J. Atmos. Sci.*, 1981, v. 38, N 5, p. 974—987.
217. Omoto Y. On pre-frontal precipitation zones in the United States.— *J. Meteorol. Soc. Japan*, 1965, v. 43, N 6, p. 310—330.
218. Orlanski I. Instability of frontal waves.— *J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, N 2, p. 178—200.
219. Orlanski I. A rational subdivision of scales for atmospheric properties.— *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 1975, v. 56, N 5, p. 527—530.
220. Pedlosky J. The stability of currents in the atmosphere and ocean: Part I.— *J. Atmos. Sci.*, 1964, v. 21, N 2, p. 201—219.

221. Pedlosky J., Frenzen C. Chaotic and periodic behavior of finite-amplitude baroclinic waves.— *J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 37, N 6, p. 1177—1196.
222. Pellew A., Southwell R. V. On maintained convective motion in a fluid heated from below.— *Proc. Roy. Soc. London*, 1940, A 176, N 1, p. 312—343.
223. Peterson V. L., Balsley B. B. Clear air radar measurements of the vertical component of wind velocity in the troposphere and stratosphere.— *Geophys. Res. Lett.*, 1979, v. 6, N 12, p. 933—944.
224. Petterssen S. Contribution to the theory of frontogenesis.— *Geofys. Publ.*, 1936, v. 11, N 6, p. 27.
225. Petterssen S. Some aspects of the general circulation of the atmosphere.— *Roy. Meteorol. Soc. Centenary Proc.*, 1950, p. 120—155.
226. Phillips N. A. Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model.— *Tellus*, 1954, v. 6, N 3, p. 273—286.
227. Plumb R. A. The stability of small amplitude Rossby waves in a channel.— *J. Fluid Mech.*, 1977, v. 80, N 4, p. 705—720.
228. Rao D. B., Fritsh L. M. A numerical study of development of frontal motions.— *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklim.*, Ser. A, 1971, v. 20, N 4, p. 301—320.
229. Rayleigh O. M. On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the underside.— *Phil. Mag.*, 1916, Ser. 6, 32, p. 529—546.
230. Reed R. J. A study of a characteristic type of upper level frontogenesis.— *J. Meteorol.*, 1955, v. 12, N 3, p. 226—237.
231. Reed R. J. Cyclogenesis in polar air streams.— *Mon. Weather Rev.*, 1979, v. 107, N 1, p. 38—52.
232. Reed R. J., Danielsen E. F. Fronts in the vicinity of the tropopause.— *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklim.*, Ser. A, 1959, v. 8, N 1, p. 1—17.
233. Reed R. J., Sanders F. An investigation of the development of a mid-tropospheric frontal zone and its associated vorticity field.— *J. Meteorol.*, 1953, v. 10, N 5, p. 338—350.
234. Ross B. B., Orlanski I. The circulation associated with a cold front Part II. Moist case.— *J. Atmos. Sci.*, 1978, v. 35, N 3, p. 445—465.
235. Rossby C. G. On the origin of travelling discontinuities in the atmosphere.— *Geogr. Ann.*, 1924, 6, p. 180.
236. Saltzman B., Tang C.-M. Analytical study of the evolution of an amplifying baroclinic wave. Pt. I.— *J. Atmos. Sci.*, 1972, v. 29, N 3, 427—444; Pt. II.— *J. Atmos. Sci.*, 1975, v. 32, N 2, p. 243—259.
237. Sanders F. Investigation of the structure and dynamics of an intense surface frontal zone.— *J. Meteorol.*, 1955, v. 12, N 6, p. 542—552.
238. Sansom H. W. A study of cold fronts over the British Isles.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1951, v. 77, N 331, p. 96—120.
239. Sawyer J. S. Dynamical aspects of some simple frontal models.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1952, v. 78, N 336, p. 170—178.
240. Sawyer J. S. The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis.— *Proc. Roy. Soc.*, Ser. A, 1956, v. 234, N 1198, p. 346—362.
241. Shapiro M. A. A numerical simulation of upper level frontogenesis with a 20-level isentropic coordinate primitive equation model.— *Mon. Weather Rev.*, 1975, v. 103, N 7, p. 591—604.
242. Shapiro M. A. Further evidence of the mesoscale and turbulent structure of upper level jet stream-frontal zone systems.— *Mon. Weather Rev.*, 1978, v. 106, N 8, p. 1110—1111.
243. Shapiro M. A., Reiter E. R., Cadle R. D., Sedlacek W. A. Vertical mass- and trace consistent transports in the vicinity of jet streams.— *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol.*, 1980, B 28, N 3, p. 193—206.
244. Shirer H. N. Bifurcation and stability in a model of moist convection in a shearing environment.— *J. Atmos. Sci.*, 1980, v. 37, N 7, p. 1586—1602.

245. Simmons A. J., Hoskins B. J. The downstream and upstream development of unstable baroclinic waves.—*J. Atmos. Sci.*, 1979, v. 36, N 7, p. 1239—1254.
246. Solberg H. Integrationen der atmosphärischen Störungsgleichungen.—*Geophys. Publ.*, 1928, Bd 5, N 9.—120 p.
247. Solberg H. Das Zyklonenproblem.—*Proc. 3d Internat. Conf. Appl. Mech.*, Stockholm, 1930, p. 121—131.
248. Solberg H. Schwingungen und Wellenbewegungen in einer Atmosphäre mit nach oben abnehmender Temperatur.—*Astrophys. Norv.*, 1932, v. 2, N 2, p. 123—172.
249. Staley D. O. Evaluation of potential-vorticity changes near the tropopause and the related vertical motions, vertical advection of vorticity, and transfer of radioactive debris from stratosphere to tropopause.—*J. Meteorol.*, 1960, N 6, p. 591—620.
250. Staley D. O., Gall R. L. On the wavelength of maximum baroclinic instability.—*J. Atmos. Sci.*, 1977, v. 34, N 11, p. 1679—1688.
251. Stone P. H. Frontogenesis by horizontal wind deformation fields.—*J. Atmos. Sci.*, 1966, v. 23, N 5, p. 455—465.
252. Stone P. H. The meridional structure of baroclinic waves.—*J. Atmos. Sci.*, 1969, v. 26, N 3, p. 376—389.
253. Stone P. H. On nongeostrophic baroclinic stability. Part II.—*J. Atmos. Sci.*, 1970, v. 27, N 5, p. 721—726.
254. Stone P. H. Baroclinic instability under non-hydrostatic conditions.—*J. Fluid Mech.*, 1971, 45, p. 659—672.
255. Sundström A. Stability theorems for the barotropic vorticity equations.—*Mon. Weather Rev.*, 1969, v. 97, N 4, p. 340—345.
256. Tang C.-M. On the instability of a three-layer atmosphere with an isentropic stratosphere.—*Tellus*, 1972, v. 24, N 4, p. 293—299.
257. Tsay C.-Y., Kao S.-K. Linear and nonlinear contributions to the growth and decay of the large-scale atmospheric waves and jet streams.—*Tellus*, 1978, v. 30, N 1, p. 1—14.
258. Turkel E. Frontal motions in the atmosphere.—*Tellus*, 1974, v. 26, N 6, p. 630—637.
259. Vitek V. A simple model of certain type of frontal wave in the atmosphere.—*Tellus*, 1969, v. 5, N 21, p. 724—735.
260. Weber J. E. A note on symmetric instability of stratified geostrophic flow.—*Scr. Rept. Norske Meteorol. Inst.*, 1978, N 17, p. 1—25.
261. Wiin-Nielsen A. On baroclinic instability as a function of the vertical profile of the zonal wind.—*Mon. Weather Rev.*, 1967, v. 95, N 11, p. 733—739.
262. Williams R. T. Atmospheric frontogenesis: a numerical experiment.—*J. Atmos. Sci.*, 1967, v. 24, N 6, p. 627—641.
263. Williams R. T. Quasi-geostrophic versus non-geostrophic frontogenesis.—*J. Atmos. Sci.*, 1972, v. 29, N 1, p. 3—10.
264. Williams R. T. Numerical simulation of steady-state front.—*J. Atmos. Sci.*, 1974, v. 31, N 5, p. 1286—1296.
265. Williams R. T., Plotkin J. Quasi-geostrophic frontogenesis.—*J. Atmos. Sci.*, 1968, v. 25, N 2, p. 201—206.
266. Wikham P. G. Some examples of the rainfall forecasts produced by fine-mesh version of the 10-level model.—*Meteorol. Mag.*, 1974, v. 103, N 1225, p. 209—224.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсолютный момент частицы** 45, 71
Адвективно-динамическая теория 11, 97, 98, 244
Амплитудная функция 116, 128, 143
Анафронт 25, 28, 42, 93, 190, 201, 242
Ана-катафронт 28
- Бароклинная зона** 23, 42, 99, 168, 197, 199, 201, 243
Бароклинность 7, 46, 133, 141, 174, 223, 224, 229, 232, 234, 240
Бесконечно малые (инфинитезимальные) возмущения 101, 108, 115, 228, 235
Бета-эффект (β -эффект) 135, 176
Бюджет энергии 9, 114
- Валовая форма конвекции** 223
Возмущения конечных амплитуд 108, 109, 142, 143
Волновая теория циклогенеза 96—98
Волны Гаурвица 118
— гравитационно-инерциальные (колебания) 44
— гравитационные 156, 182, 183
— Грина 105
— Иди 132, 136, 150—152, 164
— нейтральные 117, 119, 121
— планетарные 105, 175—178, 181
— Россби 118, 175, 176
Высотная фронтальная зона 6, 7, 11, 15—23, 26, 79, 166, 243, 245
Вязкость 86, 95, 106, 132, 138, 226, 228
- Генерация завихренности** 83, 84
Геострофическая турбулентность 111
Гипербароклинная зона 185, 197, 146, 244
- Деформационное поле** 8, 10, 12—14, 31, 32, 49, 56, 59, 65, 70, 86, 94, 112, 151, 181
Деформация скорости 32, 86
Дисперсионное соотношение 103, 227
Доступная потенциальная энергия 8—11, 112, 114, 141, 179
- Жесткое возбуждение** 109
- Задерживающий слой** 198, 203
Закон Колмогорова—Обухова 217
- Изэнтропическая поверхность** 18, 23, 124, 152, 168, 194, 195
Изэнтропический анализ 15, 18, 19, 23, 79, 93, 187, 189, 212
— относительных скоростей 187
Изэнтропические координаты 35, 112, 152, 160, 161, 180
Инверсия (температуры) 89—90, 107, 195, 223
- Каскадная передача энергии** 218
Катафронт 26, 28, 42, 49, 93
Квазигеострофическое приближение 14, 43, 56, 94, 162
Кинетическая энергия 8—10, 112, 114, 124, 130, 223
Когерентность 217, 220
Конвективное приспособление 92
Конвекция 92, 93, 201, 205, 207, 208, 221, 223, 238, 241
— упорядоченная 222
— целлюлярная 222, 232
Конвергенция течения 13
Координата геострофическая 73, 76, 79, 112, 148, 152, 158
Координаты натуральные 154
Коэффициент турбулентного обмена (турбулентности) 87—89
- Критерий бароклинной неустойчивости** 102, 106, 113, 177, 178
— баротропной неустойчивости (теорема Го) 101, 120
— неустойчивости типа Кельвина—Гельмгольца 70, 85
— — фронтального раздела (критерий Кочина) 96, 171
— симметричной неустойчивости 228, 229
— Филиппа 103, 177
Кросс-спектральная амплитуда 216
Кросс-спектральный анализ 219
- Лабораторное моделирование циклогенеза** 100
Линия нулевой адвекции 55, 56, 193
— шквалов 183, 209, 222
- Макромасштаб** 183, 184, 239
Мезомасштаб 182—184
Микромасштаб 182, 183, 239
Мягкое возбуждение 109
- Наклонная конвекция** 109, 124
Нелинейные режимы 108, 110, 114, 235
— — мерцаний (качаний) 110, 222, 236
— — нерегулярные 111, 222
— — регулярные 110, 111, 114
— — симметричные 109
— — стационарных волн (ячеек) 110, 222, 223, 236
Несущая полоса 185, 189—190
— теплая 189—191, 195, 200, 204, 210, 224, 237, 239, 244
— — холодная 192, 239
Неустойчивость бароклинная 4, 98, 99, 100, 107, 109—111, 125, 135, 136, 139, 141, 142, 159, 170, 178, 218, 240, 243, 244
— баротропная 4, 99, 100, 107, 115, 124, 136, 138, 142, 170, 179
— гидродинамическая 3, 4, 85, 96, 115, 178, 222, 243, 245
— типа Кельвина—Гельмгольца 70, 85, 224
— комбинированная (баротропно-бароклиная) 4, 99, 170
— конвективная (статическая) 218, 221, 222, 224, 240
— по Ляпунову 108
— потенциальная 207, 239, 240
— типа Рэлея 117, 171, 176
— сдвиговая 86
— симметричная 223—225, 232, 240, 244
— условная 2-го рода (CISK)
— условная симметричная 236
—, необходимые условия (см. критерии)
Нормальные моды (элементарные волны) 101, 108
- Облачные канаты** 237
— полосы 225, 228, 236, 240
— улицы 211
Объективный анализ фронтов 92
Опускание тропопаузы 79, 82—84, 93, 167
Орография 92, 93, 238, 241
Отсечение неустойчивых волн коротковолновые 101, 131, 140, 177
— — — длинноволновые 101, 136
- Параметризация облако- и осадкообразования** 93, 96
— подсеточной конвекции 92, 93, 96
— приземного слоя 88
— топографии 92, 95
Плавуность 162, 184
Планетарная высотная фронтальная зона 15, 17
Пограничный слой 13, 43, 86, 90, 135, 190, 195, 196, 226

Полосовые структуры 185, 211, 212, 221, 222, 232, 234, 235, 240
 Полосы осадков 207, 212—214, 221, 224, 240
 — зафронтальные 208
 — теплового сектора 208, 209
 — теплового фронта 208, 240
 — холодного фронта 208, 210, 211, 240
 Поперечная циркуляция 42, 43, 48, 49, 94, 242
 Потенциал Монтгомери (см. тж. статическая энергия) 161
 Потенциально-неустойчивый слой 209
 Потенциальный вихрь квазигеострофический 59, 69, 102, 154
 — — Эртеля 18, 19, 69, 102
 Предфронтальное потепление 200, 212
 — похолодание 196, 197, 200
 Приближение Буссинеска 57, 68, 74, 79, 125, 148
 — геострофического момента 154, 156
 Промежуточный масштаб 184, 188, 221, 239, 240, 241, 243
 Псевдоплотность 67
 Псевдофронт 14, 66, 78, 94, 163, 181, 242
 Псевдочастота Брента—Вяйсяля 148

Радиус деформации Россби 182
 Районы наиболее вероятного циклогенеза 178
 Регенерация циклона 202

Сжимаемость (воздуха) 84, 85
 Слой Экмана 86, 231
 Соотношения псевдосохранения 153, 154, 156
 Спектр временной 217, 219
 — доступной потенциальной энергии 8, 9
 — кинетической энергии 8, 9
 — неустойчивых волн (неустойчивости) 103, 107, 131, 138, 140
 — пространственный 217
 Спектральная плотность 216
 Статическая энергия 161, 196
 Струйное течение (струя) 12, 17, 18, 23, 54, 79, 83, 93, 107, 122, 142, 146, 165, 181, 242, 243, 245
 — — нижних уровней 27, 163, 185, 190, 210
 Сухой поток 193, 197, 201

Телескопизация 92
 Теорема о циркуляции 71—72
 — Сквайра 130
 — сравнения Штурма 118
 Теория подобия Монина—Обухова 87
 Теплая ось 189
 Теплопроводность 86, 95, 226
 Термический ветер 14, 51, 57, 73, 105, 127, 147, 223, 227

Тропопауза 17, 26, 79—83, 106, 133, 165
 Турбулентность 183, 186, 217
 — термическая 222, 236
 — ясного неба 85, 86, 183
 Турбулентный обмен (перемешивание) 78, 86, 87, 89—91, 95, 106, 226, 229, 235, 241

Уровень ведущего потока 130, 134, 152
 — критический 104
 Условия на свободных границах 227, 230, 232
 — прилипания 230, 232

Фазовые переходы (воды) 13, 15, 87, 90, 105, 106, 138, 242
 Фазовый угол 216
 Формула Гаурвица 118
 — Россби 118
 Фронт вторичный 199, 211
 — как поверхность раздела 4, 7, 92, 95, 98, 170, 181
 — мезомасштабный 202, 203
 — окклюзии 195, 197, 199, 201—203
 — теплый 26—28, 200, 201, 205
 — холодный 26—28, 190, 198, 205, 225, 237
 Фронтотенез в бароклинических волнах (возмущениях) 56, 112, 142
 — индивидуальный 11, 29—31, 35
 — локальный 11, 29, 35—37
 Фронтотенетическая функция 30, 37, 38, 41, 42, 53, 94
 Функция Экснера 161

Циркуляция Гадлея 109, 223
 — Лэнгмюра 225
 — термически обратная (непрямая) 12, 20, 26, 40, 43, 49, 54, 84
 — — прямая 22, 26, 40, 43, 54, 63, 77, 85, 190
 — Ферреля 146

Частота Брента—Вяйсяля 51, 227
 Число Прандтля 229
 — Рейнольдса 229
 — Ричардсона 70, 85, 128, 133, 139, 171, 172, 224, 228, 232
 — Россби 109, 151, 153, 154, 171, 172, 223, 224, 228
 — Рэлея 222, 232, 234
 — Тэйлора 234
 — Фруда 176

Шквал 183, 205, 209, 222

Энтропия 125

Ячейка конвективная 206—209
 Ячейки генерирующие 208, 209, 211, 240

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абрамов А. А. 247
Акулиничева А. А. 247
Алибегова Ж. Д. 247
Арнольд В. И. 108
Асаи Т. (Asai T.) 251
Аткинсон Б. (Atkinson B. W.) 206, 232, 251

Баймерс Дж. (Beimers J. E. D.) 253
Баранов А. М. 247
Басанец Л. И. 247
Безрукова Н. А. 247
Беннеттс Д. (Bennetts D. A.) 236, 252
Бенуэлл Дж. (Benwell J. R. R.) 92, 252
Берджерон Т. (Bergeron T.) 10, 14, 28, 94, 96, 97, 209, 247, 252
Бетчов Р. 247
Блинова Е. Н. 4, 171, 244, 247
Блюмен У. (Blumen W.) 252
Богатырь Л. Ф. 250
Болсли Б. (Balsley B. B.) 256
Боровиков А. М. 245, 249
Босарт Л. (Bosart L. E.) 41, 167, 245, 252
Брайер Г. В. 250
Браун Х. (Brown H. A.) 255
Браунинг К. (Browning K. A.) 189, 190, 206, 207, 245, 252, 254
Брезертон Ф. П. (Bretherton F. P.) 4, 67, 71, 102, 245, 252, 254
Брылев Г. Б. 247
Бугаев В. А. 15, 245, 247
Буз А. И. 247
Буцци А. (Buzzi A.) 252
Бушби Ф. (Bushby F. H.) 92, 252
Бузова Н. Л. 27, 247
Бьеркнес В. (Bjerknes V.) 3, 96, 170, 252
Бьеркнес Я. (Bjerknes J.) 3, 97, 252

Вебер Дж. (Weber J. E.) 257
Вейлер А. Р. 247
Вельтишев Н. Ф. 236, 245, 247, 248
Ветлов И. П. 11, 32, 33, 188, 244, 248
Винн-Нильсен А. (Wiin-Nielsen A.) 257
Виноградова Л. И. 248
Витек В. (Vitek V.) 257
Власюк М. П. 250
Воробьев В. И. 15, 17, 245, 248

Гайгеров С. С. 248
Гайдл Л. (Gidel L. T.) 253
Галин М. Б. 106, 244, 248
Гаммельсрод Т. (Gammelsrod T.) 253
Гаргер Е. К. 248
Го Сюань (Kuo H.-L.) 4, 99, 101, 103, 104, 115, 136, 138, 145, 255
Говард Л. (Howard L. N.) 253
Годске К. (Godske C. L.) 97, 252
Голицын Г. С. 244, 248
Голл Р. (Gall R.) 253, 257
Горелик А. Г. 248
Граммельтведт А. (Grammeltvedt A.) 174, 253
Грин Дж. (Green J. S.) 104, 253
Губин В. И. 11, 33, 34, 36, 244, 248

Даниэльсен Э. (Danielsen E. F.) 253
Детвиллер Дж. (Dettwiller J. W.) 253
Джеймс П. (James P. K.) 254
Джилман П. (Gilman P. A.) 253
Джонс С. (Jones S.) 254
Джорджио В. А. 15, 245, 247, 248
Дивинская Б. Ш. 248
Дмитриев В. К. 248
Должанский Ф. В. 248, 249
Дородницын А. А. 171, 244, 248
Драгич И. (Draghici I.) 254
Дразин П. (Drazin P. G.) 253
Дубенцов В. Р. 33
Дюбюк А. Ф. 10, 31, 244, 248

Дэви М. (Davey M. K.) 253
Дымников В. П. 106, 107, 244, 248

Ефремов В. Н. 248

Желнин А. А. 245, 257, 248

Зак Е. Г. 248, 249
Зальцман Б. (Saltzman B.) 256
Зубян Г. Д. 27, 245, 249

Иванов Ю. А. 249
Изааксон Е. (Isaakson E.) 254
Иди Э. (Eady E. T.) 4, 99, 103, 108, 133, 134, 136, 149, 150, 158, 177, 245, 253
Израэли М. (Israeli M.) 255

Кадл Р. (Cadle R. D.) 256
Казakov А. Л. 88
Као С.-К. (Kao S.-K.) 245, 254, 257
Карлсон Т. (Carlson T. N.) 252
Касахара А. (Kasahara A.) 254
Кастров В. Г. 248
Кейсер Д. (Keyser D.) 254
Кишель И. А. 4, 11, 98, 173, 244, 249
Киреева Н. М. 248
Китаде Т. (Kitade T.) 254
Клейтон У. (Clayton W. H.) 87
Кокер С. (Coaker S. A.) 175, 253
Коломийцева Л. М. 249
Кочин Н. Е. 3, 96, 170, 173, 244, 249
Кожухов М. Х. 249
Крейцберг К. (Kreitzberg C. W.) 255
Курганский М. В. 248
Куденко Б. Я. 14, 87, 91, 244, 249
Кюттнер Дж. (Kuettner J. P.) 255

Ладлам Ф. (Ludlam F. H.) 253
Лазриев Г. Л. 88
Лавдау Л. Д. 145, 249
Лебедева Н. В. 249
Леонов М. П. 249
Ли Х. Н. (Lee H. W.) 254
Линдзен Р. (Lindzen P. R.) 255
Липпс Ф. (Lipps F. B.) 255
Лоренц Э. 175, 245, 255
Ляхов А. А. 212, 216, 249, 255

Макаров В. Ф. 248
Мак-Илвин Дж. (McIlveen J. F. R.) 253
Мак-Интайр М. (McIntyre M. E.) 255
Маргулес М. (Margules M.) 255
Маршалл Дж. (Marshall J. S.) 209, 255
Маслов С. (Maslowe S. A.) 255
Матвеев Ю. Л. 249
Матейка Т. (Mateika T. J.) 254
Матковский Б. М. 27, 247, 248, 249
Машкович С. А. 105, 244, 249
Мельничук Ю. В. 248
Меркин Л. (Merkine L. O.) 255
Миллер Дж. (Miller J. E.) 11, 12, 255
Минина Л. С. 245, 247, 249
Мирабель А. П. 249
Мишра С. (Mishra S. K.) 255
Мокashi Р. (Mokashi R. J.) 255
Монин А. С. 244, 249
Морозова Л. И. 249
Моуллен Т. 251
Мудрик С. (Mudrick S. E.) 245, 255
Муллен С. (Mullen S. L.) 255
Мэйсон П. (Mason P. J.) 255
Мэнтон М. (Manton M. J.) 255

Накасуки И. (Nakasuji I.) 251
Нанни Т. (Nanni T.) 252
Низдойминога Г. Л. 247

Нихауз М. (Niehaus M. C. W.) 177, 255
Ньютон Ч. (Newton C. W.) 12, 167, 250, 255

Обухов А. М. 244, 249
Омото И. (Omoto Y.) 255
Орлански И. (Orlanski I.) 171, 182, 183, 255, 256
Орлова Е. М. 250
Остин П. (Austin P. M.) 251

Пальмен Э. 250
Пановский Г. А. 250
Пардо С. 252
Педлоски Дж. 102, 256
Пеллю А. (Pellew A.) 230, 246
Перки Д. (Perkey D. J.) 254
Петерсен С. (Petterssen S.) 10, 11, 19, 31, 256
Петерсон В. (Peterson V. L.) 256
Петренко Н. В. 188, 245, 248
Петросянц М. А. 245, 250, 251
Пинус Н. З. 249
Пламб Р. (Plumb R. A.) 256
Плоткин Дж. (Plotkin J.) 257
Погосян Х. П. 4, 10, 15, 32, 55, 94, 96—98, 169, 193, 198, 203, 204, 245, 250
Полежаев В. И. 250
Пonomаренко И. Н. 27, 28, 247, 250
Пonomаренко С. И. 250
Постнов А. А. 250

Рао Д. (Rao D. B.) 254, 256
Рейтер Э. (Reiter E. R.) 256
Решетов Г. Д. 205, 250
Рид Р. (Reed R. J.) 11—13, 79, 167, 245, 256
Ромов А. И. 175, 205, 212, 250
Росс Б. (Ross B. B.) 256
Россби К. (Rossby C.-G.) 14, 256
Ружейникова Ю. В. 250
Рэлей О. (Rayleigh O. M.) 115, 256

Садочков В. П. 91, 250
Сальвекар П. (Salvekar P. S.) 255
Сальман С. М. 248
Самойлов А. И. 211, 245, 247
Сандерс Ф. (Sanders F.) 11, 13, 38, 40, 167, 245, 256
Сансом Х. (Sansom H. W.) 256
Саусвелл Р. (Southwell R. V.) 232, 256
Седлачек У. (Sedlacek W. A.) 256
Симмонс А. (Simmons A. J.) 257
Скриптунова Е. Н. 137, 250
Смитсон П. (Smithson P. A.) 206, 232, 251
Сойер Дж. (Sawyer J. S.) 42, 43, 47, 256
Солдатенко С. А. 249
Старр Дж. (Starr J. R.) 252
Стейли Д. (Staley D. O.) 257
Стерн М. (Stern M. E.) 102, 107, 252
Стокер Дж. (Stoker J.) 254
Стоун П. (Stone P. H.) 14, 57, 224, 245, 257
Сульберг Х. (Solberg H.) , 96, 170, 257
Сундстрем А. (Sundström A.) 257
Сурмава А. А. 174, 251

Таборовский Н. Л. 4, 10, 32, 55, 94, 96—98, 169, 193, 204, 250, 251
Тарасенко Д. А. 251
Тареев Б. А. 247
Тимпсон М. (Timpson M. S.) 92, 252
Трутко Т. В. 251
Тсай Ч. И. (Tsai C.-Y.) 257
Тумр Дж. (Toomre J.) 253
Туркель Э. (Turkel E.) 174, 257
Туркетти Э. Л. 169, 251

Уикхэм П. (Wikham P. G.) 92, 257
Уильямс Р. (Williams R. T.) 14, 15, 69, 86, 245, 257
Ульянова В. И. 247, 249
Успенский Б. Д. 251

Фаррелл Б. (Farrell B.) 255
Филлипс Н. (Phillips N. A.) 103, 106, 107, 253
Фоллер А. (Faller A. J.) 253
Фредериксен Дж. (Frederiksen J. S.) 176, 177, 253
Френцен К. (Frenzen C.) 256
Фритч Л. (Fritsch L. M.) 256
Фрост У. 251
Фудзита Т. (Fujita T.) 182, 253
Фьортофт Р. (Fjortoft R.) 108, 156, 253

Хазуэй Д. (Hathaway D. H.) 253
Хайд Р. (Hide R.) 254
Ханн А. П. 251
Ханевская И. В. 251
Харпер У. (Harper W. G.) 253
Харролд Т. (Harrold T. W.) 189, 206, 252
Хауз Р. (Houze R. A.) 251, 254
Хекли У. (Heckley R. A.) 254
Хилл Ф. (Hill F. F.) 252, 253
Хоббс П. (Hobbs P. V.) 206, 207, 209, 211, 245, 254
Холмбо Дж. (Holmboe J.) 254
Хоскинс Б. (Hoskins B. J.) 4, 14, 47, 67, 68, 71, 81, 146, 156, 160, 179, 236, 245, 252, 254, 257
Хриган А. Х. 245, 251

Цитович Т. А. 251
Чаликов Д. В. 251
Чандрасекхар С. 232
Чанышева С. Г. 251
Чарни Дж. 4, 70, 99, 102—104, 107, 245, 252
Ченнон С. (Changnon S. A. Jr.) 253
Черноусько Ю. Л. 248
Чи Ч.-Н. (Chi C. N.) 254

Шайрер Х. (Shirer H. N.) 256
Шакина Н. П. 216, 249, 251, 255
Шапиро М. (Shapiro M. A.) 18, 254, 256
Шур Г. Н. 248, 251

Элиасен Э. (Eliassen E.) 171, 253
Элиассен А. (Eliassen A.) 13, 14, 42, 43, 45, 47, 50, 52, 61, 67, 71, 156, 245, 253
Эллиотт Р. (Elliott R. D.) 253
Эмануэль К. (Emanuel K. E.) 229, 253

Юдин М. И. 4, 45, 52, 67, 171, 244, 251

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|-----|
| Предисловие | 3 |
| Глава первая. Фронтальные зоны и фронтогенез | 6 |
| 1.1. Определения. Взаимосвязь фронтогенеза и циклогенеза | — |
| 1.2. Основные этапы развития исследований | 10 |
| 1.3. Поля температуры, ветра и вертикальных движений в атмосферных зонах | 15 |
| 1.3.1. Высотные фронтальные зоны. Применение изэнтропического анализа к изучению полей движений | — |
| 1.3.2. Фронты вблизи земной поверхности | 26 |
| 1.4. Фронтогенетическая функция. Расчет интенсивности фронтогенеза | 29 |
| 1.5. Закономерности формирования вертикальных циркуляций во фронтальных зонах | 42 |
| 1.5.1. Зависимость между направлением поперечной циркуляции и распределением геострофического ветра (теорема Сойера—Элиасена) | — |
| 1.5.2. Связь между вертикальными движениями и эффектами фронтогенеза в свободной атмосфере | 50 |
| 1.6. Анализ динамики фронтогенеза в горизонтальном деформационном поле в квазигеострофическом приближении | 56 |
| 1.7. Учет основных негеострофических эффектов в задаче о фронтогенезе в горизонтальном деформационном поле | 67 |
| 1.7.1. Постановка задачи о возникновении фронта | — |
| 1.7.2. Формирование фронта у земной поверхности | 70 |
| 1.7.3. Фронтогенез в тропосфере и деформация тропопаузы | 79 |
| 1.7.4. Влияние турбулентного перемешивания на формирование фронтов | 85 |
| 1.8. Возможности включения фронтов в численные прогностические модели | 91 |
| 1.9. Выводы | 93 |
| Глава вторая. Возникновение и эволюция крупномасштабных атмосферных вихрей | 96 |
| 2.1. Краткая история развития представлений о циклогенезе | — |
| 2.2. Баротропная и бароклинная неустойчивость непрерывно стратифицированного зонального потока | 100 |
| 2.3. Основная задача о баротропной неустойчивости зонального потока | 115 |
| 2.3.1. Постановка задачи | — |
| 2.3.2. Спектр собственных значений. Нейтральные волны | 117 |
| 2.3.3. Необходимое условие существования неустойчивых волн | 119 |
| 2.3.4. Баротропно-неустойчивые волны на зональном струйном течении | 121 |
| 2.4. Основная задача о бароклинной неустойчивости. Волны Иди | 124 |
| 2.4.1. Постановка задачи | — |
| 2.4.2. Бароклинные волны в горизонтально неограниченном потоке и в широтной полосе | 127 |
| 2.5. Примеры начального роста циклонических вихрей на баротропно- и бароклинно-неустойчивых зональных потоках | 136 |

| | |
|---|-----|
| 2.5.1. Синоптические условия возникновения и углубления циклонов. Параметры возмущений | — |
| 2.5.2. Параметры зональных потоков и спектры баротропной и бароклиной неустойчивости | 138 |
| 2.5.3. Другие примеры развития циклонов на зональном потоке | 141 |
| 2.6. Эволюция бароклинно-неустойчивых возмущений конечной амплитуды на зональном потоке. Фронтотенез в циклонах | 142 |
| 2.6.1. Качественный анализ основных нелинейных эффектов | — |
| 2.6.2. Плоская задача о фронтотенезе в растущих бароклиных волнах | 147 |
| 2.6.3. Приближение геострофического момента, полугеострофические уравнения и изэнтропические координаты. Омега-уравнение в полугеострофическом приближении | 152 |
| 2.6.4. Пространственная задача: фронтотенез в бароклиных волнах в квазигеострофическом и полугеострофическом приближениях и в приближении примитивных уравнений | 162 |
| 2.6.5. Фронтотенез в гребнях и антициклонах | 168 |
| 2.7. О циклотенезе на фронтальных разделах | 169 |
| 2.7.1. Линейные задачи об устойчивости поверхностей раздела | — |
| 2.7.2. Развитие фронтальных циклонов; нелинейная эволюция неустойчивых волн на поверхностях раздела | 173 |
| 2.8. Циклотенез при наличии планетарных волн | 175 |
| 2.9. Выводы | 178 |

Глава третья. Мезомасштабная структура атмосферных фронтов и циклонов 182

| | |
|---|-----|
| 3.1. Характерные размеры, значение и специфика исследования мезомасштабных явлений | — |
| 3.2. Основные мезомасштабные потоки в зонах фронтов и в циклонах (мезомасштаб α) | 187 |
| 3.2.1. Молодой циклон | 188 |
| 3.2.2. Процесс окклюзии | 195 |
| 3.2.3. Циклон с двумя фронтальными системами | 202 |
| 3.2.4. О процессах, формирующих α -мезомасштабную структуру циклонов и фронтальных зон | 203 |
| 3.3. Мезомасштабные зоны осадков и полосовые структуры в циклонах и на фронтах (мезомасштабы β и γ) | 204 |
| 3.3.1. Классификация мезомасштабных зон осадков | 205 |
| 3.3.2. Примеры наблюдаемых квазиупорядоченных структур на фронтах | 212 |
| 3.3.3. Спектральная структура осадков. Периодическая и турбулентная составляющие | 214 |
| 3.3.4. Конвективные и бароклинные эффекты во фронтальных зонах. Упорядоченная конвекция и симметричная неустойчивость | 221 |
| 3.3.5. Задача о возникновении продольных валов во фронтальной зоне | 225 |
| 3.3.6. Линейная задача о полосовых структурах произвольной ориентации | 232 |
| 3.3.7. Некоторые сведения о нелинейных режимах | 235 |
| 3.4. О влиянии характера подстилающей поверхности на мезомасштабные процессы | 236 |
| 3.5. Выводы | 239 |

| | |
|----------------------|-----|
| Заключение | 242 |
|----------------------|-----|

| | |
|-----------------------------|-----|
| Список литературы | 247 |
|-----------------------------|-----|

| | |
|--------------------------------|-----|
| Предметный указатель | 258 |
|--------------------------------|-----|

| | |
|-----------------------------|-----|
| Именной указатель | 261 |
|-----------------------------|-----|

Наталья Павловна Шакина

ДИНАМИКА АТМОСФЕРНЫХ ФРОНТОВ И ЦИКЛОНОВ

ИБ № 1614

Редактор Л. И. Штанникова. Художник В. В. Бабанов.
Художественный редактор В. В. Быков. Технический редактор Т. В. Павлова.
Корректор Т. П. Топоркова.

Сдано в набор 13.07.84. Подписано в печать 28.12.84. М-44163. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага тип. № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 16,5. Кр.-отт. 16,5. Уч.-изд. л. 18,99. Индекс МОЛ-118. Заказ № 236. Тираж 1430 экз. Цена 3 р. 30 к. Заказное.

Гидрометеониздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.

