

Н. З. ПИНУС, С. М. ШМЕТЕР

АЭРОЛОГИЯ

Часть II

ФИЗИКА СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЫ

Допущено
Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов университетов
и гидрометеорологических вузов

615661

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
Ленинград • 1965

УДК 551.510.536

АННОТАЦИЯ

В книге дано систематическое изложение современных данных о составе воздуха и его изменениях с высотой, о радиационном и тепловом режиме атмосферы, о пространственных и временных изменениях атмосферного давления и плотности воздуха, о динамике атмосферы и турбулентных движениях, об облачности на разных высотах и методах активных воздействий с целью регулирования их развития.

Книга предназначена в качестве учебника для студентов гидрометеорологических институтов и университетов. Она содержит большое количество данных о структуре атмосферы, ее составе и т. д., поэтому она может быть также полезной для специалистов в области физики атмосферы, авиации, реактивной техники и т. д.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является второй частью учебника А. Б. Калиновского и Н. З. Пинуса «Аэрология», изданного в 1961 г., и написана в соответствии с программой курса аэрологии для гидрометеорологических институтов. Авторы стремились с наибольшей полнотой изложить те вопросы физики свободной атмосферы (аэрологии), которые получили наибольшее развитие в последние годы и имеют особое практическое и научное значение. Так, большое внимание уделено физике высоких слоев атмосферы, которая, как известно, в последние годы бурно развивается как в СССР, так и за рубежом благодаря широкому применению метеорологических и геофизических ракет, а также искусственных спутников Земли. Подробно освещены в книге и такие важные проблемы, как макрофизика облаков и искусственное регулирование развития облаков и осадков. При изложении всех этих вопросов авторы стремились свести к минимуму изложение данных, обычно приводимых в других метеорологических курсах.

Книга рассчитана главным образом на студентов старших курсов и аспирантов метеорологических вузов и университетов. Однако авторы старались сделать ее полезной и для специалистов-метеорологов, работающих в различных областях народного хозяйства, а также специалистов смежных областей знания, которым приходится в своей практической работе сталкиваться с вопросами физики свободной атмосферы. Это в некоторой степени определило характер изложения и необходимость более подробно привести фактические данные измерений различных параметров атмосферы.

Н. З. Пинусом написано введение, главы I—VII, § 5

главы VI написан Н. З. Пинусом совместно с С. М. Шметером. Главы VIII и IX написаны С. М. Шметером. В написании § 1—3 главы V и § 8—10 главы VI принял участие Л. А. Козаков.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую признательность научному редактору К. Я. Кондратьеву и научным сотрудникам ЦАО А. Х. Хргиану, А. М. Боровикову и Г. А. Кокину, читавшим книгу в рукописи, за ценные критические замечания, а также В. Д. Литвиновой, А. Н. Осипенковой и другим сотрудникам лаборатории динамики атмосферы ЦАО за большую помощь при техническом оформлении рукописи.

ВВЕДЕНИЕ

Аэрологией называется область физики атмосферы, занимающаяся изучением физических явлений и процессов, происходящих в свободной атмосфере, т. е. в тех слоях, где не сказывается непосредственное влияние подстилающей поверхности Земли. Аэрология изучает состав и строение атмосферы до больших высот, температурный режим и воздушные течения на различных высотах, облака, а также связь между процессами, протекающими на различных высотах. Основными характеристиками атмосферы являются ее состав, плотность, температура, давление и движение.

Аэрологические измерения до больших высот позволили получить значения физических величин, характеризующих состояние атмосферы на различных высотах. Весьма важным оказалось открытие слоистой структуры свободной атмосферы.

Научный полет на свободном аэростате академика Я. Д. Захарова, проведенный им 30 июня 1804 г., показал, что температура в свободной атмосфере в среднем понижается на 6° на каждый километр высоты. В 1893 г. французский метеоролог Тейссеран де Бор поднял метеорограф на шаре-зонде до высоты около 16 км. Анализ записей этого прибора показал, что понижение температуры имело место только до высоты 9—10 км; на больших высотах температура оставалась постоянной или немного повышалась. Этот важный научный результат был подвергнут вначале сомнению; высказывались соображения, что запись выше 9—10 км отражает ошибки измерений, связанные с влиянием солнечного излучения на датчик температуры, благодаря чему последний давал завышенные значения температуры.

Последующие многочисленные подъемы приборов на шарах-зондах как в дневные, так и в ночные часы, когда влияние солнечного излучения отсутствовало, проведенные Тейссеран де Бором, подтвердили результат его первого измерения, т. е. что с 9—10 км начинается изотермия. Результаты Тейссеран де Бора

были в дальнейшем подтверждены Ассманом в Германии и М. М. Поморцевым в России.

Это было первое крупное научное открытие, показавшее, что атмосфера имеет слоистую структуру.

Предполагалось, что выше 9—10 км температура сохраняется постоянной (около -50 , -55°C), а вертикальное перемешивание отсутствует, благодаря чему газы, входящие в состав атмосферного воздуха, находятся в диффузионном равновесии. Этот слой был назван стратосферой, в отличие от слоя, расположенного под ним и именуемого тропосферой. Граница между этими слоями была названа тропопаузой. В то время считалось, что атмосфера выше 150 км должна в основном состоять из молекулярного водорода. Эти представления были опровергнуты в результате дальнейших исследований свободной атмосферы.

Наблюдения за распространением звуковых волн в атмосфере показали, что изотермия распространяется примерно до 30—40 км, а на больших высотах, по крайней мере до высоты 50—60 км, наблюдается повышение температуры с высотой; выше же этого теплого слоя температура воздуха понижается. По данным метеорных исследований и по анализу спектров полярных сияний, с высоты 80—90 км следует ожидать нового повышения температуры воздуха с высотой.

Как показали исследования, на этих больших высотах определяющей характеристикой являются электрические свойства атмосферы.

В соответствии с этими представлениями и сложилась в начале XX в. следующая классификация слоев в атмосфере Земли: тропосфера, стратосфера и ионосфера.

Тропосфера простирается, по этой классификации, от поверхности Земли до 10—12 км в умеренных широтах и 16—18 км в субтропической и экваториальной зонах. Стратосфера расположена над тропосферой до высоты 80 км; выше расположена ионосфера. В названии самого верхнего слоя отражаются его электрические свойства.

Как видим, эта классификация атмосферных слоев не очень последовательная, так как до определенной высоты она учитывает режим температуры, а выше — электрические свойства.

Вообще говоря, при разработке номенклатуры атмосферных слоев могут быть использованы различные свойства отдельных слоев атмосферы; в частности, может быть, скажем, учтено вертикальное распределение основных газов, составляющих атмосферу Земли, или различных примесей, электрических свойств, температуры или ветра. С энергетической точки зрения наиболее правильно было бы положить в основу режим температуры или ветра на высотах. Так как ветер крайне неустойчив (как по направлению, так и по скорости), то удобнее использовать такой признак, как режим температуры. Этот признак положен в ос-

нову номенклатуры слоев, принятой в 1951 г. конгрессом Международного геодезического и геофизического союза. Атмосфера делится на пять слоев: тропосфера, стратосфера, мезосфера, термосфера, экзосфера. Переходные слои от одной сферы к другой именуются соответственно тропопаузой, стратопаузой, мезопаузой и термопаузой.

В 1962 г. исполнительный комитет Всемирной метеорологической организации следующим образом уточнил терминологию слоев атмосферы. Стратосфера — область, расположенная между тропопаузой и стратопаузой, в которой температура в общем растет с высотой; стратопауза — вершина инверсионного слоя верхней стратосферы (обычно близ 50—55 км). Мезосфера — область, расположенная между стратопаузой и мезопаузой, в которой температура в общем уменьшается с высотой; мезопауза — основание инверсии температуры в верхней части мезосферы (обычно наблюдаемой между 80—85 км). Термосфера — область над мезопаузой, в которой температура в общем увеличивается с высотой.

Рассмотрим некоторые общие характеристики различных сфер в атмосфере Земли.

Тропосфера (от греч. *τροπός* — поворот и *σφαίρα* — шар). В тропосфере содержится около 75% массы воздуха атмосферы Земли. Воздух в этом слое хорошо перемешан и его состав с высотой практически не изменяется. В тропосфере содержится почти весь водяной пар, причем он сосредоточен главным образом в ее нижней половине.

Благодаря вертикальному и горизонтальному перемешиванию воздуха, особенно межширотному обмену, в тропосфере наблюдаются процессы облакообразования и выпадения осадков.

Температура воздуха с высотой, как правило, понижается; в среднем вертикальный градиент температуры растет с высотой: от 0,4—0,6°/100 м в нижней половине тропосферы до 0,7—0,8°/100 м в верхней ее половине. На верхней границе тропосферы в умеренных широтах средняя температура воздуха около —55, —60°С, а в экваториальной области около —70, —80°С.

Горизонтальный градиент температуры в общем направлен от экватора к полюсу, с высоты примерно 10 км наблюдается обращение направления градиента. Горизонтальные контрасты температуры наибольшие зимой и наименьшие летом.

Горизонтальный градиент давления в средней и верхней тропосфере направлен от экватора к полюсу.

В умеренных широтах господствует на всех высотах западный ветер, в экваториальной зоне — восточный. Скорость ветра с высотой возрастает — в среднем на 2 м/сек на каждый километр высоты. Максимум скорости ветра, в среднем равный 15—20 м/сек, наблюдается, как правило, под тропопаузой. В верх-

ней тропосфере наблюдаются воздушные потоки планетарного масштаба с очень большой скоростью, достигающей местами иногда 500—600 км/час, — так называемые струйные течения.

Стратосфера (от лат. *stratum* — настил и греч. *σφαῖρα* — сфера). В стратосфере и мезосфере содержится немногим менее 20% массы воздуха. Воздух в этом слое перемешан и процентное содержание (по объему) основных составляющих воздуха атмосферы Земли (азота и кислорода) такое же, как и в тропосфере. В слое от 15 до 50 км содержится главная масса озона с максимальной концентрацией на высоте около 25—28 км.

В стратосфере содержится некоторое количество водяного пара и на высоте 22—30 км наблюдаются тонкие облака типа перистых — так называемые перламутровые облака, состоящие из мелких переохлажденных капелек воды или ледяных частичек.

В умеренных и высоких широтах температура воздуха до высоты 30—40 км в среднем мало изменяется с высотой и близка по величине к температуре тропопаузы. Далее температура растет до высоты около 50 км, где она достигает максимального значения около 0°С. Стратосферу умеренных и высоких широт можно поэтому разделить на два слоя: нижнюю часть, в которой температура воздуха с высотой почти не изменяется, и верхнюю, в которой температура с высотой растет. Почти изотермическую часть стратосферы называют изосферой, а слой перехода от изосферы к стратосферной инверсии — изопаузой. В низких и приэкваториальных широтах стратосфера обычно начинается инверсией температуры.

Важным свойством стратосферы является усиление роли меридионального переноса, способствующего обмену воздушными массами между полушариями Земли.

Мезосфера (от греч. *μεσος* — промежуточный и *σφαῖρα* — сфера). В мезосфере температура воздуха с высотой быстро убывает. На верхней границе этого слоя температура может достигать —80, —90°С. В мезосфере начинают играть большую роль фотохимические процессы. Здесь присутствуют химически активные атомы и молекулы, находящиеся в возбужденном состоянии, которые образуются под влиянием коротковолновой солнечной радиации.

Воздух в мезосфере перемешан, и поэтому его состав по основным компонентам такой же, как в тропосфере и стратосфере. Замечательной особенностью мезосферы является образование на ее верхней границе, в области мезопаузы, серебристых облаков, вероятно, состоящих из ледяных частичек. В мезосфере господствуют сильные западные ветры, сменяющиеся в верхней ее части и области мезопаузы на восточные.

Термосфера. В этой области атмосферы температура воздуха с высотой растет. Степень возрастания температуры определяется интенсивностью поглощения коротковолновой солнеч-

ной радиации. Выше мезопаузы поглощается в общем все ультрафиолетовое излучение с длиной волны короче $1750 \text{ \AA}$. В термосфере и экзосфере под влиянием ультрафиолетового, рентгеновского и корпускулярного излучения Солнца идут процессы химического превращения частиц путем диссоциации и рекомбинации. Здесь происходят также ионизация частиц и их электрическая перезарядка, вызывающие взаимодействие частиц с геомагнитным полем.

Диссоциация молекулярного кислорода происходит на высотах от 80—90 до 200—250 км, а азота — выше 250 км. Выше 400—500 км атмосфера состоит в основном из атомов кислорода и азота. Здесь имеется также нейтральный гелий, содержание которого с высотой должно возрастать. По расчетам Николе, равенство концентрации гелия и атомарного кислорода должно достигаться на высотах 1000—1250 км. Следует отметить, что изменение состава воздуха с высотой определяется не только указанными выше процессами, но и диффузией газов. В нижней части термосферы теплообмен определяется конвекцией, а в верхней части — процессами теплопроводности. В этих слоях атмосферы наблюдаются такие важные явления, как полярные сияния (100—900 км) и ионосферные возмущения.

До последнего времени полагали, что температура воздуха выше мезопаузы возрастает с высотой на протяжении нескольких сотен километров, а затем, изменяясь со временем в широких пределах, в среднем остается постоянной (около 1500°K). Эта изотермическая область была названа экзосферой (от греч. $\epsilon\chi\omega$ — внешний), а переходный слой между термосферой и экзосферой — термопаузой. Разрежение газов в экзосфере столь велико, что вероятность взаимного столкновения частиц, движущихся вверх, чрезвычайно мала. Если их скорость достаточно велика, то они могут вообще вырваться из сферы притяжения Земли. В настоящее время эти представления несколько изменились и термин «экзосфера» упоминается реже. По гипотезе С. Чепмена, планета Земля является холодным телом, движущимся через горячий межпланетный газ. При этом должен существовать постепенный переход от температуры этого межпланетного газа к температуре газа, который уже может считаться атмосферой Земли. Поэтому можно положить, что термосфера простирается вверх до уровня, где атмосфера Земли сливается с межпланетным газом. Во всей этой области температура в общем возрастает с высотой. Уровень перехода атмосферы Земли в межпланетный газ, который может быть назван термопаузой, — это уровень, начиная с которого плотность газа по мере приближения к Земле возрастает под влиянием притяжения последней.

По особенностям изменения состава воздуха с высотой ат-

мосфера Земли делится на два слоя: гомосферу и гетеросферу. Гомосфера — слой, в котором воздух хорошо перемешан и молекулярного азота содержится примерно в четыре раза больше, чем молекулярного кислорода. Верхняя граница этого слоя, расположенная примерно на высоте мезопаузы, называется гомопаузой. В гетеросфере состав воздуха с высотой изменяется из-за процессов диссоциации молекул кислорода и азота, а также вследствие диффузионного разделения газов.

Изучением физических и химических свойств верхней атмосферы занимается особая область геофизики — аэрономия. В этом курсе строение термосферы и физические характеристики будут рассмотрены только в той мере, в какой они связаны с процессами на более низких уровнях.

Глава I

ГАЗОВЫЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Химический состав воздуха имеет очень важное значение для многих явлений и процессов, протекающих в земной атмосфере, в частности для ее термического режима. Важнейшую роль играет изучение изменения состава атмосферы Земли с высотой, которое может происходить в связи с гравитационным разделением газов по закону Дальтона. Согласно этому закону, в воздухе по мере удаления от поверхности Земли относительное количество легких газов должно увеличиваться. В действительности же из-за перемешивания воздуха его состав сохраняется до больших высот (порядка 100 км).

На больших высотах на состав воздуха влияет диссоциация молекул под влиянием коротковолновой солнечной радиации. Кроме того, здесь наряду с электрически нейтральными частицами (молекулами и атомами) имеются и ионизированные частицы. Вследствие воздействия на движение ионизированных частиц магнитного поля Земли их вертикальное распределение может отличаться от распределения нейтральных частиц. Отсюда видно, что изучение состава воздуха является весьма сложной геофизической проблемой.

§ 1. Состав воздуха в приземном слое атмосферы

Данные о составе воздуха у поверхности Земли служат своего рода «нормой», относительно которой рассматривается изменение состава воздуха с высотой в свободной атмосфере.

Состав воздуха обычно характеризуется процентным содержанием (по объему) различных газов, а также состоянием этих газов, т. е. тем, находятся ли они в молекулярном или атомарном состоянии. Кроме того, учитывается степень ионизации атмосферных газов. Постоянными компонентами атмосферного воздуха у поверхности Земли являются азот (78,09%), кислород (20,95%) и аргон (0,93%). В сравнительно небольших ко-

личествах в воздухе содержатся также углекислый газ, водород, гелий, неон, криптон и ксенон и такие газы, как озон, метан, закись азота и другие природные и промышленные газы. Количество этих газов отличается большой временной и пространственной изменчивостью.

Большое значение для многих процессов в атмосфере имеет водяной пар, содержание которого колеблется от 0 до 4% и зависит от интенсивности испарения с поверхности материков и океанов.

Исследования состава воздуха, проведенные в различных местах земного шара, показали достаточно высокое постоянство основных его компонент (азота и кислорода). В графе «а» табл. 1 приведены данные о составе сухого воздуха (не содержащего водяной пар) и средние квадратические отклонения содержания отдельных компонент. В графе «б» даются сведения о составе воздуха, принятые в качестве стандарта международным соглашением 1947 г. Средний молекулярный вес воздуха по этому стандарту составляет 28,966.

Таблица 1

Состав сухого воздуха (%) (по объему) у поверхности Земли

Газ	Химическая формула	Молекулярный вес	Содержание, %	
			а	б
Азот	N ₂	28,016	78,084±0,004	78,09
Кислород	O ₂	32,000	20,946±0,002	20,95
Аргон	Ar	39,944	0,934±0,001	0,93
Углекислый газ	CO ₂	44,010	0,030±0,003	0,03
Неон	Ne	20,183	(1,821±0,004) 10 ⁻³	1,8·10 ⁻³
Гелий	He	4,003	(5,239±0,05) 10 ⁻⁴	5,24·10 ⁻⁴
Криптон	Kr	83,7	(1,14±0,1) 10 ⁻⁴	1·10 ⁻⁴
Ксенон	Xe	131,3	(8,7±0,1) 10 ⁻⁶	8·10 ⁻⁶
Водород	H ₂	2,016	~5·10 ⁻⁵	5·10 ⁻⁵
Озон	O ₃	48,000	~1·10 ⁻⁶	~1·10 ⁻⁶

Средние квадратические отклонения, приведенные в графе «а» табл. 1, показывают степень пространственной изменчивости отдельных компонент воздуха у поверхности Земли. Более подробное рассмотрение изменчивости проведем на примерах исследования содержания сравнительно тяжелого газа (аргона) и наиболее легкого газа (гелия). Исследования содержания аргона в различных частях земного шара были осуществлены в 1903 г. Муассоном. Результаты этих исследований даны в табл. 2.

Таблица 2

Содержание аргона в различных пунктах земного шара

Пункт взятия проб	Содержание, %	Пункт взятия проб	Содержание, %
Одесса	0,935	Париж	0,934
Ленинград	0,933	Атлантика (37° с. ш., 24° з. д.)	0,932
Вена	0,938	Атлантика (США)	0,935
Берлин	0,932	Ионическое море (37° с. ш., 15° в. д.)	0,936
Венеция	0,936		
Лондон	0,933		
		Среднее	0,934±0,001

Как видим, среднее значение содержания аргона, полученное в этих исследованиях, составило $0,934 \pm 0,001$. Точность отдельного анализа была $\pm 0,002\%$. Эти данные Муассона, как наиболее достоверные, приведены в табл. 1.

Гелий постоянно выделяется из почвы и из морской воды при распаде содержащихся в них небольших количеств радиоактивных веществ. Исследования пространственной изменчивости содержания гелия были проведены в 1935 г. Ф. Панетом и Глюкауфом. Результаты их исследований для многих районов земного шара приведены в табл. 3.

Таблица 3

Содержание гелия в различных пунктах земного шара

Северное полушарие	[He] · 10 ⁴ %	Южное полушарие	[He] · 10 ⁴ %
Красноярск	5,245	Мариенталь (Африка)	5,233
Новая Земля	5,250	Антарктика	5,227
Лондон	5,240	Рио-де-Жанейро	5,250
Калифорния	5,238	Паданг (Суматра)	5,232
Ороно (США)	5,239	Веллингтон (Новая Зеландия)	5,250
Панамский канал	5,240		
Карибское море	5,243		
Атлантический океан	5,233		
Среднее	5,240	Среднее	5,239

Среднее содержание гелия в приземном слое воздуха для земного шара составляет $(5,239 \pm 0,002) 10^{-4}\%$.

В последние годы учеными разных стран проведены подробные экспериментальные исследования состава атмосферного воздуха до больших высот. При этом главными являются исследования изменений с высотой основных компонент (O_2 , N_2 , Ar) и таких важных примесей, как O_3 , водяной пар и CO_2 . В первую

очередь рассмотрим изменение содержания озона, являющегося в основном продуктом фотохимических реакций в атмосфере Земли.

§ 2. Озон в атмосфере

Хотя содержание озона в атмосфере сравнительно мало, он в значительной мере определяет температурный режим стратосферы и мезосферы. Благодаря озону всегда существует относительно теплый слой воздуха на высотах 30—60 км. Атмосферный озон поглощает около 2% солнечного излучения; не пропускает ультрафиолетовую радиацию с длиной волны $< 2900 \text{ \AA}$ и частично поглощает радиацию в области длин волн 2900—3300 $\text{\AA}$. Расчеты показывают, что если бы в атмосфере Земли не было озона, то приземный воздух был бы в среднем теплее на $1,4^\circ$. С другой стороны, поглощение озоном в инфракрасной части спектра, особенно в области 9,6 мк, лежащей вблизи максимума излучения Земли, достигает 20%.

1. Общее содержание озона в атмосфере. Общее содержание озона оценивается по толщине сплошного (так называемого приведенного) слоя, который образовался бы, если собрать весь озон в слой при нормальных условиях (давление 1000 мб и температура 0°C)¹. Атмосферный озон окружает Землю в виде слоя с приведенной толщиной, равной примерно 0,2—0,3 см. По данным А. Х. Хргиана, среднее количество озона в атмосфере северного полушария составляет $1,651 \cdot 10^9 \text{ т}$, а южного — $1,705 \cdot 10^9 \text{ т}$. Содержание озона над отдельными географическими пунктами и районами может изменяться в широких пределах в зависимости от места, времени года и метеорологических условий.

На рис. 1.1 приведены обобщенные данные, дающие представление о сезонном и широтном ходе изменений общего содержания озона. Как видим, в высоких широтах южного и северного полушарий максимум содержания наблюдается весной (в северном полушарии в апреле, в южном в октябре), а минимум — в конце лета или осенью. Наибольшая разность между весенними и осенними величинами содержания озона наблюдается на северных станциях, наименьшая — на южных. Так, например, годовая амплитуда содержания озона на о. Диксон составляет 0,266 см, в Воейково (под Ленинградом) — 0,199 см, Алма-Ате — 0,071 см, Абастумани — 0,106 см. Годовая амплитуда в умеренных широтах составляет примерно 10% среднего годового содержания, а межмесячная разность не превышает 8% этого значения. Уменьшение количества озона к концу лета

¹ Концентрацию озона, измеренную у поверхности Земли, очень часто выражают в различных единицах, между которыми при нормальных значениях давления и температуры имеется следующая зависимость: 10^{-8} отн. ед. (по объему) = $10^{-3} \text{ см/км} = 2,14 \cdot 10^{-5} \text{ г/кг} = 21,4 \text{ г/м}^3 = 2,7 \cdot 10^{11}$ молекул озона в 1 см^3 .

или осени и особенно нарастание к весне происходит более резко над полярными районами и значительно медленнее над субтропическими и экваториальными областями. На экваторе в течение всего года количество озона составляет примерно 0,15—0,17 см.

Кривые на рис. 1.1 показывают отчетливо выраженный широтный ход в географическом распределении содержания озона. Минимальное содержание озона имеет место в экваториальной области, с увеличением широты оно возрастает, достигая в северном полушарии наибольших значений в полосе широт 50—60°, а затем убывает к околополярным районам.

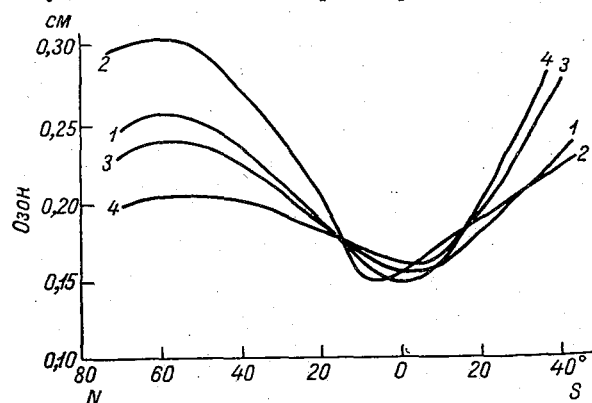


Рис. 1.1. Сезонные и широтные изменения общего содержания озона.

1 — январь, 2 — апрель, 3 — июль, 4 — октябрь.

Область минимального содержания озона не остается постоянной и, по данным А. Х. Хргиана, в течение года смещается вдоль меридиана. Наблюдения во время Международного геофизического года показали, что зимой область минимума содержания озона расположена между экватором и 15° с. ш., а в период с мая по октябрь — значительно севернее — в области широт между 10 и 25° с. ш. К северу и к югу от этой области содержание озона возрастает. По данным Г. П. Гущина, область максимума также не остается постоянной, а от месяца к месяцу смещается вдоль меридиана. Так, например, в 1958 г. максимальное количество озона наблюдалось в мае на широте около 80°, а в июне—августе — на широте около 60° с. ш.

Меридиональные градиенты содержания озона довольно плавно уменьшаются от весны к осени. Однако летом наблюдается некоторое отклонение от этого хода. Это видно из табл. 4, в которой даны межширотные разности содержания озона для некоторых районов.

Таблица 4

**Межширотные разности содержания озона (10^{-3} см)
(по данным Г. И. Кузнецова)**

Пункты	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
Воейково—Эль-брус	+101	+101	+82	+80	+54	+70	+57	+36	+20	—8
Воейково—Алма-Ата	+155	+178	+153	+103	+83	+99	+104	+55	+28	+20

Кривые на рис. 1.1 показывают достаточно плавный широтный ход содержания озона. В отдельных случаях, даже на сравнительно малых расстояниях, кривые изменений содержания озона имеют весьма сложный характер. Это свидетельствует о том, что на сезонные и широтные изменения накладываются большие локальные колебания содержания озона. Так, например, в Рейкьявике 6 февраля 1958 г. содержание озона было 0,326 см, а 11 февраля — 0,570 см, в Винья-ди-Валле (Италия) 2 февраля этого же года — 0,280 см, а 6 февраля — 0,406 см, в Москве 11 августа этого же года — 0,210 см, а 12 августа — 0,400 см. Материалы наблюдений, полученные в период Международного геофизического года, показали, что кратковременные колебания содержания озона в средних широтах могут достигать 25—30 % среднего годового значения.

Следует также отметить наличие суточных изменений содержания озона, хотя амплитуда суточных изменений обычно мала. Минимум содержания озона обычно наблюдается утром, а максимум — между 14 и 16 час. Но чаще всего суточные изменения сильно маскируются непериодическими колебаниями содержания озона, обусловленными характером и темпом изменений погодных условий.

2. Вертикальное распределение озона. Вертикальное распределение озона изучается различными методами. Однако наиболее надежным является метод фотографирования на разных высотах ультрафиолетового спектра солнца в области интенсивной полосы поглощения озона (3100—3300 Å) с помощью спектрографов, поднимаемых на шарах-зондах и ракетах.

Содержание озона в тропосфере незначительно и, по данным химических измерений, составляет примерно 8—9 % общего содержания озона во всей толще атмосферы. С высотой его концентрация в общем несколько возрастает, но остается меньше примерно $5 \cdot 10^{-2}$ мм на 1 км толщины слоя атмосферы. Заметное возрастание концентрации наблюдается с высоты 10 км, особенно резкое — выше 14—16 км. Максимум содержания озона ($\sim 10^{-1}$ мм/км) в умеренных широтах находится на высотах

20—25 км. Затем с высотой содержание озона убывает и достигает весьма низких значений ($\sim 2,5 \cdot 10^{-5}$ мм/км) на высотах 60—70 км.

Таблица 5
Распределение озона в атмосфере, по ракетным измерениям

Высота, км	[O ₃] мм/км	Высота, км	[O ₃] мм/км
20	$9,1 \cdot 10^{-2}$	46	$6,4 \cdot 10^{-3}$
22	$9,6 \cdot 10^{-2}$	48	$3,2 \cdot 10^{-3}$
24	$9,9 \cdot 10^{-2}$	50	$2,2 \cdot 10^{-3}$
26	$1,08 \cdot 10^{-1}$	52	$1,3 \cdot 10^{-3}$
28	$1,03 \cdot 10^{-1}$	54	$7,4 \cdot 10^{-4}$
30	$8,9 \cdot 10^{-2}$	56	$5,1 \cdot 10^{-4}$
32	$7,5 \cdot 10^{-2}$	58	$3,6 \cdot 10^{-4}$
34	$5,7 \cdot 10^{-2}$	60	$3,0 \cdot 10^{-4}$
36	$3,9 \cdot 10^{-2}$	62	$1,9 \cdot 10^{-4}$
38	$2,5 \cdot 10^{-2}$	64	$1,2 \cdot 10^{-4}$
40	$1,6 \cdot 10^{-2}$	66	$6,5 \cdot 10^{-5}$
42	$1,2 \cdot 10^{-2}$	68	$3,8 \cdot 10^{-5}$
44	$9,4 \cdot 10^{-3}$	70	$2,5 \cdot 10^{-5}$

В табл. 5 приведены в качестве примера данные о вертикальном распределении озона в умеренных широтах до высоты 70 км по измерениям с ракеты, проведенным в США 14 июня 1949 г. Последние были осуществлены, когда Солнце находилось у самого горизонта и длина пути света в атмосфере была примерно в 30 раз больше, чем при Солнце в зените. Благодаря этому сильно увеличилась чувствительность спектрографического метода, примененного в этом эксперименте.

По данным ракетных наблюдений, проведенных в СССР и США, убывание количества озона в слое выше 30—35 км происходит по экспоненциальному закону.

Положение максимума содержания озона может претерпевать значительные изменения. Как показали наблюдения, увеличение общего содержания озона обычно сопровождается ростом количества озона в средних и нижних слоях озоносферы (см. стр. 27) и некоторым уменьшением его концентрации в слое выше 35 км. При этом происходит некоторое опускание уровня с максимальным содержанием озона.

Существуют сезонные изменения в характере вертикального профиля содержания озона. В частности, высота максимальной концентрации озона в средних и высоких широтах повышается от весны к осени, когда она в среднем бывает наиболее высокой. Для иллюстрации на рис. 1.2 приведены средние месячные вертикальные профили концентрации озона, построенные по наблюдениям с февраля по август 1955 г. над Флагстаффом (США). Из этого рисунка видно, что высота уровня максималь-

ной концентрации с февраля по август увеличилась от 16 до 28 км. В слое ниже 20 км за этот период концентрация озона существенно понизилась. Выше 30—35 км в умеренных и низких широтах в течение года почти не произошло изменений содержания озона.

Наконец, необходимо иметь в виду, что при сравнительно большом общем содержании озона в атмосфере над тем или иным пунктом иногда наблюдается вторичный максимум концентрации на высотах 10—13 км и даже третичный максимум

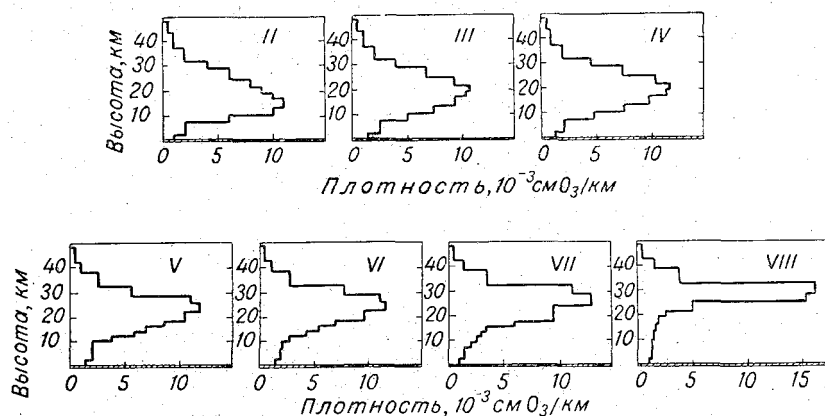


Рис. 1.2. Вертикальные профили содержания озона над Флагстаффом (США).

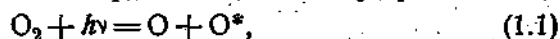
на высотах 6—8 км. Эти добавочные максимумы концентрации озона связываются обычно с приносом озона арктическими массами из полярных областей, более богатых озоном.

Своеобразным является вертикальное распределение озона в экваториальной области. Измерения, проведенные с помощью озонметрических радиозондов, показали, что до высоты 23—25 км содержание озона здесь очень мало ($<0,005$ см/км) и почти не изменяется с высотой. Выше 23—25 км происходит обычно резкое возрастание содержания озона и максимум достигается на высотах 27—29 км ($\sim 0,020$ — $0,025$ см/км), а на больших высотах происходит убывание концентрации озона с высотой.

Таким образом, в значительной толще экваториальной стратосферы (6—8 км над тропопаузой) не наблюдается увеличения концентрации озона с высотой. Это заставляет предположить, что здесь большую роль должен играть горизонтальный перенос озона в более высокие северные и южные широты. Это объясняет также, почему в экваториальной области общее содержание озона ниже, чем на более высоких широтах, несмотря на

то что из-за более благоприятного освещения Солнцем над экватором в течение года озона должно образоваться больше. Изменение общего содержания озона в умеренных широтах обусловлено главным образом изменением содержания этого газа в слое 12—24 км. Коэффициент корреляции между общим содержанием озона и его содержанием в слое 12—24 км над канадскими озонотрическими станциями оказался равным +0,97. Для индийских озонотрических станций получен аналогичный результат при сопоставлении общего содержания озона и его содержания в слое 18—27 км. Отсюда следует, что по суточным и сезонным изменениям общего содержания озона можно судить об изменениях содержания озона в слое максимума его концентрации.

3. Основы фотохимической теории образования озона. Рассмотрим теперь основы фотохимической теории образования озона, так как озон является продуктом главным образом фотохимических реакций. Для возникновения озона необходимо наличие атомарного кислорода. На больших высотах фотохимические процессы приводят к диссоциации молекул кислорода на атомы. Согласно теории, развитой С. Чепменом, диссоциация молекул кислорода на атомы происходит благодаря реакции



где h — постоянная Планка, равная $6,623 \cdot 10^{-27}$ эрг · сек, ν — частота колебаний, O^* — возбужденный (активный) атом кислорода.

Как показывают расчеты, для диссоциации молекул O_2 необходима энергия, равная 5,09 эв, или $5,09 \cdot 1,59 \cdot 10^{-12} = 8,0931 \cdot 10^{-12}$ эрг. Этой энергией h должен обладать фотон, поглощаемый молекулой кислорода, для того чтобы вызвать диссоциацию, т. е.

$$h = h\nu = 6,623 \cdot 10^{-27} \nu = 8,0931 \cdot 10^{-12} \text{ эрг},$$

откуда частота колебаний равна

$$\nu = \frac{8,0931 \cdot 10^{-12}}{6,623 \cdot 10^{-27}} = 1,222 \cdot 10^{15} \text{ гц},$$

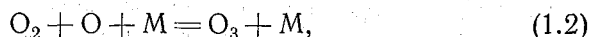
а длина волны —

$$\lambda = \frac{c}{\nu} 10^8 = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1,222 \cdot 10^{15}} \approx 2455 \text{ Å}.$$

Этот элементарный расчет показывает, что диссоциация молекул кислорода может происходить при поглощении ими солнечной радиации с длинами волн $\lambda \leq 2455 \text{ Å}$. Отметим, что заметную интенсивность этот процесс приобретает только для длин волн $< 2025 \text{ Å}$.

Наличие молекулярного и атомарного кислорода может при-

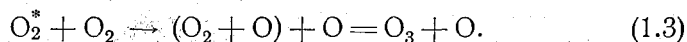
вести к образованию молекул озона благодаря тройным соударениям по следующей реакции:



где М — третья частица, какая-нибудь молекула газов воздуха, поглощающая избыток энергии и количества движения.

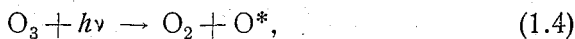
Интенсивность реакций тройных соударений пропорциональна квадрату давления. По расчетам Чепмена, минимальное давление, при котором тройное соударение уже начинает играть существенную роль в образовании озона, составляет около 10^{-2} мм рт. ст. При меньших давлениях вероятность этого процесса очень мала. В летнее время года в умеренных широтах такое давление в среднем наблюдается на высоте около 80 км. Как видим, это в общем хорошо согласуется с результатами экспериментального определения высоты верхней границы озонного слоя.

Описанный механизм образования озона является основным, но далеко не единственным. Молекулы озона могут, например, также образоваться в результате столкновения возбужденных молекул кислорода O_2^* , имеющих в стратосфере и мезосфере, с невозбужденными молекулами O_2



Первая реакция означает, что одновременно с диссоциацией молекулы кислорода происходит соединение одного из кислородных атомов с молекулой кислорода и образование молекулы O_3 .

Молекулы озона менее стабильны, чем молекулы кислорода. Энергия, необходимая для их диссоциации, составляет всего лишь 1,04 эв, и они могут диссоциировать, как это нетрудно вычислить, при поглощении лучистой энергии с длинами волн $\lambda \leq 11\,500 \text{ \AA}$. Таким образом, одновременно с образованием молекул озона происходит их разрушение под действием солнечной радиации



а также при соударениях с атомами кислорода



При этом разрушение молекул озона происходит главным образом в результате поглощения солнечной радиации с длинами волн в полосе 2300—3100 $\text{\AA}$.

Реакция усиливается в присутствии молекул водяного пара, действующих как катализатор. При этом интенсивность фотодиссоциации молекул озона возрастает пропорционально концентрации молекул водяного пара.

Описанные механизмы образования и разрушения молекул озона обуславливают то весьма важное обстоятельство, что озон существует в атмосфере в виде слоя на некоторой высоте. Этот слой называют озоносферой. Действительно, в верхних слоях содержание озона должно быть мало, так как из-за малого давления слабо выражен основной процесс образования озона — тройные соударения. Кроме того, здесь из-за большой интенсивности радиации с длинами волн 2200—3100 Å происходит очень быстрое разрушение молекул O_3 . По мере проникновения в нижние, более плотные слои усиливается интенсивность образования озона. В свою очередь в результате поглощения ослабевает радиация с длинами волн 2200—3100 Å и число молекул озона, разрушающихся в единицу времени, быстро уменьшается. Это приводит к возрастанию содержания озона. На еще более малых высотах благодаря ослаблению за счет поглощения солнечной радиации, вызывающей диссоциацию молекул кислорода, происходит уменьшение содержания атомарного кислорода, что приводит к замедлению образования озона и уменьшению его содержания. Таковы физические причины существования пространственных границ, в пределах которых в атмосфере существует озон.

На любом уровне количество озона определяется соотношением между процессами его образования и диссоциации. Исходным моментом в теоретическом расчете вертикального распределения озона внутри озоносферы является предположение о фотохимическом равновесии озона, т. е. о том, что число молекул озона, образующихся в единицу времени в 1 см^3 , равно числу молекул, разрушающихся за то же время в том же объеме.

Рассмотрим эти условия. Пусть n_1 , n_2 , n_3 и n — количество атомов кислорода, молекул кислорода, молекул озона и молекул воздуха соответственно в 1 см^3 ; $\alpha_{2\lambda}$, $\alpha_{3\lambda}$ — коэффициенты поглощения молекул кислорода и озона, а коэффициенты скоростей соударений при образовании молекул кислорода за счет атомарного кислорода k_{11} , при образовании озона k_{12} и при разрушении его k_{13} , k_{23} и k_{33} . Далее, если обозначить через $q_\lambda d\lambda$ число квантов с длиной волны между λ и $\lambda + d\lambda$, падающих на рассматриваемый слой атмосферы, то изменение во времени количества атомов кислорода и молекул озона можно описать следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} = & 2n_2J_2 \quad + n_3J_3 \quad - k_{12}n_1n_2n \quad - \\ & \lambda < 2400 \text{ Å} \quad \lambda \leq 11\,500 \text{ Å} \\ & (O_2 \rightarrow 2O) \quad (O_3 \rightarrow O_2 + O) \quad (O_2 + O \rightarrow O_3) \\ & - k_{13}n_1n_3 \quad - 2k_{11}n_1^2n, \end{aligned} \quad (1.6)$$

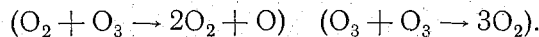
$$(O_3 + O \rightarrow 2O_2) \quad (O + O \rightarrow O_2)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -n_3 J_3 \quad + k_{12} n_1 n_2 n \quad - k_{13} n_1 n_3 \quad -$$

$$\lambda \leq 11\,500 \text{ \AA}$$

$$(O_3 \rightarrow O_2 + O) \quad (O_2 + O \rightarrow O_3) \quad (O_3 + O \rightarrow 2O_2)$$

$$- k_{23} n_2 n_3 \quad - 2k_{33} n_3^2. \quad (1.7)$$



Здесь $J_2 = \int a_{2\lambda} q_\lambda d\lambda$, а $J_3 = \int a_{3\lambda} q_\lambda d\lambda$. Под членами уравнений (1.6) и (1.7) указаны реакции, которые они характеризуют.

Расчеты показывают, что для слоя атмосферы выше 30 км справедливы следующие неравенства:

$$2k_{33} n_3^2 \ll k_{23} n_2 n_3;$$

$$k_{23} n_2 n_3 \ll n_3 J_3;$$

$$2n_2 J_2 \ll n_3 J_3;$$

$$k_{13} n_1 n_3 \ll k_{12} n_1 n_2 n; \quad k_{11} n_1^2 n \ll k_{12} n_1 n_2 n.$$

Из этих неравенств и выражений (1.6) и (1.7) вытекает очень важный вывод, что выше 30 км действие коротковолновой радиации вызывает не образование озона, а его разрушение, что основным механизмом образования озона является реакция (1.2), а его разрушения — реакция (1.4).

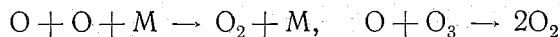
В дневные часы фотодиссоциация озона является наиболее эффективной из всех реакций образования атомарного кислорода, описываемых выражением (1.6). Как показывают расчеты, даже на высоте 70 км реакция фотодиссоциации молекулярного кислорода протекает в четыре раза медленнее, чем реакция фотодиссоциации озона. В связи с этим концентрация озона на высотах выше 30 км должна испытывать суточные изменения. В частности, ночью должен происходить переход большей части атомарного кислорода в озон, а днем — озона в атомарный кислород. При этом, как это следует из анализа описанных выше неравенств, выше 30 км уравнения (1.6) и (1.7) приводят к одному и тому же уравнению равновесного состояния

$$\frac{d(n_3 + n_1)}{dt} = 0$$

или

$$n_3 J_3 = k_{12} n_1 n_2 n.$$

Отсюда следует, что суммарная концентрация $n_3 + n_1$ в течение ночи должна оставаться неизменной. Однако общая концентрация $n_3 + n_1$ возрастает в дневные часы ежедневно за счет диссоциации молекулярного кислорода под действием коротковолнового солнечного излучения, которое не может быть компенсировано процессами образования молекулярного кислорода по реакциям:



из-за их малой эффективности. Поэтому выше 30 км суммарная концентрация $n_3 + n_1$ может сохраняться лишь в том случае, если в результате турбулентного перемешивания озон будет переноситься в более низкие слои и там уничтожаться.

Рассмотрим теперь методику расчета концентрации озона для случая фотохимического равновесия. В этом случае выражения (1.6) и (1.7) равны нулю. Пренебрегая величинами $2k_{11}n_1^2n$, $k_{23}n_2n_3$ и $2k_{33}n_3^2$, исключая из (1.6) и (1.7) величину n_1 , можно получить выражение для расчета количества озона

$$n_3 = \frac{k_{12}}{k_{13}} n_2 n \frac{C_2}{C_2 + C_3}, \quad (1.8)$$

где $C_2 = n_2 J_2$ — скорость исчезновения молекул O_2 , а $C_3 = n_3 J_3$ — скорость разрушения молекул O_3 .

Из выражения (1.8) видно, что концентрация молекул озона на некоторой высоте зависит от концентрации молекул кислорода, общей концентрации частиц воздуха и числа квантов, поглощаемых на этой высоте молекулами кислорода и озона. По оценке Чепмена, в среднем отношение $\frac{k_{12}}{k_{13}} = 10^{-18} \div 10^{-19}$. Это отношение зависит от температуры (табл. 6).

Таблица 6

Зависимость коэффициентов k_{12} и k_{13} от температуры

Температура, °C	—50	+40	+50
k_{12}	$0,61 \cdot 10^{-34}$	—	$0,89 \cdot 10^{-34}$
k_{13}	$1,51 \cdot 10^{-16}$	$1,39 \cdot 10^{-16}$	—

Как видим, повышение температуры должно вести к уменьшению концентрации озона.

При фотохимическом равновесии количество озона должно убывать вверх примерно пропорционально квадрату плотности воздуха, точнее, пропорционально произведению $n_2 n$. Следует также отметить, что C_2 и C_3 являются функциями широты места и времени года, так как они зависят от угла наклона солнечных лучей, падающих на Землю. В связи с этим концентрация озона должна уменьшаться с широтой и летом быть большей, чем зимой. Эти выводы, вытекающие из теории фотохимического равновесия, находятся в противоречии с данными наблюдений за содержанием озона в атмосфере, согласно которым концентрация озона возрастает с широтой и максимальное ее содержание имеет место весной.

В реальных условиях фотохимическое равновесие очень часто нарушается, особенно ниже 25—30 км. Расчеты времени, необходимого для восстановления фотохимического равновесия концентрации озона, нарушенного какими-либо возмущающими

факторами, например вертикальными перемещениями больших масс воздуха в стратосфере, приведены в табл. 7.

Таблица 7

Время, необходимое для восстановления фотохимического равновесия				
Высота, км	12	19	25,5	32
Время, сек	10^{10}	10^6	$2 \cdot 10^3$	10^3

Как видим, выше 25 км случайное нарушение фотохимического равновесия должно быстро восстанавливаться под влиянием солнечного излучения. Между 20 и 25 км нарушения приобретают существенное значение, а ниже 20 км, т. е. в общем под максимумом концентрации озона, каждое нарушение равновесия может длительно существовать и влиять на вертикальное распределение озона.

Быстрые перемещения воздушных масс из одной области в другую, где равновесная концентрация существенно иная, могут быть причиной сравнительно длительного нарушения здесь фотохимического равновесия. Особое значение могут иметь резкие опускания или подъемы воздуха. В частности, озон, опустившийся с воздухом из тех слоев, где происходит его интенсивное образование, на достаточно низкий уровень, может длительно предохраняться от разрушения, так как солнечные лучи ослаблены или полностью поглощены озоном в более высоких слоях атмосферы.

Больше того, вертикальные перемещения могут быть причиной увеличения или уменьшения общего содержания озона. Действительно, при нисходящем потоке в верхней части озонного слоя фотохимические процессы быстро компенсируют убыль озона. Интенсивность этих процессов больше интенсивности процессов разрушения озона в нижней части озонного слоя. Поэтому при опускании воздуха в области озоносферы происходит увеличение общего содержания озона. Напротив, при восходящих движениях происходит уменьшение общего содержания озона.

В заключение приведем данные о концентрации озона и атомарного кислорода на высотах. Из совместного решения уравнений (1.6) и (1.7) для условий фотохимического равновесия, пренебрегая в (1.7) величинами $k_{23}n_2n_3$ и $2k_{33}n_3^2$, получим следующие выражения для n_1 и n_3 :

$$n_1 = \frac{J_2 n_2}{k_{11} n_1 n + k_{13} n_3}; \quad (1.9)$$

$$n_3 = \frac{k_{12} n_1 n_2 n}{J_3 + k_{13} n_1}. \quad (1.10)$$

Эти выражения использованы для вычислений n_1 и n_3 для слоя атмосферы в области высот 30—90 км. Результаты расче-

тов концентрации (числа частиц в 1 см^3), а также данные измерений приведены в табл. 8.

Таблица 8

Концентрация молекул озона и атомов кислорода

Высота, км	Измеренные n_3	Вычисленные	
		n_3	n_1
30	$2,5 \cdot 10^{12}$	$6,7 \cdot 10^{12}$	$1,7 \cdot 10^9$
40	$4,6 \cdot 10^{11}$	$4,8 \cdot 10^{11}$	$2,0 \cdot 10^{10}$
50	$5,5 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^{10}$
60	$7,3 \cdot 10^9$	$7,0 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^{11}$
70	$6,0 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^{11}$
80	—	$7,6 \cdot 10^7$	$2,7 \cdot 10^{11}$
90	—	$5,0 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^{11}$

4. Роль вертикального перемешивания и адвекции в пространственном распределении озона. Расчет, выполненный на основании фотохимической теории, показывает, что выше 30 км равновесное содержание озона почти не меняется. Это согласуется с экспериментальными данными. Ниже 30 км больше всего озона наблюдается не летом, как это следует из фотохимической теории, а весной, а в экваториальной области его меньше, чем в полярной. В умеренных широтах ниже 25—30 км количество озона почти на два порядка больше расчетного. В экваториальной области, напротив, оно меньше расчетных. Это связано с тем, что на этих высотах, как правило, нарушается фотохимическое равновесие, а вертикальное распределение озона и сезонные изменения его содержания определяются в большей мере наблюдающимися здесь вертикальными и горизонтальными перемещениями воздуха.

Расчет вертикального распределения озона можно осуществить, используя уравнение неразрывности, которое выражает, как известно, закон сохранения масс. Полное уравнение неразрывности с учетом влияния турбулентной диффузии на распределение озона имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = \alpha (\rho_0 - \rho) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[D \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D \frac{\partial \rho}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[D \frac{\partial \rho}{\partial x} \right], \quad (1.11)$$

где ρ — плотность озона, ρ_0 — равновесная плотность озона, $\alpha = \frac{1}{\tau}$ — коэффициент, равный обратному значению времени полувосстановления фотохимического равновесия, D — коэф-

коэффициент турбулентной диффузии, w , v , u — соответственно вертикальная и горизонтальные компоненты скорости ветра.

Если пренебречь широтным и меридиональным турбулентным обменом, тогда выражение (1.11) примет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = \alpha (\rho_0 - \rho) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \rho}{\partial z} \right). \quad (1.12)$$

Граничные условия можно записать следующим образом:

$$\rho|_{z=z_0} = \rho|_{z=H} = 0; \quad \rho|_{t=0} = \rho_0^*(z); \\ \rho = f(t, z), \quad D = D(z) \quad \text{и} \quad w = w(z). \quad (1.13)$$

Если считать, кроме того, что вертикальная компонента скорости ветра линейно возрастает с высотой, т. е. что

$$w = c(z - z_0),$$

а за начальную высоту принять $z_0 = 7$ км, тогда выражение (1.12) можно представить в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - D \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \left(\frac{\partial D}{\partial z} - w \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} + (\alpha + c) \rho = \alpha \rho_0. \quad (1.14)$$

Это уравнение в частных производных параболического типа с переменными коэффициентами. Численное решение этого уравнения было выполнено В. М. Березиным и Ю. А. Шафриним. В основу расчетов было положено вертикальное распределение озона над Арозой (Швейцария). При этом ими было принято, что $c = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$, а $D \approx u^2$. Расчеты показали, что при наличии восходящих движений максимум концентрации смещается со временем вверх. При незначительной турбулентности в тропосфере и нижней стратосфере могут образоваться два вторичных максимума концентрации озона. При повышенной турбулентности они могут слиться в один. При нисходящих движениях максимум концентрации со временем смещается вниз и вторичные максимумы не образуются. Кроме того, оказалось, что при отсутствии вертикальных движений диффузия не оказывает заметного влияния на вертикальный профиль концентрации озона.

В тропосфере главными озonoобразующими факторами являются грозные разряды и окисление некоторых органических веществ (морских водорослей, древесной смолы и др.). Однако в связи с тем, что эти факторы действуют не постоянно, а также из-за наличия вертикального переноса, содержание озона в нижних слоях атмосферы очень изменчиво. В тропосфере, как показали самолетные измерения А. С. Бритаева, озон имеет очень сложное слоистое распределение по высоте, так как здесь весьма важным источником озона является приток его из стратосферы благодаря вертикальным движениям.

Так как процессы фотодиссоциации в нижней стратосфере, и особенно в тропосфере, крайне слабы, то озон может длительно сохраняться в горизонтально перемещающихся воздушных массах. Так возникают значительные неперiodические изменения содержания озона, вызванные притоком тех или иных воздушных масс в данный район. Они связаны поэтому и с изменениями условий погоды. Обычно низкое содержание озона обнаруживается в теплом секторе циклона (по наземной карте) и в области теплого фронта (иногда на несколько сотен километров перед ним). При прохождении холодных фронтов содержание озона резко увеличивается. Скорость изменения содержания озона связана со скоростью перемещения циклонов. Минимальное количество озона в Европе часто отмечается в центральной части антициклона.

Наблюдения над Японией обнаружили увеличение содержания озона в передней части антициклонов (в тылу циклонов). И в этом районе при прохождении холодных фронтов отмечалось резкое увеличение содержания озона.

С другой стороны, над азиатским побережьем Тихого океана и над Китаем максимальное содержание озона наблюдалось неоднократно в центре антициклона. Вероятно, над антициклоном в этом районе в более высоких слоях часто располагается ложбина низкого давления. Таким образом, на озон влияет не только приземное, но и высотное поле давления, от которого зависит перенос масс воздуха и вертикальные движения на высотах. В целом над циклонами содержание озона больше, чем над антициклонами. Существует корреляционная связь между содержанием озона и высотой тропопаузы: высоким тропопаузам (обычно над антициклонами) соответствует меньшее содержание озона, чем низким (над циклонами). Коэффициент корреляции между содержанием озона и высотой тропопаузы равен $-0,56$.

В экваториальной области зависимости содержания озона от условий погоды пока не обнаружено.

На содержание озона над тем или иным районом сильно влияет характер адвекции (горизонтального переноса) масс воздуха. Так, в умеренных широтах поступление потоков тропического воздуха сопровождается уменьшением содержания озона (иногда на 25—30%), а воздушных потоков высоких широт — увеличением содержания озона (иногда в 1,5—2,0 раза). Этот эффект еще более резко выражен в субтропических широтах. По данным наблюдений Ш. А. Безверхнего, над Алма-Атой при северных потоках среднее суточное содержание озона значительно больше, чем при южных; при северных потоках оно находится в пределах 0,35—0,24 см, а при южных — падает до 0,16 см.

Влияние адвекции сказывается до больших высот. Это можно

проследить по характеру корреляционной связи между содержанием озона и температурой воздуха. Между температурой воздуха в тропосфере умеренных широт и содержанием озона имеется обратная связь, т. е. понижение температуры над пунктом в среднем сопровождается увеличением содержания озона, а повышение температуры — уменьшением его содержания. Это связано с тем, что в этом слое атмосферы горизонтальный градиент температуры направлен к северу и северные потоки отличаются более низкими температурами, чем южные. С другой стороны, в них содержание озона больше, чем в южных. Напротив, южные потоки отличаются более высокими температурами и содержат меньшее количество озона. Для тех высот в стратосфере, где горизонтальный градиент температуры имеет противоположное направление, корреляционная связь между температурой и содержанием озона прямая. Это видно из данных табл. 9, в которой приведены коэффициенты корреляции r между общим содержанием озона и температурой воздуха на различных высотах.

Заметим, что в Воейково и Владивостоке коэффициенты корреляции для высот 3, 6 и 9 км также отрицательные.

Таблица 9

Связь между содержанием озона и температурой воздуха на высотах

Район	Высота, км	r
Тромсе (Норвегия)	6	—0,50
Тромсе	12	+0,53
Оксфорд	12	+0,56
Алма-Ата	13	+0,88
Ленинград	15	+0,58
	20	+0,53 (август)
		+0,62 (сентябрь)
Владивосток	15	+0,53 (сентябрь)
		+0,58 (май)
	20	+0,47 (сентябрь)
		+0,28 (май)
Оксфорд	18	+0,70
Японские острова	15—18	+0,60

Из сказанного вытекает также, что должна существовать связь между содержанием озона и характером общей циркуляции атмосферы. Так, например, зональная циркуляция должна сдерживать перенос озона с северных в южные широты, а меридиональная — благоприятствовать такому переносу в низкие широты. С северной стороны зональных воздушных «барьеров» может происходить сильное накопление озона, в связи с чем

в этой зоне могут наблюдаться также и весьма высокие горизонтальные градиенты содержания озона.

Можно думать, что резкое убывание содержания озона при переходе из области широт $40-35^\circ$ с. ш. к области $35-30^\circ$ с. ш. связано с резким уменьшением тропосферного межширотного обмена в субтропическом поясе. С другой стороны, как уже указывалось, наличие очень малых количеств озона над экватором вплоть до высот 23—25 км объясняется не только вертикальным переносом воздуха, содержащего озон, в тропосферу,

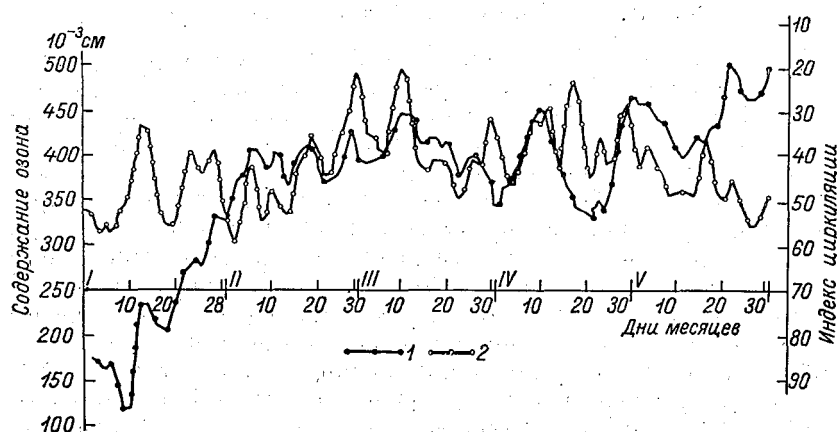


Рис. 1.3. Изменение индекса циркуляции (1) и содержания озона (2).

где происходит быстрое его разрушение, но и горизонтальным переносом озона в этих слоях на больших высотах в более высокие широты к югу и северу.

Одной из количественных характеристик циркуляции атмосферы является индекс циркуляции, представляющий собой отношение скорости широтной составляющей геострофического ветра (см. § 2, гл. V) к скорости вращения Земли на данной широте. Увеличение индекса циркуляции характеризует усиление зонального потока и ослабление межширотного обмена. На рис. 1.3 приведены кривые изменения индекса циркуляции для поверхности 100 мб и содержания озона для ст. Винья-ди-Валле (Италия). Для наглядности на этом рисунке шкала индексов циркуляции перевернута. Как видим, между этими кривыми существует довольно тесная отрицательная корреляция. По данным Г. И. Кузнецова, коэффициенты корреляции между индексом циркуляции и содержанием озона достигают при этом значений порядка $-0,40$, $-0,65$. Наибольшие коэффициенты корреляции относятся, как правило, к высоким уровням (выше 15 км), подчеркивая большую роль циркуляции на этих высотах в вариациях содержания озона.

Следует отметить, что в околополярной области связь между содержанием озона и величиной индекса циркуляции обычно прямая, т. е. усиление зональной циркуляции в верхней тропосфере и нижней стратосфере (на уровнях 300 и 200 мб) обуславливает накопление озона в этой географической области и увеличение межширотных контрастов в распределении озона при переходе от полярных к умеренным широтам. Как показывают наблюдения, это явление особенно характерно для февраля и марта.

§ 3. Водяной пар в свободной атмосфере

Содержание водяного пара в атмосфере, как уже упоминалось, изменяется в широких пределах. Оно зависит не только от испарения с земной поверхности и вертикального перемешивания воздуха, но и от того, что максимальное его содержание ограничено упругостью насыщения, сильно зависящей от температуры воздуха. При достижении упругости насыщения происходит конденсация водяного пара и образование облаков и облачных слоев. В связи с этим реальное распределение содержания водяного пара по высоте может отличаться большой слоистостью, т. е. слои с убыванием влажности могут чередоваться со слоями возрастания влажности с высотой.

В среднем, однако, содержание водяного пара с высотой быстро убывает. В частности, распределение упругости водяного пара описывается эмпирической формулой Ганна, полученной им по данным наблюдений на альпийских горных станциях,

$$e_z = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{6,3}}, \quad (1.15)$$

где e_z и e_0 — упругость водяного пара на высоте z км и у поверхности Земли.

А. Х. Хргиан получил эмпирическую формулу для расчета среднего распределения удельной влажности. Для этого им были использованы данные самолетных наблюдений до высоты 5—6 км, проведенных в Москве. Формула Хргиана имеет вид

$$s_z = s_0 10^{-Az - Bz^2}, \quad (1.16)$$

где A и B — постоянные величины, значения которых приведены в табл. 10.

Таблица 10

Постоянные	Зима	Весна	Лето	Осень	Год
$A \text{ км}^{-1}$	0,0483	0,0941	0,0947	0,0905	0,0845
$B \text{ км}^{-2}$	0,0158	0,0163	0,0138	0,0124	0,0161

Из табл. 10 следует, в частности, что летом влажность воздуха убывает с высотой быстрее, чем зимой.

Благодаря понижению температуры парциальное давление водяного пара падает с высотой значительно быстрее, чем общее давление атмосферы.

Таблица 11

Среднее распределение плотности водяного пара ($г/м^3$) на высотах (по И. А. Хвостикову)

z км	Весна	Лето	Осень	Зима	Год	ϕ
0	5,7	10,2	7,8	3,0	6,7	$5,5 \cdot 10^{-3}$
1	3,8	7,4	5,0	2,4	4,8	$4,3 \cdot 10^{-3}$
2	2,2	4,2	2,6	1,2	2,6	$2,6 \cdot 10^{-3}$
3	1,6	2,8	1,5	0,7	1,7	$1,9 \cdot 10^{-3}$
4	1,0	1,4	1,1	0,4	0,9	$1,1 \cdot 10^{-3}$
5	0,5	0,8	0,5	0,2	0,5	$7,0 \cdot 10^{-4}$
6	0,3	0,4	0,3	0,1	0,3	$4,2 \cdot 10^{-4}$
7	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	$1,7 \cdot 10^{-4}$
8	0,06	0,12	0,07	0,04	0,08	$1,5 \cdot 10^{-4}$
9	0,02	0,07	0,04	0,02	0,04	$8,5 \cdot 10^{-5}$
10	0,02	0,04	0,02	0,02	0,03	$7,2 \cdot 10^{-5}$
11	0,01	0,04	0,01	0,02	0,02	$5,5 \cdot 10^{-5}$

В табл. 11 приведены данные И. А. Хвостикова о вертикальном распределении абсолютной влажности в тропосфере. Если у Земли в среднем за год абсолютная влажность составляет $6,7 г/м^3$, то на высоте 10 км она равна $0,03 г/м^3$. В последней графе этой таблицы приведено ϕ — отношение плотности водяного пара к плотности воздуха. Как видно, это отношение довольно быстро убывает с высотой и на высоте 11 км оно равно $5,5 \cdot 10^{-5}$.

Наблюдения показали, что при переходе из тропосферы в стратосферу происходит резкое убывание относительной влажности воздуха. По данным весьма тщательных наблюдений над Англией, во все сезоны года с высотой над тропопаузой увеличивается разность между температурой воздуха и точкой росы (температурой насыщения). Скачок влажности составляет от 40—50% на уровне тропопаузы до 2—5% на высоте на 1,5—2,0 км выше тропопаузы. Такое распределение водяного пара относительно тропопаузы связано также с тем фактом, что верхняя граница перистых облаков обычно немного ниже тропопаузы и эти облака, как правило, не проникают в нижнюю стратосферу.

Несмотря на незначительное количество водяного пара в верхней тропосфере, он оказывает большое влияние на ее тепловой режим благодаря сильному поглощению радиации с длинной волны 5,0—7,5 мк. Поэтому сравнительно большое влаго-

содержание воздуха в верхней тропосфере приводит здесь к почти полному поглощению теплового излучения Земли и нижних слоев атмосферы. С другой стороны, собственное излучение этого воздуха мало из-за его низкой температуры, и поэтому стратосфера южных широт получает мало тепла и температура ее низка.

Данные о содержании водяного пара в стратосфере пока еще немногочисленны. Имеющиеся результаты самолетных и шарозондовых измерений содержания водяного пара, проведенные методом точки росы (иней) и забором проб воздуха, показывают, что удельная влажность в общем мала в стратосфере до высот 30—40 км.

При этом обнаружены два типа вертикального распределения удельной влажности. Первый тип характеризуется тем, что над тропопаузой происходит резкое убывание удельной влажности до высоты 15—16 км. Далее удельная влажность возрастает с высотой иногда на один-два порядка по сравнению с уровнем минимума. Некоторое представление о таком ходе влажности дает табл. 12. (В скобках указаны высоты, которым

Таблица 12

Максимальные и минимальные значения удельной влажности (г/кг) в стратосфере

Автор	Район наблюдений	Дата наблюдений	$s_{\text{мин}}$	$s_{\text{макс}}$	$\frac{s_{\text{макс}}}{s_{\text{мин}}}$
Баррет и др.	45°с. ш. 92° з. д.	1 VII 1949	0,0034 (15)	0,154 (30)	45,3
		26 VIII 1949	0,0120 (12)	0,150 (30)	12,5
Брейсфильд	39°с. ш. 90° з. д. 40°с. ш. 72° з. д.	7 I 1950	0,0300 (27)	0,090 (16)	
		16 IX 1953	0,0218 (16)	0,292 (24)	13,4
		18 IX 1953	0,0104 (15)	0,097 (24)	9,3
Барклай	52°с. ш. 0°30' з. д.	2 V 1958		0,037 (27)	
Мастенбрук и др.	39°с. ш. 76° з. д.	27 VI 1960	0,0024 (16)	0,096 (31)	40,0
		8 IV 1960	0,0017 (16)	0,020 (24)	11,8
		28 IV 1959	0,0260 (27)	0,050 (21)	
Рорбос	40°с. ш. 105° з. д.	2 V 1962		0,32 (40)	

соответствует приводимая в таблице удельная влажность.) Разброс данных в табл. 12 можно, по-видимому, объяснить географическими и сезонными особенностями.

Этот тип вертикального распределения удельной влажности можно аппроксимировать следующим выражением:

$$s(z) \begin{cases} s_0 e^{-a_0 z}, & 0 \leq z \leq z_1 \\ s_1 e^{-a_1 (z-z_1)}, & z_1 \leq z \leq z_{\text{макс}} \end{cases} \quad (1.17)$$

где z — высота, на которой наблюдается минимум удельной влажности, s_0 и s_1 — удельная влажность соответственно на уровне $z=0$ и $z=z_1$.

В табл. 13 даются значения s_0 , s_1 , a_0 , a_1 и z_1 для данных измерений, приведенных в табл. 12.

Таблица 13

Значения параметров в формуле (1.17)

Автор	Дата наблюдений	s_0 г/кг	a_0 км ⁻¹	s_1 г/кг	a_1 км ⁻¹	z_1 км
Баррет и др.	26 VIII 1949	12,2	0,84 (0,52)	0,012	0,08 (0,06)	12,0
	1 VII 1949	11,5	0,73 (0,49)	0,006	0,23 (0,22)	14,0
	7 I 1950	1,6	0,43	0,05	0,0	8,0
Брейсфильд	18 IX 1953	5,1	0,42	0,01	0,27	15,0
Мастенбрук и др.	28 IV 1959	17,5	0,56	0,04	0,0	10,0
	8 IV 1960	3,6	0,51	0,002	0,18	14,0
	27 VI 1960	5,7	0,48	0,002	0,24	16,0

Из табл. 13 видно, что величины s_0 и s_1 изменяются в сравнительно широких пределах, а значения a_0 и a_1 — в узких пределах (исключение составили летние измерения, выполненные Барретом). Из этого следует, что содержание водяного пара на высотах очень изменчиво, но вертикальный профиль достаточно устойчив.

Второй тип вертикального распределения удельной влажности характеризуется тем, что на некоторой высоте над тропопавзой содержание водяного пара достигает минимума, а затем почти не изменяется с высотой. При этом, как это видно из табл. 12, наблюдается сравнительно высокая удельная влажность, лежащая в пределах 0,01—0,05 г/кг. Этот тип вертикального профиля удельной влажности воздуха можно также описать выражением (1.17), положив, что $a_1=0$.

В стратосфере также обнаруживаются сравнительно тонкие слои как с большой, так и с относительно малой влажностью. Причины такой слоистой структуры пока еще не выяснены. Следует отметить, что измерения температуры воздуха на этих высотах с помощью малоинерционного акустического термометра также обнаружили тонкую слоистую структуру поля температуры.

О проникновении водяного пара на большие высоты свидетельствует наличие на высотах 25—30 км так называемых перламутровых облаков.

Между 30—35 и 60 км, где наблюдаются сравнительно высокие температуры, упругость пара не может достигать упру-

гости насыщения, так как в этом случае она была бы больше наблюдаемой здесь плотности воздуха. Конденсация водяного пара на этих высотах, таким образом, как бы запрещена. Более того, капли воды или ледяные частички, попавшие сюда из других слоев атмосферы, должны испаряться.

Естественно, что изменения удельной влажности на указанных высотах связаны с изменениями температуры воздуха. В табл. 12 приведены результаты одного определения, когда удельная влажность достигла на высоте около 40 км 0,32 г/кг и была гораздо больше, чем величина удельной влажности на высоте 30 км, приведенная в той же таблице.

Как уже упоминалось, на высотах 80—85 км наблюдаются серебристые облака. Относительно происхождения этих облаков, наблюдаемых в высоких широтах, существуют две различные гипотезы (см. главу VIII). Согласно одной из гипотез, серебристые облака состоят из ледяных кристаллов. Новейшие исследования показали, что эти облака состоят из ледяных частичек, образовавшихся за счет конденсации (сублимации) водяного пара на частицах метеорного происхождения.

Если эти наблюдения верны и если принять в расчет температуру воздуха (180—190° К), наблюдаемую на высотах 80—85 км, то легко вычислить упругость насыщения водяного пара при образовании этих облаков. Удельная влажность для этих условий находится в пределах 10^{-1} — 10^{-2} г/кг.

Наличие такого большого количества водяного пара на высотах 80—85 км обуславливается, по-видимому, диффузным притоком водяного пара из мезосферы, а также образованием молекул водяного пара из атомов водорода и кислорода.

С помощью масс-спектрометрических исследований состава воздуха на высотах 100—200 км были обнаружены ионы (около 0,2%) с массовым числом 18. При отождествлении можно было предположить также, что это ионы пара H_2O . Можно было бы предположить, что водяной пар занесен на столь большие высоты из более низких слоев атмосферы путем перемешивания или диффузии. Это значило бы, что молекулы воды на этих больших высотах могут продолжительное время оставаться недиссоциированными. Между тем солнечная ультрафиолетовая радиация с длиной волны $\lambda \leq 2400$ Å, вызывающая диссоциацию молекул воды, свободно проникает до уровня 100 км. Кроме того, оказалось, что при масс-спектрометрических исследованиях на спутниках интенсивность ионного тока, соответствующего массовому числу 18, уже в течение первых витков падает и к концу третьего витка вообще перестает регистрироваться. Поэтому вероятнее всего, что вода, обнаруживаемая масс-спектрометром, заносится самим прибором в верхние слои атмосферы.

§ 4. Углекислый газ

Углекислый газ является продуктом окисления органических соединений и выделяется при их гниении и горении (в том числе при горении топлива), а также при дыхании животных.

Содержание CO_2 довольно постоянно и лишь в приземных слоях отчасти зависит от местных условий. Так, в воздухе промышленных районов количество CO_2 может превышать 0,05%, вне городов не превышает 0,03%, а в воздухе полярных стран оно еще меньше, например, в Антарктике всего 0,0205%. Углекислый газ в свободной атмосфере не вступает в реакции с другими газами воздуха.

Благодаря атмосферной турбулентности содержание углекислого газа с высотой мало изменяется. В пробе воздуха, взятой на высоте 21,5 км (1935 г., стратостат «Эксплорер-II»), было $0,029 \pm 0,002\%$ углекислоты. По данным В. А. Путохина, содержание CO_2 с высотой не меняется до высоты 25 км, где оно равно 0,031% при точности анализа $\pm 0,001\%$. Такое же количество CO_2 было обнаружено в пробе воздуха, взятой Рорбосом 2 мая 1962 г. на высоте около 40 км. Только на больших высотах возможно убывание этого газа, хотя он присутствует вплоть до высот порядка 70—100 км.

§ 5. Кислород

В приземном слое воздуха содержание кислорода по объему, как мы уже знаем, составляет $20,946 \pm 0,002\%$. Изучение состава воздуха в свободной атмосфере в 30-х годах проводилось путем забора проб воздуха в колбы с последующим анализом. Такие исследования велись в Германии (А. Виганд, Е. Регенер), Франции (А. Лепап, Ж. Коланж), Англии (А. Дайнс, Ф. Панет), США (Е. Шефферд).

В Советском Союзе первые пробы воздуха на высоте 18,5 км были взяты во время полета стратостата «СССР-1», проведенного в 1933 г. под руководством Г. А. Прокофьева. Пробы были проанализированы на содержание кислорода двумя разными методами и дали одинаковые результаты — 20,95%.

В 1949—1952 гг. в Центральной аэрологической обсерватории под руководством В. А. Путохина были проведены многочисленные подъемы автоматических стратостатов, снабженных колбами для забора проб воздуха на различных высотах. Такие подъемы до высоты 20—25 км проводились в разное время года, в дневные и ночные часы. Анализ проб воздуха на содержание кислорода, азота и аргона обеспечивался с точностью $\pm 0,01\%$. По данным В. А. Путохина, содержание кислорода не зависело от времени года и оставалось постоянным до высоты 19—20 км, а выше намечалось некоторое его уменьшение, не

выходящее, однако, за пределы сотых долей процента. Этот результат, совпавший с результатами исследований ученых других стран, не подтвердил наличия гравитационного разделения газов на этих высотах.

В 1951—1956 гг. Б. А. Миртов исследовал состав воздуха в пробах, взятых с помощью ракет. Он показал, что вплоть до высоты 90—100 км содержание кислорода находится в пределах 20—21%. Колебания его, порядка 0,5—1,0%, на некоторых уровнях зависели, вероятно, от точности химического анализа и метода забора проб воздуха на высотах. В табл. 14 приведены некоторые результаты анализа проб воздуха на содержание кислорода на различных высотах.

Таблица 14

Состав воздуха на различных высотах (% по объему)

Высота, км	O ₂	N ₂	Ar	CO ₂	He·10 ³	Ne·10 ³
Автоматические стратостаты. 1950—1952 гг. (по В. А. Путохину)						
0,5	20,98	78,06	0,927	0,030	0,52	1,81
5,2	20,98	78,05	0,940	0,030	0,54	1,77
10,4	20,95	78,08	0,937	0,030	0,58	1,58
13,7	20,98	78,05	0,944	0,029	0,50	1,57
14,7	20,98	78,04	0,938	0,031	0,55	1,70
16,0	20,97	78,05	0,948	0,039	0,50	1,80
19,0	20,92	78,11	0,941	0,031	0,40	1,89
21,0	20,96	78,07	0,935	0,030	0,53	1,75
22,5	20,91	78,11	0,945	0,031	0,48	1,82
25,1	20,92	78,09	0,951	0,038	0,55	1,78

Стратостат «СССР-1». 1933 г. (по Г. А. Прокофьеву)

18,5	20,95	—	—	—	—	—

Ракетные подъемы. 1951—1956 гг. (по Б. А. Миртову)

65	19,0	80	0,91	—	—	—
75—80	21,0	78	0,93	—	—	—
80	19,0	80	0,86	—	—	—
80	22,0	77	0,87	—	—	—
80	23,0	76	0,90	—	—	—
82—85	24,5	74	0,77	—	—	—
82—85	20,5	78	0,79	—	—	—
82—85	19,0	80	0,91	—	—	—
85	21,0	78	0,86	—	—	—
85	21,0	78	0,90	—	—	—
85	21,0	78	0,88	—	—	—
95	21,5	77	0,76	—	—	—

До высоты 90—100 км кислород в атмосфере находится главным образом в молекулярном состоянии. Относительное содер-

жание атомарного кислорода (см. табл. 8) в верхней части стратосферы и в мезосфере очень мало. Для диссоциации молекулы кислорода нужна, как уже указывалось, довольно большая энергия (5,09 эв), в сотни раз превышающая кинетическую энергию теплового движения молекул воздуха, и поэтому причиной диссоциации может быть только воздействие на атмосферу ультрафиолетового и корпускулярного излучения Солнца.

Возможности диссоциации молекул кислорода благодаря фотохимическим процессам были рассмотрены нами выше в связи с образованием озона в атмосфере.

Уравнение, описывающее скорость изменения концентрации молекул кислорода, можно записать в виде

$$\frac{dn_2}{dt} = n_3 J_3 + k_{13} n_1 n_3 - k_{12} n_1 n_2 n. \quad (1.18)$$

($O_3 \rightarrow O_2 + O$) ($O_3 + O \rightarrow 2O_2$) ($O_2 + O \rightarrow O_3$)

В этом уравнении учитывается образование молекул кислорода за счет процессов фотодиссоциации молекул озона и соединения молекул озона с атомами кислорода, а также исчезновение молекул кислорода, соединяющихся с атомами кислорода. Из уравнений (1.6) и (1.18) можно вычислить равновесную концентрацию молекулярного кислорода. Результаты расчетов приведены в табл. 15 вместе с данными о концентрации атомарного кислорода на высотах 40—90 км.

Таблица 15

Концентрация молекулярного (n_2) и атомарного (n_1) кислорода на высотах 40—90 км.

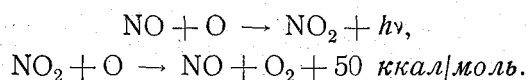
Высота, км	n_2	n_1	$\frac{n_1}{n_2} \%$
40	$1,7 \cdot 10^{16}$	$2,0 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$
50	$5,0 \cdot 10^{15}$	$4,4 \cdot 10^{10}$	$9,3 \cdot 10^{-4}$
60	$1,5 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
70	$4,0 \cdot 10^{14}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$
80	$2,0 \cdot 10^{14}$	$2,7 \cdot 10^{11}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$
90	$2,0 \cdot 10^{13}$	$3,3 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^0$

Из этой таблицы видно, что степень диссоциации O_2 и относительное количество атомарного кислорода на высотах 40—90 км в общем малы, но они быстро возрастают с высотой, достигая на высоте 90 км сравнительно большой величины (1,6%). Естественно, что на больших высотах диссоциация кислорода еще значительнее.

Действительно, еще в 1867 г. было отмечено наличие в спектрах полярных сияний на высотах 100 км и более яркой зеленой линии с длиной волны 5577 Å. В 1927 г. было показано, что

она принадлежит атомарному кислороду. Таким образом, еще до начала прямых измерений состава воздуха на больших высотах была обнаружена спектроскопически диссоциация O_2 .

Наличие на высоте около 100 км атомарного кислорода в сравнительно большом количестве было подтверждено опытом 14 марта 1956 г. в штате Нью-Мексико (США), когда с ракеты на этой высоте было выпущено 10 кг окиси азота (NO). Введение окиси азота вызывало следующие реакции (при наличии на этой высоте атомарного кислорода):



Первая из этих реакций привела к образованию двуокиси азота, а вторая — к образованию снова окиси азота, молекулы кислорода и выделению большого количества энергии (около половины энергии рекомбинации) в виде видимого света. Так возникло свечение, вначале бывшее в четыре раза более ярким, чем свечение Венеры. Свечение постепенно расплывалось и через несколько часов исчезло.

Процесс рекомбинации атомарного кислорода при введении окиси азота, таким образом, не требует тройных соударений, которые часто могли бы происходить лишь в более плотных слоях атмосферы, и протекает путем двух последовательных двойных соударений. Замечательно также то, что количество NO не уменьшается, т. е. она служит катализатором в описанном процессе.

Выше 80—90 км прямые исследования состава невозможны, потому что количество воздуха, которое может быть взято в колбы, баллоны и т. п. на этих высотах, уже недостаточно для химического анализа. Кроме того, атомы (или ионы) рекомбинируют между собой в баллоне или на его стенках. Поэтому выше 80—90 км состав воздуха исследуется обычно с помощью различного рода масс-спектрометров. Таким способом А. А. Похунков показал, например, что с высоты 100—110 км содержание атомарного кислорода увеличивается. Отношение ионных токов в масс-спектрометре для атомарного кислорода и молекулярного азота растет с высотой, особенно резко начиная с высоты 160—170 км. По расчетам А. А. Похункова, концентрация атомарного кислорода на высоте 200 км составляет не менее 10% концентрации молекулярного кислорода.

Ракетные измерения поглощения молекулярным кислородом прямой солнечной радиации в континууме Шумана—Рунге (в ультрафиолетовой части спектра), проведенные в США, позволили получить данные о вертикальном распределении O_2 , представленные на рис. 1.4 для слоя атмосферы от 105 до 130 км. По кривой вертикального распределения O_2 вычислялась дис-

социация молекулярного кислорода. Она рассчитывалась по формуле

$$1 - \frac{\rho(\text{O}_2)}{0,23\rho}, \quad (1.19)$$

где $\rho(\text{O}_2)$ — измеренная плотность молекулярного кислорода, а ρ — предполагаемая плотность окружающего воздуха. Данные о степени диссоциации кислорода приведены на рис. 1.5. Как мы видим, к высоте 125 км должно быть диссоциировано около 65% кислорода.

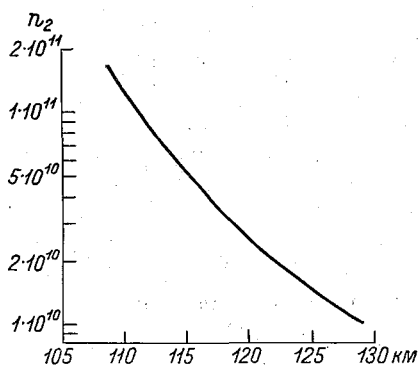


Рис. 1.4. Изменение концентрации молекулярного кислорода с высотой.

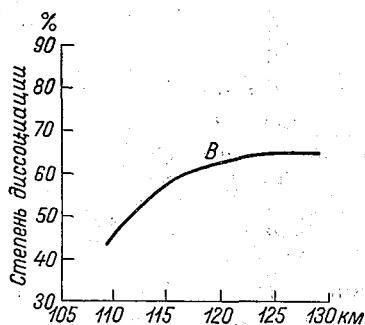


Рис. 1.5. Степень диссоциации кислорода.

Исследования, проведенные в период МГГ, позволили выявить сезонный ход степени диссоциации кислорода. Результаты, полученные для района форта Черчилл (Канада, 59° с. ш.), представлены на рис. 1.6. Кривые на этом рисунке характеризуют изменение плотности молекулярного кислорода с высотой. Для сравнения на этом рисунке (справа) нанесены данные измерений, проводившихся в 1953 и 1955 гг. на полигоне Уайт Сандс (32° с. ш.). Кривые позволяют оценить высоту уровня, выше которого степень диссоциации кислорода заметно возрастает с высотой. Этот уровень располагается там, где происходит заметное увеличение наклона кривой. На летней кривой уровень находится на высоте 86 км, а на весенней — на высоте 96 км. Такой сезонный ход в положении уровня диссоциации можно объяснить сезонными изменениями средней высоты Солнца над горизонтом.

Степень диссоциации кислорода, рассчитанная на основе фотохимической теории, возрастает с высотой в переходном слое диссоциации заметно быстрее, чем это следует из данных ракетных измерений. Очевидно, выше 100 км фотохимическое рав-

новесие не может установиться из-за вертикального перемешивания масс воздуха и диффузии O и O_2 . Эти процессы «размывают» переходный слой, т. е. замедляют рост диссоциации кислорода с высотой. Кроме того, расчеты фотохимического равновесия существенно зависят от цветовой температуры Солнца в ультрафиолетовой области.

Расчеты показывают, что вертикальное распределение молекулярного кислорода выше 100 км определяется в основном диффузионным переносом, а атомарного кислорода — диссоциирующим действием ультрафиолетовой радиации Солнца.

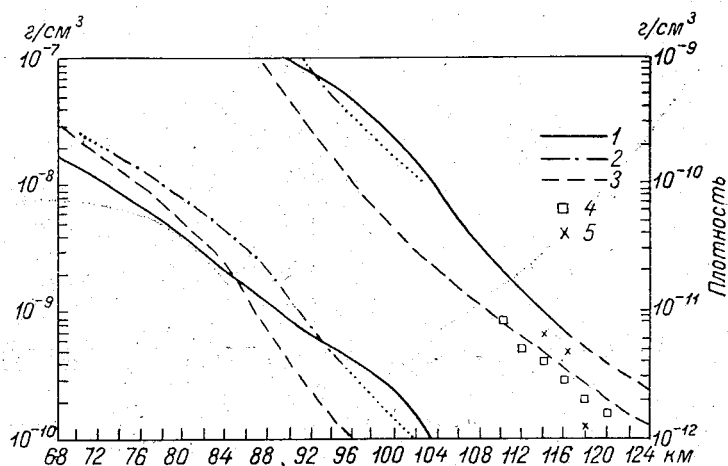


Рис. 1.6. Изменение плотности молекулярного кислорода с высотой над фортом Черчилл (59° с. ш.).

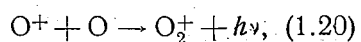
1 — весна, 2 — лето, 3 — по вычислениям Николе, 4 — декабрь и 5 — октябрь над Уайт Сандс (33° с. ш.).

Экспериментальные данные о концентрации кислорода на еще больших высотах были получены с помощью масс-спектрометров, установленных на геофизических ракетах и искусственных спутниках Земли. В частности, весьма важные данные были получены во время измерений на третьем советском искусственном спутнике Земли. Траектория этого спутника проходила на высоте от 226 (перигей) до 1881 (апогей) км.

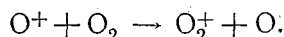
Анализ спектров показал, что в масс-спектрах преобладающим являлся ионный пик с массовым числом 16, отождествленный с ионом атомарного кислорода O^+ . Обнаружены также ионы молекулярного кислорода, но их количество убывало с высотой. Характер этого убывания виден на рис. 1.7, на котором приведены кривые изменения отношения интенсивности ионного пика молекулярного кислорода к интенсивности ионного пика

атомарного кислорода $\left(\frac{O_2^+}{O^+}\right)$, полученные для одного из витков спутника. Точки на кривых пронумерованы в порядке возрастания географической широты. В частности, точки 1 и 2 относятся к южным широтам, а 3—6 — к северным. Эти кривые показывают, что ионы молекулярного кислорода прослеживаются до высоты 400 км, где, однако, относительная интенсивность падает до 0,1%. Выше 500 км ионы молекулярного кислорода не обнаружены.

По мнению А. Д. Данилова, наличие ионов молекулярного кислорода на высотах 300—400 км следует объяснить процессами рекомбинации нейтрального и ионизированного атомов кислорода с излучением кванта



а не наличием на этих высотах нейтральных молекул кислорода и перезарядкой ионов атомарного кислорода с этими нейтральными молекулами кислорода



(1.21)

Кривая на рис. 1.7, соответствующая южным широтам (точки 1 и 2), проходит ниже кривой для северных широт (точки 3—6), что указывает на некоторое возрастание относительной концентрации молекулярного кислорода с увеличением широты.

Приблизительно можно считать, что верхняя граница слоя диссоциации молекулярного кислорода расположена на высоте около 250 км, где он диссоциирован по крайней мере на 98%.

§ 6. Азот

Ракетные измерения показывают, что до высоты 95—100 км содержание азота примерно такое же, как у поверхности Земли (см. табл. 14). Это значит, что до высоты 95—100 км состав воздуха по основным компонентам практически сохраняется неизменным. Поэтому в различных расчетах для всего этого слоя атмосферы можно использовать значение среднего молеку-

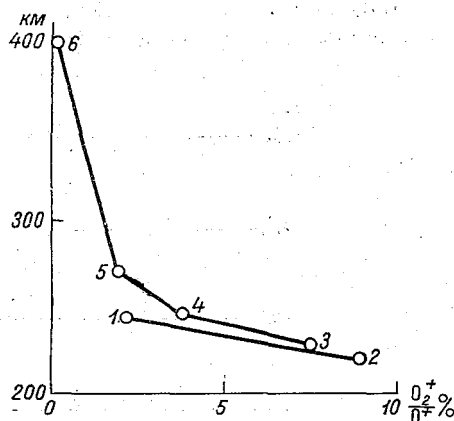


Рис. 1.7. Зависимость отношения ионных токов O_2^+ и O^+ в масс-спектрометре от высоты и географической широты, по данным третьего советского искусственного спутника Земли (1958 г.).

лярного веса воздуха, равное 28,966, — такое же, как в приземном слое воздуха.

Масс-спектрометр показал также, что до высоты 200 км азот наблюдается только в молекулярном состоянии. Так, например, А. А. Похунков нашел, что отношение пиков ионных токов для атомарного и молекулярного азота ($\frac{N_1}{N_2}$) не превышало в общем 0,02—0,03 и оставалось практически неизменным на подъеме и спуске ракет в слое от 100 до 200 км.

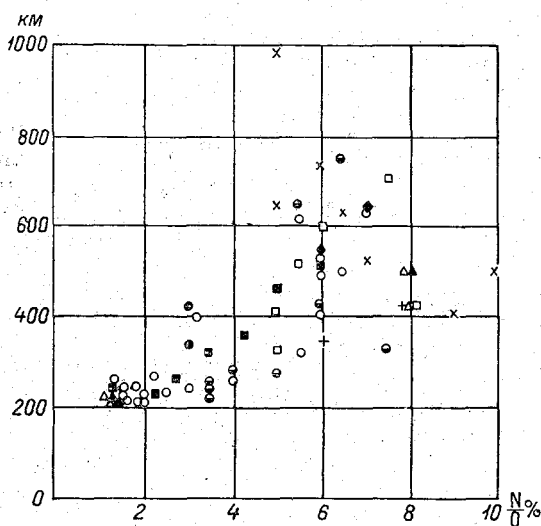


Рис. 1.8. Зависимость отношения ионных токов атомарного азота и атомарного кислорода, по данным третьего советского искусственного спутника Земли (1958 г.).

Масс-спектрометрические измерения на искусственных спутниках Земли обнаружили на высотах от 225 до 1000 км наличие молекулярных ионов азота и окиси азота, ионов атомарного кислорода и атомарного азота. На рис. 1.8 приведены данные об изменении с высотой концентрации атомов азота по отношению к концентрации атомов кислорода, полученные по результатам измерений на третьем советском искусственном спутнике Земли. Как видно из рисунка, имеется явная тенденция к возрастанию с высотой содержания ионов атомарного азота: от 1—2% на высоте 200 км до 6—8% на 700 км. Большой разброс точек на рисунке, на некоторых высотах достигающий $\pm 3\%$, вызван не только случайными погрешностями измерений. По-ви-

димому, на высотах 226—350 км относительное содержание ионов атомарного азота возрастает при переходе от низких широт (30—50° с. ш.) к более высоким (55—65° с. ш.).

Что касается ионов молекулярного азота, то отношение содержания этих ионов к содержанию ионов атомарного кислорода составило около 2% на высоте 250 км и только 0,1% на высоте 500 км. Выше 500 км они не обнаруживались. Таким образом, выше 500 км с точностью до 0,1% атмосфера имеет чисто атомарный кислородно-азотный состав.

Весьма важное значение имеет обнаружение ионов окиси азота на высотах 200—500 км. Их содержание по отношению к содержанию ионов атомарного кислорода достигает 30% на высотах 200—230 км. С высотой оно убывает, особенно резко в слое от 230 до 270 км (до 5—7%), и на высотах 400—500 км составляет около 0,1%.

Теоретически для диссоциации азота нужна энергия в 7,88 эв, т. е. значительно большая, чем для диссоциации молекул кислорода (5,09 эв). Расчет показывает, что диссоциация молекул азота может вызываться солнечным излучением с длиной волны $\lambda < 1680 \text{ \AA}$, и поэтому она может происходить на высотах, где уже практически отсутствует молекулярный кислород, поглощающий эти лучи. Поскольку интенсивность радиации Солнца в области длин волн $\lambda < 1680 \text{ \AA}$ слабее, чем интенсивность в той ее части, которая вызывает диссоциацию кислорода, то процесс диссоциации молекул азота должен быть слабее процесса диссоциации кислорода и слой диссоциации азота должен обладать большей мощностью, чем слой диссоциации кислорода.

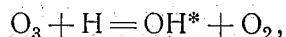
Одновременно с образованием атомов азота происходит и их рекомбинация. Последняя может происходить как при тройных соударениях, так и при двойных с последующим излучением.

§ 7. Водород и гидроксил (ОН) в атмосфере

Исследования инфракрасного спектра свечения ночного неба показали, что в верхней атмосфере присутствуют молекулы гидроксила. Вращательная температура полос инфракрасного спектра гидроксила близка к 260° К. Эти данные о температуре, так же как и некоторые другие, позволяют считать, что излучающие молекулы находятся на высотах 70—80 км. Заметим, что в спектрах полярных сияний на высоте 100 км и более нет полос свечения гидроксила, хотя здесь и выше обнаружены водородные линии. Это говорит о том, что высота слоя, содержащего гидроксил, определена с достаточной надежностью.

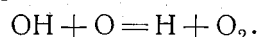
Общее количество молекул гидроксила в вертикальном столбе сечением 1 см^2 оценивается примерно в 10^{11} — 10^{12} .

О механизме образования гидроксила в настоящее время еще нет единого мнения. И. С. Шкловский предположил, что гидроксил возникает в верхней атмосфере при реакции

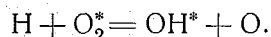


т. е. при столкновении молекулы озона и атома водорода. При этой озоно-водородной реакции должно выделяться 6,11 эв энергии, которой достаточно для возбуждения молекулы гидроксила, впоследствии испускающей эту энергию в виде квантов света.

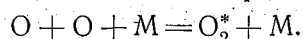
Бейтс и М. Николе также придерживаются того мнения, что интенсивные полосы гидроксила в спектре свечения ночного неба возникают в результате реакции озона с атомарным водородом, причем, по их мнению, атомарный водород снова высвобождается благодаря реакции



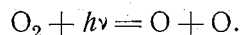
Другой точки зрения придерживается В. И. Красовский. Он считает, что реакцией, приводящей к образованию возбужденных молекул гидроксила, является реакция атомарного водорода с возбужденными молекулами кислорода



Возбужденные молекулы кислорода образуются в результате тройных соударений атомов кислорода



Этот процесс, по мнению В. И. Красовского, находится в динамическом равновесии с процессами фотодиссоциации молекулярного кислорода



Не останавливаясь на критике этих гипотез, укажем, что все они предполагают наличие атомарного водорода на уровне свечения OH. По расчетам И. С. Шкловского, концентрация атомов водорода на уровне свечения гидроксила составляет 10^{-4} — 10^{-5} концентрации молекул воздуха. Второе очень важное заключение, вытекающее из наличия гидроксила в верхних слоях атмосферы, состоит в том, что на высотах 70—80 км возможно образование молекул водяного пара H_2O . Это имеет важное значение, например, для объяснения образования серебристых облаков, наблюдаемых на высотах 80—85 км.

§ 8. Гравитационное разделение газового состава атмосферы

Представление об изменении состава воздуха с высотой долгое время старались подтвердить расчетным путем, исходя из закона Дальтона, согласно которому каждый газ, входящий в состав атмосферного воздуха и не вступающий в химические

реакции с другими газами, ведет себя так, как если бы других газов не существовало. Если предположить, что атмосферный воздух неподвижен и не подвержен никаким внешним воздействиям, кроме действия силы тяжести, то естественно считать, что каждый из отдельных газов, входящих в состав воздуха, образует свою собственную атмосферу. При этих предположениях состав воздуха на высотах может быть определен по известному изменению с высотой парциального давления или плотности воздуха:

$$p_{iz} = p_{i0} e^{-\frac{gM_i}{RT}z}, \quad (1.22)$$

$$\rho_{iz} = \rho_{i0} e^{-\frac{gM_i}{RT}z}. \quad (1.23)$$

Здесь p_{iz} и ρ_{iz} — парциальное давление и плотность газа с молекулярным весом M_i на высоте z , p_{i0} и ρ_{i0} — давление и плотность этого газа у поверхности Земли, R — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура воздуха.

Из анализа этих выражений легко видеть, что с увеличением высоты атмосферный воздух должен все больше состоять из более легких газов, а на больших высотах преимущественно из легких газов. В этом сущность гравитационного разделения газов в атмосфере. Однако, как это показали многочисленные экспериментальные исследования, процесс перемешивания выравнивает состав атмосферы до больших высот. Определение высоты, на которой начинается такое разделение, а также изменения с высотой степени гравитационного разделения представляет большой научный интерес. Высоту, на которой может начаться гравитационное разделение газов, можно оценить, сопоставляя время, необходимое для перемешивания атмосферы, со временем, необходимым для возвращения ее к состоянию гравитационного равновесия. Очевидно, что уровень гравитационного разделения должен располагаться на той высоте, на которой время перемешивания становится больше времени установления гравитационного равновесия.

Рассмотрим, как под действием силы тяжести и турбулентного перемешивания должен распределяться в атмосфере любой газ, входящий в состав воздуха. Сначала рассмотрим процесс разделения под действием силы тяжести, полагая, что перемешивание осуществляется лишь диффузией газа в атмосфере. Пусть плотность исследуемого газа будет ρ' , тогда аналогично (1.23)

$$\rho' = \rho_0 e^{-\frac{M'gz}{RT}} = \rho_0 e^{-\gamma z}, \quad (1.24)$$

где

$$\gamma = \frac{M'g}{RT}.$$

Из экспериментальных исследований известно, что коэффициент диффузии газа D в воздухе изменяется с высотой обратно пропорционально плотности воздуха, т. е.

$$D = D_0 e^{\mu z}, \quad (1.25)$$

где D_0 — величина коэффициента диффузии на начальном уровне, а $\mu = \frac{gM}{RT}$. Благодаря диффузии снизу вверх будет проникать определенное количество газа. В частности, за время dt через единицу площади горизонтального сечения протекает количество примешанного газа, равное

$$dS_1 = -D \frac{\partial \rho'}{\partial z} dt. \quad (1.26)$$

С другой стороны, под действием силы тяжести возникает нисходящий поток

$$dS_2 = -v \rho' dt = -BM' g \rho' dt, \quad (1.27)$$

где v — скорость падения молекул, а B — постоянная, характеризующая подвижность молекул.

Могут встретиться два случая:

- 1) между потоками устанавливается равновесие;
- 2) между потоками равновесие отсутствует.

В первом случае

$$dS_1 + dS_2 = 0$$

и, следовательно,

$$-\left(D \frac{\partial \rho'}{\partial z} + BM' g \rho'\right) dt = 0. \quad (1.28)$$

Из (1.28) и (1.23) можно определить соотношение между D и B

$$B = \frac{Dv}{M'g} = \frac{D}{RT}. \quad (1.29)$$

В случае если равновесие не установилось, то поток частиц на некотором уровне z

$$dS_z = dS_1 + dS_2 = -D_0 e^{\mu z} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial z} + v \rho' \right) dt,$$

а на уровне $z + dz$

$$dS_{z+dz} = dS_z + \frac{\partial}{\partial z} (dS_z) dz.$$

Разность между dS_z и dS_{z+dz} представляет собой то количество газа, которое остается в слое dz . Оно равно

$$-\frac{\partial}{\partial z} (dS_z) dz = D_0 \frac{\partial}{\partial z} \left[e^{\mu z} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial z} + v \rho' \right) \right] dt dz. \quad (1.30)$$

Поделив (1.30) на объем слоя толщиной dz и на dt , получим выражение, характеризующее изменение плотности исследуемого газа за единицу времени,

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = D_0 \frac{\partial}{\partial z} \left[e^{\mu z} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial z} + \nu \rho' \right) \right]. \quad (1.31)$$

Вводя новые переменные $y = e^{-\frac{\mu z}{2}}$ и $u = \rho' e^{\frac{\mu z}{2}}$ и, кроме того, обозначив $\frac{\nu}{\mu} - 1$ через x , а $\frac{\mu}{2} \sqrt{D_0}$ через a , можно получить уравнение диффузии газа в атмосфере, обусловленной влиянием силы тяжести,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{2x+1}{y} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial u}{\partial t} = 0. \quad (1.32)$$

Краевые условия можно определить из тех соображений, что у поверхности Земли ($z=0$) и при $z=\infty$ поток газа $dS=0$.

Решение (1.32), которое может быть выражено через бесселевы функции, позволяет, в частности, исследовать, как быстро происходит процесс разделения газов в предположении, что в начальный момент воздух был полностью перемешан, а затем перемешивание внезапно прекратилось. Результаты подобного исследования для углекислого газа и гелия, выполненные П. С. Эпштейном, для момента, когда концентрация тяжелого газа (углекислого газа) уменьшилась, а легкого газа (гелия) увеличилась на 50% по сравнению с начальной концентрацией, приведены в табл. 16.

Таблица 16

Время разделения для гелия и углекислого газа

Высота, км	Время разделения	
	для He	для CO ₂
80	14 лет	50 лет
120	34 дня	130 дней
160	4,8 часа	17 час.
200	2 мин.	8 мин.

Как видим, выше 160 км может происходить довольно быстрое разделение газов, т. е. обогащение атмосферы более легкими и обеднение более тяжелыми газами. Время разделения других газов определяется их молекулярным весом и величиной коэффициента диффузии. Заметим, что коэффициент диффузии углекислого газа в воздух при 0°С равен 0,142, водорода и кислорода в азот — соответственно 0,739 и 0,171.

Рассмотрим теперь роль турбулентного перемешивания в процессе разделения газов в атмосфере. Турбулентный поток газа описывается выражением

$$dS_3 = -A \frac{d}{dz} \left(\frac{\rho'}{\rho} \right) dt, \quad (1.33)$$

где A — коэффициент турбулентного обмена, характеризующий интенсивность перемешивания. Если в рассматриваемом слое $A = \text{const}$, то для установившегося равновесия

$$dS_1 + dS_2 + dS_3 = 0$$

или с учетом (1.25), (1.26), (1.27), (1.29) и (1.33)

$$-\left(D_0 + \frac{A}{\rho_0}\right) e^{\mu z} \frac{\partial \rho'}{\partial z} - \left(D_0 \nu + \frac{A}{\rho_0} \mu\right) e^{\mu z} \rho' = 0. \quad (1.34)$$

Отсюда

$$\frac{1}{\rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial z} = - \frac{\frac{A_0}{\rho_0} \mu + D_0 \nu}{\frac{A}{\rho_0} + D_0}.$$

Таким образом,

$$\rho' = \rho_0 e^{-\lambda z}, \quad (1.35)$$

где

$$\lambda = \frac{\frac{A_0}{\rho_0} \mu + D_0 \nu}{\frac{A}{\rho_0} + D_0}.$$

Из (1.35) вытекает, что при слабом турбулентном перемешивании или при его отсутствии ($A=0$) $\lambda \approx \nu$, т. е. имеет место состояние, близкое к разделению газов. Чем больше интенсивность турбулентного перемешивания, тем однороднее атмосфера.

Расчеты, основанные на учете процессов диффузии газов и действия гравитационных сил, показали, что время перемешивания атмосферы до высоты 100 км значительно меньше, чем время, необходимое для установления гравитационного равновесия. Следовательно, установление равновесия и начало гравитационного разделения газов, входящих в состав атмосферы, с теоретической точки зрения возможно на высотах более 100 км. Причем вначале разделение должно идти достаточно медленно. Поэтому в атмосфере должен существовать переходный слой, в котором процессы перемешивания должны играть большую роль, чем гравитационное разделение. Это обстоятельство, а также еще не очень высокая точность определения состава атмосферы на больших высотах существенно усложняют экспериментальное обнаружение уровня гравитационного разделения газов.

В экспериментальных исследованиях степень гравитационного разделения газов на высоте взятия проб или масс-спектрометрического анализа определяется величиной

$$\alpha = \frac{\frac{p_x'}{p_a'}}{\frac{p_x}{p_a}}, \quad (1.36)$$

где p_x' и p_a' — парциальное давление исследуемых газов, а p_x и p_a — парциальное давление тех же газов в приземном слое воздуха. При отсутствии разделения коэффициент $\alpha=1$; при наличии разделения легких газов $\alpha>1$, а тяжелых газов $\alpha<1$.

В экспериментальных исследованиях обычно изучается отношение содержания легких или тяжелых газов к содержанию азота. Это связано с тем, что азот не вступает в реакции с другими газами. В настоящее время наибольшее количество опытов проведено с аргоном. Этот газ является инертным, а разность удельных весов аргона и азота достаточно велика.

Отношение ионных токов в масс-спектрометре для аргона и молекулярного азота, полученное А. А. Похунковым во время двух ракетных экспериментов, проведенных в июле 1959 г. в средних широтах СССР, монотонно убывает с высотой. Гравитационное разделение этих газов отмечается отчетливо выше 100 км.

На рис. 1.9 приводятся результаты определения коэффициента гравитационного разделения α в функции высоты. По оси абсцисс на этом рисунке отложены значения коэффициента гравитационного разделения α , а по оси ординат — высота в км. Из этого рисунка следует, что устойчивое гравитационное разделение газов азот—аргон начинается на высотах порядка 100 км. На высотах 60—100 км этот процесс разделения выражен слабо (α не меньше 0,8).

Сопоставление результатов различных экспериментов указывает на то, что уровень гравитационного разделения указанных инертных газов может изменяться от 105 до 120 км. Эти колебания высоты уровня гравитационного разделения связаны, возможно, с колебаниями температуры и плотности воздуха на этих высотах. Согласно расчетам М. Николе, выше 110 км те компоненты воздуха, которые не участвуют в быстрых химических реакциях, распределены по высоте в соответствии с законом гравитационного разделения. К ним относятся в основном инертные газы. Наличие разделения между аргоном и азотом еще не означает, что на указанных высотах должно происходить гравитационное разделение других газов, в частности кислорода и азота. Это связано с тем, что аргон, как уже упоминалось, химически инертный газ, а кислород, особенно атомарный,

обладает высокой химической активностью. Все это создает большие трудности при экспериментальном изучении гравитационного разделения газов на больших высотах.

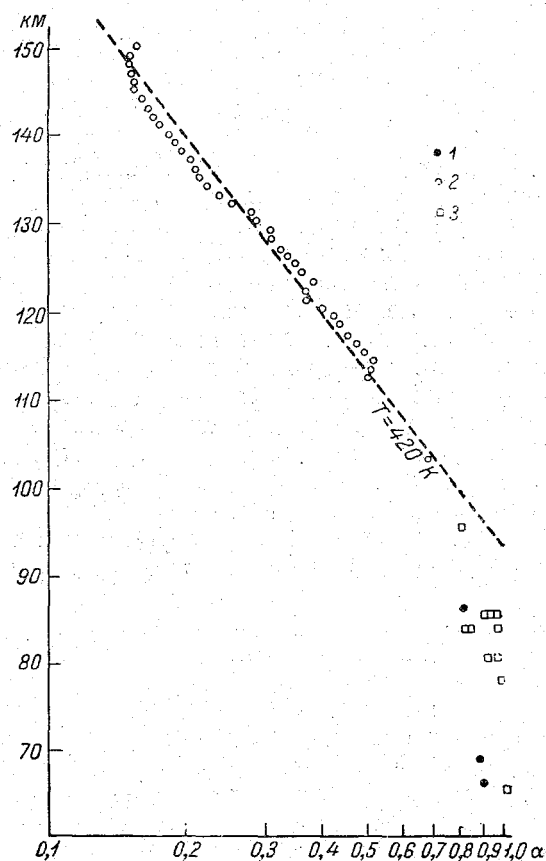


Рис. 1.9. Результаты определения коэффициента гравитационного разделения газов.

1 — методом взятия проб в баллоны; 2 — масс-спектрометрическим методом, по американским данным; 3 — методом взятия проб в баллоны, по данным Б. А. Миртова.

§ 9. Диссипация газов из земной атмосферы

Средняя скорость молекул воздуха, находящихся в беспорядочном движении, зависит от температуры. С повышением температуры скорость возрастает. В этом хаотическом движении некоторые из молекул или атомов могут приобретать столь большие скорости, что, оказавшись в высоких слоях атмосферы,

могут вылететь из атмосферы Земли в межпланетное пространство.

Кинетическая энергия вылетающих молекул должна быть равна их потенциальной энергии в поле земного тяготения или больше ее. Это значит, что частицы, покидающие атмосферу Земли, должны иметь направленную вверх скорость, по меньшей мере равную

$$v_{\pi} = \sqrt{\frac{2GM}{R}},$$

где G — постоянная тяготения, M — масса Земли, R — расстояние частицы от центра Земли. Эта скорость, называемая параболической скоростью, на высоте 800 км равна 11,85 км/сек.

Вообще говоря, на любой высоте в атмосфере имеются молекулы (или атомы), двигающиеся со скоростью, большей чем v_{π} . Но на малых высотах вероятность столкновения с другими молекулами столь велика, что ни одна из таких частиц не может ускользнуть.

На большой высоте, где концентрация частиц мала и длина свободного пробега быстро возрастает, частицы, имеющие достаточную скорость, могут ускользать из атмосферы Земли. Уровень, начиная с которого этот процесс становится возможным, называется критическим уровнем или уровнем диссипации. По расчетам Л. Шпицера, критический уровень для разных атомов (H, He, N, O) находится в пределах 500—1000 км, а в среднем — на высоте около 800 км.

Если считать, что в слое диссипации распределение скоростей частиц соответствует закону Максвелла (см. § 6 главы III), а распределение температуры изотермическое, то количество частиц, покидающих атмосферу в единицу времени через сферическую поверхность радиусом R_c , равно

$$q = 4\pi R_0^2 \frac{\bar{c}}{\sqrt{6\pi}} n_0 Y_0 e^{-Y_0} \left[\frac{R_c}{R_0} \left(1 + \frac{R_c}{Y_0 R_0} \right) \right], \quad (1.37)$$

где R_0 — радиус Земли, $\bar{c}$ — средняя квадратическая скорость частиц, n_0 — концентрация частиц у поверхности Земли,

а $Y_0 = \frac{GmM}{kTR_0}$. Здесь m — масса частицы, k — постоянная Больцмана, T — температура газа.

Если теперь разделить число частиц, имеющих в изотермической атмосфере, на величину q , то можно найти то время, в течение которого содержание данного газа в атмосфере уменьшилось бы в e раз,

$$t = B \frac{\bar{c} \sqrt{6\pi}}{3q} \frac{e^{-Y_0}}{Y_0}, \quad (1.38)$$

где B — поправочный множитель, учитывающий неизомеричность атмосферы. По Шпицеру, он имеет величину порядка 10^5 и изменяется в зависимости от температуры от $6,9 \cdot 10^4$ при $T=500^\circ\text{K}$ до $9,7 \cdot 10^5$ при $T=2000^\circ\text{K}$.

Как видим, выражение для t не зависит от концентрации частиц у поверхности Земли, а также от пути свободного пробега, поэтому этим выражением можно пользоваться для каждой компоненты состава атмосферы в отдельности.

В табл. 17 приведено время диссипации водорода, гелия, атомарного азота и кислорода в зависимости от температуры на уровне диссипации (в слое диссипации).

Таблица 17

Время диссипации в годах			
Газ	Температура, $^\circ\text{K}$		
	500	1000	2000
H	$2,4 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^3$
He	$4,2 \cdot 10^{25}$	$4,0 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^7$
N	$1,0 \cdot 10^{92}$	$1,0 \cdot 10^{45}$	$3,9 \cdot 10^{22}$
O	$1,0 \cdot 10^{105}$	$1,0 \cdot 10^{51}$	$1,0 \cdot 10^{26}$

Из табл. 17 видно, что более тяжелые газы диссипируют из атмосферы Земли гораздо медленнее. Время диссипации даже легких газов при температурах порядка 1000—2000 $^\circ\text{K}$ составляет тысячи и миллионы лет.

Новейшие данные о плотности воздуха на больших высотах, полученные по торможению спутников Земли, позволили уточнить, в частности, высоту уровня диссипации. Оказалось, что высота этого уровня лежит в пределах 480—670 км, т. е. она меньше, чем, например, высота, полученная Шпицером. Кроме того, оказалось, что уровень диссипации зависит от времени суток: днем он выше, чем ночью.

Глава II

РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЫ

Солнце является главным источником энергии, получаемой Землей. Количество лучистой энергии, поступающей от него на Землю, оценивается примерно в $1,8 \cdot 10^{24}$ эрг/сек. В сравнении с этой энергией количество энергии, поступающей от других источников в виде излучения звезд, отраженной радиации от Луны, внутренней теплоты Земли, радиоактивных излучений и др., пренебрежимо мало. Исследования показали, что большая часть излучения Солнца поглощается земной поверхностью и относительно малая доля — атмосферой. Планетарное альбедо земного шара (в северном полушарии) составляет примерно 35,5%.

Интенсивность солнечного излучения на верхней границе атмосферы Земли, оцениваемая для среднего ее расстояния от Земли до Солнца величиной так называемой солнечной постоянной, равна, по современным уточненным расчетам, $2 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин.}$ Ослабление солнечного излучения по мере проникновения его в атмосферу Земли неодинаково для различных длин волн. У поверхности Земли солнечный спектр резко обрывается со стороны длин волн $\lambda < 2900 \text{ \AA}$. Ультрафиолетовая и рентгеновская солнечная радиация, сильно поглощаемые атмосферой на больших высотах, оказывают сильное влияние на процессы в верхней атмосфере.

Представление о характере изменения с высотой в тропосфере и стратосфере распределения энергии в спектре солнечной радиации дают кривые на рис. 2.1, рассчитанные Л. А. Бирюковой для абсолютно чистого и сухого воздуха и положения Солнца в зените относительно поверхности Земли. В расчетах учтено поглощение солнечной радиации озоном, содержащимся в атмосфере, в полосах поглощения при $\lambda < 0,34 \text{ мк}$ и в видимой области спектра ($\lambda = 0,4 \div 0,7 \text{ мк}$). Наибольшие изменения с высотой наблюдаются в области длин волн $\lambda < 0,4 \text{ мк}$, они очень малы в области $\lambda = 0,4 \div 0,7 \text{ мк}$. Часть спектра с длиной волны,

большей чем 0,7 мк, не изменяется с высотой. Интенсивность солнечной радиации на высотах зависит от высоты Солнца. С уменьшением высоты Солнца интенсивность уменьшается, главным образом за счет ослабления радиации в области длин волн $\lambda < 0,4$ мк. Характер солнечного спектра в стратосфере существенно зависит, кроме того, от общего содержания озона и его распределения по высоте. Даже незначительное различие

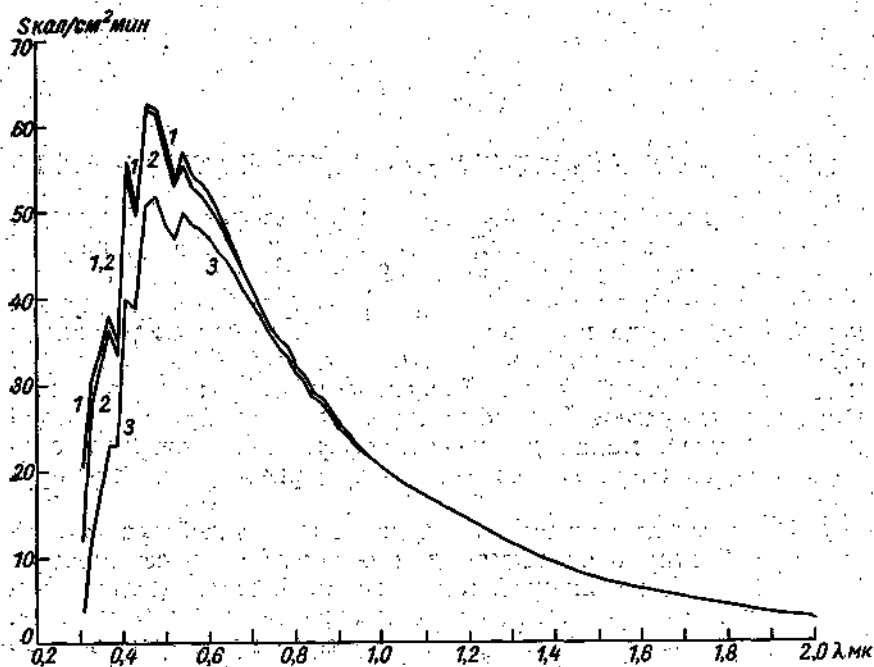


Рис. 2.1. Изменение спектра солнечного излучения при прохождении сквозь чистую и сухую земную атмосферу.
1 — 50 км, 2 — 20 км, 3 — у поверхности Земли.

в вертикальном распределении озона, наблюдаемое от случая к случаю, особенно на высотах 30—50 км, где поглощение наиболее интенсивное, приводит к значительным различиям в величине поглощенной радиации и тем самым к значительным различиям в тепловом режиме этого слоя атмосферы.

Представление о спектре поглощения атмосферы Земли в рентгеновской и ультрафиолетовой областях излучения дает рис. 2.2, на котором изображена зависимость проникновения солнечной радиации определенной длины волны в глубь атмосферы. Кривая на этом рисунке указывает на уровни, на которых поток равен e^{-1} от своего значения вне атмосферы для по-

ложения Солнца в зените, т. е. на те уровни, на которых солнечное излучение поглощается атмосферой в максимальной степени.

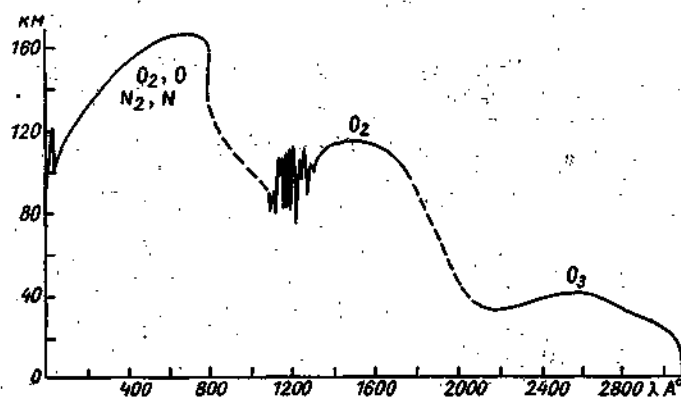


Рис. 2.2. Высота, на которой интенсивность солнечного излучения длины волны λ уменьшается в e раз.

Поглощение в области длин волн 3000—2000 Å обусловлено главным образом озоном, в области 2000—1000 Å — в основном молекулярным кислородом, который в процессе поглощения диссоциирует, в области длин волн короче 800 Å — азотом и атомарным кислородом. Заметный вклад в поглощение ультрафиолетовой радиации Солнца вносят содержащиеся на больших высотах окись и двуокись азота (NO , NO_2), имеющие полосы поглощения в диапазоне длин волн от 2300 до 150 Å.

Распределение энергии в ультрафиолетовой области солнечного спектра вне земной атмосферы, по ракетным данным, приведено на рис. 2.3. На этом рисунке нанесены кривые распределения энергии, вычисленные для спектра излучения абсолютно черного тела при различных температурах (4500—6000° K), а также теоретическая кривая распределения энергии, по де Ягеру. Как видим, с уменьшением длины волны сильно умень-

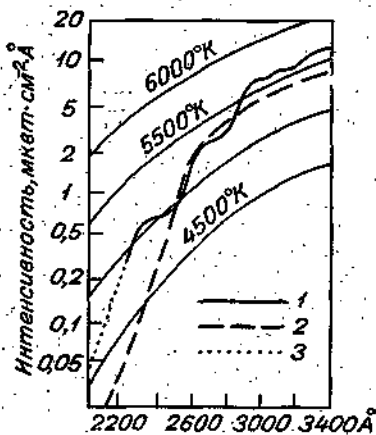


Рис. 2.3. Спектр солнечного излучения в области 2400—3400 Å вне земной атмосферы. 1 — распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при различных температурах; 2 — данные ракетных экспериментов; 3 — теоретическое распределение, по де Ягеру.

шается интенсивность излучения Солнца. В целом оно не совпадает с величинами, соответствующими какой-либо одной температуре.

Таблица 18

Потоки энергии ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$)
в ультрафиолетовой области спектра Солнца

Область спектра, Å	Экспериментальные данные	Теоретический расчет
1640—1670	—	1,6
1390—1520	—	1,0
1265—1310	—	0,14
1217	6,0	3,4
1240—1340	0,2	0,2
1110—1350	1—10	—
1050—1240	0,4	0,06
795—1050	10—60	0,001

В табл. 18 приведены теоретические и экспериментальные (по ракетным измерениям) данные об интенсивности радиации в ультрафиолетовой области солнечного спектра для еще более коротких длин волн, чем приведенные на рис. 2.3.

Как видим, в промежутке длин волн 795—1050 Å излучение Солнца на четыре-пять порядков превосходит излучение абсолютно черного тела при температуре около 5000°K . Для оценки интенсивности излучения для еще более коротких длин волн, чем приведенные в табл. 18, в настоящее время еще нет сколько-нибудь надежных данных.

Земля и атмосфера в свою очередь излучают в пространство радиацию, которая соответствует приблизительно излучению черного тела. Интенсивность излучения Земли и каждого слоя атмосферы зависит от их температуры и определяется законом Стефана—Больцмана, а длина волны в спектре излучения, которой соответствует максимальная интенсивность, — законом смещения Вина. Радиацию излучают преимущественно водяной пар и углекислый газ. Большая часть этой радиации приходится на области длин волн от 4 до 60 мк.

Таким образом, на каждом уровне в свободной атмосфере радиационный режим определяется поглощением атмосферным воздухом коротковолновой радиации Солнца, длинноволновой радиации Земли, излучения выше и ниже лежащих слоев атмосферы, а также собственным излучением. Поглощение и излучение атмосферного воздуха носит довольно сложный избирательный (селективный) характер. Благодаря сильному поглощению длинноволновой радиации водяным паром, углекислым газом и озоном, содержащимся в свободной атмосфере, большая

часть излучения земной поверхности аккумулируется атмосферой. Эти компоненты атмосферы Земли определяют радиационный режим тропосферы, стратосферы и частично мезосферы. В тропосфере большую роль, кроме того, играют содержащиеся здесь частички пыли и особенно облака.

§ 1. Поглощение лучистой энергии в атмосфере

Тепловой баланс атмосферы на различных высотах, оцениваемый по разности между приходом и расходом тепла за различные промежутки времени, определяется многими факторами: лучистым теплообменом, конвекцией, турбулентным теплообменом и переносом тепла при перемещении масс воздуха. Роль лучистого теплообмена возрастает с высотой. В частности, в термическом режиме верхних слоев атмосферы большая роль принадлежит нагреванию воздуха, обусловленному поглощением коротковолновой радиации Солнца. Выше 200 км большую роль играет и теплопроводность.

Основную роль в поглощении лучистой энергии в атмосфере играют озон, углекислый газ и водяной пар. Поглощение радиации этими газами не является непрерывным, имеет, как указывалось, селективный характер, и поэтому более подробно рассмотрим их спектры поглощения.

Ослабление лучистой энергии благодаря поглощению может быть описано формулой

$$J_{\lambda} = J_{0\lambda} e^{-\alpha_{\lambda} z},$$

где $J_{0\lambda}$ — интенсивность падающей радиации данной длины волны λ , J_{λ} — интенсивность радиации после прохождения через слой поглотителя (кислорода, озона и др.) с приведенной толщиной z , α_{λ} — коэффициент поглощения на единицу пути. Этот последний определяется обычно в лаборатории и имеет размерность см^{-1} . В расчетах используют также коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы, размерность которого $\text{см}^2/\text{г}$.

На больших высотах, где атмосфера сильно разрежена, поглощение радиации в континууме сопровождается фотодиссоциацией и фотоионизацией поглощающих газов, а в линиях и полосах поглощения — возбуждением молекул и атомов. До высот 200—250 км основное количество радиации поглощается в континуумах, т. е. в сплошных спектрах поглощения.

1. Спектр поглощения молекулярного кислорода и молекулярного азота. На рис. 2.4а приведен спектр поглощения молекулярного кислорода в ультрафиолетовой области спектра. По оси ординат отложены значения коэффициента поглощения α_{λ} , а по оси абсцисс — длины волн λ . Заметим, что в видимой части спектра имеется одна полоса поглощения с центром около

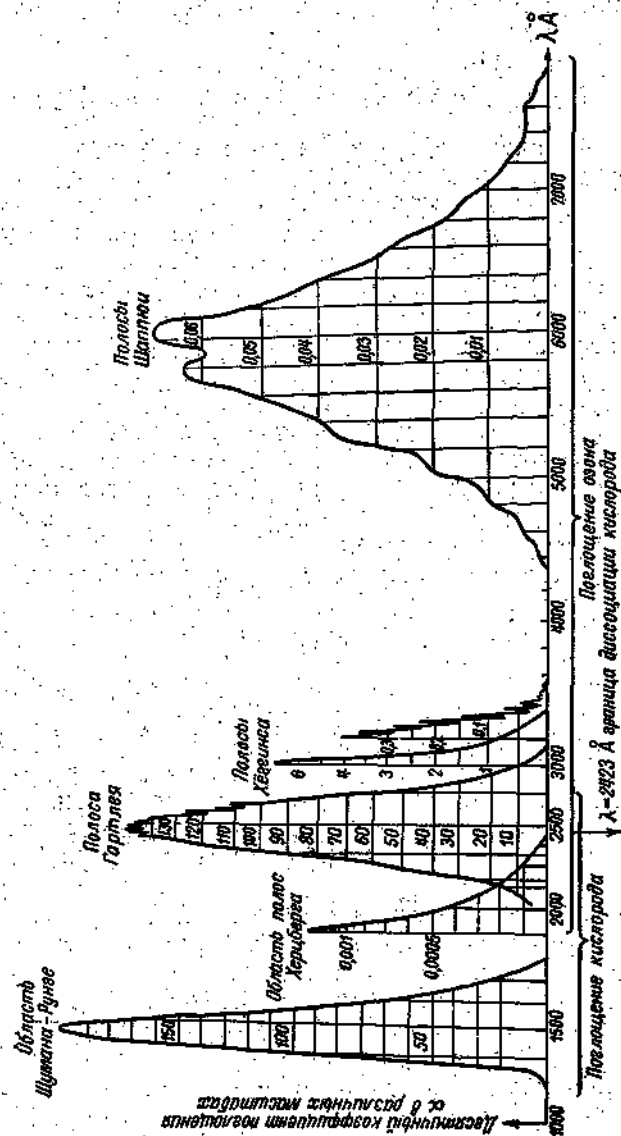


Рис. 2.4а. Коэффициенты поглощения озона и кислорода в ультрафиолетовой и видимой частях спектра (в различных масштабах).

0,76 мк, а вторая — с центром около 0,69 мк. Но в этих полосах поглощение мало. Наиболее существенное значение имеет поглощение в ультрафиолетовой области спектра. В частности, полосы Херцберга в области длин волн 2600—2420 Å, которые переходят в континуум, простирающийся до 2000 Å, и полосы Шумана—Рунге в области длин волн 1925—1760 Å имеют достаточно большие коэффициенты поглощения.

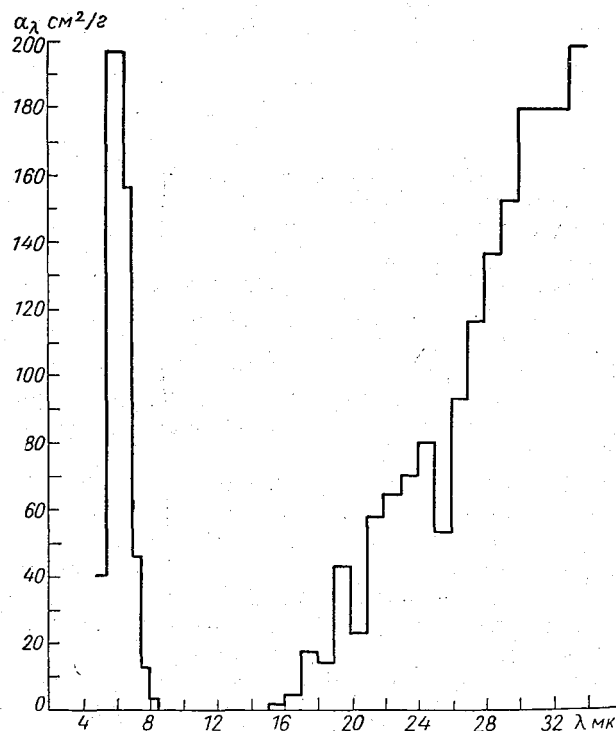


Рис. 2.46. Коэффициенты поглощения водяного пара (по К. Я. Кондратьеву).

Всякий континуум поглощения начинается у порогового значения энергии фотона и обычно имеет максимум или у порогового значения, или в пределах ~ 1 эв около него. По мере возрастания энергии фотонов поглощение медленно уменьшается и в пределах нескольких электронвольт энергии фотонов (или нескольких сотен онгстрем по спектру) сохраняет величину порядка 5—10% максимальной. В табл. 19 приведены данные о коэффициенте поглощения ультрафиолетовой радиации для молекулярного кислорода в области длин волн $\lambda \leq 1730$ Å.

Таблица 19

Коэффициенты поглощения молекулярного кислорода

Пороговое значение λ Å	$\lambda_{\text{макс}}$ Å	$\alpha_{\text{макс}}$ см ⁻¹	Энергия диссоциации (д) и фотоионизации (ф)
1730	1450	490	7,08 (д)
1019	950	100	12,26 (ф)
770	400	600	16,1 (ф)

Спектр поглощения молекулярного азота изучен недостаточно. Азот прозрачен для радиации с длинами волн $\lambda > 1200$ Å. Этот газ слабо поглощает в области длин волн $\lambda = 1100$ Å ($\alpha < 1$ см⁻¹), имеет сильную полосу поглощения с пороговым значением $\lambda_0 = 792$ Å, где при $\lambda_{\text{макс}} = 750$ Å $\alpha = 700$ см⁻¹.

2. Спектр поглощения озона. Спектр поглощения озона также приведен на рис. 2.4а. Из этого рисунка видно, что для озона наиболее сильными полосами поглощения является система полос Гартлея, простирающаяся от $\lambda = 2100$ Å до $\lambda = 3200$ Å. Коэффициент поглощения достигает максимума при $\lambda = 2550$ Å, где $\alpha = 140$ см⁻¹. Более слабо выражено поглощение в полосах Хёггинса (3200—3600 Å) и Шаппюи (4500—7500 Å). Максимальные значения коэффициента поглощения в этих областях длин волн равны 6,0 и 0,068 см⁻¹ соответственно.

Важное значение имеет поглощение озоном в красной и инфракрасной областях спектра. В инфракрасной области спектра озон имеет три интенсивные полосы поглощения. Максимум поглощения приходится на длины волн 4,75; 9,65 и 14,1 мк; значения коэффициентов поглощения соответственно равняются 0,13; 0,22 и 0,70 см⁻¹. Полоса поглощения с $\lambda_{\text{макс}} = 9,65$ мк интересна тем, что она находится в области спектра, для которой водяной пар и углекислый газ почти прозрачны.

Следует отметить влияние температуры на полосы поглощения озона в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра. С понижением температуры почти не изменяются (немного увеличиваются) коэффициенты поглощения в областях максимумов полос поглощения. В области минимума полос поглощения эти коэффициенты с понижением температуры уменьшаются. Благодаря этому при понижении температуры происходит увеличение контрастности, т. е. разности между коэффициентами поглощения соседних максимумов и минимумов. Результаты исследований Васси в области температур от -80 до +20°С приведены в табл. 20.

В области длин волн 4500—6500 Å поглощение также зависит от температуры озона. Температурное влияние наиболее

сильно сказывается в центре этой полосы, для которой изменение температуры от -80 до $+20^{\circ}\text{C}$ приводит к увеличению коэффициента поглощения примерно на 20%.

Таблица 20

Влияние температуры на величину α

λ , Å	$\frac{\alpha(-80^{\circ}\text{C})}{\alpha(+20^{\circ}\text{C})}$	λ , Å	$\frac{\alpha(-80^{\circ}\text{C})}{\alpha(+20^{\circ}\text{C})}$
3359	0,40	3190	0,72
3327	0,44	3168	0,77
3295	0,46	3151	0,85
3268	0,50	3130	0,92
3239	0,51	3110	0,99
3213	0,67		

Изменение давления существенно не сказывается на интенсивности полос поглощения озона и только в инфракрасной части ($\lambda=9,65$ мк) поглощение растет пропорционально корню четвертой степени из давления, под которым находится озон.

3. Спектр поглощения водяного пара. Спектр поглощения водяного пара отличается большой сложностью и имеет большое число полос поглощения. При этом коэффициент поглощения в полосах зависит от содержания водяного пара. Это, естественно, усложняет расчеты количества радиации, поглощаемой этой весьма важной составной частью атмосферного воздуха. Для водяного пара основные полосы поглощения в близкой инфракрасной области спектра приходятся на длины волн (в центре полосы) 0,718, 0,810, 0,935, 1,130, 1,395, 1,870 и 2,68 мк (табл. 21).

Таблица 21

Полосы поглощения водяного пара

Название полосы	Область спектра, мк	Положение центра полосы (максимум поглощения), мк
α	0,70—0,74	0,718
β	0,79—0,84	0,810
$\rho\sigma\tau$	0,926—0,978	0,935
Φ	1,095—1,165	1,130
Ψ	1,319—1,498	1,395
Ω	1,762—1,979	1,870
χ	2,520—2,845	2,68

Наиболее сильные полосы поглощения приходятся на инфракрасную радиацию — на ту область спектра, в которой больше

всего излучает земная поверхность. Водяной пар полностью поглощает радиацию с длиной волны от 5,5 до 7 мк с центром около 6,3 мк ($\alpha \approx 96,2 \text{ см}^2/\text{г}$) и более 18 мк, вплоть до 40 мк, и почти совершенно прозрачен (рис. 2.46) для радиации с длинами волн от 8 до 12 мк с центром при $\lambda = 9,65 \text{ мк}$ ($\alpha = 0,1 \text{ см}^2/\text{г}$). Этот промежуток, где поглощение водяным паром очень мало, называется иногда «атмосферным окном». Напомним, что озон, наоборот, имеет в области длин волн 9—12 мк с центром в 9,65 мк сравнительно высокий коэффициент поглощения.

4. Спектр поглощения углекислого газа. Полосы поглощения углекислого газа расположены в инфракрасной области спектра. Основные из них приходятся на длины волн между 1 и 2 мк, 2,05; 2,7; 4,3; 10,0 и 12,9—17,1 мк с положением центра в области $\lambda = 14,7 \text{ мк}$ ($\alpha = 134 \text{ см}^2/\text{г}$). Последняя полоса расположена недалеко от максимума теплового излучения Земли и интересна еще и тем, что она, так же как полоса поглощения озона, частично перекрывает «атмосферное окно» водяного пара (8—12 мк с центром при $\lambda = 9,65 \text{ мк}$).

§ 2. Нагревание атмосферы за счет поглощения радиации

Радиационное нагревание атмосферы зависит от распределения по высоте атмосферных газов, поглощающих лучистую энергию, а также от интенсивности потоков лучистой энергии соответствующих длин волн. В тропосфере и в нижней части стратосферы нагревание воздуха зависит главным образом от поглощения длинноволнового (инфракрасного) излучения земной поверхности и самой атмосферы. Нагревание происходит за счет поглощения длинноволновой радиации водяным паром и углекислым газом. Одновременно эти газы излучают радиацию, что вызывает охлаждение атмосферы. Поглощение прямой солнечной радиации имеет меньшее значение.

В верхней части стратосферы, в мезосфере и термосфере решающую роль играет как раз поглощение ультрафиолетовой части спектра солнечной радиации. В стратосфере и мезосфере ее поглощают главным образом озон и углекислый газ, в термосфере — кислород, азот, окись азота и др.

Тепловой баланс в различных слоях атмосферы зависит, как уже говорилось, не только от величины поглощения и излучения энергии, но и от конвекции, турбулентности и перемешивания, связанного с общей циркуляцией атмосферы. Здесь будет рассматриваться нагревание (охлаждение), обусловленное только поглощением и излучением.

В общем случае необходимо учесть поглощение солнечного излучения и вызванное им нагревание, поглощение длинноволнового излучения Земли, а также излучения от выше и ниже лежащих слоев атмосферы и излучение газов (озона, углекислого газа, водяного пара и др.).

Наиболее простой способ расчета лучистого притока тепла основан на определении изменений с высотой радиационного баланса. Обозначим поток лучистой энергии, направленный вниз вдоль нормали к горизонтальной поверхности, через $S(\lambda)^\downarrow$, а вверх — через $S(\lambda)^\uparrow$. Радиационный баланс 1 см^2 поверхности в единицу времени равен

$$B(\lambda) = S(\lambda)^\downarrow - S(\lambda)^\uparrow. \quad (2.1)$$

Если известен радиационный баланс на уровнях z_2 и z_1 , то количество лучистой энергии, поглощаемое в единицу времени слоем единичного сечения толщиной $\Delta z = z_2 - z_1$, равно

$$\Delta B(\lambda) = B_2(\lambda) - B_1(\lambda), \quad (2.2)$$

а единичным объемом — $\frac{\Delta B(\lambda)}{\Delta z}$.

Зная величину притока тепла, обусловленного лучистым теплообменом, можно вычислить радиационное изменение температуры воздуха по формуле

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial B(\lambda)}{\partial z}. \quad (2.3)$$

При возрастании радиационного баланса с высотой имеет место радиационное выхолаживание воздуха. Если же $\frac{\partial B(\lambda)}{\partial z} < 0$,

то $\frac{\partial T}{\partial t} > 0$. Чтобы получить общее радиационное нагревание воздуха, необходимо просуммировать нагревание, обусловленное излучением всех длин волн.

Для проведения расчетов необходимо знать спектральные характеристики коэффициента поглощения газа и распределение содержания газа по высоте. Для численных расчетов делается предположение об определенном распределении по высоте поглощающих газов, входящих в состав атмосферы. Учитываются обычно главные полосы поглощения, для которых имеются наиболее надежные значения коэффициентов поглощения.

§ 3. Некоторые характеристики радиационных процессов в свободной атмосфере

В настоящее время еще мало систематических и надежных экспериментальных данных о радиационных процессах в свободной атмосфере. Исследования потоков радиации в свободной атмосфере проводились на самолетах, на свободных и автоматических аэростатах, а также путем запуска актинометрических радиозондов. Несколько большее количество измерений проведено в нижней половине тропосферы.

1. Потоки длинноволновой радиации. Измерения длинноволнового (теплового) излучения на различных высотах в тропосфере в ночное время (определявшегося по разности восходящего и нисходящего потоков теплового излучения), проведенные В. И. Шляховым, показали, что радиационный баланс возрастает с высотой. В частности, на максимальной высоте, на которой были произведены измерения, равной 8 км, он достигал $0,346 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$. Возрастание баланса с высотой обусловливается главным образом тем, что с высотой убывание нисходящего потока длинноволновой радиации идет быстрее, чем восходящего.

В табл. 22 приведена зависимость от давления (высоты) отношения нисходящего потока радиации $S^\downarrow$ к восходящему $S^\uparrow$ при безоблачном небе, по данным Е. А. Лопухина.

Таблица 22

Давление, мб	966	965	950	814	800	748	697	600	505	422
$\frac{S^\downarrow}{S^\uparrow}$	0,82	0,87	0,81	0,75	0,69	0,64	0,60	0,53	0,41	0,38

Из этой таблицы видно, что если на уровне 966 мб ($\approx 400 \text{ м}$) это отношение равно 0,82, то к уровню 422 мб ($\approx 6800 \text{ м}$) оно уменьшается до 0,38.

Возрастание длинноволнового радиационного баланса в ночное время с высотой наиболее четко выражено при безоблачном небе. При наличии облаков этот ход нарушается особенностями распределения баланса на границах облачных слоев. Внутри плотной облачности нижнего яруса радиационный баланс невелик или близок к нулю, т. е. здесь налицо лучистое равновесие. Поэтому на вертикальном профиле баланса появляются изломы — происходит уменьшение баланса под облачным слоем и довольно быстрое нарастание баланса над ним.

Вблизи нижней границы облачного слоя, где наблюдается уменьшение с высотой величины радиационного баланса, должно наблюдаться нагревание воздуха, а непосредственно над верхней границей облачного слоя, где наблюдается возрастание баланса длинноволновой радиации с высотой, — выхолаживание воздуха. По данным Е. А. Лопухина, под нижней границей слоистых облаков радиационное нагревание воздуха составляет $0,06 \text{ град/час}$, а охлаждение над верхней границей — $0,28 \text{ град/час}$.

Исследования потоков радиации в верхней тропосфере и в стратосфере проводятся на автоматических аэростатах и с помощью актинометрических радиозондов. На рис. 2.5 приведены типичные вертикальные профили величины эффективного излучения по данным измерений Г. Н. Костяного. На этом же рисунке даны соответствующие им вертикальные профили относительной влажности воздуха. Профиль 1 относится к наблюде-

ниям излучения в вечерние часы 8 августа 1962 г. при наличии кучево-дождевой и сопутствующей ей облачности и ливневых осадков. В тропосфере, как видно из рисунка, эффективное из-

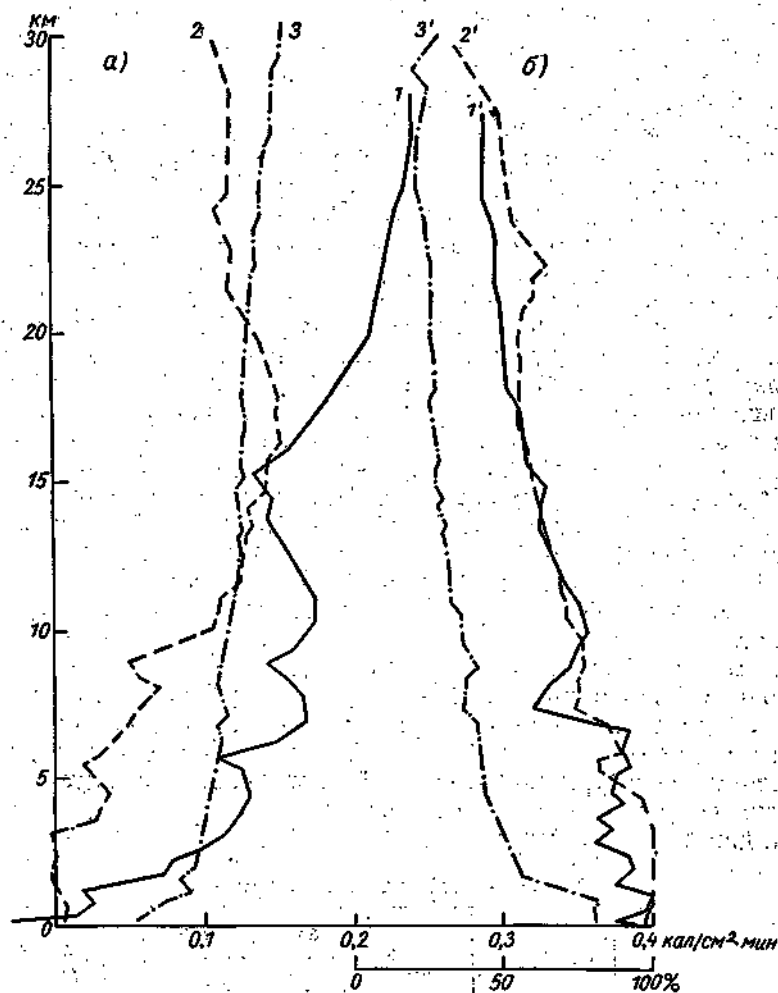


Рис. 2.5. Характерные вертикальные профили потока эффективного излучения (а) ($\text{kcal/cm}^2 \cdot \text{мин}$) и относительной влажности воздуха (б).

лучение возрастало с высотой и достигло $0,176 \text{ kcal/cm}^2 \cdot \text{мин}$ на высоте $10,3 \text{ км}$, далее оно убывало до $0,134 \text{ kcal/cm}^2 \cdot \text{мин}$ на высоте $15,3 \text{ км}$; затем эффективное излучение снова возрастало с высотой и оставалось почти неизменным выше 26 км ($\sim 0,24 \text{ kcal/cm}^2 \cdot \text{мин}$). Таким образом, в тропосфере, где

наблюдались кучево-дождевые облака и распределение влажности воздуха по высоте имело слоистый характер, вертикальный профиль эффективного излучения имел несколько изломов. Профиль 2 относится к вечерним часам 20 августа 1962 г., когда наблюдалась сплошная высоко-слоистая и слоисто-дождевая облачность. Почти до высоты 4 км относительная влажность воздуха была равна 100%, на более высоких уровнях она слабо убывала с высотой и на 28 км была не меньше 50%. Из рис. 2.5 видно, что эффективное излучение было почти равно нулю в слое атмосферы до высоты 3 км, затем оно возрастало примерно до 16 км, где достигало $0,152 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$. Затем наблюдалось незначительное уменьшение эффективного излучения. Выше 22 км излучение практически оставалось постоянным. Профиль 3 относится к ночным часам 21 декабря 1962 г. Погода была безоблачной, температура воздуха у Земли $-23,4^\circ \text{C}$, влажность воздуха в слое до высоты 1 км была 80%, затем она уменьшалась до 55% на высоте 1,5 км и до 40% на высоте 7 км; на больших высотах влажность воздуха была около $30 \pm 5\%$. Таким образом, на этом вертикальном профиле почти не было резких изломов. Эффективное излучение возрастало в этот день от $0,054 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ у поверхности Земли до $0,094 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ на высоте 2 км и от $0,114 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ на высоте 7 км до всего лишь $0,150 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ на высоте 30 км.

Наблюдения Фенна и Вейкмана показали, что в Арктике на всех высотах эффективное излучение меньше, чем в умеренных широтах.

Заметим, что в районах Арктики радиационный баланс длинноволновой радиации зимой меньше, чем в умеренных широтах. Это объясняется главным образом тем, что в Арктике в это время года (в условиях полярной ночи) наблюдаются очень низкие температуры подстилающей поверхности и воздуха, благодаря чему имеют место сравнительно малые восходящие потоки длинноволновой радиации.

Таблица 23

Радиационный баланс на высотах

Район	Время года	Высота, км	$s \downarrow$	$s \uparrow$	$s \downarrow - s \uparrow$
			кал/см ² ·мин		кал/см ² ·мин
США	Лето	20	0,36	0,04	0,32
	Зима	12	0,27	0,08	0,19
Гренландия . . .	Зима	30	—	—	0,16

В табл. 23 приведены некоторые данные о распределении на высотах потоков длинноволновой радиации в условиях ясной ночи.

Представляет интерес оценить роль углекислого газа, озона и водяного пара в излучении нижних слоев стратосферы. В настоящее время еще очень мало экспериментальных данных об излучении атмосферы в полосах CO_2 с центром 15 мк (12—18 мк) и озона с центром 9,6 мк (9—10 мк). Эта оценка может быть сделана по расчетам потоков нисходящей радиации, учитывающим вертикальное распределение этих газов и средней температуры воздуха. Результаты таких расчетов приведены в табл. 24. В этой таблице $S_1^\downarrow$ — поток радиации вниз за счет излучения CO_2 , $S_2^\downarrow$ — за счет O_3 . Здесь же приведены данные о суммарном нисходящем потоке $S^\downarrow$, полученные в трех экспериментах. Анализ данных этой таблицы показывает, что вычисленные потоки радиации за счет CO_2 и O_3 значительно меньше измеренных. Можно предположить, что $\Delta S = S^\downarrow - (S_1^\downarrow + S_2^\downarrow)$ определяется излучением водяного пара. Если это так, то вклад водяного пара значительно больше вклада углекислого газа и озона, особенно на высотах 20—28 км. Отсюда видно, что учет влагосодержания в стратосфере крайне важен при расчетах радиационных изменений температуры воздуха.

Таблица 24

Нисходящие потоки длинноволновой радиации (кал/см² · мин)

Высота, км	Измерен- ные $S^\downarrow$	Вычисленные			ΔS	$\frac{\Delta S}{S_1^\downarrow + S_2^\downarrow}$
		$S_1^\downarrow$	$S_2^\downarrow$	$S_1^\downarrow + S_2^\downarrow$		
10	0,07	0,03	0,003	0,033	0,037	1,12
20	0,05	0,01	0,003	0,013	0,037	2,84
11	0,10	0,03	0,003	0,033	0,067	2,03
28	0,06	0,005	0,001	0,006	0,054	9,0
12	0,08	0,02	0,003	0,023	0,057	2,48
25	0,05	0,006	0,002	0,008	0,042	5,35

2. Потоки коротковолновой радиации. Рассмотрим теперь распределение в свободной атмосфере потоков суммарной (нисходящий поток) и отраженной (восходящий поток) коротковолновой радиации Солнца. Экспериментальные исследования показали, что поток суммарной радиации обычно возрастает с высотой. Вертикальный градиент суммарной радиации уменьшается с высотой. По данным Н. П. Пятовской, в слое 0—1 км он составляет в среднем 0,076 кал/см² · мин, а в слое 2—3 км — 0,034 кал/см² · мин на 1 км высоты.

Отраженная восходящая радиация в общем также возрастает с высотой (из-за рассеяния света атмосферой), а профиль ее существенно зависит от типа подстилающей поверхности и

мутности атмосферы. Выше 1,5—2,0 км рост либо замедляется, либо совсем прекращается. В среднем вертикальный градиент отраженной радиации в слое 0—1 км составляет $0,009 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, в слое 1—2 км — $0,018 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, а в слое 2—3 км — $0,008 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ на 1 км высоты.

По данным В. Г. Кастрова, в нижней половине тропосферы радиационное нагревание изменяется в пределах от сотых до $0,1\text{—}0,2 \text{ град/час}$. Зависимость радиационного нагревания от высоты приведена в табл. 25.

Таблица 25

Радиационное нагревание на высоте

Высота, км	Нагревание, град/час
<1	$0,08 \pm 0,01$
1—3	$0,09 \pm 0,01$
3—5	$0,06 \pm 0,01$

В. Г. Кастров обнаружил, что в нижней половине тропосферы радиационное нагревание в среднем в два раза больше того нагревания, которого следовало бы ожидать за счет поглощения лучистой энергии содержащимся здесь водяным паром. Это «избыточное» нагревание он объясняет результатом поглощения коротковолновой радиации аэрозолями атмосферы. Аналогичные результаты в дальнейшем были получены и для больших высот, в том числе для района Антарктиды, где воздух значительно чище и суше, чем над территорией Советского Союза. Оказалось, что в слоях атмосферы, сильно замутненных аэрозолями, нагревание может превышать $0,4 \text{ град/час}$.

В последние годы интересные исследования баланса коротковолновой радиации до высот 20—25 км на автоматических аэростатах выполнены под руководством К. Я. Кондратьева. Они показали наличие в тропосфере значительных изменений радиационного баланса и его составляющих. На рис. 2.6 в качестве примера приводятся результаты измерений суммарной и отраженной радиации, а также баланса коротковолновой радиации, проведенных 14 ноября 1961 г. Во время полета автоматического аэростата наблюдалась безоблачная погода. Земля была запорошена тонким слоем снега. Максимум суммарной радиации ($0,55 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$) наблюдался на высоте около 3,6 км. Далее происходило увеличение суммарной радиации до максимальной высоты зондирования атмосферы, где она достигала $0,65 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$. Изменение величины потока суммарной радиации от поверхности Земли до высоты 22 км составило $0,17 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$.

Минимум отраженной радиации отмечался на высоте около 3,2 км (за счет уменьшения альбедо подстилающей поверхности Земли — полет проходил над незамерзшей рекой). На больших высотах отраженная радиация росла с высотой, но примерно с 12,5 км она сохранялась почти постоянной ($0,41 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$).

Описанный ход изменений с высотой суммарной и отраженной радиации определил вертикальный профиль баланса коротковолновой радиации. Минимальная величина баланса коротковолновой радиации, равная $0,15 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, наблюдалась на

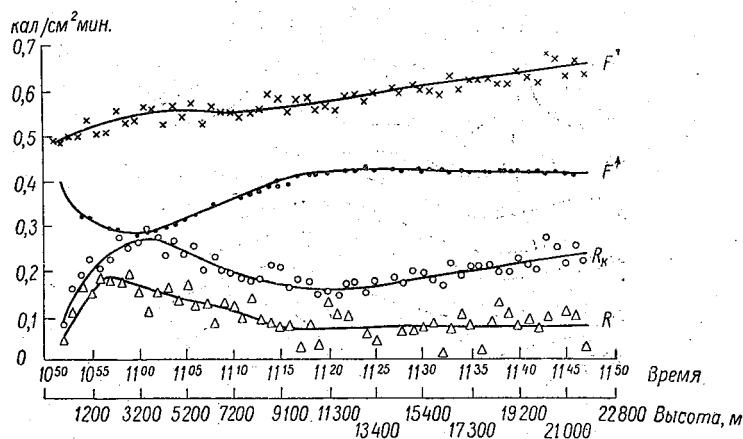


Рис. 2.6. Изменение суммарной ($F^\downarrow$) и отраженной ($F^\uparrow$) радиации, коротковолнового (R_k) и общего радиационного (R) баланса с высотой. 14 ноября 1961 г.

высоте 11,5 км. Выше этого уровня отмечался рост радиационного баланса с высотой за счет увеличения потока суммарной радиации.

3. Общий радиационный баланс на высотах. На рис. 2.6 приведена также кривая изменения общего радиационного баланса с высотой при упомянутом полете 14 ноября 1961 г. Как видно из рисунка, выше 9,1 км радиационный баланс практически постоянен и его вертикальный градиент близок к нулю, т. е. на высотах от 9 до 22 км господствовало лучистое равновесие. Измерения температуры воздуха, проведенные в этом полете, показали, что ниже 10 км вертикальный градиент температуры был равен примерно $0,6 \text{ град/100 м}$, а в стратосфере — около $0,06 \text{ град/100 м}$.

В настоящее время еще очень мало данных о радиационных процессах в стратосфере и особенно в мезосфере. Поэтому более широкое развитие получили теоретические расчеты радиационного режима этих слоев, учитывающие вертикальное рас-

пределение тех компонент атмосферного воздуха (водяного пара, озона, углекислого газа), которые главным образом определяют радиационный режим атмосферы и особенности поглощения ими в коротковолновой и длинноволновой областях спектра. Так, например, вычисления Оринга были проведены для десятиградусных широтных зон северного полушария для слоя атмосферы от тропопаузы до высоты 55 км для января, апреля, июля и октября. Рассчитанный им баланс коротковолновой и

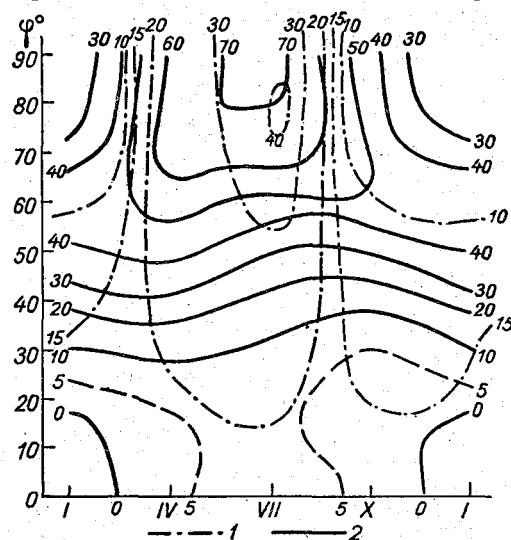


Рис. 2.7. Баланс коротковолновой (1) и длинноволновой (2) радиации (по Орингу).

длинноволновой радиации приведен на рис. 2.7. Из этого рисунка видно, что величина баланса длинноволнового излучения возрастает от малых значений в приэкваториальной области до больших в высоких широтах, особенно резко в летние месяцы.

Максимум баланса коротковолновой радиации отмечается летом, причем в это время года баланс увеличивается с увеличением широты, а в холодное время года убывает. Расчеты показали, что относительная амплитуда сезонной и широтной изменчивости баланса коротковолновой радиации существенно меньше амплитуды баланса длинноволновой радиации. Кроме того, абсолютные значения коротковолновой компоненты радиационного баланса меньше значений его длинноволновой компоненты в умеренных и высоких широтах и больше в приэкваториальной и субтропической зонах. Этим и объясняется тот факт, что южнее зоны 35—45° с. ш. полный радиационный баланс, равный разности балансов коротковолновой и длинноволновой радиации, положителен, а севернее ее — отрицателен.

На рис. 2.8 приведено распределение общего радиационного баланса для слоя атмосферы от уровня тропопавзы до высоты 55 км. Из этого рисунка видно, что положительный баланс в слое атмосферы от тропопавзы до высоты 55 км, обуславливающий радиационное прогревание воздуха над акваториальной и субтропической зонами, переходит в отрицательный над умеренными и полярными широтами. Летом изолинии положительных значений баланса имеют вид языка, простирающегося к северу

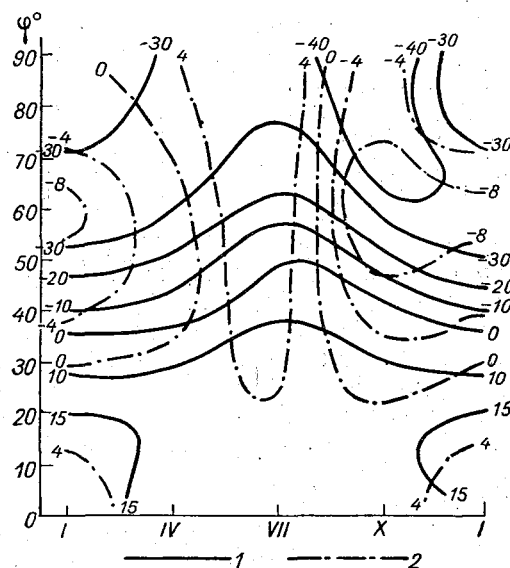


Рис. 2.8. Радиационный баланс в слое атмосферы от тропопавзы до высоты 55 км (1) и в слое 21—55 км (2) (по Орингу).

дальше, чем зимой. В узкой зоне широт 35—45° радиационный баланс близок к нулю, т. е. здесь наблюдается в среднем лучистое равновесие.

Расчеты Оринга показали, что основной вклад в длинноволновую компоненту радиационного баланса вносят водяной пар и особенно углекислый газ. Приток тепла за счет поглощения и излучения длинноволновой радиации водяным паром и углекислым газом отрицателен и по абсолютной величине возрастает с широтой. Выхолаживание за счет отрицательной части баланса длинноволновой радиации компенсируется нагреванием, обусловленным поглощением ультрафиолетовой солнечной радиации озоном и инфракрасной солнечной радиации водяным паром. Главную роль в этом компенсирующем эффекте играет поглощение ультрафиолетовой радиации озоном.

Радиационный баланс в умеренных и высоких широтах имеет хорошо выраженный годовой ход. Представление об этом дает табл. 26.

Таблица 26

Годовой ход радиационного баланса (10^{-3} кал/см² · мин)

Зона	I	IV	VII	X
Полярная	—3	+1	+10	—4
Умеренная	—6	—2	+8	—8
Тропическая	+2	+4	+4	+1
Северное полушарие (тропопауза — 55 км)	—1	—2	+5	—2
Северное полушарие (21—55 км)	—1	+1	+3	—4

Расчеты показали, что переход радиационного баланса через нуль в полярных районах происходит весной в конце марта — начале апреля и осенью в конце сентября, в умеренных широтах — в начале мая и в начале сентября, а в приэкваториальной и субтропической зонах положительный баланс наблюдается в течение всего года. Таким образом, положительный баланс в полярных районах наблюдается в течение 6 месяцев, в умеренных — в течение 4 месяцев, а в тропических — 12 месяцев.

Из анализа рис. 2.7 вытекает, что наличие в низких широтах источника тепла, а в северных — источника холода должно привести к появлению меридиональной циркуляции, которая перераспределяет тепло между широтами. На рис. 2.7 приведено также распределение общего радиационного баланса для слоя атмосферы от 21 до 55 км.

Как видно из рисунка, в теплое время года на всех широтах в этом слое наблюдается положительный радиационный баланс. В холодное же время года положительный баланс имеет место только в субтропической зоне, а в северных широтах он отрицательный с максимумом (по абсолютной величине) в зоне 50—70° с. ш.

4. Радиационное нагревание атмосферы. Данные о радиационном балансе и его изменениях с высотой позволяют вычислить радиационные изменения температуры на высотах [см. выражение (2.3)]. Для этого необходимо знать величину радиационного баланса для сравнительно тонких слоев атмосферы. Такие расчеты были проведены Бруксом для слоев толщиной 2 км. На рис. 2.9 приведены результаты его расчетов для апреля и октября в широтном поясе 60—70° с. ш.

Из рис. 2.9 видно, что высота перехода от зоны радиационного охлаждения ($\frac{\partial T}{\partial t} < 0$) к зоне радиационного нагревания

$\left(\frac{\partial T}{\partial t} > 0\right)$ зависит от времени года. В апреле этот переход происходит на высоте около 32 км, а в октябре — около 44 км. В обоих случаях максимум радиационного нагрева приходится на высоту около 50 км. Выше было показано, что равновесная концентрация озона убывает с ростом температуры. Поэтому повышение температуры за счет поглощения радиации

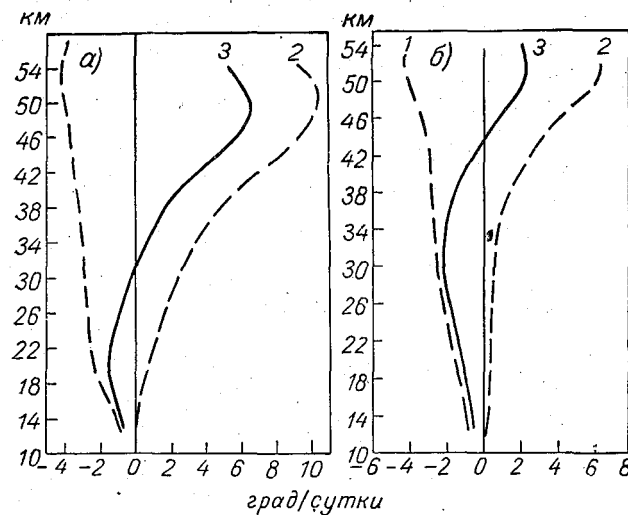


Рис. 2.9. Вертикальное распределение радиационных изменений температуры.

a — апрель, *б* — октябрь; 1 — за счет поглощения солнечной радиации, 2 — за счет лучистого теплообмена, 3 — суммарное изменение температуры.

приводит к уменьшению концентрации озона, что в свою очередь приводит к уменьшению поглощаемого количества лучистой энергии. Эти процессы и регулируют повышение температуры на высоте 50 км. Выше радиационное нагревание уменьшается благодаря меньшему поглощению ультрафиолетовой радиации озоном. Некоторую компенсирующую роль в области верхней границы мезосферы может играть также поглощение коротковолновой радиации кислородом.

Величину радиационного баланса и на основе его величину радиационного изменения температуры за счет поглощения озоном и кислородом для более высоких слоев вычислили Р. Маргетройд и Р. Гуди. Они рассчитали для всех месяцев года меридиональные разрезы баланса в слое атмосферы от 30 до 100 км. Максимум нагревания на этих разрезах приходится на высоту 45—55 км, вверх оно уменьшается почти до нуля на

высоте около 80—85 км, после чего снова довольно быстро возрастает с высотой. Минимум нагревания на высотах 80—85 км в значительной мере обусловлен радиационным выхолаживанием за счет длинноволнового излучения углекислого газа, озона, а в некоторых географических районах — и водяного пара.

В заключение еще раз подчеркнем, что результаты теоретических расчетов зависят от исходных данных, например от вертикальных профилей концентрации газов (H_2O , CO_2 , O_3 и т. д.) и коэффициентов поглощения в спектрах этих газов. Температура атмосферы зависит не только от радиационных процессов в ней, но и от динамических процессов, роль которых иногда может оказаться доминирующей.

Глава III

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЫ

Тепловой режим свободной атмосферы определяется совместным действием лучистого и турбулентного теплообмена отдельных воздушных слоев между собой и с земной поверхностью и адвективного переноса тепла и, наконец, выделением или поглощением тепла при фазовых переходах воды в атмосфере.

Данные радиозондирования в настоящее время дают возможность получить весьма полное представление о вертикальном и горизонтальном распределении температуры воздуха в тропосфере и стратосфере до высот 30—35 км. О температуре на больших высотах можно получить представление главным образом по данным ракетных зондирований атмосферы.

А. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ТРОПОСФЕРЫ

§ 1. Градиенты температуры в тропосфере

Характерной особенностью тропосферы является убывание в ней температуры воздуха с высотой, которое можно охарактеризовать вертикальным градиентом температуры $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$. Градиент считается положительным, если температура падает с высотой. Он обычно рассчитывается в градусах на 100 м.

В среднем γ в тропосфере равно $0,65^\circ/100$ м. В реальных условиях наблюдаются значительные отклонения от этой величины, которые зависят от высоты над поверхностью Земли, времени суток, времени года и условий погоды. Нередко в тропосфере наблюдаются слои, в которых температура или не изменяется с высотой (изотермические слои), или даже возрастает (инверсионные слои).

Из табл. 27 видно, что в тропосфере на всех широтах γ возрастает с высотой. Наибольшие значения γ наблюдаются в верхней части тропосферы — на высотах 6—14 км в низких широтах,

Таблица 27

Вертикальные градиенты температуры (град/100 м)
(по О. Б. Мерцаловой, М. В. Соколовой и Е. Ф. Сычевой)

Высота, км	Широта, град с. ш.		
	0—30	30—60	60—90
0—2	0,54—0,59	0,38—0,42	—0,1—(—0,11)
2—5	0,53—0,61	0,48—0,60	0,46—0,56
5—8	0,58—0,65	0,65—0,69	0,61—0,63
8—11	0,67—0,78	0,42—0,72	0,01—0,35
11—14	0,62—0,74	0,13—0,25	0,0
14—17	0,18—0,55	0,01—0,09	0,0—(—0,01)
17—20	—0,35—(—0,17)	—0,1—(—0,02)	0,0—(0,01)
20—23	—0,34—(—0,28)	—0,11—(—0,09)	0,0—(—0,01)
23—26	—0,24—(—0,21)	—0,11—(—0,08)	—0,01—0,0
26—30	—0,21—(—0,18)	—0,06—(—0,01)	—0,03—(—0,01)

5—11 км в средних широтах, 5—8 км в высоких широтах. Годовые колебания γ в тропосфере убывают с высотой, в частности, амплитуда их в умеренных широтах уменьшается от 0,38—0,62°/100 м в слое атмосферы 0—2 км до 0,15—0,20°/100 м в слое 6—9 км и увеличивается в зоне тропопаузы до 0,25—0,44°/100 м.

Средние градиенты температуры в пограничном слое, т. е. до высоты 1,5—2,0 км, в низких и особенно в умеренных широтах малы, но в то же время они отличаются большой изменчивостью, ибо здесь больше всего сказывается нагревание и охлаждение поверхности Земли. В пограничном слое положительные градиенты могут превосходить днем 1°/100 м, а отрицательные градиенты (особенно ночью и зимой) составлять 5—10°/100 м. Инверсии температуры в этом слое в полярных областях, особенно в Арктике, наблюдаются в течение значительной части года.

Выше 1,5—2,0 км градиенты более устойчивы, так как здесь термическое влияние земной поверхности сказывается гораздо меньше. Около тропопаузы градиенты растут, достигая в среднем 0,7—0,8°/100 м. Величина их здесь зависит от высоты и типа тропопаузы.

§ 2. Инверсии температуры

Важную роль в тропосфере играют слои с инверсией температуры. Такие слои препятствуют развитию вертикальных движений и турбулентности, с которыми связан перенос тепла, водяного пара и различных примесей к атмосферному воздуху (пыли, ядер конденсации и т. п.), и поэтому их называют иногда задерживающими слоями.

Инверсии температуры встречаются как у поверхности Земли, так и на всех высотах в тропосфере. Для их характеристики используют следующие параметры (рис. 3.1):

- 1) высоту инверсии (z), т. е. высоту ее нижней границы;
- 2) мощность инверсии (m), т. е. толщину слоя инверсии;
- 3) интенсивность инверсии (l), т. е. разность между температурами воздуха на ее верхней и нижней границах.

Рассмотрим некоторые особенности инверсионных слоев. Плотность воздуха с высотой в атмосфере всегда уменьшается, но внутри слоя инверсии наблюдается скачок вертикального градиента плотности в том смысле, что здесь происходит более резкое, чем обычно, уменьшение плотности воздуха с высотой. Действительно, поскольку плотность воздуха, согласно уравнению Клапейрона, равна $\rho = p/RT$, то градиент плотности

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{1}{R^2 T^2} \left[RT \frac{\partial p}{\partial z} - \rho R \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \frac{\rho}{T} (\gamma - \gamma_{\text{ак}}),$$

где $\gamma_{\text{ак}} = 3,42^\circ/100 \text{ м}$ — так на-

зываемый автоконвективный градиент. Из приведенной формулы видно, что в тех слоях атмосферы, в которых температура воздуха с высотой растет и $\gamma < 0$, убывание плотности должно происходить быстрее, чем в тех слоях, в которых температура убывает и $\gamma > 0$.

На границах слоя инверсии наблюдается также резкое изменение вектора скорости ветра. При этом на границах инверсионного слоя могут возникнуть волны, длина которых зависит от скачка температуры и ветра и приближенно равна

$$\lambda = \frac{2\pi}{g} (\Delta u)^2 \frac{T_2 + T_1}{T_2 - T_1},$$

где g — ускорение силы тяжести, Δu — модуль разности векторов ветра на нижней и верхней границах слоя, $T_2 - T_1$ — разность между температурами в слое инверсии и под ним. В табл. 28 указана зависимость длины волны от Δu и $\Delta T = T_2 - T_1$.

Непосредственно под слоем инверсии и в тонком слое над его верхней границей, как правило, наблюдаются большие вертикальные градиенты температуры. Эта особенность благоприят-

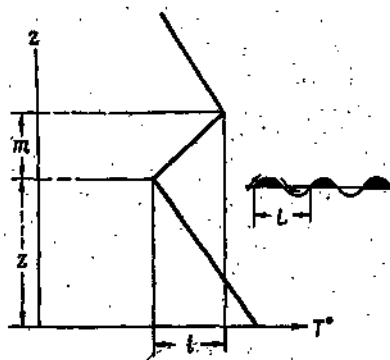


Рис. 3.1. Параметры инверсии температуры.

ствует развитию неупорядоченных движений воздуха под и над инверсией.

Таблица 28

Зависимость λ м от Δu и ΔT

Δu м/сек	ΔT °C		
	2	6	10
2	170	60	35
6	1550	525	320
10	4440	1450	880

Наиболее часто инверсии температуры наблюдаются в приземном слое воздуха, а с высотой повторяемость их уменьшается. Кроме того, зимой они наблюдаются чаще и интенсивность их большая, чем летом. Это видно на рис. 3.2, где приведены кривые годового хода повторяемости инверсии в Ленинграде и Киеве.

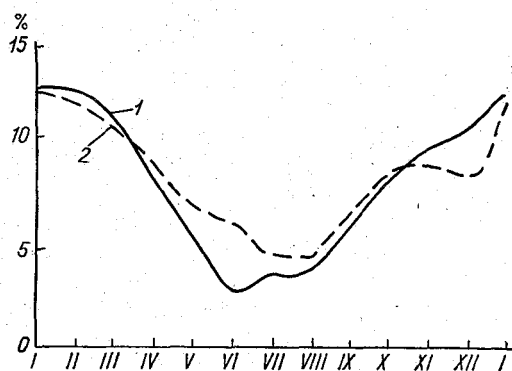


Рис. 3.2. Повторяемость инверсий.
1 — Ленинград, 2 — Киев.

Инверсии различают в зависимости от их высоты и процессов, приводящих к их образованию. По высоте различают приземные инверсии и инверсии свободной атмосферы. Приземные инверсии по условиям их образования чаще всего имеют радиационное происхождение или связаны с адвекцией теплого воздуха.

Радиационные инверсии образуются у поверхности Земли, когда она излучает много тепла (в ночные часы или зимой в безветренную и безоблачную погоду) и сильно охлаждается, а вместе с ней охлаждаются прилегающие слои воздуха. Мощность таких инверсий обычно невелика, но может изредка до-

стигать 500—1000 м (особенно зимой), а интенсивность — нескольких градусов. Ночные инверсии разрушаются после восхода Солнца в связи с прогревом поверхности Земли или с усилением ветра. Более устойчивы зимние инверсии, они могут сохраняться длительное время (несколько дней) и разрушаются, как правило, с приближением циклонов, с которыми также связано усиление ветра. Мощность этих инверсий очень велика. Так, например, в Восточной Сибири и в Якутии зимние инверсии часто имеют мощность, превышающую 1,5 км, а их интенсивность достигает 25—30° и более.

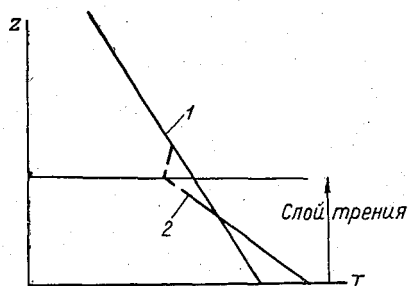


Рис. 3.3. Схема образования инверсии трения.

1 — кривая стратификации утром,
2 — днем.

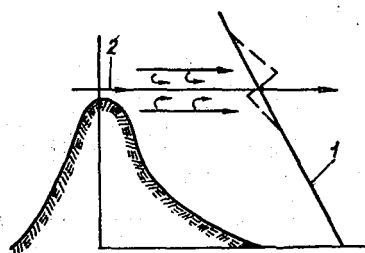


Рис. 3.4. Схема образования динамической инверсии.

1 — кривая стратификации, 2 — вектор ветра.

Инверсии теплого воздуха образуются при натекании последнего на относительно холодную подстилающую поверхность (на холодный материк зимой и т. д.), при котором нижние слои воздуха отдают часть тепла подстилающей поверхности и охлаждаются, а температура выше лежащих слоев меняется мало. В результате этого процесса градиент температуры в слое адвекции становится отрицательным. Такие инверсии, как правило, сопровождаются туманами или низкой облачностью. Мощность и интенсивность таких инверсий тем больше, чем больше контраст между температурами набегающего потока воздуха и подстилающей поверхности.

Инверсии в свободной атмосфере по условиям образования различаются на инверсии трения, динамические, антициклонические (оседания или сжатия) и фронтальные.

Инверсии трения возникают в дневные часы на высоте в несколько сотен метров над поверхностью Земли, близ верхней границы планетарного пограничного слоя (слоя трения). В результате развития в дневные часы турбулентного перемешивания в пограничном слое градиент температуры приближается к адиабатическому, а на больших высотах он остается почти неизменным. В связи с этим кривая температурной стратификации, как это показано на рис. 3.3, образует резкий излом на гра-

нице слоя трения. Эти инверсии существуют сравнительно недолго (один-два часа), мощность их составляет несколько десятков метров, но интенсивность может быть значительной. Они разрушаются днем при дальнейшем развитии турбулентности.

Динамические инверсии образуются в слоях с большими скоростями ветра, особенно с подветренных сторон гор. Механизм их образования виден на рис. 3.4: Слой с большими скоростями ветра оказывает подсасывающее действие на смежные

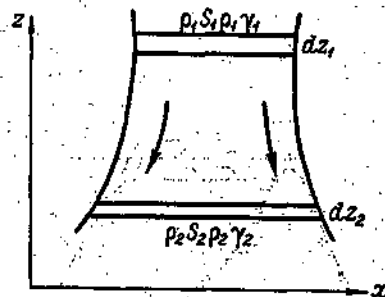


Рис. 3.5. Схема образования инверсии оседания.

с ним выше и ниже лежащие слои, где развиваются вертикальные движения и турбулентное перемешивание. При этом вертикальный градиент температуры под уровнем максимума ветра приближается к адиабатическому; над этим уровнем образуется инверсия температуры. Она обнаруживается здесь по образованию слоисто-кучевой облачности. Мощность этих инверсий мала.

Важную роль в атмосфере играют антициклонические инверсии, обусловленные динамическим оседанием воздуха в антициклоне; схема их образования приведена на рис. 3.5.

Рассмотрим теорию образования инверсии оседания. Пусть в элементарном слое воздуха толщиной dz_1 и площадью s_1 p_1 — давление, T_1 — температура, ρ_1 — плотность, γ_1 — вертикальный градиент температуры. В результате оседания и сжатия этот слой воздуха будет характеризоваться соответственно величинами dz_2 , s_2 , p_2 , T_2 , ρ_2 и γ_2 . Предположим, что воздух опускается адиабатически и поэтому для индивидуальной частицы потенциальная температура $\theta = \text{const}$. Тогда можно написать:

$$\frac{d\theta}{dz_1} = \frac{\theta}{T_1} (\gamma_a - \gamma_1), \quad \frac{d\theta}{dz_2} = \frac{\theta}{T_2} (\gamma_a - \gamma_2) \quad (3.1)$$

и далее

$$\frac{d\theta}{dz_2} = \frac{d\theta}{dz_1} \frac{dz_1}{dz_2} = \frac{\theta}{T_1} (\gamma_a - \gamma_1) \frac{dz_1}{dz_2} = \frac{\theta}{T_2} (\gamma_a - \gamma_2). \quad (3.2)$$

Отношение $\frac{dz_1}{dz_2}$ можно найти из равенства, характеризующего сохранение масс, $\rho_1 s_1 dz_1 = \rho_2 s_2 dz_2$. Из этого соотношения с учетом уравнения состояния

$$\frac{dz_1}{dz_2} = \frac{\rho_2 s_2}{\rho_1 s_1} = \frac{p_2 T_1 s_2}{p_1 T_2 s_1}. \quad (3.3)$$

Из (3.2) и (3.3) получаем

$$\frac{\theta}{T_1} (\gamma_a - \gamma_1) \frac{p_2 s_2 T_1}{p_1 s_1 T_2} = \frac{\theta}{T_2} (\gamma_a - \gamma_2), \quad (3.4)$$

а из (3.4)

$$\gamma_2 = \gamma_a - (\gamma_a - \gamma_1) \frac{p_2 s_2}{p_1 s_1}. \quad (3.5)$$

Из (3.5) видно, что γ_2 зависит от начальной стратификации γ_1 в оседающем слое воздуха и степени сжатия и растекания, которая характеризуется величиной $k = \frac{p_2 s_2}{p_1 s_1}$ (табл. 29).

Таблица 29

Зависимость γ_2 от γ_1 и k

γ_1 °/100 м	k				
	1	2	3	4	5
0,4	0,4	-0,2	-0,8	-1,4	-2,0
0,6	0,6	0,2	-0,2	-0,6	-1,0
0,8	0,8	0,6	0,4	0,2	0,0
1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
1,2	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0

Из этой таблицы видно, что устойчиво стратифицированный воздух при оседании становится еще более устойчивым и в нем может даже образоваться инверсия температуры. С другой стороны, неустойчиво стратифицированный воздух ($\gamma > 1^\circ/100$ м) при оседании становится еще более неустойчивым.

Инверсии оседания могут образовываться на любых высотах, их мощность колеблется от нескольких десятков до нескольких сотен метров. Интенсивность их может достигать до $4-5^\circ$. В таких инверсиях наблюдается очень резкое уменьшение с высотой относительной, а иногда и абсолютной влажности воздуха.

По многолетним наблюдениям в Павловске (под Ленинградом), средний градиент температуры в инверсиях оседания равен $-1, -2^\circ$ на 100 м, относительной влажности $-10, -15\%$ на 100 м, а упругость водяного пара $-0,1, -0,5$ мм рт. ст. на 100 м.

Под инверсиями оседания очень часто наблюдаются (в зависимости от высоты образования) облака типа Sc или As.

Зимой инверсии оседания могут сомкнуться с приземными радиационными инверсиями. Мощность таких, так сказать, сомкнувшихся инверсий, основание которых находится на поверхности Земли, может достигать 1—4 км. По данным И. М. Долгина, в Арктике мощность таких инверсий может превышать

даже 4 км, а интенсивность — 25° С. Они могут длительно существовать даже при ветрах, достигающих 10—20 м/сек.

Вторым типом инверсий свободной атмосферы являются фронтальные инверсии. Они отличаются меньшей интенсивностью, чем инверсии оседания. Главная их особенность та, что в них влажность воздуха с высотой несколько возрастает. Только в инверсиях на фронтах с нисходящим движением теплого воздуха (катафронтах) относительная влажность с высотой убывает, как и в инверсиях оседания. Представление о свойствах таких инверсий дает табл. 30.

Таблица 30

Характеристики фронтальных инверсий (район Ленинграда, зима)

Тип фронта	Средняя мощность, м	Изменения на 100 м		
		$T^{\circ}C$	$F\%$	e мм рт. ст.
Теплый фронт (анафронт)	330	+1,2	+0,8	+0,2
Теплый фронт (катафронт)	400	+0,8	—0,8	+0,2
Холодный фронт	280	+0,1	+1,3	+0,3

Заметим, что облака под инверсией способствуют ее обострению, так как частицы облаков излучают тепло и охлаждаются сильнее, чем воздух инверсии. Ту же роль играет скачок (уменьшение) влажности на ее верхней границе. Обозначим плотность и температуру воздуха под этой поверхностью через ρ_1 и T_1 , а над ней через ρ_2 и T_2 . Так как на этой поверхности $p_1 = p_2$, то устойчивое равновесие ее будет наблюдаться, если $R_1 T_1 < R_2 T_2$, где R_1 и R_2 — газовые постоянные для нижнего (влажного) и верхнего (сухого) слоев, причем $R_1 > R_2$. Отсюда следует, что равновесие будет иметь место в том случае, если $T_2 > T_1 \frac{R_1}{R_2}$.

§ 3. Тропопауза

Тропопаузой называется переходный слой между тропосферой и стратосферой. Этот слой играет большую роль, препятствуя взаимному обмену между тропосферой и стратосферой водяным паром, озоном, аэрозолями и т. д. Структура тропопаузы бывает очень сложной, особенно в умеренных и высоких широтах.

Подробная классификация типов тропопаузы предложена И. А. Клеминым, который различает четыре класса тропопаузы, показанные на рис. 3.6. Точки, соответствующие минимальному

значению температуры, называются характеристическими, а поверхность, проходящая через них, — характеристической поверхностью. Из рис. 3.6 видно, что в тропопаузах классов А и Г характеристическая поверхность разделяет верхнюю возмущенную тропосферу и субстратосферу. Верхняя возмущенная тропосфера, по определению И. А. Клемина, есть слой, прилегающий снизу к характеристической поверхности, в которой положительные градиенты температуры резко уменьшаются. Средние значения вертикальных градиентов температуры в верхней части тропосферы особенно велики при типах тропопаузы III и V.

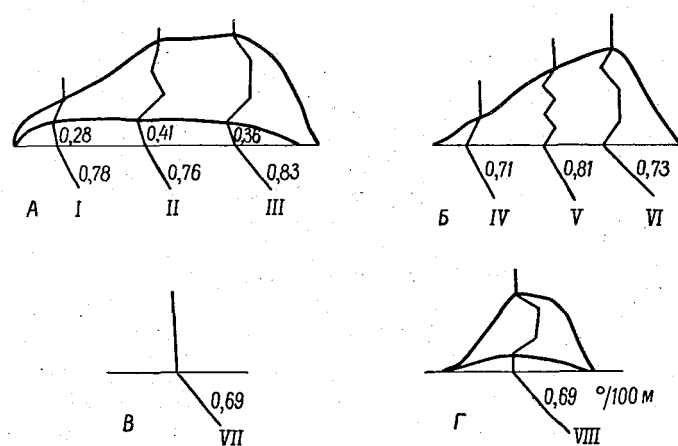


Рис. 3.6. Типы тропопаузы (по И. А. Клемину).

Не все типы тропопаузы встречаются одинаково часто. Наибольшую повторяемость имеют следующие типы: изотермический, инверсионный и с замедленным падением температуры с высотой. Повторяемость тех или иных типов тропопаузы зависит от широты. В южных широтах наблюдается преимущественно инверсионный тип тропопаузы, в умеренных широтах — изотермический и инверсионный, а в высоких широтах зимой — с замедленным падением температуры, а летом — инверсионный.

Высота и температура тропопаузы зависят от географической широты, времени года и характера атмосферных процессов. Из рис. 3.7 видно, что с уменьшением широты тропопауза повышается. На широте около 40° наблюдается скачкообразное изменение высоты. Кроме этого, южные высокие тропопаузы отличаются низкими температурами.

Широтные изменения высоты и температуры тропопаузы в южном полушарии сходны с изменениями в северном полушарии.

Средние месячные высоты тропопаузы (км)

Таблица 31

Пункт	I	IV	VII	X
Ленинград	9,6	9,4	10,6	10,1
Москва	10,7	10,4	11,5	11,0
Курск	10,2	10,8	12,2	11,3
Одесса	11,0	11,1	13,8	11,1
Тбилиси	10,3	11,0	16,4	12,7

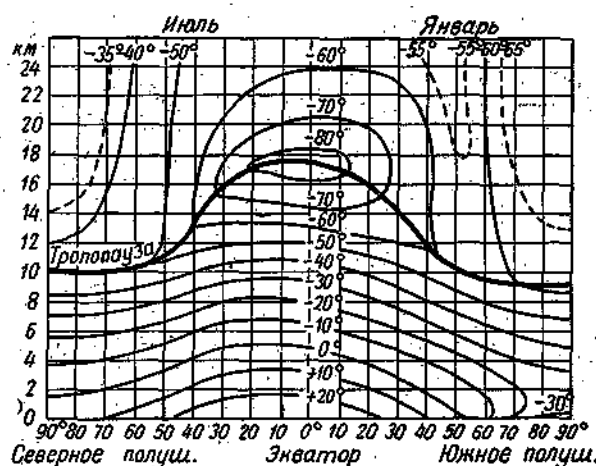


Рис. 3.7. Меридиональный вертикальный разрез атмосферы.

В табл. 31 приведены данные, иллюстрирующие характер сезонных изменений высоты тропопаузы.

Наиболее высокие тропопаузы наблюдаются летом, наиболее низкие — зимой. В северных пунктах в весенние месяцы (март—апрель) наблюдаются низкие высоты тропопаузы, связанные с активной циклонической деятельностью, характерной для этого сезона.

В Центральной Арктике, по данным С. С. Гайгерова, обнаруживаются два максимума в годовом ходе высоты тропопаузы: летний (июль—август) и зимний (декабрь—январь). Наиболее низкие высоты наблюдаются в апреле и в сентябре. Летний максимум высоты тропопаузы связан с прогреванием воздуха и подъемом высоты тропопаузы над окружающими арктический бассейн материками, а зимний — с интенсивной адвекцией из умеренных широт масс воздуха с относительно высокими тропопаузами.

Большое значение имеют непериодические изменения высоты тропопаузы, связанные со сменой воздушных масс, циклонов и антициклонов. Теплым воздушным массам свойственны высокие тропопаузы с низкими температурами, а холодным — низкие тропопаузы со сравнительно высокими температурами.

Над антициклонами тропопауза выше, чем над циклонами. По расчетам А. Б. Калиновского, коэффициент корреляции между наземным давлением и высотой тропопаузы составляет $+0,67$. При активных синоптических процессах, характеризующихся быстрой сменой циклонов и антициклонов, наблюдаются дни (особенно весной), когда высота тропопаузы в течение суток изменяется на 5—6 км.

Указанные обстоятельства обуславливают значительный диапазон высот, в пределах которых над данным географическим пунктом может изменяться высота тропопаузы. Это видно из рис. 3.8, на котором приведена кривая, характеризующая повторяемость высот тропопаузы для района Москвы (по А. Б. Калиновскому).

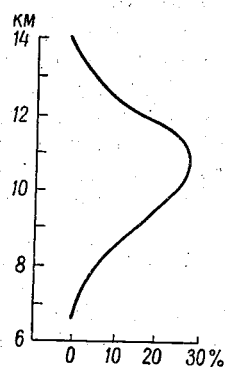


Рис. 3.8. Повторяемость высот тропопаузы для Москвы (по А. Б. Калиновскому).

Межсуточные колебания высоты и температуры тропопаузы тоже значительны. Над территорией Советского Союза они в общем возрастают от высоких широт к низким. По подсчетам Ф. Н. Стельмах, средняя месячная межсуточная изменчивость высоты тропопаузы над бухтой Тихой равна 0,6—1,0 км, а ее температуры — $3,3$ — $3,4^{\circ}\text{C}$, над Москвой она соответственно равна 0,8—1,0 км и $3,5$ — $5,7^{\circ}\text{C}$, а над Алма-Атой — 0,8—2,0 км и $3,7$ — $7,5^{\circ}\text{C}$.

Формирование и разрушение тропопаузы является весьма сложным процессом. Очень часто одновременно наблюдаются две тропопаузы: одна из них (более низкая) связана с воздухом умеренных широт, другая (более высокая) — с тропическим воздухом. Двойные и более сложные тропопаузы характерны для зон струйных течений.

Толщина слоя тропопаузы зависит от характера тропопаузы и, за исключением изотермического типа, для которого ее определить нельзя, изменяется от нескольких сотен метров до 1—3 км.

§ 4. Широтное распределение температуры. Годовой ход

На рис. 3.7 приведено среднее распределение температуры над разными широтами земного шара. Хорошо видно, что над полярными районами стратосфера начинается на высоте 9—

10 км, в умеренных широтах — на 10—11 км, южнее широты 40—45° высота стратосферы как бы скачком увеличивается до 15—16 км.

Такое изменение толщины тропосферы с широтой обусловливается тем, что в тропиках тропосфера отличается малым содержанием озона, большим влагосодержанием, а также значительной турбулентностью. В полярных районах, напротив, содержание озона сравнительно велико, влагосодержание мало, а турбулентное перемешивание развито слабо.

Большое влагосодержание способствует тому, что воздух верхней части тропосферы в значительной мере поглощает длинноволновое излучение Земли и нижних слоев атмосферы, не пропуская его вверх. В то же время собственное излучение воздуха на этих высотах происходит при значительно более низкой температуре, чем температура поверхности Земли. Стратосфера в связи с этим получает от Земли и воздуха тропосферы сравнительно малое количество тепла. Благодаря этому, а также в связи с тем, что турбулентный теплообмен стремится создать в тропосфере градиент температуры, близкий к адиабатическому, происходит понижение температуры в области нижней границы стратосферы и смещение последней вверх.

В полярных районах, где велико содержание озона, поглощающего коротковолновую радиацию Солнца, и мала турбулентность, нижняя граница стратосферы имеет сравнительно высокую температуру и расположена относительно низко.

Разность средних температур воздуха у Земли и на верхней границе тропосферы наибольшая (100—115°) в экваториальной и наименьшая (40—50°) в полярных районах. С высоты примерно 10 км, в противоположность более низким слоям, температура воздуха над экватором ниже, чем над полярными районами.

Максимальный перепад средних годовых температур между экватором и полярными районами составляет у Земли около 50°С, а на высотах 5—6 км около 30°С.

Температура воздуха на высотах изменяется не только в связи с изменением широты (вдоль меридиана), но и вдоль широтных кругов. Эти изменения зависят от распределения материков и океанов, от орографических особенностей континентов и особенностей общей циркуляции атмосферы. Хотя влияние подстилающей поверхности (см. табл. 27) с высотой ослабевает, тепловое воздействие материков и океанов в целом сказывается до больших высот. Это хорошо видно на картах распределения температуры на разных уровнях над земным шаром, построенных И. В. Ханевской.

Пестрота в распределении температуры, характерная для поверхности Земли, с высотой убывает, и на высотах выявляются очаги тепла и холода, формирование которых определяется уже

влиянием целых континентов. Из рис. 3.9, на котором приведены изотермы на поверхности 300 мб (около 9 км) в январе и июле над северным полушарием, видно, что изотермы не расположены концентрически и симметрично относительно полюса, хотя как зимой, так и летом области холода расположены в приполярной области.

Изотермы искривляются на границе континентов и океанов. Характер искривлений зависит от времени года. Зимой на одной и той же широте над континентами господствуют в среднем более низкие температуры, чем над океанами. Поэтому гребни изотерм между материками направлены в сторону более высоких широт зимой и в сторону более низких широт летом.

Зимой контрасты температуры больше, чем летом. В это время года приполярная область холода с температурой в центральной части около -60°C вытянута к югу в направлении американского континента и особенно резко и далеко в направлении Восточной Сибири.

В табл. 32 приведены средние месячные значения температуры (T) вдоль меридианов 130° в. д. и 80° з. д., горизонтальные градиенты температуры $\left(\frac{\Delta T}{\Delta n}\right)$, отнесенные к 1° широты, и разность между температурами восточного и западного полушарий ($\Delta T^{\circ}\text{C}$) на соответствующих широтах. Из таблицы видно, что температура воздуха вдоль меридиана 130° в. д. вплоть до широты около 30° с. ш. ниже, чем температура воздуха вдоль меридиана 80° з. д. При этом очаг холода в восточном полушарии простирается вплоть до широты около 50° .

Наблюдения показывают, что температура над восточным побережьем Евразии значительно ниже, чем над побережьем Северной Америки. Наибольших значений, около $13-16^{\circ}$, разности температур достигают на поверхности 850 мб в умеренных широтах, с высотой они постепенно ослабевают до $4-5^{\circ}$ на уровне 300 мб. Севернее и южнее $40-50^{\circ}$ с. ш. температура воздуха вдоль восточного побережья Северной Америки несколько ниже, чем над восточным побережьем Евразии.

Летом, как это видно из рис. 3.9 а, приполярная область холода смещена к Гренландии и Канаде. В центральной части этой области температура воздуха составляет около -46°C . Изотермы от этой области вытянуты к югу над океанами. Характерно наличие обширной замкнутой области тепла от западных берегов Африки до восточного побережья Азии. Во всей толще тропосферы температура воздуха здесь наиболее высокая. Температура воздуха в центральной части этой области несколько выше -26°C . Такие температуры наблюдаются над горными районами Южной Азии и севером Индонезии и Индокитая. Вторая область тепла наблюдается над юго-западными районами Северной Америки.

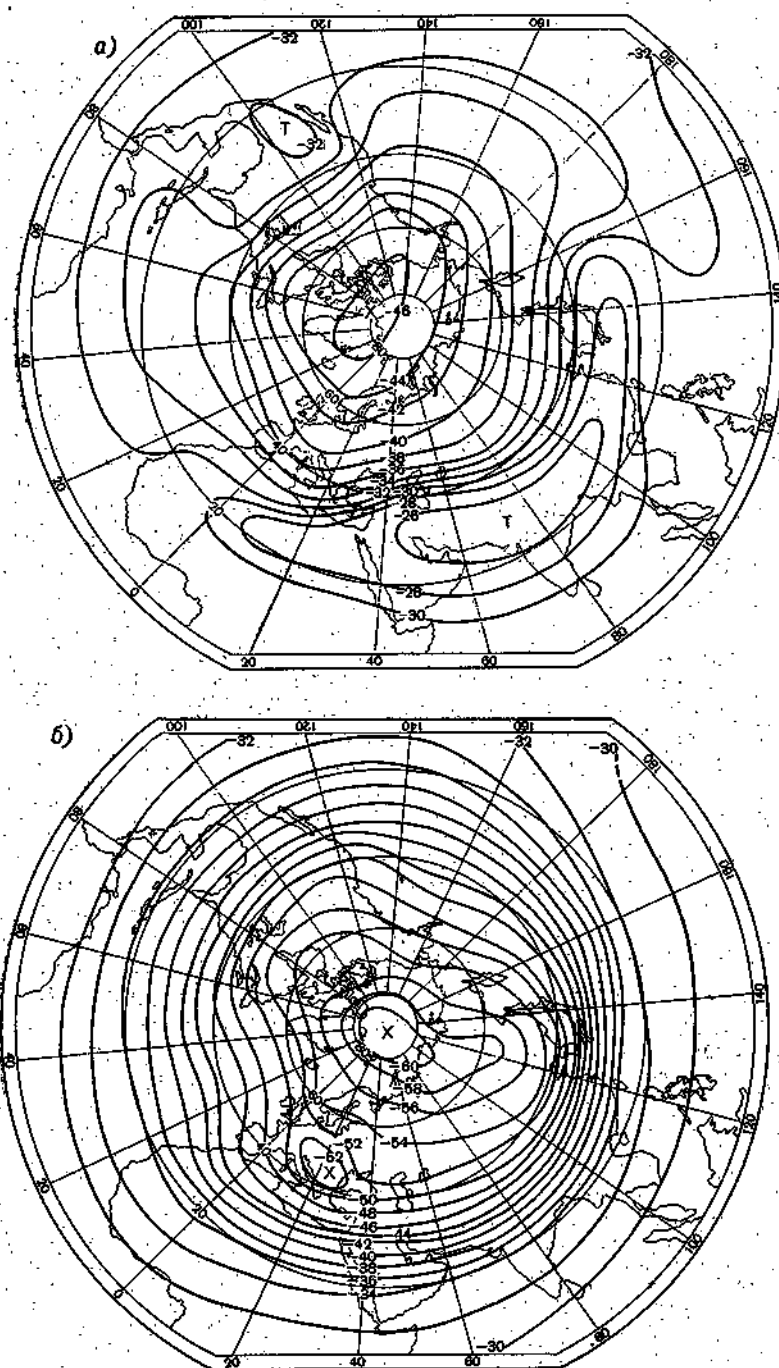


Рис. 3.9: Средняя температура на уровне изобарической поверхности 300 мб (по И. В. Ханевской).
а — июль, б — январь.

Таблица 82

Распределение температуры в области холода в восточном и западном полушариях (январь) на уровне 300 мб

Полушарие		Широта, град с. ш.											
		90	80	75	70	65	60	55	50	40	30	20	10
Восточное	T°	-60	-60	-58,3	-58,8	-58,6	-58,4	-58,2	-57,2	-52,0	-38,0	-32,0	-30,2
	$\frac{\Delta T}{\Delta n}$		0,00	0,22	0,02	0,04	0,04	0,04	0,20	0,52	1,40	0,60	0,18
Западное	T°	-60	-58,8	-56,6	-56,0	-55,0	-54,2	-53,0	-52,0	-46,3	-41,0	-35,0	-32,5
	$\frac{\Delta T}{\Delta n}$		0,12	0,56	0,10	0,20	0,40	0,24	0,20	0,57	0,59	0,50	0,35
$\Delta T^{\circ}C$			-1,2	-2,3	-2,8	-3,6	-4,2	-5,2	-5,7	-5,7	+3,0	+4,0	+2,3

Таблица 33

Средняя широтная температура для западного
и восточного полушарий в июле на поверхности 300 мб

Полушарие	Широта, град с. ш.									
	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
Восточное	-45	-44	-42	-40	-37	-32	-29	-30	-31	-31
Западное	-45	-46	-46	-44	-41	-37	-35	-33	-33	-32
$\Delta T^{\circ}\text{C}$	0	+2	+4	+4	+4	+5	+6	+3	+2	+1

В табл. 33 приведены средние июльские температуры для западного и восточного полушарий и разности этих температур.

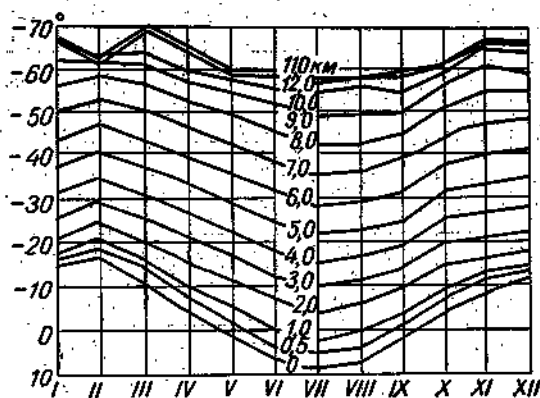


Рис. 3.10. Годовой ход температуры на разных высотах в средних широтах.

Над восточным полушарием, значительная часть которого занята континентами, температура воздуха даже на поверхности 300 мб выше, чем над западным полушарием. В полосе широт от 20 до 70° с. ш. разность температур достигает 4—6°, наибольшие значения разности приходятся на полосу широт 30—40° с. ш. Таким образом, не только зимой, но и летом континенты восточного полушария оказывают большее влияние на температурный режим тропосферы, чем континенты западного полушария.

Для тропосферы характерно наличие периодических (суточных и годовых) колебаний температуры воздуха. Из рис. 3.10, на котором дан годовой ход температуры на разных высотах в средних широтах, видно, что наибольшая амплитуда (разность между максимальной средней месячной температурой и минимальной средней месячной) наблюдается у поверхности Земли, а с высотой она убывает.

§ 5. Расчет вертикального распределения температуры в свободной атмосфере

Вертикальное распределение температуры, как уже указывалось, обуславливается лучистым $\epsilon_{\text{л}}$ и турбулентным $\epsilon_{\text{т}}$ теплообменом отдельных воздушных слоев с земной поверхностью и окружающей атмосферой, адиабатическим изменением давления на высотах $\epsilon_{\text{а}} = A \frac{dp}{dt}$, теплом фазовых преобразований воды в атмосфере $\epsilon_{\text{ф}}$ и диссипацией кинетической энергии в тепло $\epsilon_{\text{д}}$.

Уравнение притока тепла для атмосферы, учитывающее указанные процессы, можно записать в следующем виде:

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = \epsilon_{\text{а}} + \epsilon_{\text{л}} + \epsilon_{\text{т}} + \epsilon_{\text{д}} + \epsilon_{\text{ф}}, \quad (3.6)$$

где T — температура, t — время, ρ — плотность воздуха, p — давление, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, A — термический эквивалент работы.

Приток тепла в слое единичного сечения высотой dz в результате лучистого теплообмена равен

$$\epsilon_{\text{л}} dz = [k \rho_0 (U + G) + k \beta \rho_{\text{н}} S - 2k \rho_{\text{н}} f E] dz, \quad (3.7)$$

где U — приток длинноволновой радиации снизу (рис. 3.11), G — приток длинноволновой радиации к слою сверху, S — приток коротковолновой радиации Солнца, E — собственное излучение слоя; $\beta = \frac{k'}{k}$, а k' и k — коэффициенты поглощения коротковолновой и длинноволновой радиации, f — коэффициент, меньший единицы, характеризующий отклонение излучения слоя от излучения абсолютно черного тела, а $\rho_{\text{н}}$ — плотность поглощающего вещества (водяного пара, углекислого газа и др.).

Турбулентный теплообмен в слое dz можно записать в виде

$$\epsilon_{\text{т}} dz = \rho c_p \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right], \quad (3.8)$$

где k_x , k_y , k_z — составляющие коэффициента турбулентного обмена.

И. А. Кибель (1943 г.) решил задачу для установившегося распределения температуры во всем столбе атмосферы, т. е. в предположении, что $\frac{dT}{dt} = 0$. Кроме того, он предположил, что

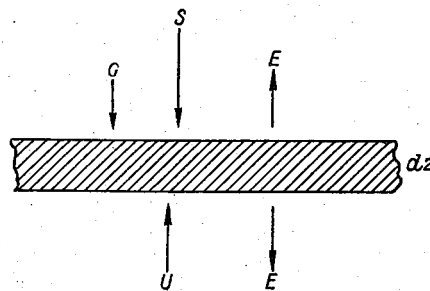


Рис. 3.11. Схема потоков лучистой энергии.

$\frac{dp}{dt}=0$, $\varepsilon_d=0$, $\varepsilon_f=0$ и $k_x=k_y=0$. При этих ограничениях уравнение притока тепла приобретает вид

$$\rho c_p \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + k_{p\pi} (U + G + \beta S - 2fE) \right] dz = 0. \quad (3.9)$$

Это уравнение решено относительно $E = \sigma T^4$, где σ — постоянная Стефана—Больцмана. За независимую переменную им принята величина $\tau = \int_z^\infty k_{p\pi} dz$, характеризующая оптические (в части поглощения) свойства атмосферы. Поскольку горизонтальный турбулентный обмен не учитывался, решение (3.9) дало завышенные значения температуры на экваторе и заниженные на полюсе.

Позднее Е. Н. Блинова учла горизонтальный теплообмен (межширотный обмен) и определила среднее годовое распределение температуры на высотах над разными широтами. Сравнение расчетных вертикальных профилей температуры для разных широт с профилями, построенными для этих же широт по данным наблюдений, показало удовлетворительное согласие между ними. Следовательно, уравнение (3.6) даже без учета адиабатического изменения давления и процессов фазового преобразования воды в атмосфере в общем хорошо улавливает основные причины, обуславливающие средний годовой режим температуры на высотах для различных широт. Значительно более сложной является задача расчета неосредненных вертикальных профилей температуры, в которых необходимо учитывать спектральный характер поглощения и излучения радиации компонентами атмосферного воздуха.

Б. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ СТРАТОСФЕРЫ И МЕЗОСФЕРЫ

Прежде чем рассмотреть тепловой режим стратосферы и мезосферы, рассмотрим некоторые стороны самого понятия температуры разреженных газов.

§ 6. Температура разреженных газов

Плотность воздуха в нижней части стратосферы достаточно велика, и для этого слоя справедливо понятие о кинетической температуре как о величине, характеризующей среднюю кинетическую энергию теплового движения частиц. Действительно, здесь концентрация частиц такова, что частота их столкновений обеспечивает такое перераспределение и выравнивание кинетической энергии между ними, что можно говорить о почти постоянной (средней) скорости движения последних. Больше того,

здесь, как и в тропосфере, установление средней скорости движения молекул происходит и в случае смеси газов, а также и при наличии процессов поглощения радиации и собственного излучения. Таким образом, всегда существует так называемое равновесное состояние, в котором все направления движений молекул являются совершенно равноправными.

Скорости движений молекул в условиях равновесного состояния распределены по закону распределения скоростей Максвелла

$$dN = \frac{4N}{c_n^3 \sqrt{\pi}} c^2 e^{-\frac{c^2}{c_n^2}} dc, \quad (3.10)$$

где dN — число частиц, скорость которых имеет значение от c до $c+dc$, N — общее число частиц в рассматриваемом объеме, а c_n — наивероятнейшая скорость частиц. Из этого закона распределения скоростей вытекает, что средняя кинетическая энергия поступательного движения каждой молекулы равна

$$\frac{1}{2} mc^2 = \frac{3}{2} kT,$$

где m — масса молекулы, а k — постоянная Больцмана, равная $1,379 \cdot 10^{-16}$ эрг/град. Отсюда следует, что температура T газа связана со средней квадратической скоростью движения частиц, составляющих газ, выражением

$$c = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad (3.11)$$

а со средней арифметической скоростью выражением

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (3.12)$$

Длина свободного пробега молекул воздуха равна

$$\lambda = \frac{1}{5,66\pi r^2 N} \text{ см}, \quad (3.13)$$

где $r = 1,87 \cdot 10^{-8}$ см — радиус молекул, $N = \frac{\rho}{m} = 2,08 \cdot 10^{22} \rho$, а ρ — плотность газа.

Наконец, частота соударений равна

$$\nu = \frac{\bar{c}}{\lambda} \text{ сек}^{-1}. \quad (3.14)$$

Таким образом, кинетическая температура характеризует максвелловское распределение скоростей частиц определенного вида, составляющих атмосферный воздух. Если этими частицами являются молекулы, атомы, ионы или электроны, то гово-

рят соответственно о молекулярной, атомарной, ионной и электронной кинетической температуре.

В атмосфере с высотой происходит уменьшение концентрации частиц воздуха, в связи с чем увеличивается длина их свободного пробега и уменьшается частота столкновений. В табл. 34 приведены величины, показывающие порядок изменения N и λ до высоты около 400 км.

Таблица 34

Концентрация частиц и длина свободного пробега на высотах

Высота, км	$N \text{ см}^{-3}$	$\lambda \text{ см}$	Q
0	$2,5 \cdot 10^{19}$	$8,6 \cdot 10^{-6}$	10^{-10}
80	$4,4 \cdot 10^{14}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	10^{-7}
100	$3,6 \cdot 10^{13}$	9,5	10^{-6}
400	$3,9 \cdot 10^9$	$4,1 \cdot 10^4$	10^{-5}

Из этой таблицы видно, что на высоте 100 км, а особенно на высоте 400 км, концентрация частиц, отнесенная к объему в 1 см^3 , сравнительно мала, а свободный пробег значительно возрастает.

Предполагается, что и на этих больших высотах беспорядочное тепловое движение молекул или атомов подчиняется закону Максвелла. Молекулы или атомы, составляющие атмосферный воздух, могут иметь совершенно различную скорость благодаря различным поглощающим свойствам этих составляющих (O_2 , O , N_2 , N , He и др.). Роль этих свойств на больших высотах возрастает, так как перераспределение кинетической энергии между частицами разных видов может отставать от притока тепла к отдельным частицам за счет избирательного поглощения радиации.

Интенсивность перераспределения энергии между частицами воздуха может быть оценена величиной

$$Q = \frac{\sigma(\Delta E)}{\bar{E}} = \left[\frac{2}{3} N \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.15)$$

где $\bar{E}$ — средняя энергия частиц, $\sigma(\Delta E)$ — среднее квадратическое отклонение величины энергии частиц. В последней графе табл. 34 приведено значение Q для различных высот. Мы видим, что даже на высоте около 400 км величина $\sigma(\Delta E)$ на пять порядков меньше величины средней энергии частиц, и можно поэтому утверждать, что на этой высоте имеет место тепловое равновесие между частицами. Как для этой, так и для больших высот следует еще учесть роль соударений частиц с частицами

выше лежащих слоев, которые, проникая в рассматриваемый слой, способствуют выполнению газокинетических законов в разреженных газах.

На высотах выше 80—100 км, где концентрация ионов и электронов значительна и растет с высотой, наряду с газокинетической молекулярной и атомарной температурой приходится учитывать ионную и электронную температуры, связанные с влиянием магнитного поля Земли на движение заряженных частиц.

Во всяком случае, рассматривая температурный режим стратосферы и мезосферы, где преобладают нейтральные в электрическом отношении молекулы газов, входящих в состав воздуха, можно еще говорить о кинетической молекулярной температуре.

§ 7. Температурная стратификация стратосферы и мезосферы

Вертикальный профиль температуры в стратосфере зависит от широты (рис. 3.12). В низких широтах температура воздуха в среднем растет с высотой от самой нижней границы стратосферы. Севернее 30—40° с. ш. в нижней части стратосферы наблюдается изотермия, простирающаяся в среднем до высот 30—35 км, и лишь выше температура воздуха растет с высотой вплоть до верхней границы стратосферы.

Зимой инверсия, начинающаяся у самой нижней границы стратосферы, наблюдается примерно до 30—40° с. ш., а летом — до 40—50° и даже 60° с. ш. Таким образом, стратосфера умеренных и высоких широт состоит, по существу, из двух слоев — нижнего, почти изотермического и верхнего, инверсионного. Нижнюю, изотермическую часть часто называют изосферой, а переходный слой между изосферой и инверсионной частью стратосферы — изопаузой. Из рис. 3.12 виден рост толщины изосферы с широтой, в полярных районах ее толщина в среднем достигает 15—20 км.

Анализ вертикальных профилей температуры, полученных при ракетном зондировании атмосферы, показал, что можно выделить четыре типа кривых стратификации, из которых три относятся к внетропическим широтам, а четвертый — к тропической зоне. Первые три типа отличаются друг от друга в основном знаком вертикального градиента температуры в нижней части стратосферы. По данным Ю. В. Куриловой и И. А. Хвостикова, первый тип, обычно наблюдающийся в полярных районах зимой, характерен тем, что в нижней части стратосферы температура падает с высотой, а на ее верхней границе происходит смена знака γ . Второй тип, отмечающийся в течение всего года в умеренных широтах, а весной и осенью и в высоких, отличается изотермией, а его изопауза — переходом к инверсии; третий тип, наблюдающийся обычно летом в умеренных

и высоких широтах, характеризуется слабой инверсией температуры от самой тропопавзы, причем у основания верхней части

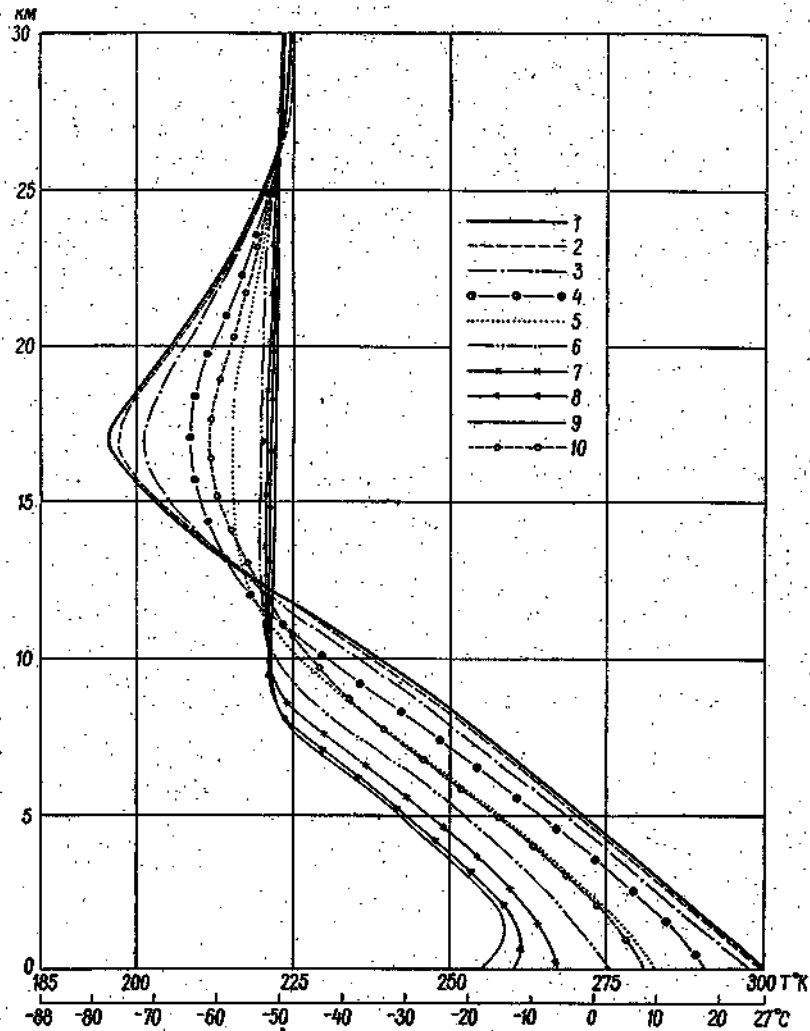


Рис. 3.12. Вертикальные профили температуры на разных широтах северного полушария (по О. В. Мерцаловой, М. В. Соколовой и Е. Ф. Сычевой).

1 — 5°, 2 — 15°, 3 — 25°, 4 — 35°, 5 — 45°, 6 — 55°, 7 — 65°, 8 — 75°, 9 — 85° с. ш., 10 — средний для северного полушария.

стратосферы резко увеличивается отрицательный градиент температуры.

Наиболее полно изучен изотермический тип профиля температуры.

Разность между вертикальными градиентами температуры над изопаузой и под ней может превышать $0,15-0,20^{\circ}/100 \text{ м}$. В высоких широтах средняя месячная высота изопаузы наиболее низкая в январе (около 24 км). Вместе с этим максимальная высота иногда достигает $30-35 \text{ км}$, а минимальная — 20 км .

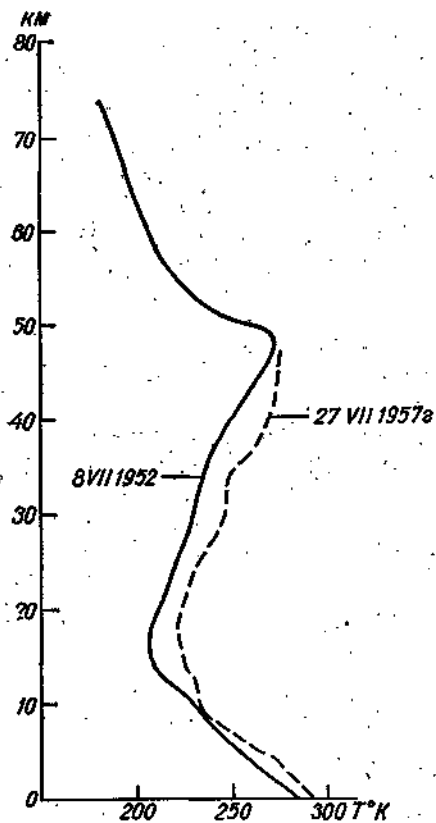


Рис. 3.13. Вертикальные профили температуры тропического типа стратификации в умеренных широтах.

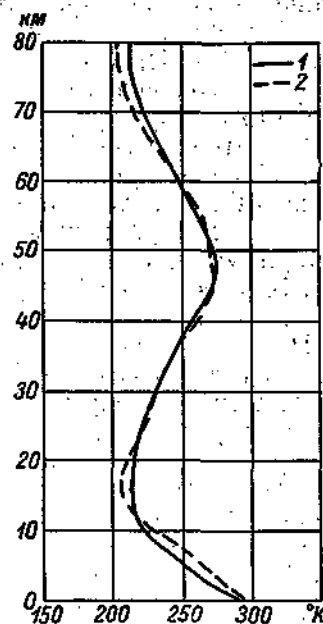


Рис. 3.14. Вертикальные профили температуры для умеренных широт (теплое время года).

1 — по данным ЦАО,
2 — по данным США.

К апрелю здесь происходит повышение средней месячной высоты изопаузы, а с июля по октябрь — понижение.

Чаще всего перед теплым фронтом изопауза расположена на меньших высотах, чем за холодным фронтом. Это говорит о том, что колебания высоты изопаузы, по-видимому, связаны с колебаниями содержания озона, так как за холодным фрон-

том содержание озона обычно больше, чем перед теплым фронтом.

С уменьшением широты слой изотермии уменьшается и, естественно, снижается высота изопаузы.

Высота изопаузы, как и высота тропопаузы, претерпевает значительные межсуточные изменения, средняя месячная величина изменений примерно равна 1,0—1,5 км.

Четвертый тип стратификации, характерный тем, что начиная от тропопаузы наблюдается инверсия температуры, свойствен низким (тропическим) широтам.

В каждом отдельном случае тип стратификации определяется не только широтными особенностями, но и характером циркуляции атмосферы, при которой массы воздуха из области низких широт могут проникнуть далеко на север, а из высоких широт — на юг. Профили тропической температурной стратификации, наблюдавшиеся в умеренных широтах, приведены на рис. 3.13.

В субтропических широтах стратопауза в среднем летом более низкая и холодная, чем зимой. Летом ее высота в среднем равна 51 км, а температура — минус 2,0°С, зимой — 54 км и +5,8°С. Для умеренных и высоких широт надежных данных о сезонных изменениях высоты и температуры стратопаузы пока нет. Заметим только, что высота стратопаузы при втором типе вертикальных профилей температуры возрастает с широтой.

Над стратопаузой температура воздуха с высотой понижается и достигает наименьших значений на высотах 80—85 км в области мезопаузы. Температура стратопаузы изменяется в пределах 260—280°К, а мезопаузы — в пределах 230—160°К. Представление о температурной стратификации в мезосфере дает рис. 3.14, на котором приведена средняя кривая стратификации для лета, полученная Центральной аэрологической обсерваторией (ЦАО) для средних широт Европейской территории Советского Союза, а также кривая стратификации для более южных широт, полученная в США. Как видно из рисунка, обе кривые в общем хорошо согласуются между собой.

§ 8. Годовой ход температуры

В тропосфере, как уже указывалось, годовой ход изменений температуры ослабевает с высотой, но в стратосфере годовой ход температуры отчетливо выражен. Более того, амплитуда годового хода здесь возрастает с высотой.

Представление о годовой амплитуде температуры и датах наступления ее максимума дает табл. 35. В ней приведены данные специальных наблюдений, проведенных в Нью-Джерси (40°11' с. ш., 74°04' з. д.) в период с 13 ноября 1952 г. по 31 марта 1954 г.

Таблица 35

Годовой ход температуры в стратосфере

Давление, мб	ΔT °C	Дата максимума температуры	Давление, мб	ΔT °C	Дата максимума температуры
100	2,6	10 III	5	7,1	8 VI
50	3,4	13 VII	4	7,0	13 V
40	4,6	14 VII	3	7,1	28 V
20	6,1	6 VII	2,5	12,1	16 V
15	6,6	28 VI	2	14,7	25 V
10	6,2	18 VI			

Из таблицы видно, что выше 100 мб (около 16 км) амплитуды с высотой растут, особенно резко выше 3 мб (около 40 км). Кроме того, выше 50 мб (около 20 км) с увеличением высоты наблюдается опережение времени наступления максимума температуры. Это указывает на тот очень интересный факт, что температурная волна распространяется сверху вниз и источник тепла расположен на больших высотах. Причиной нагревания воздуха на этих высотах является поглощение озоном ультрафиолетовой радиации Солнца. Это резко увеличивает годовую амплитуду температуры вблизи уровня 2—3 мб, где сезонные изменения содержания озона максимальны.

В слое же между 100 и 50 мб, напротив, имеет место запаздывание времени наступления максимума температуры с высотой, и можно предположить, что здесь сказывается преимущественно влияние источников тепла более низких уровней.

На рис. 3.15 показан годовой ход температуры в стратосфере умеренных широт. Видно, что годовая амплитуда температуры растет с высотой.

В Арктике и Антарктике амплитуда температуры на высоте 50 км по меньшей мере в два раза превышает амплитуду у поверхности Земли. Главной причиной большой сезонной изменчивости температуры в стратосфере высоких широт является сезонное изменение радиационного режима, обусловленное облучением солнечной радиацией, поглощаемой озоном. С этим связан рост температуры летом и, в частности, наблюдаемое после окончания полярной ночи резкое повышение температуры.

В полярную ночь стратосфера выхолаживается благодаря длинноволновому излучению. В годовом ходе температуры стратосферы над полярными районами играет роль также адвекция воздуха в эти районы из областей низких широт.

Радиозондовыми и особенно ракетными наблюдениями последних лет было установлено появление зимой в стратосфере Арктики внезапных и очень сильных потеплений. Характерным является то, что это явление наблюдается примерно в одно и то же время года — во второй половине января — в феврале. Вначале

потепление появляется на высотах 40—50 км, а иногда и выше, а затем оно постепенно распространяется вниз. Одновременно с распространением потепления вниз происходит опускание стратосферной инверсии температуры; за период потепления опуска-

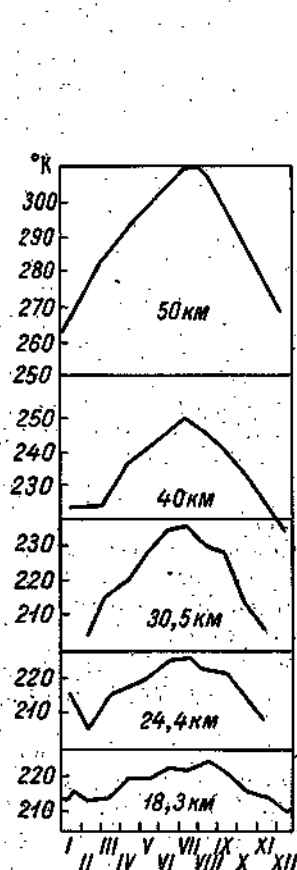


Рис. 3.15. Годовой ход температуры в стратосфере умеренных широт.

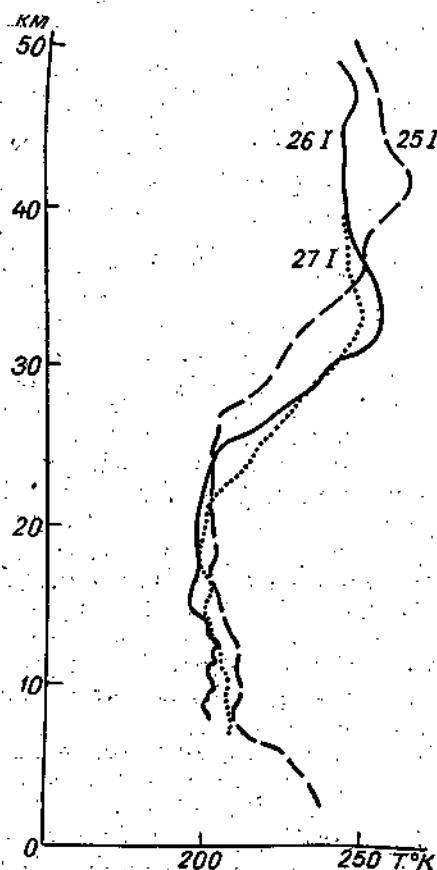


Рис. 3.16. Вертикальные профили температуры, о. Хейса.

ние достигает нескольких километров. Межсуточная изменчивость температуры, обычно наиболее резко выраженная на высотах 25—35 км, может достигать 10—15° и более. На рис. 3.16 в качестве примера приведены данные ракетного зондирования на о. Хейса для периода потепления, наблюдавшегося в 1961 г. Иногда потепление распространяется не только над Арктикой, но и над значительными районами прилегающих умеренных

широт, и масштабы этого явления приобретают планетарный характер.

Существуют разные гипотезы о причинах внезапных зимних потеплений в стратосфере Арктики. К ним относятся предположения о влиянии повышенной солнечной активности и поглощения корпускулярной радиации, локализуемой в основном на ночной стороне Земли, адвективно-динамических факторов (горизонтального переноса с большими скоростями воздушных масс с юга и нисходящих вертикальных движений), поглощения энергии гравитационных и инфразвуковых волн, генерируемых в тропосфере. Резкое потепление в стратосфере сопровождается, как показали наблюдения, внезапным увеличением общего содержания озона. Последнее является, по-видимому, результатом нисходящих движений воздуха.

Таблица 36

Амплитуда годового хода температуры в стратосфере на различных широтах (по Панту)

Высота, км	Широта, град с. ш.									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
15	-3,4	-2,8	-2,6	-3,6	-3,3	-1,7	+4,1	+9,6	+16,7	+18,8
25	-4,5	-3,5	+0,2	+4,5	+3,9	+14,9	+22,2	+10,9	+14,9	+14,2
35	+7,7	+8,2	+8,6	+8,3	+14,9	+19,8	+21,1	+25,4	+28,0	+30,6

В низких широтах (табл. 36) годовой ход температуры в стратосфере выражен менее резко. Кроме того, севернее 20° и выше 20 км температура воздуха летом выше, чем зимой. В субтропической зоне, по американским ракетным наблюдениям, до высоты 30—40 км стратосфера несколько теплее летом, чем зимой. Разность между средней летней и средней зимней температурами не превосходит 1,0—0,5° С. На больших высотах стратосфера зимой теплее, чем летом. Разность между средней зимней и средней летней температурами на высоте 50 км равна 4,0° С, а на высоте 53 км — 9,7° С. Затем эта разность убывает с высотой.

Отметим, что разность между летними и зимними температурами не дает полной амплитуды годового хода, так как сезонные значения температуры сглажены по сравнению со средними месячными температурами, которые обычно используются при определении годовой амплитуды.

В мезосфере высоких широт годовая амплитуда температуры сначала убывает и становится близкой к нулю на высоте около 60 км (рис. 3.17), а затем, меняя знак, довольно резко увеличивается с высотой и достигает наибольших значений на высоте около 80—90 км. Как видно из рисунка, стратосфера, в част-

ности в высоких широтах, теплее летом и холоднее зимой, а мезосфера — теплее зимой и холоднее летом.

Представление о годовых амплитудах в мезосфере и нижней части термосферы дает табл. 37.

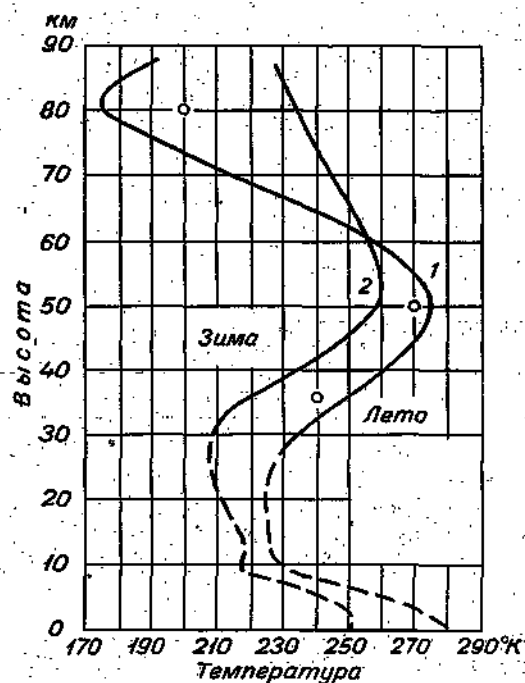


Рис. 3.17. Средние сезонные вертикальные профили температуры над Канадой (форт Черчилл).

1 — зима, 2 — лето.

Таблица 37

Амплитуда годового хода температуры в мезосфере (по В. Р. Дубенцову)

Высота, км	Широта, град с. ш.		
	50	60	80
40	+20	+32	+49
50	+14	+22	+35
60	0	+6	+15
70	-10	-22	-24
80	-23	-44	-57
90	-28	-51	-63
100	-14	-32	-49

Годовой ход изменения температуры можно описать выражением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{c_p} \frac{\partial B(\lambda)}{\partial z}.$$

Первый член правой части этого выражения описывает вклад турбулентного теплообмена, а второй — радиационного. До высоты 50—60 км годовой ход температуры в виде простой волны с максимумом летом и минимумом зимой определяется главным образом годовым ходом радиационного баланса. На больших высотах, где высокие температуры наблюдаются зимой, а низкие — летом, годовой ход нельзя объяснить годовым ходом радиационного баланса.

Одной из причин зимнего прогрева мезосферы, возрастающего с широтой, может быть нагревание за счет освобождающейся химической энергии при рекомбинации атомарного кислорода, переносимого в потоках воздуха на высотах 100—120 км и опускающегося на своем пути вниз. Причем скорость опускания должна возрастать с широтой. Расчеты показывают, что при скорости опускания, равной, скажем, 0,5 см/сек, и начальной концентрации атомарного кислорода $2,25 \cdot 10^{11}$ см⁻³ освобождается такое количество энергии при диссоциации атомарного кислорода, которого достаточно, чтобы за сутки повысить температуру воздуха на 100°, а при вертикальной скорости 0,2 см/сек и концентрации атомарного кислорода от $0,93 \cdot 10^{11}$ до $1,85 \cdot 10^{11}$ см⁻³ соответственно от 18 до 35° за сутки. Такой прогрев, по-видимому, с избытком компенсирует охлаждение полярной мезосферы в зимнее время года, обусловленное радиационным выхолаживанием этого слоя воздуха за счет излучения углекислого газа, озона и водяного пара.

Определенное значение может иметь также акустическое нагревание. Расчеты показывают, что инфразвуковые волны с периодом порядка 10 сек, сильно поглощающиеся на высотах 70 км и более, могут переносить энергию из стратосферы в мезосферу. В высоких широтах этот эффект может особенно сказаться при наличии стратосферных струйных течений, когда генерируемые при больших скоростях ветра инфразвуковые волны, поглощающиеся в мезосфере, могут обусловить нагрев ее до 2° и более в день.

§ 9. Суточный ход температуры в свободной атмосфере

1. Теория суточного хода температуры. Суточный ход температуры в тропосфере и стратосфере теоретически рассмотрен В. Г. Кастровым, К. Я. Кондратьевым, С. М. Малкевичем и др. Учитывался турбулентный перенос тепла от поверхности Земли, перенос длинноволновой радиации и непосредственное нагре-

вание атмосферы путем поглощения коротковолновой радиации различными компонентами атмосферного воздуха (водяным паром, озоном).

Локальные изменения температуры воздуха на некоторой высоте z , если не учитывать изменения давления, вертикальных движений и горизонтального переноса воздуха (адвекции), можно записать в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p \rho} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial B_1}{\partial z} + \frac{\partial B_2}{\partial z} \right], \quad (3.16)$$

где Φ — турбулентный поток тепла, B_1 и B_2 — соответственно баланс длинноволновой и баланс коротковолновой радиации. Пусть $\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$; $B_1 = \bar{B}_1 + B_1'$ и $B_2 = \bar{B}_2 + B_2'$, где $\bar{\Phi}$, $\bar{B}_1$ и $\bar{B}_2$ — средние за сутки значения. Интегрируя левую и правую части уравнения (3.16) для некоторого уровня z , получим

$$\begin{aligned} \Delta T = T(z, t) - T(0, t) &= \frac{1}{c_p \rho} \left[\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{B}_1}{\partial z} + \frac{\partial \bar{B}_2}{\partial z} \right] t + \\ &+ \frac{1}{c_p \rho} \int_0^t \left(\frac{\partial \Phi'}{\partial z} + \frac{\partial B_1'}{\partial z} + \frac{\partial B_2'}{\partial z} \right) dt. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Первое слагаемое правой части (3.17) характеризует равномерное изменение температуры воздуха на высоте z , обусловленное годовым ходом температуры, а второе — суточный ход температуры. Члены этого слагаемого запишем в виде:

$$\begin{aligned} \Delta_0' T &= \frac{1}{c_p \rho} \int_0^t \frac{\partial \Phi'}{\partial z} dt, \\ \Delta_1' T &= \frac{1}{c_p \rho} \int_0^t \frac{\partial B_1'}{\partial z} dt, \\ \Delta_2' T &= \frac{1}{c_p \rho} \int_0^t \frac{\partial B_2'}{\partial z} dt, \end{aligned} \quad (3.18)$$

$\Delta_0' T$ характеризует турбулентную, $\Delta_1' T$ — радиационную длинноволновую, а $\Delta_2' T$ — радиационную коротковолновую составляющую суточного хода температуры на уровне z .

По расчетам В. Г. Кастрова, суточный ход температуры, обусловленный каждой из трех составляющих, близок к простой синусоиде; синусоиды имеют одинаковый период, но различные начальные фазы. В нижней половине тропосферы максимальная температура благодаря нагреванию воздуха из-за поглощения водяным паром коротковолновой радиации достигается неза-

долго до захода Солнца, благодаря нагреванию путем теплообмена за счет длинноволновой радиации — примерно в полуденные часы. Время наступления максимальной суточной температуры за счет турбулентного теплообмена с высотой запаздывает и на высоте около 3 км над поверхностью Земли смещается к полуночи.

В табл. 38 приведены амплитуды A_i суточного хода температуры для каждой из компонент, вычисленные В. Г. Кастровым для безоблачного летнего дня.

Таблица 38

Амплитуды (°С) суточного хода температуры,
полученные теоретически

	Высота, км		
	1	3	5
A_0	3,01	0,27	0,02
A_1	0,18	0,04	0,02
A_2	0,31	0,30	0,30
$\bar{A}$	3,44	0,25	0,30

Из этой таблицы видно, что до высоты 3 км суточный ход температуры определяется в основном турбулентным переносом тепла, но уже на высоте 5 км — почти исключительно поглощением коротковолновой солнечной радиации. Амплитуды, обусловленные радиационной длинноволновой составляющей, выше 1 км над поверхностью Земли очень малы.

Значения амплитуд для высот 3—5 км, приведенные в табл. 36, несколько занижены по сравнению с теми, которые могут наблюдаться в реальных условиях, так как в указанных расчетах не учтено поглощение солнечной радиации аэрозолями, присутствующими в атмосфере, а также адиабатическое нагревание воздуха, связанное с нисходящими движениями воздуха, наблюдающимися в антициклонических условиях.

На больших высотах в тропосфере и стратосфере суточный ход температуры обуславливается главным образом радиационными факторами. При этом он существенно зависит от содержания на высотах водяного пара, а в стратосфере — главным образом озона, имеющего сильные полосы поглощения в той области спектра, в которой интенсивность солнечной радиации достаточно велика ($\lambda < 0,34$ мк, $\lambda = 0,44 \div 0,74$ мк). В табл. 39 приведены наиболее вероятные значения амплитуды суточного хода температуры, вычисленные В. Г. Кастровым и Л. А. Бирюковой для стратосферы умеренных широт около времени весеннего равноденствия.

Из этой таблицы видно, что амплитуда суточного хода температуры в стратосфере с высотой растет главным образом за

Таблица 39

Амплитуды (°C) суточного хода температуры в стратосфере

За счет поглощения	Высота, км						
	10	12	15	20	25	30	35
Озоном прямой радиации . .	0,0	0,0	0,0	0,1	0,4	1,0	1,5
Озоном отраженной радиации	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1	0,3	0,4
Водяным паром прямой радиации	0,2	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,3
Суммарная амплитуда	0,2	0,2	0,2	0,3	0,8	1,6	2,2

счет нагревания воздуха из-за поглощения озоном прямой солнечной радиации. Расчеты показали, что поглощение озоном земного излучения в полосе 9,6 мк приводит к очень малым амплитудам: 0,013° на высоте 20 км и 0,023° на высоте 30 км. Влияние поглощения водяным паром длинноволнового излучения поверхности Земли и нижних слоев атмосферы становится ничтожно малым даже на высотах 3—5 км (см. табл. 38). Амплитуды суточного хода температуры могут быть большими, чем величины, приведенные в табл. 39, за счет влияния вертикальных движений воздуха.

Отметим, что, согласно расчетам, амплитуды суточного хода температуры уменьшаются с увеличением широты места.

2. Экспериментальные данные о суточном ходе температуры. Наблюдения показывают, что по мере увеличения высоты происходит сдвиг суточных колебаний температуры по фазе, т. е. запаздывание времени наступления максимума и минимума температуры (рис. 3.18). Это связано, как уже указывалось, с тем, что с высотой изменяется роль радиационных и турбулентных факторов, определяющих суточные изменения температуры.

Зимой суточные изменения температуры затухают уже на высоте около 0,5 км, летом они еще заметны на высотах 1,5—2,0 км.

По данным В. А. Девятовой, изменения амплитуды суточного хода температуры с высотой в слое атмосферы от поверхности Земли до высоты 0,7 км в среднем можно описать формулой

$$A = A_0 e^{-\alpha z},$$

где A — суточная амплитуда температуры на высоте z , A_0 — у поверхности земли, α — коэффициент, зависящий от времени года. Величина α для осени равна $257 \cdot 10^{-5}$, для зимы — $268 \cdot 10^{-5}$, для весны — $227 \cdot 10^{-5}$ и для лета — $218 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Наибольшие средние суточные амплитуды температуры у земли

наблюдаются летом (в умеренных широтах в среднем около 10°), а наименьшие — зимой (у земли в среднем около 5°).

На больших высотах суточные изменения температуры определяются преимущественно лучистым теплообменом. В связи с этим суточные изменения температуры в средней и верхней тропосфере совпадают по фазе с наземными, и здесь время наступления максимальной температуры приходится на 13–14 час, а минимальной — на утренние.

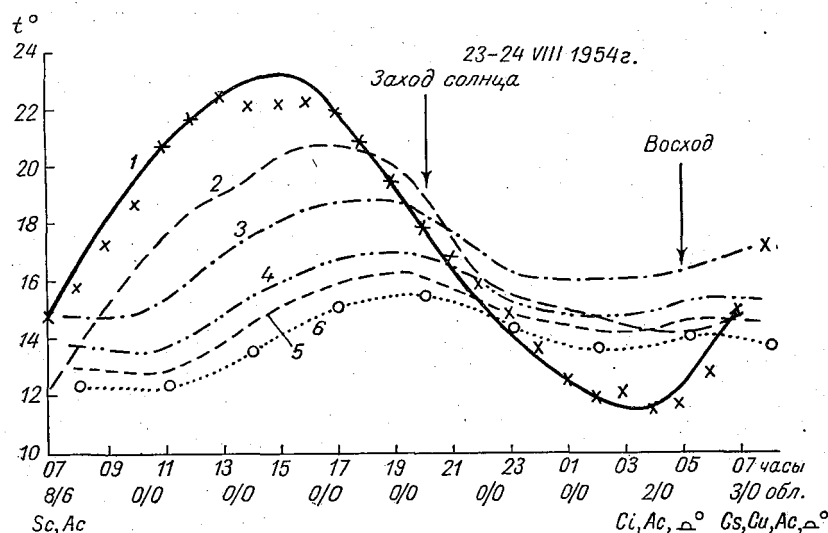


Рис. 3.18. Суточный ход температуры при безоблачном небе и слабом ветре.

1 — земля, 2 — 100 м, 3 — 300 м, 4 — 500 м, 5 — 600 м, 6 — 700 м.

Данные учащенных выпусков радиозондов показали, что наименьшие амплитуды суточных изменений температуры наблюдаются на высотах 3–4 км. Затем они опять возрастают примерно до высоты 8 км и почти не изменяются в слое 8–13 км, составляя примерно $3,6^\circ$. Выше 12–13 км амплитуда с высотой убывает и на 20 км не превышает $0,5–1,0^\circ$. На высотах от 10 до 17 км наблюдаются два минимума температуры: в 21 и в 5 час. Максимум температуры на высоте 15 км был отмечен между 11 и 13 час, а на больших высотах время его наступления опережало на 2 час время наступления максимума у поверхности Земли.

Значительные суточные изменения температуры в слое озона, связанные с механизмом образования и разрушения озона, обнаружил П. Халек по результатам измерений поглощения ультрафиолетовой солнечной радиации озоном и его собственного

теплового излучения. Здесь речь идет о суточной изменчивости средней (эффективной) температуры всего слоя озона (табл. 40).

Таблица 40

Средняя (эффективная) температура (°C) слоя озона
над Кабулом (по П. Халеку)

Дата наблюдений, 1951 г.	Время наблюдений			
	9 час 30 мин	10 час 30 мин	14 час	15 час
3 II	—15	5	12	0
25 II	—6	10	20	1
26 II	—29	0	6	—37
19 IX	—3	20	16	7
2 X	11	30	—	5
23 XII	0	—	15	9

Большое значение имеют непериодические изменения температуры на высотах, обусловленные процессами вертикального обмена и адвекцией воздушных масс. Межсуточная изменчивость температуры ($|\Delta T|$) зависит от высоты и климатических особенностей географических районов. Представление об этих изменениях дают данные для Европы и Америки (табл. 41).

Таблица 41

	Высота, км									
	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
Европа	2,0	2,6	2,7	3,3	3,8	3,6	4,1	2,7	2,6	2,1
Америка	3,6	4,0	3,9	3,8	3,6	3,9	4,3	3,9	2,7	2,6

В тропосфере межсуточная изменчивость температуры зимой по абсолютной величине в среднем больше, чем летом.

Ракетные наблюдения показали, что наибольшие межсуточные изменения температуры в стратосфере умеренных и высоких широт также наблюдаются в зимнее время года и на высотах 20—45 км они в среднем равны 4—5°, а наименьшие — летом — около 1°. В отдельных случаях изменения могут достигать 10—15° и более. С уменьшением широты межсуточная изменчивость температуры в общем возрастает, главным образом в холодное время года.

§ 10. Широтное распределение температуры в стратосфере и мезосфере

Как было видно из рассмотрения вертикальных и сезонных изменений температуры, имеются существенные широтные различия в распределении температуры воздуха вплоть до термосферы.

В стратосфере распределение температуры зависит не только от широты места, но и от долготы. На характеристиках распределения сказывается также влияние материков и океанов и адвективный теплообмен. Распределение температуры в нижней части стратосферы над северным полушарием дано на рис. 3.19. Рассматриваемый уровень в высоких и средних широтах расположен в стратосфере, тогда как в тропической и экваториальной областях он расположен вблизи тропопаузы.

Летом над полюсом находится область тепла, а над экватором — область холода. Наиболее низкие температуры наблюдаются в приэкваториальной области западного полушария, где даже средние месячные температуры достигают -80°C . Над полюсом температура составляет около -42 , -40°C .

Более сложным является распределение температуры зимой. Из рис. 3.19 видно, что типичным для зимнего стратосферного поля температуры является наличие многоочаговой зоны относительно высоких значений температуры, опоясывающей все северное полушарие вдоль умеренных широт. Наиболее высокие температуры (около -46°C) наблюдаются в основном очаге, расположенном над Тихим океаном. К югу и к северу от этой зоны температура воздуха понижается и достигает наиболее низких значений над экватором, где проходят изотермы -78 , -80°C . В полярной области холода средняя месячная температура воздуха в январе равна -68°C . В нижней стратосфере над северными районами полушария горизонтальный градиент температуры направлен, как и в тропосфере, с юга на север. Южнее $45-50^{\circ}$ с. ш. над всем северным полушарием наблюдается обращение горизонтального градиента температуры по сравнению с его направлением в тропосфере. Над этой областью северного полушария зимой, как и летом, горизонтальный градиент температуры направлен с севера на юг. Однако величина градиента температуры зависит от долготы. Это видно из табл. 42, в которой приведены разности температуры между полярными, умеренными и тропическими широтами вдоль различных долгот восточного и западного полушарий. Наибольшие контрасты наблюдаются в субтропической области восточного полушария. Наименьшие контрасты температуры наблюдаются между 30 и 40° с. ш. над Тихим океаном.

Сложный характер распределения температуры зимой над северным полушарием обусловлен особенностями вертикального

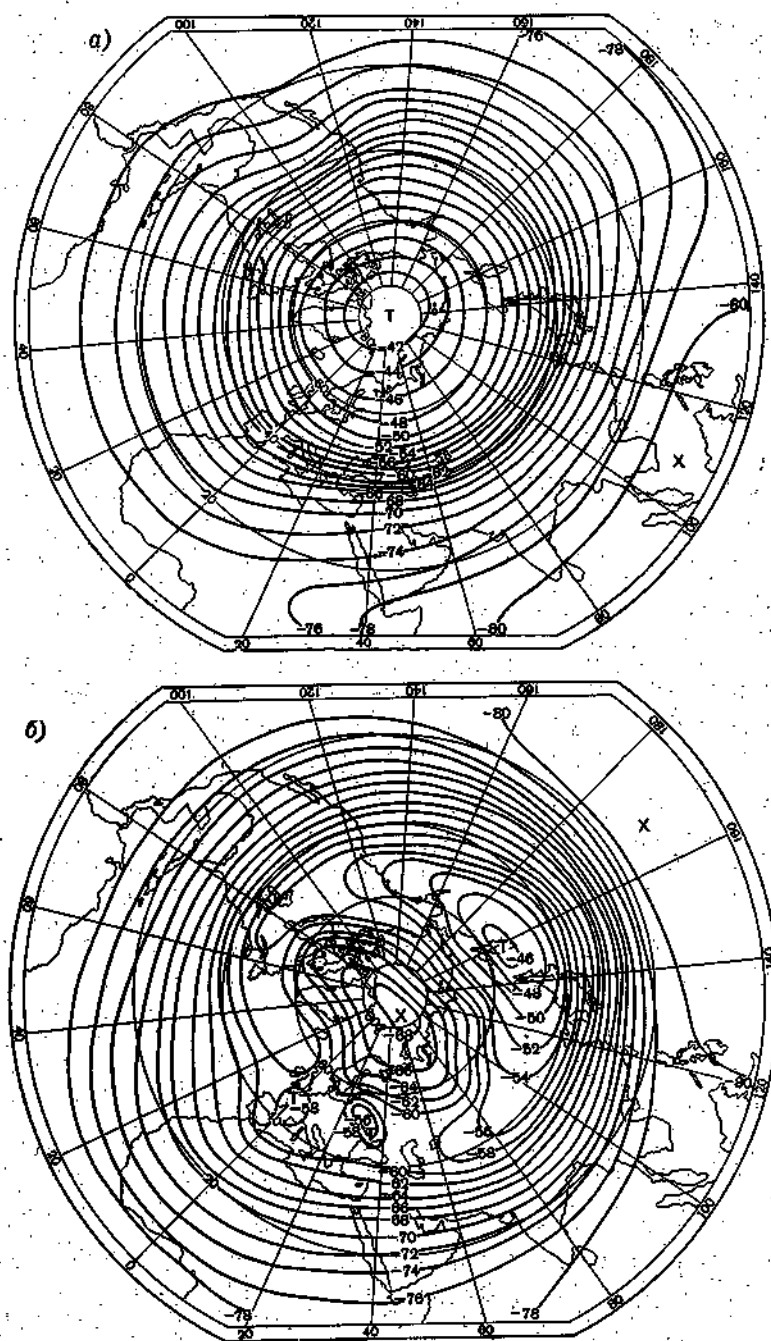


Рис. 3.19. Средняя температура на уровне изобарической поверхности 100 мб (по И. В. Ханевской).
а — июль, б — январь.

Таблица 42

Разности температуры вдоль меридианов на различных уровнях

Изобарическая поверхность, мб	120° в. д.		180° в. д.		80° з. д.		20° з. д.	
	50—80	20—50	50—80	20—50	50—80	20—50	50—80	20—50° с. ш.
300	4	23	8	17	6	16	10	11
200	6	3	8	—2	7	—4	6	2
100	13	—26	12	—30	12	—19	9	—12

профиля температуры в стратосфере на различных широтах. В полярных районах из-за отсутствия притока солнечной радиации во время полярной ночи в нижней стратосфере наблюдается замедленное падение температуры воздуха с высотой, в средних широтах — почти изотермическое распределение, а вблизи экватора температура воздуха довольно сильно понижается с высотой вплоть до поверхности 100 мб, где отмечаются наиболее низкие температуры, даже более низкие, чем над полюсом.

Зона тепла, наблюдающаяся в умеренных широтах, как показали исследования Х. П. Погосяна, ослабевает с высотой, но отмечается вплоть до поверхности 10 мб (~32 км). Летом до этого уровня наблюдается почти зональное распределение температуры с наиболее низкими температурами в районе полюса и наиболее высокими в районе экватора. Только над Тихим океаном между широтами 30—70° с. ш. и долготами 120° в. д. и 120° з. д. наблюдается область тепла.

В южном полушарии поле температуры на всех высотах близко к зональному и локальные области тепла (для лета южного полушария) наблюдаются над континентами этого полушария.

На рис. 3.20 приведен вертикальный разрез атмосферы, на котором проведены изотермы и показано положение переходных слоев между различными сферами. Самой холодной областью зимой и летом является экваториальная тропопауза и прилегающие к ней слои. На высотах 10—20 км средний горизонтальный градиент температуры летом направлен от полюса к экватору. В стратосфере и вблизи мезопаузы горизонтальный градиент температуры летом в общем направлен от полюса к экватору, а зимой — от экватора к полюсу. Таким образом, в течение года происходит перераспределение тепла между полярными и экваториальными областями.

Наиболее высокие температуры наблюдаются в области стратопаузы (260—285° К). Высота стратопаузы увеличивается с широтой, особенно резко зимой. В полярных районах стратопауза зимой более высокая и холодная, чем летом. Так, например,

зимой она в среднем понижается с 57 км в районе полюса до 47 км в экваториальной зоне.

К мезопаузе на всех широтах температура воздуха понижается примерно до 170°K в полярных районах и 190°K в экваториальной области. В мезосфере (выше 60 км) зимой горизонтальный градиент температуры направлен в общем от полюса

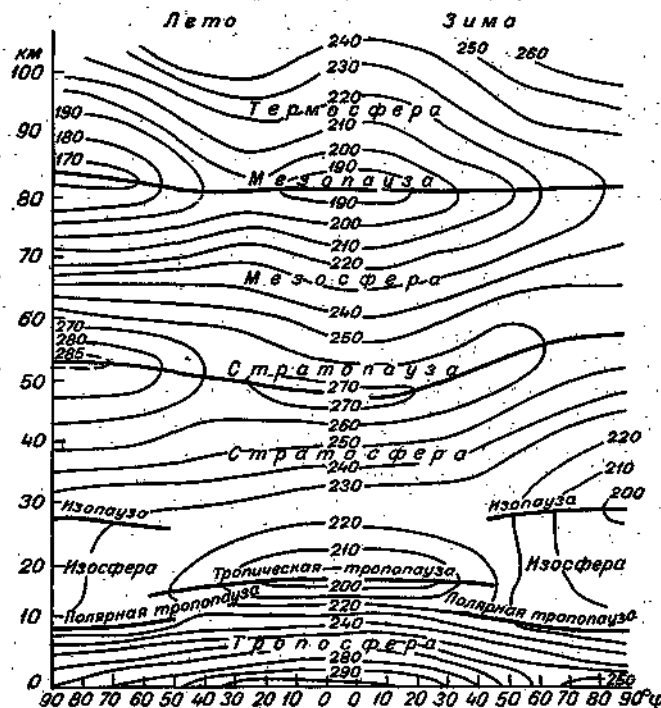


Рис. 3.20. Вертикальный разрез атмосферы (по В. Р. Дубенцову).

к экватору. Еще не выяснены причины, почему температура полярной мезосферы зимой (во время полярной ночи) выше температуры мезосферы умеренных широт. Вероятнее всего, как уже указывалось (стр. 103), что разогрев полярной мезосферы вызывается рекомбинацией атомов кислорода, сопровождающейся выделением значительного количества тепла. Так как интенсивность рекомбинации атомов кислорода при реакции тройных соударений пропорциональна кубу плотности воздуха, то этот процесс протекает в основном в мезосфере, куда попадают атомы кислорода, образовавшиеся в верхних слоях атмосферы в результате диссоциации под действием корпускулярных потоков. Расчет показывает, что диссоциация

молекулярного кислорода в верхней атмосфере в период полярной ночи за счет корпускулярных потоков не меньше диссоциации, вызываемой ультрафиолетовым излучением Солнца в обычной дневной атмосфере.

Летом с высоты 65 км в зоне широт 20—50° наблюдается область тепла, от которой горизонтальный градиент температуры направлен к северу и югу. Наибольший контраст температуры наблюдается между этой теплой областью и полюсом.

Недостаточное количество данных наблюдений не позволяет с необходимой надежностью определить широтные изменения высоты мезопаузы, и на рис. 3.19 она показана почти горизонтальной линией, несколько наклоненной летом к экватору, а зимой — к полярным районам. В полярных районах летом мезопауза расположена выше, чем зимой. Стратопауза и мезопауза, по-видимому, как и тропопауза, не являются по широте непрерывными. В них имеются разрывы, которые играют большую роль при обмене воздухом между сферами. Высота стратопаузы и мезопаузы может сильно меняться. Можно также предположить, что стратопауза и мезопауза, так же как и тропопауза, имеют сложную вертикальную структуру.

В. НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О ТЕПЛОМ РЕЖИМЕ ТЕРМОСФЕРЫ

§ 11. Основные источники тепла, разогревающие термосферу

Тепловой режим термосферы определяется многими явлениями и процессами, протекающими на больших высотах. Основным источником тепла является коротковолновая радиация Солнца, поглощаемая молекулами и атомами высоких слоев атмосферы.

В главе II было показано, что коротковолновое и рентгеновское излучение Солнца полностью поглощается верхними слоями атмосферы и не проникает ниже 100—80 км. Плотность воздуха на больших высотах мала. Так как здесь мала и теплоемкость воздуха, то даже небольшая доля солнечной энергии, поглощаемой сильно разреженным воздухом, достаточна для существенного нагрева воздуха и поддержания здесь высокой температуры.

Расчет радиационного нагрева весьма труден, так как необходимо учесть не только поглощение радиации, но и излучение самой атмосферы. При этом предполагается выполнение закона Кирхгофа, справедливого при термодинамическом равновесии. По существующим теоретическим оценкам, оно осуществляется только до высот 65—75 км, а на больших высотах равновесие нарушается тем сильнее, чем больше высота. Расчеты излучения верхних слоев атмосферы, основанные на применении закона Кирхгофа, содержат большие погрешности, возрастающие с высотой.

Расчеты показывают, что в верхних слоях атмосферы не существует лучистого равновесия, т. е. приток и отток тепла за счет радиации неодинаковы. Скорость, с которой происходят здесь процессы поглощения и излучения, мала и время, необходимое для установления лучистого равновесия, измеряется годами, а поэтому теплообмен в верхних слоях атмосферы осуществляется главным образом благодаря теплопроводности.

Важную роль в тепловом режиме играет нагревание воздуха при диссоциации и ионизации молекул и атомов. Фотодиссоциация молекул на атомы сопровождается переходом части энергии кванта в кинетическую энергию и энергию возбуждения атомов. В результате поглощения кванта света молекулой или атомом они могут ионизоваться и часть энергии кванта перейдет в кинетическую энергию свободного электрона и положительного иона. Кинетическая энергия этих частиц в результате столкновений может передаваться другим частицам, которые, возбуждаясь, будут в свою очередь излучать эту энергию, но на других частотах. Излучение происходит также при рекомбинации электронов и ионов. Возможен, кроме того, переход энергии нейтральных атомов и молекул, возбужденных излучением, в кинетическую энергию при неупругих соударениях.

Нагревание высоких слоев атмосферы может вызываться солнечными корпускулярными потоками. Расчеты показывают, что при мощных вторжениях потоков корпускул, т. е. во время сильных магнитных бурь, тепло, получаемое высокими слоями атмосферы (выше 80—100 км), за счет этих потоков может составлять 5—10% величины солнечной постоянной. Из-за малой теплоемкости разреженных газов температура воздуха в термосфере может при этом возрасти на десятки и сотни градусов. Энергия потоков корпускул переходит в тепло при столкновении корпускул с молекулами, атомами и ионами.

По мнению В. И. Красовского, магнитные поля, переносимые корпускулами, воздействуют на геомагнитное поле, возбуждая индукционные токи в ионизированных слоях атмосферы. Джоулево тепло этих токов может вызывать сильный разогрев воздуха.

Нагревание высоких слоев атмосферы может быть вызвано проникающими с большой скоростью в земную атмосферу потоками межпланетных пылевых частиц. Большая часть энергии частиц, особенно мелких, поглощается атмосферой на высотах 90—115 км.

Значительным источником энергии является горячая земная корона, и нагревание самых высоких слоев может происходить благодаря процессам теплопроводности.

Температура воздуха на столь больших высотах зависит от его состава. Так, например, при ионосферных возмущениях электронная температура быстро повышается на несколько тысяч

градусов, а температура ионов и нейтральных частиц растет значительно медленнее. Поэтому в термосфере температура электронов и тяжелых частиц может быть существенно различной. В дальнейшем мы будем говорить о температуре тяжелых (нейтральных и ионизированных) частиц.

§ 12. Температурный режим термосферы

В термосфере из-за сильной разреженности воздуха практически невозможны прямые измерения температуры, и данные о ней получают расчетным путем — на основании измерений

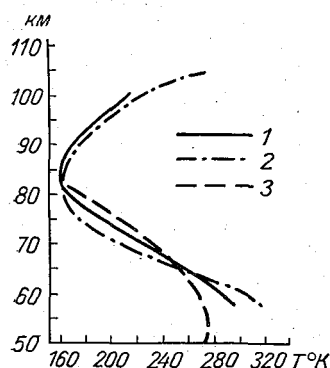


Рис. 3.21. Вертикальные профили температуры в нижней термосфере (по В. В. Михневич).

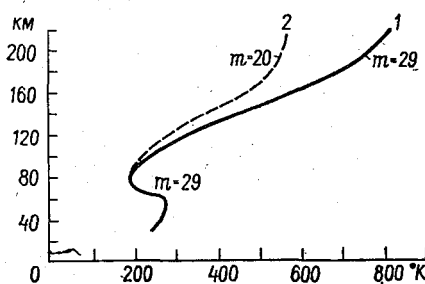


Рис. 3.22. Вертикальные профили температуры над США при различных значениях молекулярного веса.

давления и плотности воздуха на ракетах или по данным о торможении спутников. Температура вычисляется по барометрической формуле. Для этих расчетов необходимо весьма точно знать молекулярный вес воздуха, т. е. его состав. Между тем состав воздуха в термосфере, особенно содержание его нейтральных компонент, которые главным образом и определяют величину молекулярного веса воздуха, изучен еще недостаточно. Это создает большие трудности при определении температуры в термосфере.

На рис. 3.21 представлены результаты двух серий (кривые 1 и 2) определения температуры воздуха на высотах 50—100 км в умеренных широтах по ракетным данным, обработанным В. В. Михневич. На рисунке приведена также осредненная кривая (кривая 3). Расчеты проводились по вертикальному распределению давления, измеренному с помощью манометров. Состав воздуха считался неизменным до высоты 100 км. Из рисунка

видно, что с высоты 80—85 км температура быстро растет с высотой. На высоте 100 км температура составляет около 220° К (—53° С).

Для сравнения на рис. 3.22 дано вертикальное распределение температуры для 33° с.ш., полученные по ракетным данным в США. Кривая 1 дает значения температуры в предположении, что молекулярный вес воздуха на всех высотах одинаков и равен 29, а кривая 2 — в предположении, что до 80 км молекулярный вес равен 29, а между 80 и 220 км он убывает с высотой по линейному закону до 20 на высоте 220 км. Из рисунка видно, что кривые стратификации с увеличением высоты расходятся.

Из-за недостаточной изученности состава воздуха модели высоких слоев атмосферы, предложенные разными авторами, в значительной мере отличаются из-за различия в предположениях об изменении молекулярного веса воздуха с высотой.

Среди многих моделей высоких слоев атмосферы отметим модель, предложенную Матуром и Митра на основании обобщения результатов измерений плотности атмосферы по торможению искусственных спутников Земли. Данные об этой модели атмосферы приведены в табл. 43. В этой же таблице приведены данные о высоте однородной атмосферы H (см. § 4 главы IV).

Таблица 43

Модель атмосферы (по С. Матуру и А. Митра)

Высота, км	Плотность, г/см ³	Средний молекулярный вес	H_0 км	Температура, °К
130	$2,74 \cdot 10^{-11}$	22,6	17,4	462
150	$7,88 \cdot 10^{-12}$	21,8	21,9	561
170	$2,85 \cdot 10^{-12}$	20,5	26,4	630
190	$1,21 \cdot 10^{-12}$	19,5	30,9	709
210	$5,85 \cdot 10^{-13}$	18,9	35,4	787
230	$3,18 \cdot 10^{-13}$	18,2	39,5	845
260	$1,31 \cdot 10^{-13}$	17,5	44,8	922
300	$4,97 \cdot 10^{-14}$	16,9	51,5	1023
340	$2,14 \cdot 10^{-14}$	16,5	58,1	1128
400	$7,10 \cdot 10^{-15}$	16,2	68,0	1297
450	$3,17 \cdot 10^{-15}$	16,0	76,4	1435
500	$1,54 \cdot 10^{-15}$	16,0	84,7	1591
600	$4,43 \cdot 10^{-16}$	16,0	101,2	1903
700	$1,60 \cdot 10^{-16}$	16,0	100,0	2068
800	$6,00 \cdot 10^{-17}$	16,0	110,0	2068
900	$2,40 \cdot 10^{-17}$	16,0	110,0	2068
1000	$1,00 \cdot 10^{-17}$	16,0	110,0	2068

Как видно из табл. 43, в среднем температура воздуха на высоте 130 км равна 462° К, а с высотой быстро растет, достигая 2000° К на высоте около 600 км; выше этого уровня имеет место

изотермия. Средний молекулярный вес в этой модели атмосферы уменьшается от 22,6 на высоте 130 км до 16,0 на высоте 450 км, т. е. предполагается, что уже на этой высоте весь кислород и азот находятся в атомарном состоянии.

Экспериментальные исследования показывают, что выше 150 км температура воздуха определяется главным образом притоком солнечной радиации. Интенсивность притока зависит от солнечной активности. Оценку солнечной активности можно сделать по интенсивности солнечного радиоизлучения ϵ на длине

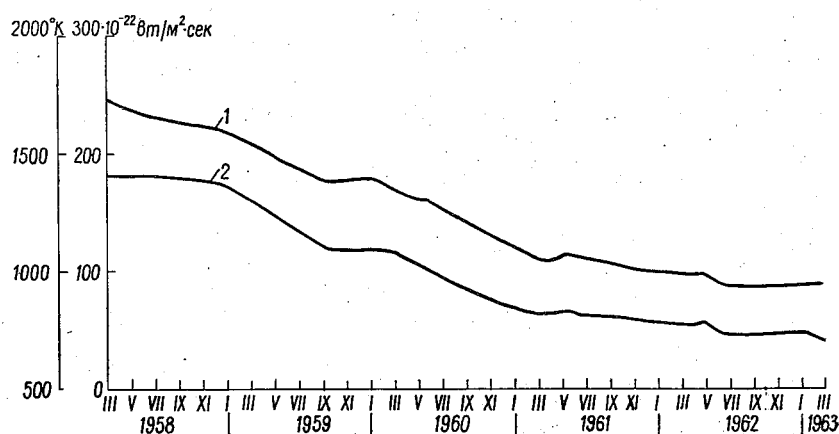


Рис. 3.23. Изменение интенсивности радиоизлучения Солнца на волне 10,7 см (1) и средней температуры в слое 150—300 км (2).

волны 10,7 см, свободно проникающего через земную атмосферу к поверхности Земли. Следует отметить, что изменения интенсивности солнечного радиоизлучения на этой длине волны недостаточно полно отражают изменения рентгеновского и ультрафиолетового излучения Солнца, которое главным образом определяет нагревание термосферы, особенно ее верхних слоев. Несмотря на это, как показали исследования, увеличение интенсивности радиоизлучения всегда сопровождается повышением температуры на всех высотах выше 150—200 км, а уменьшение интенсивности — понижением температуры.

Изучение средней температуры воздуха в слое 150—300 км по данным о торможении искусственных спутников Земли показало, что в последние годы она уменьшалась от года к году. Это связано с тем, что после Международного геофизического года, который совпал с годом максимума солнечной активности, происходило ослабление солнечной активности. Характер этих изменений солнечной активности, оцениваемый величиной ϵ сред-

ней интенсивности радиоизлучения на волне 10,7 см, и средней температуры воздуха $\bar{T}$ в слое 150—300 км показан на рис. 3.23. Из этого рисунка видно, что за период с марта 1958 г. по март 1963 г. интенсивность радиоизлучения уменьшилась в среднем от $246 \cdot 10^{-22}$ вт/м² · сек до примерно $100 \cdot 10^{-22}$ вт/м² · сек, а средняя температура воздуха — от 1400 до 580° К.

Влияние солнечной активности сказывается не только на величине средней температуры воздуха в слое, но и на виде вертикального профиля температуры. Это видно из табл. 44, в которой приведены осредненные данные о температуре воздуха в слое 100—250 км за 1960—1963 гг., полученные из данных ракетных и спутниковых наблюдений.

Таблица 44

Среднее распределение температуры в слое 100—250 км

Высота, км	1960 г.	1961—1962 гг.	1963 г.
250	1450	950	700
200	1200	925	700
150	550	525	525
100	200	200	200

Как видим, температура воздуха на высотах 150—250 км была в 1960 г. выше, чем в 1961—1962 гг., а в эти годы выше, чем в 1963 г. За рассматриваемые годы резко изменился также характер вертикального профиля температуры. В частности, в эти годы происходило уменьшение вертикального градиента температуры в слое атмосферы 200—250 км от 5 до 0°/км, а в слое 150—200 км — от 13 до 3,5°/км.

Глава IV

ДАВЛЕНИЕ И ПЛОТНОСТЬ ВОЗДУХА НА ВЫСОТАХ

§ 1. Расчет давления на высотах

Атмосферное давление является важнейшей характеристикой атмосферы. С его пространственными и временными изменениями связано развитие многих процессов, в частности возникновение воздушных течений и изменение их характера. Изменение атмосферного давления с высотой описывается так называемой барометрической формулой

$$p = p_0 e^{-\frac{1}{R} \int_0^z \frac{gM}{T} dz}, \quad (4.1)$$

где p_0 — давление у поверхности земли, M — средний молекулярный вес воздуха, R — газовая постоянная. Формула (4.1), строго говоря, верна для атмосферы, находящейся в статическом равновесии. Однако погрешность за счет неучета вертикальных движений не превышает в среднем 0,01%. Если рассматривать слои воздуха, в которых T постоянна, и, кроме того, считать M постоянной, то получим барометрическую формулу для изотермической атмосферы

$$p = p_0 e^{-\frac{1}{R_0 T} \int_0^z g dz}, \quad (4.2)$$

где $R_0 = \frac{R}{M}$.

Из (4.2) следует, что в теплом воздухе давление с высотой уменьшается медленнее, чем в холодном воздухе. Следовательно, если рядом расположены две массы воздуха с различными температурами, но с одинаковым давлением у поверхности Земли, то на всех других высотах давление в теплом воздухе будет больше, чем в холодном, и возникнет горизонтальный градиент давления, направленный от теплого воздуха к холодному.

Если пренебречь влиянием вращения Земли и ее несферичностью, то зависимость ускорения силы тяжести от расстояния до центра Земли опишется следующим образом:

$$g(z) = g_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 = \frac{GM_0}{r^2}, \quad (4.3)$$

где r_0 — радиус Земли, $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^2/\text{г}^2$ — постоянная тяготения, M_0 — масса Земли.

У поверхности Земли g равно 980 см/сек^2 , на высоте 100 км — около 950 см/сек^2 , на высоте 280 км — 900 см/сек^2 , на высоте 475 км — 850 см/сек^2 , а на высоте около 700 км — 800 см/сек^2 .

С учетом (4.3) барометрическую формулу (4.2) можно представить в виде

$$p = p_0 e^{-\frac{GM_0}{R_0 T} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right)} \quad (4.4)$$

или

$$p = p_0 e^{-\frac{g_0}{R_0 T} \frac{r_0}{r} (r - r_0)} = p_0 e^{-\frac{g_0}{R_0 T} \frac{r_0}{r} z} \quad (4.5)$$

В табл. 45 приведено отношение давления, рассчитанного по формуле (4.5), к давлению, вычисленному в предположении, что $g = g_0$.

Таблица 45

Отношение $p_{(4.5)}$ к $p_{(g=g_0)}$

T °K	z км					
	100	200	300	400	500	600
300	1,19	2,00	4,63	14,63	62,8	365
900	1,061	1,26	1,67	2,45	3,98	7,14

Из этой таблицы видно, что с высотой это отношение возрастает, а с повышением температуры уменьшается. При обычно наблюдаемых температурах в верхних слоях атмосферы различие между $p_{(4.5)}$ и $p_{(g=g_0)}$ достигает 20% уже на высоте 100 км . Поэтому выше $35\text{—}40 \text{ км}$ необходимо учитывать зависимость g от z .

§ 2. Высота применимости барометрической формулы

Для высоких слоев атмосферы, где длина свободного пробега молекул l становится очень большой, уравнение равновесия в форме, описываемой обычным уравнением статики, из кото-

рого получена барометрическая формула, становится непригодным. Для этих высот необходимо учитывать явления, свойственные разреженным газам. Г. А. Кокин, опираясь на уравнения движения Максвелла для разреженных газов, получил уравнение статики в виде

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{9}{2} \frac{\mu^2}{\rho T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\rho g, \quad (4.6)$$

где $\mu = 0,499 \rho \bar{c} l$ — коэффициент динамической вязкости.

Величину коэффициента

$$B = \frac{9}{2} \frac{\mu^2}{\rho T}$$

с учетом уравнения состояния идеального газа можно представить как

$$B = 2,86 \frac{l^2}{T} p,$$

а выражение (4.6) затем в виде

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(p + 2,86 \frac{l^2}{T} p \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = -\rho g. \quad (4.7)$$

В это выражение входят величины, зависящие от длины свободного пробега молекул и градиента температуры. При этом очевидно, что коэффициент, входящий в выражение (4.7),

$$A = 2,86 \frac{l^2}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (4.8)$$

зависит от высоты, особенно в связи с ростом с высотой длины свободного пробега молекул.

В табл. 46 приведены данные об изменении A с высотой.

Таблица 46

Значения коэффициента A на высотах

Высота, км	T °К	$\frac{p}{\text{мм рт. ст.}}$	M г/моль	$\frac{\mu}{\text{г/см·сек}}$	l см	A
100	215	$3,0 \cdot 10^{-4}$	28,5	$1,41 \cdot 10^{-4}$	$1,11 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^{-11}$
150	465	$3,31 \cdot 10^{-6}$	25,8	$2,56 \cdot 10^{-4}$	$2,82 \cdot 10^3$	$9,4 \cdot 10^{-8}$
200	733	$2,88 \cdot 10^{-7}$	23,4	$3,45 \cdot 10^{-4}$	$5,76 \cdot 10^4$	$5,1 \cdot 10^{-5}$
250	922	$6,88 \cdot 10^{-8}$	21,4	$3,98 \cdot 10^{-4}$	$3,52 \cdot 10^5$	$9,2 \cdot 10^{-4}$
300	1044	$1,82 \cdot 10^{-8}$	19,6	$4,28 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^6$	$7,2 \cdot 10^{-3}$

Из таблицы видно, что даже на высоте 300 км второй член в скобках в выражении (4.7) на два порядка меньше первого члена и поэтому им можно практически пренебречь. Следова-

тельно, по крайней мере до высоты 300 км можно с достаточным приближением пользоваться барометрической формулой, записанной в виде (4.5).

В более общем виде вопрос о высоте применимости барометрической формулы рассмотрен А. И. Ивановским. Решая систему газокINETических уравнений Больцмана, позволяющих учесть химические превращения молекул, влияние электрических сил, упругие столкновения и т. д., он получил барометрическую формулу для атмосферы Земли, находящейся в поле лучистой радиации Солнца. Для плотности воздуха она записывается следующим образом:

$$\rho = \frac{c^*}{\frac{k}{m} T^*} e^{-\int_0^z \frac{mg}{kT^*} dz}, \quad (4.9)$$

где T^* — некоторая эффективная температура, определяемая формулой

$$T^* = T - \frac{Q}{10kn^2B_1}.$$

Здесь Q — количество лучистой энергии, поглощаемой в единице объема в единицу времени, а

$$B_1 = \frac{8}{15} \sigma^2 \sqrt{\pi \frac{kT}{m}},$$

где σ — сечение упругого столкновения молекул, m — масса молекулы, n — число молекул в см^3 , k — постоянная Больцмана, T — кинетическая температура. Если $Q=0$, то $T^*=T$, т. е. эффективная температура равна кинетической температуре, и формула (4.9) становится обычной барометрической формулой.

Степень отклонения (4.9) от обычной барометрической формулы можно оценить величиной отклонения эффективной температуры от кинетической

$$\delta T = \frac{T^* - T}{T} = \frac{3}{2} \frac{Q}{8\sigma^2 \sqrt{\pi \left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2}} n^2 kT}. \quad (4.10)$$

Так как $8\sigma^2 \sqrt{\pi \left(\frac{kT}{m}\right)^{1/2}} n^2$ — число соударений в единице объема между молекулами, то (4.10) можно записать в виде

$$\delta T = \frac{3}{2} \frac{Q}{kTN_{\text{соуд}}}. \quad (4.11)$$

Величина $kTN_{\text{соуд}}$ характеризует количество энергии, которое «размешивается» упругими столкновениями. Из (4.11) вытекает, что степень отклонения эффективной температуры от кинетической определяется отношением количества поглощенной

в объеме энергии солнечной радиации к количеству энергии, «размешиваемой» упругими столкновениями. Очевидно, что нарушение обычной барометрической формулы будет существенным только на тех высотах в атмосфере Земли, где величина Q становится соизмеримой с энергией, «размешиваемой» упругими соударениями. В качестве критерия применимости барометрической формулы принята величина $\delta T \leq 10^{-2}$. По оценке А. И. Ивановского, до высоты 435 км барометрическая формула не может быть нарушена элементарными процессами, обусловленными поглощением ультрафиолетовой радиации Солнца. Это находится в согласии с оценкой высоты применения понятия кинетической температуры, сделанной в § 6 главы III.

§ 3. Однородная атмосфера

Как известно, давление и температура связаны уравнением идеального газа

$$p = nkT. \quad (4.12)$$

Подставляя в уравнение статики вместо плотности газа ρ ее значение nm , где m — средняя масса молекулы, и разделив это уравнение на уравнение (4.12), получим

$$\frac{dp}{p} = - \frac{mg}{kT} dz = - \frac{1}{H} dz, \quad (4.13)$$

где

$$H = \frac{kT}{mg} \quad (4.14)$$

имеет размерность длины и называется высотой однородной атмосферы. Это высота такой условной атмосферы, в которой плотность на всех высотах одна и та же, а давление у ее основания такое, как в реальной атмосфере.

На высотах, где осуществляется гравитационное разделение газов, каждая составляющая имеет свою однородную атмосферу, т. е.

$$H_i = \frac{kT}{m_i g}.$$

Высота однородной атмосферы, таким образом, зависит от средней молекулярной массы, характеризующей состав атмосферного воздуха, и абсолютной температуры. Она широко используется не только в качестве вертикального масштаба поля давления, но и как шкала условных высот при оценке вертикального распределения температуры и состава воздуха. Очевидно, что при постоянном составе воздуха высота однородной атмосферы зависит только от температуры воздуха и она тем

больше, чем выше температура. Необходимо еще, естественно, учесть уменьшение с высотой величины ускорения силы тяжести.

В тропосфере, стратосфере и мезосфере, где состав воздуха по основным компонентам на всех уровнях один и тот же, высота однородной атмосферы изменяется в соответствии с ходом вертикального профиля температуры воздуха. В тропосфере в среднем H убывает с высотой, в стратосфере — сначала почти не изменяется, а затем возрастает до стратопавзы, а в мезосфере убывает с высотой до нижней границы термосферы.

Изменение H с высотой в термосфере зависит не только от вертикального профиля температуры и уменьшения ускорения силы тяжести, но и от изменения с высотой состава воздуха. В общем величина H в термосфере возрастает с высотой. По данным ракетных измерений и наблюдений за спутниками Земли, высота однородной атмосферы в среднем изменяется от 5,9 км на высоте 90 км до 162 км на высоте 800 км (табл. 47).

Таблица 47

Высота однородной атмосферы H , по данным радиозондовых и ракетных измерений и наблюдений за спутниками Земли

Высота, км	H км	Высота, км	H км	Высота, км	H км
0	8,4	100	8,1	200	37,8
10	6,4	110	10,5	250	48,3
20	6,3	120	12,8	300	58,1
30	6,8	130	14,9	350	67,8
40	7,6	140	17,1	400	74,2
50	8,0	150	20,2	450	78,9
60	7,6	160	24,3	500	81,9
70	6,6	170	28,7	600	90,8
80	6,2	180	32,4	750	110
90	5,9	190	35,3	800	162

§ 4. Экспериментальные данные об атмосферном давлении и плотности воздуха

Наиболее многочисленные данные об атмосферном давлении получены в результате радиозондовых наблюдений. Данные о давлении на высотах, больших 30—35 км, получены при ракетных зондированиях атмосферы, а также по величине торможения спутников Земли.

1. Зависимость давления от высоты. На рис. 4.1 приведена кривая 1, характеризующая (в логарифмическом масштабе) изменение среднего атмосферного давления с высотой. Наклоны этой кривой зависят, как это следует из выражения (4.1), от характера изменения температуры воздуха с высотой. В слоях

атмосферы с инверсиями температуры скорость убывания давления с высотой замедляется. Представление об этом дает кривая 2, описывающая изменение с высотой отношения давления у основания слоя толщиной 10 км к давлению на его вершине. Как видно из рисунка, давление на высоте 10 км почти в четыре раза меньше, чем у поверхности Земли, на высоте 20 км в 4,8 раза меньше, чем на высоте 10 км, а на высоте 90 км в шесть раз меньше, чем на высоте 80 км. В то же время в слоях атмосферы от 20 до 50 км и выше 90 км, в которых температура воздуха с высотой растет, скорость убывания атмосферного давления уменьшается. Данные о давлении в термосфере приведены в табл. 49.

На каждом уровне давление может изменяться в широких пределах. Разность между экстремальными значениями давления $\Delta p = p_{\text{макс}} - p_{\text{мин}}$ с высотой убывает. Показательным является изменение с высотой не столько величины Δp , сколько его отношения к среднему давлению, т. е. $\frac{\Delta p}{p}$.

С высотой это отношение возрастает. Если у поверхности Земли оно равно примерно 11%, на высоте 15 км — 36%, а на очень больших высотах оно может быть больше 100%.

2. Сезонные и суточные колебания давления на высотах. Изменение давления на высотах под влиянием термических факторов может иметь периодический (сезонный или суточный ход) и непериодический характер.

Наиболее четко выражено изменение атмосферного давления в годовом ходе, который хорошо описывается синусоидой. У поверхности Земли в умеренных и высоких широтах максимальное среднее месячное значение давления наблюдается в январе—феврале, а минимальное — в июле—августе. С высотой время наступления максимума и минимума сдвигается и уже с 1—2 км максимум наблюдается в июле—августе, а минимум — в январе—феврале.

Амплитуды годового хода с высотой уменьшаются, так как

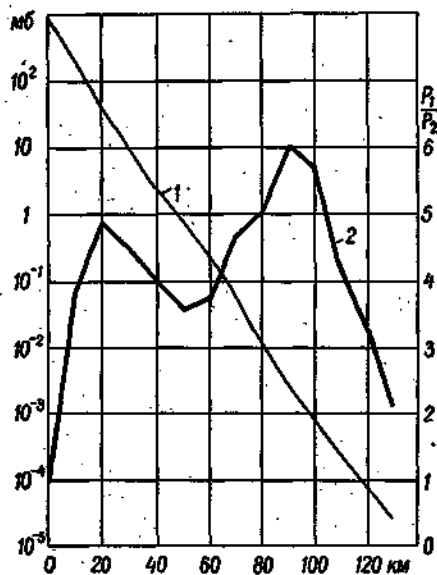


Рис. 4.1. Изменение атмосферного давления (1) и относительного давления (2) с высотой.

с высотой давление убывает. Относительное уменьшение с высотой амплитуды годового хода давления линейно растет с высотой примерно от 2% на высоте 1 км до 27% на 30 км. В стратосфере относительная годовая амплитуда атмосферного давления растет с высотой несколько медленнее, чем в тропосфере.

Суточные колебания атмосферного давления у поверхности Земли в полярных и умеренных широтах очень малы, а в южных широтах, особенно летом, они значительны и их амплитуды могут достигать 4—5 мб. Суточный ход давления имеет сложный характер. При разложении его на простые гармонические колебания обнаруживаются волны с разными периодами, которые можно представить несколькими членами ряда

$$\sum_n c_n \sin(nt + \alpha_n),$$

где t — время. Один час соответствует повороту Земли вокруг своей оси на 15° .

Полное изменение атмосферного давления следует рассматривать как результат наложения некоторого числа простых синусоидальных колебаний. Для n -го колебания $c_n \sin(nt + \alpha_n)$, амплитуда которого равна c_n , период равен $\frac{360}{15} n$ час, а фаза — α_n . Очевидно, что для $n=1$ период равен 24 час, для $n=2$ равен 12 час и т. д. Наиболее четко проявляются суточные и полусуточные волны, которые и определяют в основном суточное изменение давления. Волны с периодом 8 и 6 час имеют второстепенное значение.

Главной причиной суточного хода давления является нагревание атмосферы и отток воздуха на высотах от места наибольшего нагревания в дневные часы и соответственно охлаждение в ночные часы. Следует также отметить наличие колебаний, обусловленных лунными и солнечными приливами. Влияние приливов связано с упругими колебаниями атмосферы. Представим себе, что атмосфера Земли имеет повсюду одинаковую толщину и находится в равновесии, обусловленном притяжением Земли. Если она выведена каким-нибудь образом из состояния устойчивого равновесия, то атмосфера придет в колебательное движение. Период этих свободных колебательных движений зависит от физических характеристик атмосферы. Если же атмосфера подвергнется какому-нибудь внешнему периодическому возмущающему воздействию, как, например, приливному воздействию Солнца и Луны, то она будет совершать также и вынужденные колебания. Если период какого-либо из вынужденных колебаний окажется близким к периоду свободных колебаний атмосферы, то наступит резонанс и амплитуда колебаний сильно увеличится. Явление резонанса играет большую роль в колебаниях атмосферы Земли.

Существенные возмущения атмосферы вызываются суточным вращением Земли. Солнце занимает в течение суток различное положение относительно разных участков атмосферы Земли, а это приводит к различной степени разогрева атмосферы на больших высотах, вызванного поглощением ультрафиолетовой и корпускулярной радиации Солнца. Различия в разогреве атмосферы, а также высокая ее теплопроводность на больших высотах обуславливают появление здесь суточного хода давления.

Приливные явления и односторонний разогрев атмосферы Земли Солнцем вызывают не только колебания приземного давления. Распространение приливных волн сопровождается многими другими явлениями, и в частности такими, как горизонтальные и вертикальные перемещения масс воздуха. Из-за большого различия в плотности воздуха на больших и малых высотах приливные явления проявляются на различных высотах по-разному. Суточные колебания атмосферного давления, затухая с высотой в тропосфере и нижней стратосфере, могут оказаться очень значительными на больших высотах.

Таблица 48

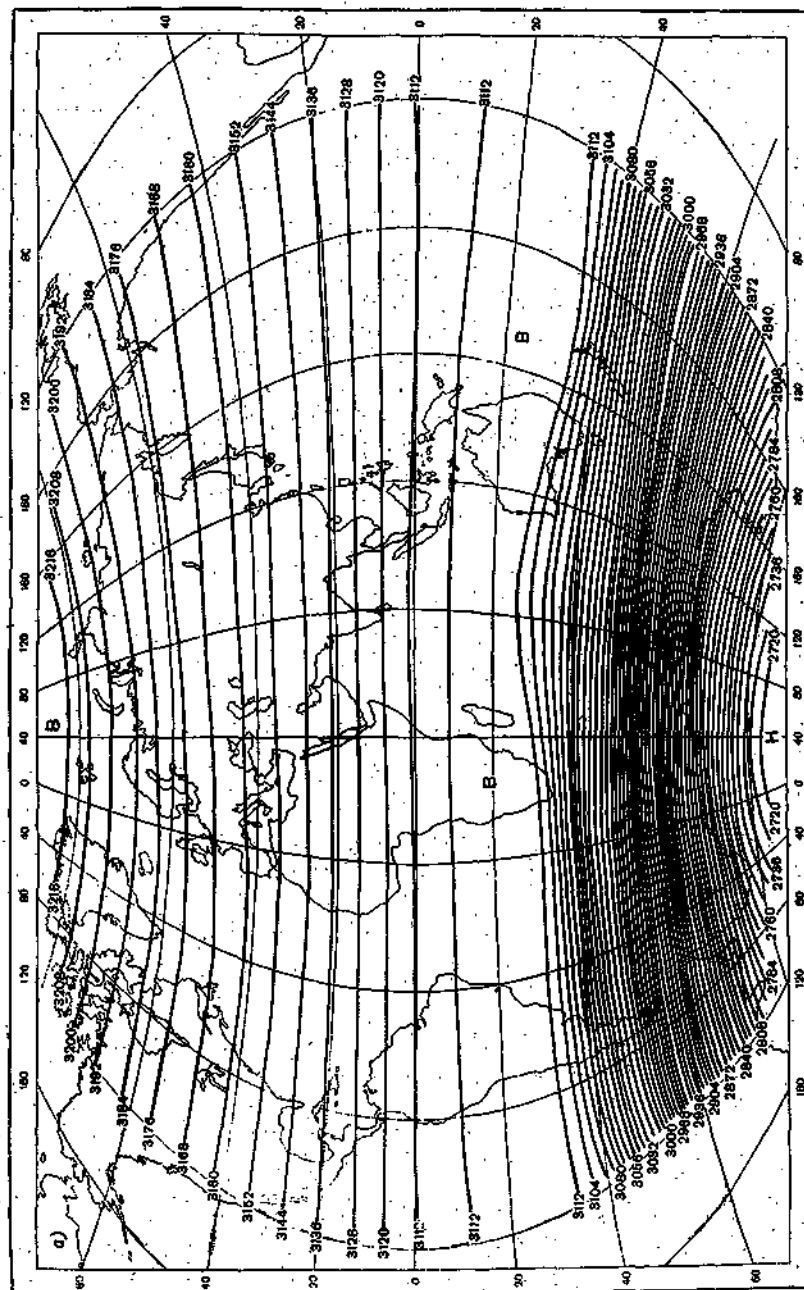
Межсуточная изменчивость давления (мб) на разных высотах

Район наблюдений	Высота, км									
	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
Америка	4,9	3,8	4,0	4,7	4,9	4,8	3,9	3,0	2,2	1,9
Западная Европа	5,1	4,4	4,3	4,3	4,7	4,1	3,5	2,7	2,5	1,9

В тропосфере и стратосфере большое значение имеют непериодические изменения атмосферного давления, связанные со сменой циркуляционных процессов. Непериодические изменения давления на высотах значительно больше обычных суточных его колебаний. В табл. 48 приведены данные об изменчивости давления на различных высотах для Америки и центральной части Западной Европы.

Из этой таблицы видно, что межсуточная изменчивость давления с высотой в общем убывает, несколько возрастая в слое 4—8 км. Если у Земли она равна 4—5 мб, то к высоте 16—18 км она убывает до 2,5—2,0 мб. Летом межсуточная изменчивость давления меньше, чем зимой, но с высотой сезонные различия убывают.

3. Зависимость давления от широты. Горизонтальное распределение давления в основном обуславливается распределением лучистой энергии Солнца по земной поверхности, определяющей в среднем термический режим атмосферы, и отклоняющей силой



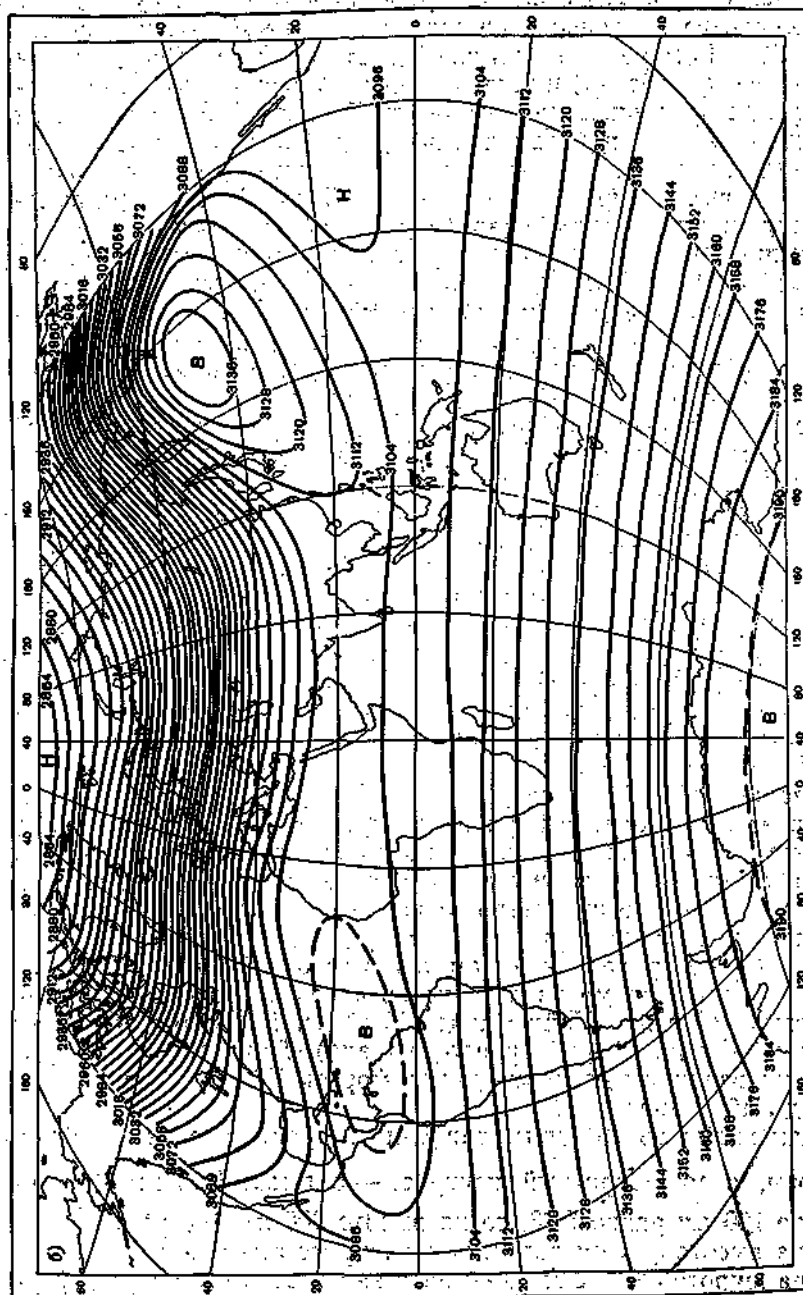


Рис. 42. Карты абсолютной топографии изобарической поверхности 10 мб (по Х. П. Поросяну).

а — июль, б — январь.

вращения Земли. Эти факторы приводят к тому, что существует пояс высокого давления в нижних слоях атмосферы на широте около 30° . По мере поднятия вверх этот пояс высокого давления смещается к экватору, и уже на уровне около 4 км он расположен в приэкваториальной области. Горизонтальный градиент давления на этой и больших высотах в среднем направлен от экватора к полюсу. Это направление градиента давления сохраняется до высоты приблизительно 20—25 км. На больших высотах градиент давления направлен от полюса к экватору.

Распределение атмосферного давления над земным шаром на высотах 29—32 км дано на рис. 4.2. Хорошо видно, что в июле изогипсы в северном полушарии почти параллельны широтным кругам. Над южным полушарием, где в это время зима, они слабо искривлены. Область высокого давления (В) расположена над северным полярным районом, а область низкого давления (Н) — над южным полярным районом. Наименьшие горизонтальные градиенты давления наблюдаются в субтропической области южного полушария.

В январе область высокого давления (В) расположена над южным полярным районом, а область низкого давления (Н) — над северным полярным районом. Над северным полушарием, где в это время зима, изогипсы значительно искривлены и наблюдаются две большие вторичные (локальные) области высокого давления — одна над северной частью Тихого океана, а другая над Атлантикой.

Данные о распределении атмосферного давления на больших высотах получены главным образом с помощью зондирования на ракетах. Поскольку пунктов регулярного ракетного зондирования еще очень мало, трудно надежно исследовать географические особенности распределения давления на больших высотах и пока получены лишь предварительные данные.

Наблюдения показали, что давление на высотах 30—45 км на широтах 60° — 70° с. ш. примерно на 30% больше, чем давление на широте около 30° с. ш.

В табл. 49 приведены результаты измерений давления до высоты 210 км во время двух запусков ракет: 7 августа 1951 г. на широте $32,4^\circ$ с. ш. (Уайт Сандс, США) и 29 июля 1957 г. на широте 59° с. ш. (форт Черчилл, Канада). Приведено также отношение величины давления p_2 над фортом Черчилл к давлению p_1 над Уайт Сандс.

Как видно из таблицы, давление возрастает с увеличением широты, а межширотный контраст — с высотой. Если $\frac{p_2}{p_1}$ на высоте 100 км равно 2,73, то на высоте 200 км оно равно 11,00, т. е. на высоте 200 км давление на широте 59° в 11 раз больше, чем на широте $32,4^\circ$. Это указывает на то, что летом термосфера высоких широт значительно теплее термосферы низких широт.

Таблица 49

Зависимость давления на больших высотах от широты

Высота, км	Давление, мм рт. ст.		$\frac{P_2}{P_1}$	$\frac{P_2}{P_1}$
	P_1	P_2		
100	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	2,73	2,88
110	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$	2,50	2,60
120	$8,0 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	2,63	2,17
130	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	3,72	1,94
140	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$	4,71	2,50
150	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$8,2 \cdot 10^{-6}$	5,50	2,89
160	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$7,1 \cdot 10^{-6}$	6,50	3,26
170	$8,6 \cdot 10^{-7}$	$6,3 \cdot 10^{-6}$	7,33	3,67
180	$6,9 \cdot 10^{-7}$	$5,7 \cdot 10^{-6}$	8,30	3,90
190	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$	9,30	4,40
200	$4,2 \cdot 10^{-7}$	$4,6 \cdot 10^{-6}$	11,00	5,00
210	$3,3 \cdot 10^{-7}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$	12,42	5,64

4. Пространственные и временные колебания плотности воздуха. Плотность воздуха на высотах, зависящая от давления и температуры воздуха, претерпевает пространственные, сезонные и суточные изменения. Широтное различие между плотностью воздуха на экваторе и на полюсе составляет для высоты 16 км около 20%, а для высоты 24 км примерно 5—8%.

Таблица 50

Плотность воздуха ($г/м^3$) на высотах, по ракетным данным

Высота, км	Зима			Лето		$\bar{P}$	ΔP
	I	II	III	II	III		
30	16,40	17,63	16,53	17,85	18,47	17,33	5,5
40	3,80	4,03	3,27	3,89	4,38	3,85	3,0
50	1,05	1,04	0,789	1,08	1,19	1,01	0,770
60	0,310	0,388	0,216	0,348	0,365	0,312	0,375
70	0,0797	0,106	0,0596	0,099	0,101	0,0790	0,087
80	—	0,0243	0,0173	0,020	0,0229	0,0196	0,0194

В табл. 50 приведены данные о плотности воздуха для трех широтных зон над американским континентом. К первой зоне относятся широты от экватора до 14° с. ш., ко второй — от 32° до 38° с. ш., а к третьей — от 49° до 75° с. ш. В таблице даны также средняя плотность воздуха для всех указанных зон ($\bar{P}$) и разность между максимальными и минимальными значениями плотности (ΔP).

Из табл. 50 видно, что зимой плотность воздуха на всех высотах в полосе $32-38^\circ$ с. ш. больше, чем в приэкваториальной зоне и в высоких широтах. Горизонтальный градиент плотности воздуха направлен от этой зоны к экватору и к полюсу. Летом, напротив, плотность воздуха на всех высотах в высоких широтах больше, чем во второй зоне. С высотой это различие возрастает. В частности, для высот $100-200$ км об этом говорят данные, приведенные в последней графе табл. 49, в которой дано отношение плотности воздуха на высотах, измеренной на широте 59° с. ш., к плотности, измеренной на широте $32,4^\circ$ с. ш. На высоте 200 км в летний день плотность в высоких широтах в пять раз больше, чем в низких.

Из табл. 50 также видно, что в умеренных широтах плотность воздуха зимой в среднем больше, чем летом. В высоких широтах, наоборот, плотность воздуха летом больше, чем зимой. Эти особенности годового хода плотности воздуха хорошо иллюстрируются кривыми на рис. 4.3. Знаком «плюс» (+) дано положительное отклонение (плотность больше среднегодового), а знаком «минус» (—) — отрицательное (плотность меньше среднегодового). Из рисунка видно, что сезонные изменения плотности в средних широтах сравнительно малы; они меньше $\pm 5\%$ до высоты 55 км и достигают максимальных значений на высоте около 65 км. Кроме того, в верхней части тропосферы, а также в верхней части стратосферы можно заметить несколько уровней с нулевой годовой амплитудой плотности воздуха. Такой же уровень имеет место вблизи верхней границы мезосферы; в термосфере над Арктикой плотность воздуха летом больше, чем зимой (кривая 4). В стратосфере, мезосфере и термосфере высоких широт летом плотность воздуха больше, чем зимой (кривая 2).

Плотность термосферы, как и ее температура, зависит от солнечной активности, которую оценивают по интенсивности радиоизлучения на волне $10,7$ см. В частности, с уменьшением солнечной активности следует ожидать уменьшения плотности воздуха на одних и тех же высотах в связи с охлаждением воздуха и опусканием вниз всей атмосферы выше 100 км. Это явление наблюдалось в период после МГГ, когда происходило убывание солнечной активности. По данным М. Я. Марова, изучавшего плотность атмосферы на высотах $200-300$ км по торможению искусственных спутников Земли серии «Космос», плотность воздуха на этих высотах за период с мая 1960 г. по май 1963 г. уменьшилась в два раза. Примерно во столько же раз уменьшилась за это время величина солнечного радиоизлучения на волне $10,7$ см. Коэффициент корреляции между плотностью воздуха и величиной потока радиоизлучения оказался равным $r=0,85\pm 0,04$. Эффект влияния солнечной активности с высотой возрастает. Если на высоте 200 км плотность воздуха за указанный

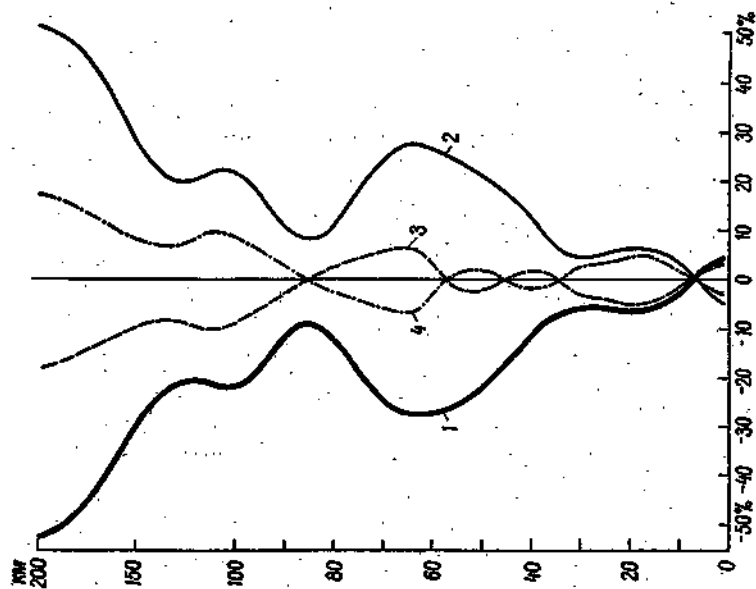


Рис. 4.3. Сезонные отклонения (в процентах) от средней годовой плотности воздуха на высотах. 1 — зима (Арктика), 2 — лето (Арктика), 3 — зима (умеренные широты), 4 — лето (умеренные широты).

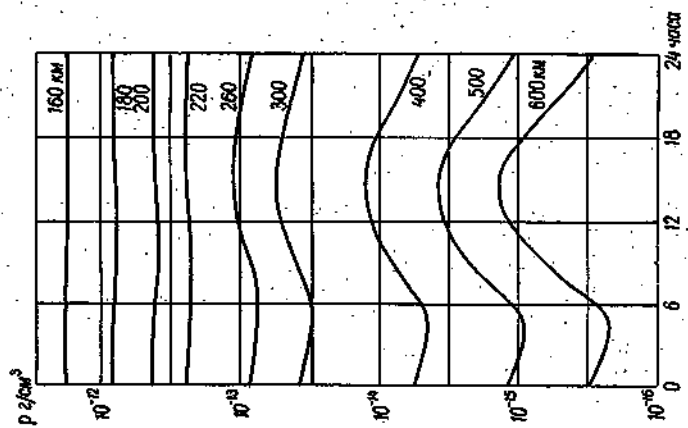
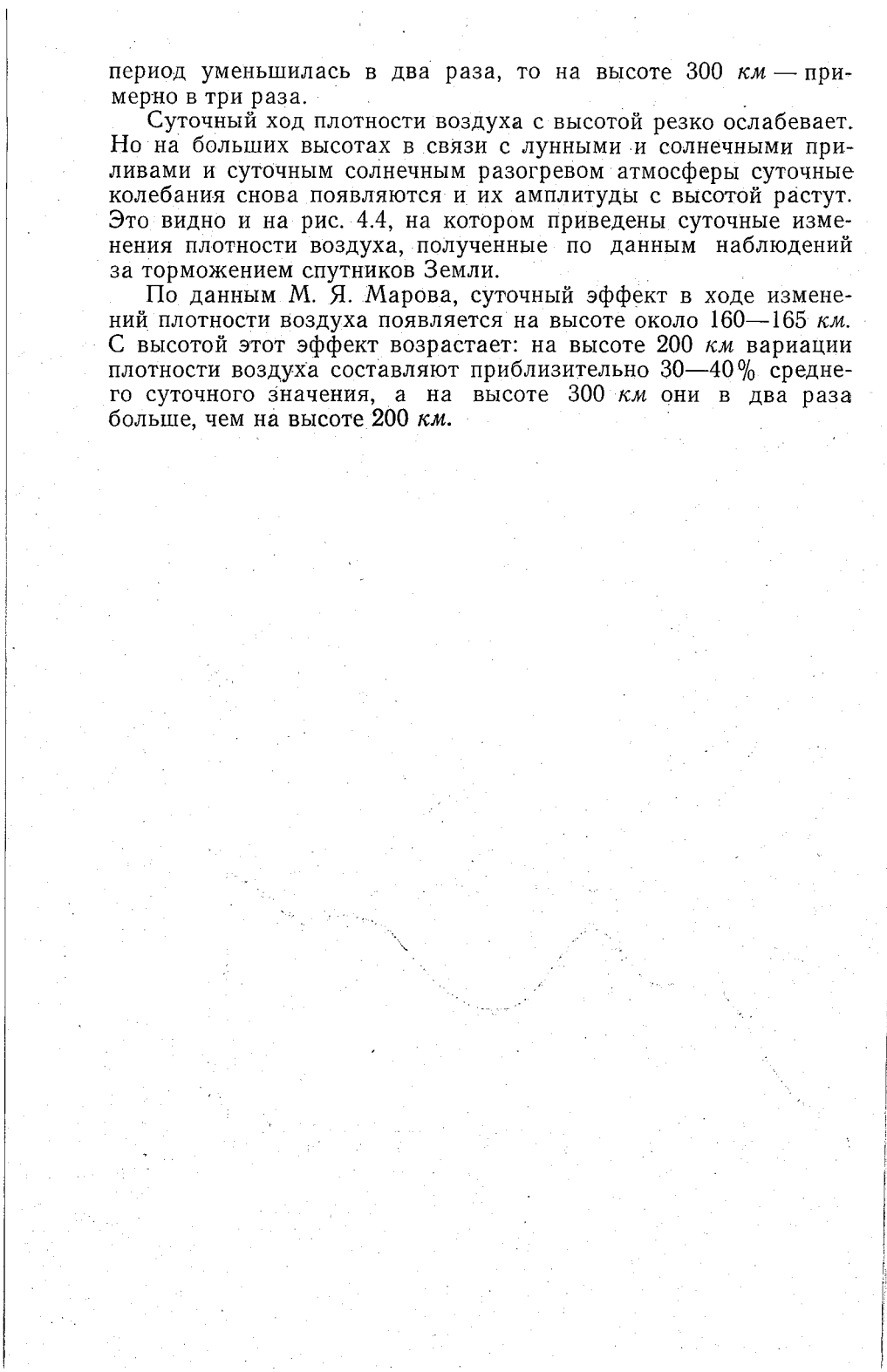


Рис. 4.4. Суточные вариации плотности воздуха в верхней атмосфере (по В. В. Михневич).

период уменьшилась в два раза, то на высоте 300 км — примерно в три раза.

Суточный ход плотности воздуха с высотой резко ослабевает. Но на больших высотах в связи с лунными и солнечными приливами и суточным солнечным разогревом атмосферы суточные колебания снова появляются и их амплитуды с высотой растут. Это видно и на рис. 4.4, на котором приведены суточные изменения плотности воздуха, полученные по данным наблюдений за торможением спутников Земли.

По данным М. Я. Марова, суточный эффект в ходе изменений плотности воздуха появляется на высоте около 160—165 км. С высотой этот эффект возрастает: на высоте 200 км вариации плотности воздуха составляют приблизительно 30—40% среднего суточного значения, а на высоте 300 км они в два раза больше, чем на высоте 200 км.



Глава V

ВОЗДУШНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

§ 1. Причины возникновения воздушных течений. Основные уравнения динамики атмосферы

Непосредственной причиной движения воздуха относительно земной поверхности является неравномерное распределение давления в горизонтальной плоскости. Частица воздуха, перемещающаяся под действием барического градиента $\vec{G}$, испытывает также действие силы тяжести $\vec{g}$, отклоняющей силы вращения Земли (силы Кориолиса $\vec{K}$), силы внутреннего молекулярного и турбулентного трения $\vec{R}$.

Уравнение движения для единицы массы воздуха в векторной форме имеет вид

$$\frac{d\vec{c}}{dt} = \vec{G} + \vec{K} + \vec{R} + \vec{g}. \quad (5.1)$$

В координатной форме оно может быть записано так:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2(\omega_z v - \omega_y w) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\mu + A) \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + 2(\omega_x w - \omega_z u) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\mu + A) \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2(\omega_y u - \omega_x v) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\mu + A) \frac{\partial w}{\partial z} - g, \end{aligned} \quad (5.2)$$

где в левой части уравнений стоят проекции ускорения на оси координат, а в правой части — соответственно проекции на координатные оси

силы барического градиента $\vec{G} = \frac{\partial \vec{p}}{\partial n}$, силы Кориолиса $\vec{K} = [2\vec{\omega}\vec{c}]$, силы трения $\vec{R} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\mu + A) \frac{\partial \vec{c}}{\partial z}$ и силы тяже-

сти $\vec{g}$. Здесь μ — коэффициент молекулярной вязкости воздуха, A — коэффициент турбулентной вязкости воздуха, ω — угловая скорость вращения Земли.

Численная оценка членов, входящих в систему уравнений (5.2), показывает, что некоторые из них значительно меньше остальных и поэтому могут быть отброшены без существенных погрешностей при решении различных задач динамики атмосферы. Из этих соображений уравнения (5.2) можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_x v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\mu + A) \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\mu + A) \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g.\end{aligned}\quad (5.3)$$

При решении задач термодинамики атмосферы эти уравнения дополняются уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{c} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0, \quad (5.4)$$

которое отражает закон сохранения массы воздуха при его движении, а также уравнениями состояния

$$p = \rho R T \quad (5.5)$$

и притока тепла (дифференциальная форма первого начала термодинамики)

$$c_p \frac{dT}{dt} - \frac{ART}{p} \frac{dp}{dt} = \frac{\varepsilon}{\rho} + A' D, \quad (5.6)$$

где ε — приток тепла к единичному объему за единицу времени, A' — термический эквивалент работы, D — диссипация кинетической энергии в тепловую в результате действия вязких сил.

Уравнения (5.1) — (5.6) представляют собой систему основных уравнений динамики атмосферы и справедливы для движений любых пространственных и временных масштабов. Однако свойства движений различных масштабов и соотношения между силами, обуславливающими эти движения, могут быть существенно различными. Естественно, что главным при изучении различных классов атмосферных движений является выделение основных факторов, определяющих тот или иной класс движений, т. е. таких, по сравнению с которыми другие факторы имеют второстепенное значение и ими можно пренебречь.

При изучении особенностей воздушных течений атмосферу можно расчленить на слои, в которых характер воздушных течений и соотношение между силами, определяющими эти тече-

ния, заметно отличаются друг от друга. Первым таким слоем является самый нижний слой воздуха, непосредственно прилегающий к поверхности земли и называемый приземным подслоем. Его толщина равна примерно 50—100 м. Профиль скорости ветра описывается в первом приближении логарифмическим законом. Поэтому вертикальный градиент скорости ветра быстро убывает к верхней границе этого слоя. Характер распределения ветра с высотой, а также его скорость в приземном подслое определяются главным образом силами турбулентного трения, которые здесь во много раз больше отклоняющей силы вращения Земли.

Приземный подслой является нижней частью планетарного пограничного слоя атмосферы, простирающегося от поверхности земли до нескольких сотен метров, а иногда и до 1—2 км, в котором наблюдается не только увеличение скорости ветра с высотой, но и изменение его направления. Коэффициент турбулентности в пограничном слое равен 10^4 — 10^5 см²/сек, т. е. он в 10^5 — 10^6 раз больше коэффициента молекулярной вязкости. Поэтому здесь сила турбулентной вязкости в среднем имеет величину того же порядка, что и отклоняющая сила вращения Земли.

Над планетарным пограничным слоем располагается так называемая свободная атмосфера, в которой малы силы турбулентного трения. Скорость и направление ветра в свободной атмосфере определяются главным образом силой барического градиента, отклоняющей силой вращения Земли (силой Кориолиса) и центробежной силой, возникающей при криволинейном движении частиц воздуха. Соотношения между этими силами в основном зависят от масштабов движения. В частности, сила Кориолиса начинает играть важную роль лишь в тех случаях, когда порядок линейных масштабов атмосферных движений составляет по крайней мере десятки километров.

§ 2. Геострофический ветер и его изменения с высотой

Равномерное движение воздуха при отсутствии сил трения, обусловленное силой барического градиента, силой Кориолиса и центробежной силой, называется градиентным. Частным случаем градиентного ветра является равномерное движение по прямолинейным траекториям. Такой ветер называется геострофическим. Если обозначить компоненты геострофического ветра через u_g и v_g , то из первых двух уравнений (5.2) следует, что

$$u_g = -\frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \text{ и } v_g = \frac{1}{l\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5.7)$$

где $l = 2\omega \sin \varphi$, а полная скорость геострофического ветра

$$c_g = \sqrt{u_g^2 + v_g^2}. \quad (5.8)$$

Так как

$$u_g \frac{\partial p}{\partial x} + v_g \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (5.9)$$

то вектор скорости геострофического ветра перпендикулярен вектору градиента давления и ориентирован вдоль изобар таким образом, что область с низким давлением воздуха оказывается слева (в северном полушарии). Именно при таком направлении движения перпендикулярная к нему отклоняющая сила вращения Земли может уравновесить силу барического градиента. Изменение скорости геострофического ветра с высотой зависит от горизонтального градиента температуры. В частности, приращение скорости геострофического ветра в некотором слое равно

$$\begin{aligned} \Delta u &= u_z - u_0 = - \frac{g(z - z_0)}{lT_m} \frac{\partial T_m}{\partial y}, \\ \Delta v &= v_z - v_0 = \frac{g(z - z_0)}{lT_m} \frac{\partial T_m}{\partial x}, \end{aligned} \quad (5.10)$$

где u_z , v_z и u_0 , v_0 — компоненты скорости ветра на верхней (z) и нижней (z_0) границах слоя, а $\frac{\partial T_m}{\partial x}$ и $\frac{\partial T_m}{\partial y}$ — компоненты горизонтального градиента средней температуры воздуха в слое. Эти приращения скорости ветра, обусловленные горизонтальным градиентом температуры, называются термическим ветром. Вектор термического ветра перпендикулярен направлению горизонтального градиента температуры, область холода остается при этом слева. В общем виде

$$c_z = c_0 + \frac{g(z - z_0)}{lT_m} \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (5.11)$$

где

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_m}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T_m}{\partial y}\right)^2}.$$

Можно отметить четыре наиболее характерных случая изменения с высотой скорости и направления геострофического ветра.

1. Градиент температуры в слое и градиент давления на начальном уровне z_0 параллельны. В этом случае

$$c_z = c_0 + \frac{g(z - z_0)}{lT_m} \frac{\partial T_m}{\partial n}, \quad (5.12)$$

т. е. скорость ветра увеличивается с высотой, не меняя направления.

2. Градиент температуры в слое и градиент давления на начальном уровне имеют противоположное направление, тогда

$$c_z = c_0 - \frac{g(z-z_0)}{lT_m} \frac{\partial T_m}{\partial n}. \quad (5.13)$$

В этом случае геострофический ветер, не изменяя своего направления, убывает с высотой; на некоторой высоте, где $c_z=0$, происходит обращение направления ветра на противоположное, после этого скорость ветра увеличивается с высотой.

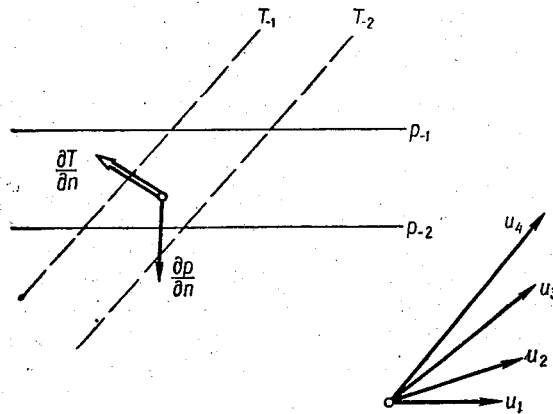


Рис. 5.1. Изменение геострофического ветра с высотой при пересекающихся изобарах и изотермах.

Большой интерес представляет высота обращения направления вектора геострофического ветра. Эту величину можно определить, если приравнять к нулю правую часть уравнения (5.13). Тогда, решая это уравнение, получим

$$z_{\text{обр}} = z_0 + \frac{lT_m c_0}{g} \frac{1}{\frac{\partial T_m}{\partial n}} \quad (5.14)$$

или

$$z_{\text{обр}} = z_0 + \frac{T_m}{g\rho_0} \frac{\frac{\partial \rho_0}{\partial n}}{\frac{\partial T_m}{\partial n}}. \quad (5.15)$$

Из (5.15) видно, что высота обращения не зависит от широты. Она тем больше, чем меньше горизонтальный градиент температуры в слое $z-z_0$ и чем больше горизонтальный барический градиент на уровне z_0 .

3. Если горизонтальный градиент температуры и горизонтальный барический градиент не параллельны, т. е. изобары и изотермы расположены под углом, как это показано на рис. 5.1, то в зависимости от направления градиента $\frac{\partial T_m}{\partial n}$ воз-

никает левый или правый поворот ветра с высотой. В обоих случаях скорость ветра с высотой возрастает.

С правым поворотом вектора ветра с высотой связан горизонтальный перенос (адвекция) воздуха из области тепла в область холода и, следовательно, потепление на уровне переноса. С левым поворотом вектора ветра, наоборот, связан перенос холода и, следовательно, похолодание на уровне переноса.

С адвекцией воздуха связан характер изменения со временем температурной стратификации. Если, скажем, в нижнем слое атмосферы наблюдается левый поворот ветра с высотой, т. е. адвекция холода, а над этим слоем — правый поворот, т. е. адвекция тепла, то такое распределение адвекции по высоте приводит к уменьшению вертикального градиента температуры. При противоположном распределении адвекции по вертикали (внизу адвекция тепла, сверху адвекция холода) градиент температуры во времени будет возрастать. Формулы геострофического ветра используются при исследованиях режима температуры в верхних слоях атмосферы; по вертикальным градиентам скорости ветра рассчитываются горизонтальные градиенты температуры, определяется расположение областей тепла. Может быть также рассчитано адвективное изменение температуры воздуха. Действительно,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} = -u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y},$$

а с учетом (5.11)

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} = \frac{2\omega \sin \varphi}{g(z_2 - z_1)} T_m c_1 c_2 \sin \alpha,$$

где c_1 и c_2 — скорости ветра на высотах z_1 и z_2 , $\alpha = d_2 - d_1$, а d_1 и d_2 — направления вектора ветра.

§ 3. Отклонение действительного ветра от геострофического

Сопоставление данных о реально наблюдаемом ветре с данными о геострофическом ветре для одних и тех же высот показывает, что они чаще всего близки, но все же обычно не равны друг другу. Разность между действительным и геострофическим ветром называется агеострофическим отклонением. Главной причиной появления этой разности является нестационарность атмосферных процессов, из-за которой движение воздуха происходит с ускорением. Кроме того, известную роль играет и турбулентная вязкость воздуха.

Обозначим составляющие действительного ветра через u и v , а агеострофического отклонения через u' и v' , то $u' = u - u_g$, а $v' = v - v_g$. Так как до больших высот в свободной атмосфере

турбулентная вязкость (трение) гораздо больше молекулярной, т. е. $A \gg \mu$, то

$$u' = -\frac{1}{l} \left[\frac{dv}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right],$$

а

$$v' = \frac{1}{l} \left[\frac{du}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]. \quad (5.16)$$

Если же пренебречь турбулентной вязкостью, то

$$u' = -\frac{1}{l} \frac{dv}{dt}, \quad v' = \frac{1}{l} \frac{du}{dt}. \quad (5.17)$$

Далее,

$$l \sqrt{u'^2 + v'^2} = l \sqrt{c'^2} = |c|, \quad (5.18)$$

где $|c|$ — абсолютное значение ускорения, а c' — агеострофическое отклонение. Из (5.18) видно, что агеострофические отклонения увеличиваются с ростом абсолютной величины ускорения, т. е. с увеличением нестационарности движения.

Из (5.17) видно, что

$$u' \frac{du}{dt} + v' \frac{dv}{dt} = 0, \quad (5.19)$$

т. е. вектор агеострофического отклонения направлен перпендикулярно вектору ускорения.

Агеострофические отклонения в северном полушарии направлены влево, т. е. в область низкого давления, при ускоряющемся движении частиц воздуха и вправо, т. е. в область высокого давления, при замедляющемся движении частиц воздуха.

Роль агеострофических отклонений исключительно велика. Так, например, изменение полей давления (а значит, и погоды) возможно лишь при наличии агеострофических отклонений, так как частицы воздуха пересекают изобары только из-за агеострофичности. С ними связаны также перемещения барических образований, упорядоченные вертикальные движения в атмосфере и т. д. Экспериментальные исследования агеострофических отклонений, однако, представляют пока значительные трудности из-за недостаточной точности определения реального и градиентного ветров современными методами.

Имеющиеся исследования показали, что отклонение действительного ветра от направления изогипс на картах барической топографии чаще всего составляет $0-20^\circ$, хотя в отдельных случаях оно достигает $40-60^\circ$. Согласно В. Д. Решетову, в нижней части тропосферы действительный ветер в общем больше геострофического, а в верхней, наоборот, меньше. Особенно заметны агеострофические отклонения скорости в углубляющихся

циклонах и развивающихся антициклонах. Кроме того, благодаря выравнивающему действию вертикального турбулентного обмена действительный ветер меньше изменяется по направлению с высотой, чем геострофический.

Наибольшие агеострофические отклонения наблюдаются, по данным В. И. Воробьева, при уменьшении циклонической кривизны изогипс и увеличении антициклонической кривизны в направлении переноса. Так, например, в бездивергентном поле в этом случае вероятность отклонений от действительной скорости, равная $\pm 20\%$, составляет 56,7%, а вероятность $\pm 30\%$ — 69,2%. При сходимости изогипс вероятность этих отклонений соответственно равна 63 и 74%.

Сравнение траекторий полетов автоматических аэростатов с данными о направлении геострофического ветра над США показало, что в среднем на уровне 300 мб расхождение между направлением ветра, которому следовали аэростаты, и направлением изогипс было $10-12^\circ$, с увеличением скорости ветра это расхождение уменьшалось от 18° при скорости ветра 36 км/час до 5° при скорости ветра 216 км/час. В табл. 51 приведены данные об агеострофических отклонениях на уровне 200 мб. Через $+\Delta\varphi$ обозначено отклонение направления действительного ветра от направления изогипс на карте барической топографии в область высокого давления, а через $-\Delta\varphi$ — в область низкого давления.

Таблица 51

Характеристики агеострофических отклонений скорости ветра
(по А. Коханскому)

Скорость ветра, км/час	Средняя ско- рость ветра $\bar{u}$ км/час	Агеострофические отклонения				Модуль агео- строфического отклонения, км/час	$\frac{\Delta u}{\bar{u}}$
		$+\Delta\varphi$	$-\Delta\varphi$	$+\Delta u$	$-\Delta u$		
		град		км/час			
0—54	35,2	15,6	15,0	13,9	18,5	23,5	0,46
55—110	81,6	11,7	11,1	17,4	23,3	28,1	0,25
>110	150,0	8,1	7,2	32,5	26,5	39,8	0,20

С увеличением скорости действительного ветра уменьшается $\Delta\varphi$ и возрастает Δu . Наибольшее расхождение между действительным и градиентным ветром достигало 55—60 км/час.

Из таблицы видно, что модуль вектора разности действительного и градиентного ветров тем больше, чем больше средняя скорость ветра, но относительный вклад его $\left(\frac{\Delta u}{\bar{u}}\right)$ уменьшается с увеличением скорости ветра. Если для первого диапазона скорости относительный вклад в среднем достигает 46%, то для третьего — только 20%.

На уровне 100 мб, по данным В. Д. Решетова, агеострофиче-

ские отклонения составляют от нескольких десятых до 6—8 м/сек (т. е. до 29 км/час).

На малых высотах агеострофическое отклонение несколько меньше. Так, например, на уровне 500 мб над Англией среднее расхождение скоростей оказалось равным 22 км/час, а направлений — около 9°, хотя иногда они достигали 30°.

§ 4. Вертикальное распределение средней скорости ветра

Перейдем теперь к рассмотрению экспериментальных данных о распределении воздушных течений в тропосфере, стратосфере и мезосфере. В тропосфере обычно скорость ветра растет с высотой, достигая наибольшей величины вблизи тропопаузы. Этот максимум скорости резко выражен при больших скоростях ветра, а при слабых ветрах почти незаметен. Высота уровня максимального ветра над каждым географическим пунктом может изменяться в широких пределах. Так, например, над Москвой эта высота изменяется от 5—6 до 16—17 км. В 80% случаев в холодное время года этот уровень наблюдается на высотах 6—14 км, а в теплое — на 6—11 км. Вертикальный профиль ветра относительно уровня с максимальной скоростью в общем асимметричен. Возрастание скорости ветра с высотой по мере приближения к уровню с максимальной скоростью ветра происходит обычно медленнее, чем убывание ее над ним. Эти изменения скорости ветра удовлетворительно описываются экспоненциальным законом

$$u_z = u_0 e^{-a(z-z_0)}, \quad (5.20)$$

где u_0 — максимальная скорость ветра на уровне z_0 . В среднем $a = 0,1314 \text{ км}^{-1}$ для слоя, расположенного под уровнем с максимальной скоростью ветра, и $a = 0,2388 \text{ км}^{-1}$ — над этим уровнем.

Наблюдения над Англией показали, что в среднем за год вертикальный градиент скорости ветра на уровне 450 мб (около 6 км) равен 3,27 м/сек на 1 км высоты, на уровне 300 мб (около 9 км) — 3 м/сек на 1 км, а на уровне 200 мб (около 13 км) — 3,7 м/сек на 1 км. Средний вертикальный градиент скорости ветра непосредственно под тропопаузой составил 5,7 м/сек на 1 км высоты. Однако могут наблюдаться, хотя и сравнительно редко, значительно большие вертикальные градиенты скорости ветра.

Поскольку от зимы к лету горизонтальные градиенты температуры, а значит, и термический ветер уменьшаются, то средние скорости ветра на всех высотах в летние месяцы меньше, чем в зимние. Ярким примером такого годового различия в скорости ветра на высотах и изменениях скорости с высотой могут служить данные наблюдений в Татено (Япония), где зимой в верхней тропосфере, вблизи поверхности 300 мб,

даже в среднем скорости ветра достигают 60—70 м/сек, а летом не превышают 10—15 м/сек. Вертикальные градиенты скорости ветра в верхней тропосфере зимой здесь составляют в среднем 10—15 м/сек на километр высоты.

В тропосфере умеренных широт летом и зимой преобладает западный ветер. В стратосфере летом происходит смена западного ветра на восточный. В апреле—августе восточные ветры наблюдались выше 16—18 км, а в октябре—феврале они не наблюдались, во всяком случае на высотах менее 30 км.

Исследования особенностей обращения ветра в нижней стратосфере над Москвой показали, что уровень обращения перемещается в довольно широком диапазоне высот. Однако в 50% случаев его высота весной не превышает 18,6 км, летом — 18,8 км, осенью — 19,7 км.

Скорости ветра в слое обращения изменяются от 1—2 до 12—14 м/сек, а весной и осенью — 4—5 м/сек. Это указывает на то, что на высотах 15—25 км, по-видимому, существуют тонкие слои, внутри которых скорость ветра убывает до нуля, а затем возрастает таким образом, что средняя абсолютная скорость ветра в них оказывается весьма большой.

Скорость ветра в свободной атмосфере при определении ее методом радиопилотных измерений осредняется для слоев определенной толщины. Толщина слоя осреднения возрастает с высотой, особенно на уровне 10—20 км. Если на высоте 10 км она составляет примерно 0,7—1 км, то на высоте 20 км — около 2 км. Поэтому практически невозможно с помощью этого метода точно определить высоту, на которой скорость ветра равна нулю.

Предположим, что профиль скорости ветра в слое осреднения, в середине которого происходит обращение направления ветра, является симметричным относительно последней. Так как на высоте около 20 км полутолщина слоя получается по данным радиопилотных наблюдений равной приблизительно 1 км, то, как это следует из приведенных данных, вертикальный градиент скорости ветра может здесь достигать 1 м/сек и больше на 100 м высоты, т. е. на границах слоя обращения скорость ветра уже очень велика. При этом в нижней половине слоя скорость ветра с высотой должна убывать на 1 м/сек и больше на 100 м высоты, а в верхней половине, наоборот, возрастать. Из выражения (5.15) вытекает, что такие большие скорости ветра на границах очень тонкого слоя под и над уровнем обращения ветра возможны лишь, если в этом слое существует очень большой горизонтальный градиент температуры. Направление градиента температуры в зоне обращения, естественно, должно быть противоположно направлению горизонтального градиента давления.

На рис. 5.2 приведены данные о сезонных изменениях ско-

рости и направления ветра на высотах 25, 30, 35 и 50 км над Англией. Из этого рисунка видно, что летом на этих высотах наблюдаются восточные ветры, наиболее сильные на высотах 35—40 км, а зимой — западные, достигающие 50 м/сек и больше.

Аналогичные данные были получены для высот 11—28 км для Берлина. Зимой на всех высотах здесь преобладает западный ветер, а ветры других направлений встречаются редко. Летом выше 20 км, особенно выше 22 км, наблюдается восточный ветер. Повторяемость восточных ветров на этих высотах с середины мая до середины августа составляет 84—86%, а западных ветров — 3%. Весной выше 18 км равновероятны западные и восточные ветры, а осенью наибольшую повторяемость

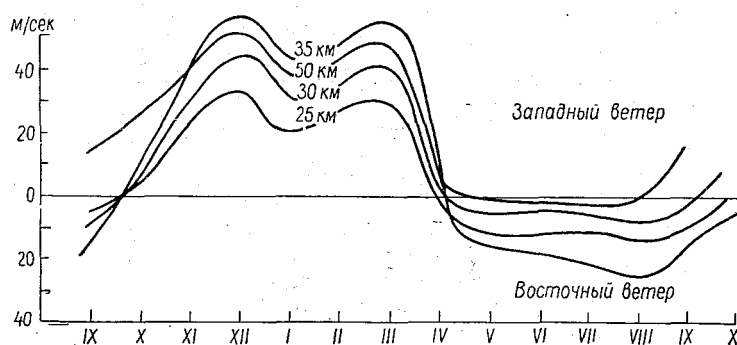


Рис. 5.2. Сезонные изменения скорости и направления ветра над Англией.

имеют западные ветры. Выше 25 км скорость ветра во все сезоны года имеет тенденцию возрастать с высотой и даже летом на высотах 28—30 км она в среднем равна 30—40 км/час.

Скорость и направление ветра выше 25—30 км удалось измерить, определяя направление и время прихода звуковых волн от взрывов гранат, поднимаемых на ракетах. Оказалось, что на высотах 30—80 км зимой преобладают западные ветры, а летом — восточные. Максимум скорости ветра, близкий к 80—100 м/сек зимой и 60—80 м/сек летом, наблюдается на высотах 50—60 км. Такой ход изменения скорости и направления ветра с высотой был получен по данным звукометрических измерений, проведенных во многих районах. Так, по этим данным, над Голландией в декабре 1952 г. выше 30 км господствовал западный ветер со скоростью 25 м/сек на высоте 30 км, 76 м/сек на высоте 40 км и 95 м/сек на высоте 44 км. Максимальная скорость в 100 м/сек была отмечена на высоте 47 км.

Ракетные наблюдения позволили получить некоторые, пока еще предварительные, данные о высоте, на которой начинается

сезонная смена направления вектора ветра на больших высотах. В частности, ракетные наблюдения, проведенные до высоты 67 км над югом США, показали, что весной обращение направления ветра сначала начинается где-то выше 67 км, а затем уровень обращения постепенно опускается на более низкие высоты. Опускание уровня обращения ветра от 67 до 46 км зани-

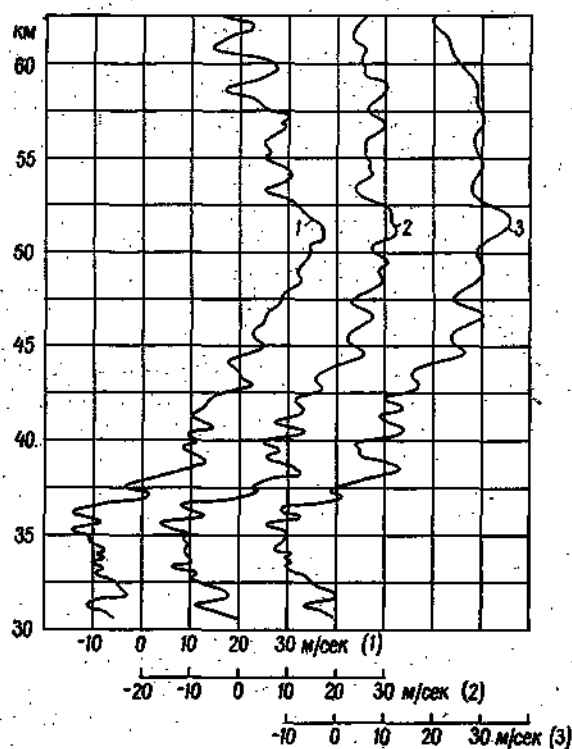


Рис. 5.3. Вертикальные профили скорости зонального ветра, по ракетным данным. 12 октября 1962 г. (по В. Веббу).

Знак «+» означает западный ветер, знак «-» восточный.

1 — 20 час 49 мин, 2 — 21 час 35 мин, 3 — 21 час 52 мин.

мает в среднем около 16 суток, т. е. оно происходит со средней скоростью около 1300 м/сутки. Вообще же скорость опускания уровня обращения наибольшая в начальный период и со временем убывает. Эти же наблюдения показали, что осенью обращение ветра (т. е. смена восточного ветра на западный) начинается сначала на уровне около 64 км. Затем этот процесс распространяется вверх и вниз; примерно через пять суток запад-

ный ветер наблюдается на высоте 67 км, а через 15—20 суток на уровне 46 км.

Вертикальный профиль скорости ветра в стратосфере и мезосфере, как и в тропосфере, имеет сложный характер. Это видно на рис. 5.3, на котором приведены три вертикальных профиля зональной скорости ветра для слоя 30—65 км, полученные при ракетном зондировании атмосферы над Флоридой. На

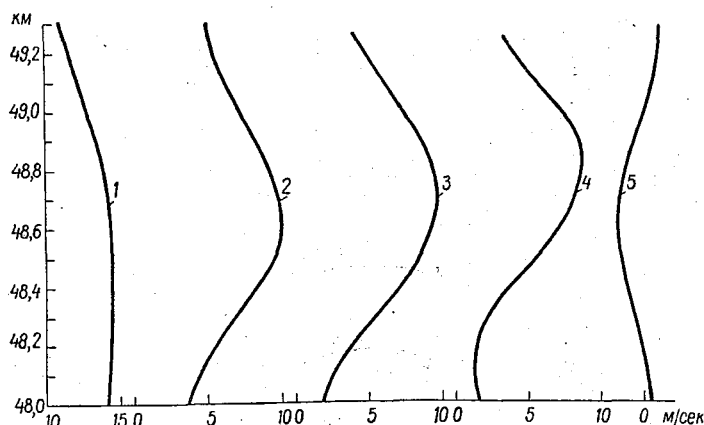


Рис. 5.4. Вертикальные профили скорости ветра. 12 октября 1962 г.

1 — 6 час 10 мин, 2 — 8 час 05 мин, 3 — 9 час 06 мин, 4 — 9 час 45 мин, 5 — 10 час 15 мин.

общем фоне увеличения скорости ветра в слое от 35 до 55 км и уменьшения на больших высотах наблюдаются волнообразные изменения ее с высотой. Анализ показывает, что длина этих волн с высотой растет. Так, например, летом расстояние, или толщина слоя, между пиками (экстремумами) скорости увеличивается от 0,1—0,5 км на высотах 30—35 км до 4—5 км на высотах 55—60 км, а зимой — соответственно от 0,1—0,5 км до 3—4 км. Детали временных изменений этих волн видны на рис. 5.4, на котором приведены вертикальные профили скорости ветра в тонком слое атмосферы от 48 до 49,3 км, полученные по учащенным измерениям. Хорошо прослеживается появление волны, прохождение ее гребня и приближение впадины.

Исследования дрейфа следов метеоров, а также перемещений серебристых облаков позволили получить первые данные о воздушных течениях в верхней части мезосферы. На рис. 5.5 приведены розы ветров для слоя 80—100 км по данным о дрейфе метеорных следов над Северной Америкой, Западной Европой (по Кальке и Тробриджу) и районам Средней Азии (по В. В. Федьинскому). Из этого рисунка видно, что на указанных высотах

преобладают ветры западных румбов. Наряду с большой повторяемостью западных ветров часто наблюдались также и север-

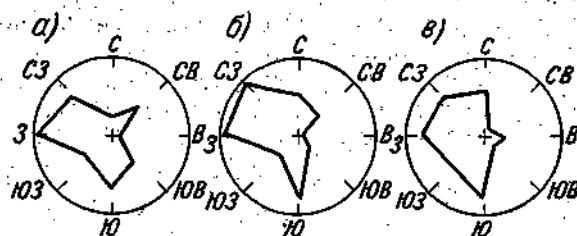


Рис. 5.5. Розы ветров у верхней границы мезосферы. а — для Средней Азии (по В. В. Федынскому), б — для Западной Европы (по Кальке), в — для США (по Трубриджу). Радиус окружности соответствует 25% повторяемости.

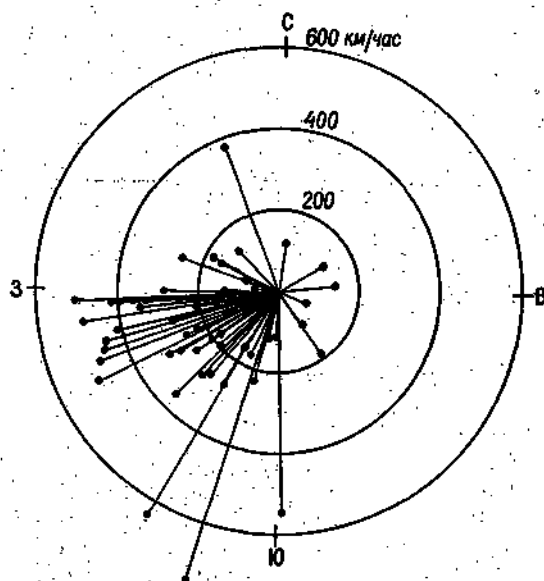


Рис. 5.6. Векторная диаграмма ветра на высотах 80—85 км, по данным наблюдений за серебристыми облаками (по Вестину).

ные и южные ветры. Как видим, розы ветров для разных районов близки друг к другу.

Данные о ветре на высотах 80—85 км, т. е. около верхней границы мезосферы, можно получить, как уже говорилось, наблюдая за перемещением серебристых облаков. На рис. 5.6 приведена векторная диаграмма, характеризующая направление и скорость ветра на высоте дрейфа серебристых облаков. Как

видно из рисунка, на этой высоте наблюдались преимущественно северо-восточные ветры со скоростью 200—300 км/час, а иногда и до 600—800 км/час. Из этого рисунка также видно,

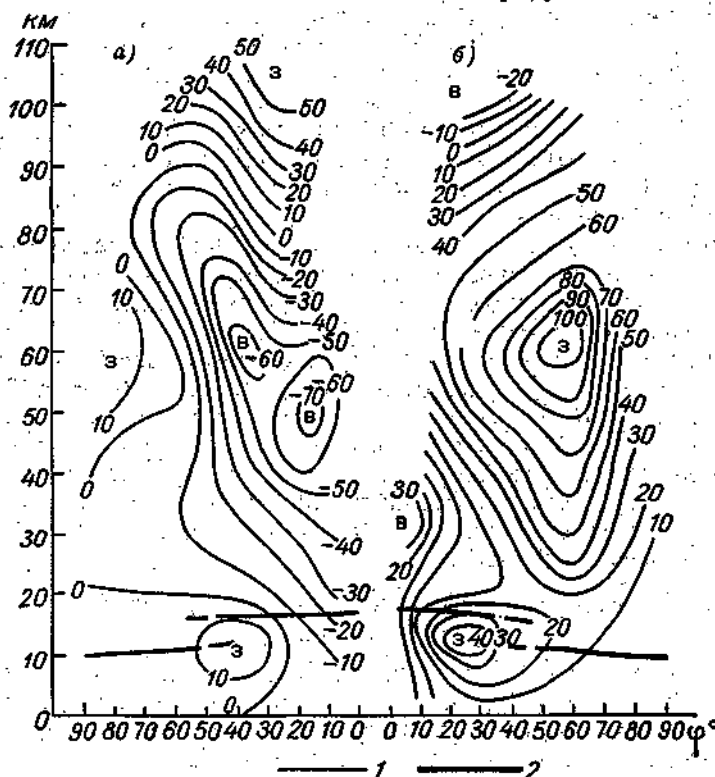


Рис. 5.7. Меридиональный разрез атмосферы (по В. Р. Дубенцову).

а — лето, б — зима; В — восточная, З — западная составляющая вектора ветра. 1 — изотакс, м/сек; 2 — тропопауза.

что на уровне серебристых облаков наблюдались ветры западных направлений, но они отличаются скоростями, меньшими, чем скорости северо-восточных ветров.

Представление о широтном распределении скорости и направлении ветра до больших высот дает меридиональный разрез поля ветра, приведенный на рис. 5.7.¹ До высоты 30—35 км

¹ Заметим, что квазидвухгодичная цикличность направления ветра, наиболее четко выраженная в экваториальной стратосфере, не отражена на меридиональном разрезе, приведенном на рис. 5.7. Очевидно, что меридиональные разрезы поля ветра, построенные для лет с восточными и отдельно для лет с западными ветрами в экваториальной стратосфере, должны существенно отличаться друг от друга. Для построения таких разрезов в настоящее время еще очень мало экспериментальных данных.

использовались данные радиопилотных наблюдений, выше — данные ракетных и других видов наблюдений. Из этого рисунка видно, что летом в тропосфере от полюса и до тропиков преобладают относительно слабые западные течения, а к югу от тропиков — восточные. В стратосфере с высоты около 20 км изменяется характер поля ветра; здесь над всем полушарием наблюдается восточный ветер, достигающий наибольших скоростей на высотах 50—70 км к югу от 40-й параллели. В области максимума скорость ветра около 60—70 м/сек. В зоне стратосферной паузы над крайними полярными районами наблюдаются сравнительно слабые западные ветры.

Зимой на всех высотах, вплоть до мезосферной паузы, наблюдаются западные ветры и только непосредственно у экватора — восточные. Тропосферный максимум скорости ветра расположен над субтропиками на высоте около 12 км. Средние скорости ветра достигают здесь 40—50 м/сек. Стратосферно-мезосферный максимум скорости ветра расположен над полосой широт от 50 до 60° с. ш. на высотах 55—60 км, где средняя скорость западного ветра достигает 100 м/сек. С высотой скорость ветра убывает до 40—60 м/сек. В экваториальной зоне в тропосфере и почти во всей толще стратосферы наблюдаются зимой, так же как и летом, восточные ветры, средние скорости которых на уровне 30 км превышают 30 м/сек.

§ 5. Годовой ход средней скорости и направления ветра на высотах

Годовой ход скорости ветра в общем определяется годовым ходом горизонтальных градиентов давления. Скорость ветра в тропосфере полярных и умеренных широт наибольшая зимой и наименьшая летом или в конце весны. Годовые амплитуды скорости ветра с высотой увеличиваются. Такой годовой ход скорости ветра наблюдается почти до высоты 15—20 км. На больших высотах, где характер воздушных течений летом сильно отличается от зимнего, наблюдаются сезонные изменения не только средней скорости, но и направления ветра.

На рис. 5.8 приведены кривые, характеризующие годовой ход средней скорости ветра на широтах 30 и 50° с. ш. Из рисунка видно, что на высоте около 16 км (100 мб) максимум скорости ветра наблюдается зимой, а минимум — летом. На этой высоте наиболее резко годовой ход выражен на широте 30° с. ш. На высоте около 20 км (50 мб) происходит изменение годового хода скорости ветра. Здесь наибольшая скорость ветра уже наблюдается летом, второй максимум — зимой, а наименьшие скорости ветра — весной и осенью. На этой высоте в умеренных широтах еще сохраняется тропосферный тип годового хода скорости ветра со значительной амплитудой.

На высотах 25—30 км (15—13 мб) годовой ход скорости

ветра в виде двугорбой кривой обостряется около 30° с. ш. На кривых годового хода около 50° с. ш. можно заметить наряду с сохранением основного зимнего максимума скорости ветра появление слабых максимумов в летние месяцы и минимумов весной и осенью.

Особенно интересным является годовой ход скорости ветра в слое 30—40 км. На 30° с. ш. кривая годового хода имеет два хорошо выраженных максимума скорости ветра приблизительно равной величины, и время их появления, как показывают наблюдения, близко совпадает со временем летнего и зимнего солнцестояния (с). Минимумы скорости ветра приходятся примерно на время весеннего и осеннего равноденствий (р). Несколько иная картина годового хода скорости ветра наблюдается на этих же высотах на 50° с. ш. Кривая годового хода здесь также имеет два максимума, один из них является главным и приходится на время зимнего солнцестояния. Второй максимум, более слабый, приходится примерно на время летнего солнцестояния. Он наступает несколько раньше, чем максимум этого же времени года на 30° с. ш. Несколько сдвинуто также время наступления в годовом ходе минимумов скорости ветра. Амплитуды годового хода здесь большие, чем на 30° с. ш. Кроме того, если изменение характера годового хода скорости ветра на 30° с. ш. начинается примерно с высоты 20 км, то на 50° с. ш. — с высоты около 30 км.

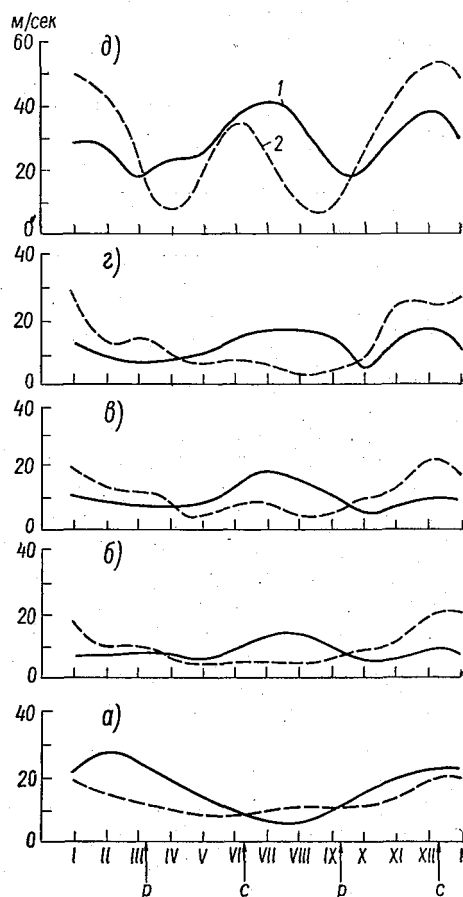


Рис. 5.8. Годовой ход средней скорости ветра (по Антмашпахеру).
а) 16 км, б) 20 км, в) 25 км, г) 30 км, д) 40 км;
1) 30° с. ш., 2) 50° с. ш.

На высотах наблюдается годовой ход не только скорости, но и направления ветра, наиболее четко выраженный в стратосфере

и мезосфере. Это связано с тем, что здесь происходит обращение зимних западных ветров на летние восточные. В табл. 52 приведена повторяемость строго восточных (В) и строго западных (З), а также всех восточных (В₁) и западных (З₁) румбов на различных широтах в слое атмосферы от 30 до 60 км. Как видим, летом на всех широтах в 82,7—98,5% случаев ветер является восточным. Зимой в 69,9—100,0% случаев наблюдается ветер западных румбов, причем чаще всего, особенно на 40 и 50° с. ш., отмечается чисто западный ветер.

Таблица 52

Повторяемость (%) направлений ветра в слое атмосферы от 30 до 60 км (по Атманшпахеру)

Широта, град с. ш.	Лето				Зима			
	В	В ₁	З	З ₁	В	В ₁	З	З ₁
30	63,0	82,7	—	4	17,7	20,4	55,8	69,9
40	98,5	—	—	—	14,7	—	75,5	80,4
50	94,8	—	—	—	—	—	100	—
60	72,1	88,7	—	—	—	5	50	95

Аэрологические исследования последних лет показали, что в стратосфере вблизи экватора наблюдается примерно двухгодичная периодичность в колебаниях скорости и чередования направления зональной компоненты скорости ветра. По данным В. Р. Дубенцова, такие изменения в среднем с периодом 25—26 месяцев обнаруживаются в полосе широт от экватора до 7—10° с. ш. В широтной зоне 10—20° эта периодичность наблюдается не всегда, а севернее 30° ее обнаружить не удастся.

На рис. 5.9 представлена схема распределения направлений зональной компоненты скорости ветра. Из этого рисунка видно, что двухлетняя периодичность наблюдается в слое атмосферы от 18—20 до 35—40 км. Восточные ветры на западные, как и западные на восточные сменяются на уровне 40—35 км, а затем этот уровень постепенно опускается вниз. С высоты около 40 км до высоты экваториальной тропопаузы уровень опускается в среднем со скоростью около 1,25 км/месяц, а затем стратосферные западные ветры сливаются с господствующими западными ветрами верхней тропосферы. Уровень, на котором происходит смена восточных ветров на западные, опускается вниз значительно медленнее — в среднем со скоростью около 0,67 км/месяц. Предполагается, что источник этих волн располагается на уровнях между 60 и 80 км. По данным Верьяд и Эбдона, смена западных ветров на восточные и восточных на западные в стратосфере вблизи экватора происходит на всех меридианах почти одновременно.

Следует отметить, что период этих колебаний не является строго постоянным и несколько изменяется от цикла к циклу. Кроме того, эти колебания не представляют собой симметричной волны, т. е. продолжительность периодов с восточной и западной составляющими скорости ветра неодинаковая. Отношение продолжительности сохранения восточной составляющей к продолжительности сохранения западной составляющей зависит от высоты и в среднем изменяется от 2,70 на высотах 40—35 км до 0,62 на высотах 18—20 км; это отношение равно единице в слое примерно 24—26 км. Амплитуда скорости ветра от

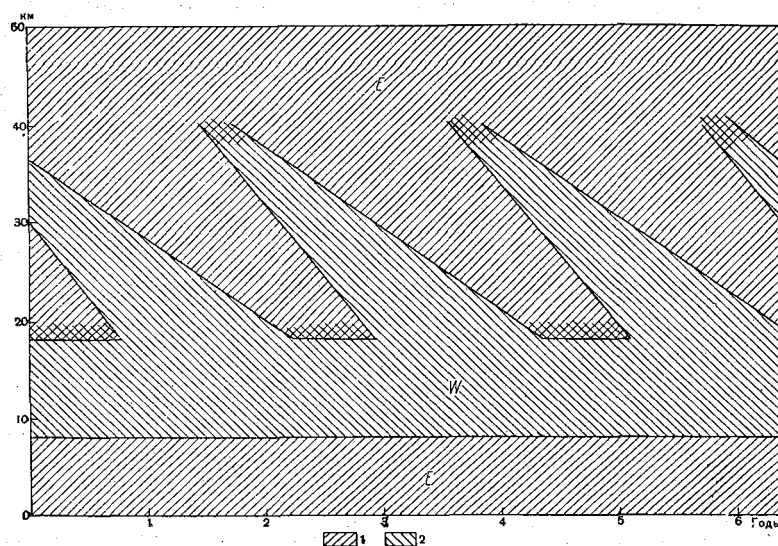


Рис. 5.9. Схема двухгодичной цикличности направления зональной компоненты ветра в экваториальной стратосфере (по В. Р. Дубенцову).

1 — восточная, 2 — западная.

нуля в области экваториальной тропопавзы растет с высотой, причем скорость восточных ветров больше скорости западных ветров. Возникновение этих периодических изменений скорости и направления ветра связано, по-видимому, с солнечной активностью.

§ 6. Ветер в термосфере

Данные о ветре выше 80—85 км получены по наблюдениям за движениями следов метеоров, ионосферных неоднородностей, а также искусственно создаваемых облаков. Наибольшее количество имеющихся данных относится к слою атмосферы от 80 до 100 км.

В термосфере наблюдаются ветры различных направлений, имеющие иногда очень большие скорости. Из рис. 5.7 видно, что над северным полушарием летом в слое от 80 до 100 км восточные ветры в мезосфере переходят на западные в термосфере. Высота обращения ветра увеличивается с широтой от 80 км в низких широтах до 90—95 км в полярных районах. Выше этого уровня на всех широтах скорость западного ветра возрастает с высотой.

Совершенно другим является распределение скорости и направления ветра зимой. В самой нижней части термосферы, как и в мезосфере, наблюдаются преимущественно западные ветры, скорость которых убывает с высотой от 60—40 м/сек на высоте около 80 км до 40—10 м/сек около 90 км. Выше 90 км намечается переход западных ветров на восточные, причем высота обращения растет с увеличением широты.

Радиолокационное прослеживание дрейфа следов метеоров на высотах 80—100 км в южном полушарии (Австралии) показало, что в течение всего года здесь преобладают западные ветры. Только весной наблюдался слабый восточный ветер. Летом скорость ветра в этом слое возрастает с высотой, а зимой, напротив, уменьшается. В переходные сезоны скорость ветра почти не зависит от высоты. Такой сезонный ход вертикального профиля скорости ветра указывает на то, что летом обращение восточного ветра на западный происходит ниже 80 км, а зимой — значительно выше 100 км.

Получение данных о ветре по наблюдениям за дрейфом неоднородностей ионосферы представляет собой весьма трудную задачу, так как не всегда движение этих неоднородностей идентично движению нейтральных масс воздуха. Воздух выше 60 км ионизирован, и степень ионизации с высотой возрастает, особенно выше 80 км. Ионизированные массы воздуха обладают большой электропроводностью. Движение таких масс в магнитном поле Земли индуцирует электрические поля, которые в свою очередь вызывают электрические токи, оказывающие пондеромоторное воздействие на эти же движущиеся ионизированные массы воздуха. Так как с высотой степень ионизации увеличивается, то с высотой возрастает влияние пондеромоторного воздействия на движение масс воздуха и это, естественно, усложняет динамику движений масс воздуха в термосфере. Это влияние сказывается тем больше, чем больше масштаб движений; на мелкомасштабные быстрые движения ионизированного воздуха магнитное поле практически не влияет.

Теоретические исследования указывают на то, что примерно до высоты 200 км движение ионосферных неоднородностей хорошо отражает перемещение нейтральных масс воздуха (ветра), а на высотах 200—500 км — скорость и направление перемещения плазмы (ионов, электронов). На этих больших высо-

тах ветры не являются строго геострофическими, так как на движущийся воздух действует сила индукционного торможения, по своей величине прямо пропорциональная скорости движения массы воздуха. При этом геомагнитное отклонение потока аналогично отклонению Кориолиса, но действует в противоположном направлении.

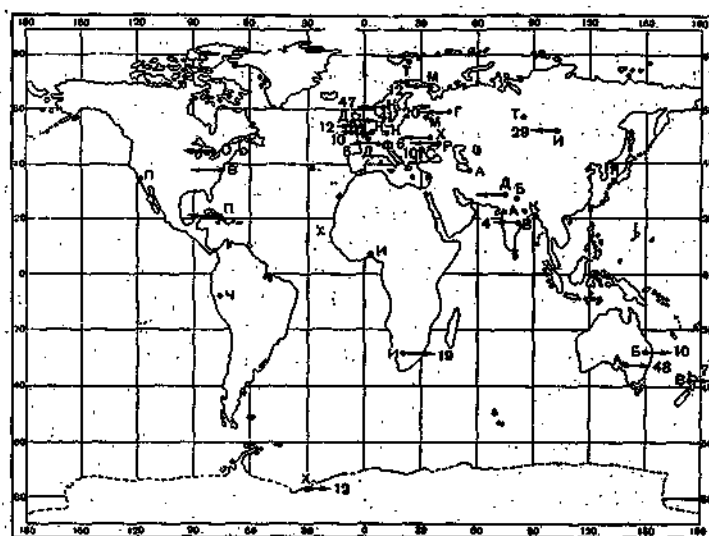


Рис. 5.10. Направление зональной компоненты горизонтального дрейфа ионосферных неоднородностей на высотах 90—120 км (по Э. С. Казимировскому). Зима.

Многочисленные исследования горизонтального дрейфа ионосферных неоднородностей на различных высотах были выполнены в период МГГ. Рисунок 5.10 дает представление о направлении зональной компоненты вектора ветра, наблюдающемся в зимнее время года на высотах 80—120 км. Как видно из рисунка, на всех широтах над северным полушарием воздушные течения в среднем направлены с востока на запад. Меридиональная компонента в это время года, как показали наблюдения, направлена к экватору в низких и средних широтах и к полюсу в высоких широтах.

Летом зональная компонента воздушных течений направлена, напротив, с запада на восток. Меридиональная компонента над Западной и Северной Европой направлена к полюсу, а в остальных районах — к экватору. Характер движений весной близок к летнему, а осенью — к зимнему.

В средних широтах скорость зональной компоненты летом

больше скорости меридиональной, а зимой она почти равна ей. В высоких широтах скорость зональной компоненты во все сезоны года больше скорости меридиональной компоненты.

Наблюдения за дрейфом натриевых облаков в слое 77—200 км показали, что выше 100 км в холодную половину года происходит изменение направления ветра с западного на восточное. По данным Филлипса, в слое атмосферы от 100 до 200 км зимой господствуют восточные ветры, а летом — западные. Средняя скорость ветра составляет 290 км/час, а максимальная — порядка 700 км/час.

Наблюдения за дрейфом ионосферных неоднородностей в слое 200—500 км над территорией СССР показали, что скорость дрейфа может достигать 250—280 м/сек, но наиболее вероятные скорости приходятся на 40—120 м/сек при средней скорости около 80 м/сек. Направление движения может быть самым различным, но чаще всего встречаются движения западного (270—330°) и восточного (60—100°) направлений. На этих высотах существует годовой ход скорости и направления движений. В частности, над Москвой, по данным Ю. В. Кушнеревского и Е. С. Заярной, осенью и зимой скорости дрейфа часто достигают 240—280 м/сек, а весной и летом — только 160 м/сек; преимущественное направление зимой и весной 280 и 100°, летом 100°, а осенью 280° и реже 100°.

Рисунок 5.11 дает представление о господствующем направлении зональной компоненты дрейфа ионосферных неоднородностей зимой на высотах 200—500 км. Как видно из рисунка, от Северного полюса примерно до 40° с. ш. и от Южного полюса примерно до 40° ю. ш. зональная компонента дрейфа направлена с востока на запад, а от этих широт и до экватора — с запада на восток. Меридиональная компонента в северном и южном полушариях направлена к экватору. Величина зональной компоненты, в общем, значительно больше меридиональной. Таким образом, над высокими и умеренными широтами северного полушария на этих больших высотах господствуют юго-восточные, а в низких широтах — юго-западные потоки.

В верхней термосфере (ионосфере) сезонный ход выражен слабее, чем в нижней, но в периоды равноденствия отмечается большой разброс направлений дрейфа ионосферных неоднородностей, затрудняющий выделение наиболее вероятного направления перемещения. Здесь не отмечено наличия резких изменений скорости дрейфа с высотой.

В верхней части мезосферы и в термосфере, во всяком случае до высот порядка 500 км, наблюдается очень сильная суточная изменчивость скорости ветра. Суточные изменения скорости дрейфа ионосферных возмущений обычно не представляют собой простую синусоиду, а имеют более сложный вид. Это ука-

зывает на то, что они являются результатом суперпозиции ряда периодических процессов, имеющих различную физическую природу. Для выявления роли различных процессов экспериментальные данные суточных изменений скорости дрейфа подвергаются гармоническому анализу. Эти суточные изменения удовлетворительно описываются выражением

$$v = v_0 + \sum_{i=1}^3 v_{ii} \sin(it - \varphi_i),$$

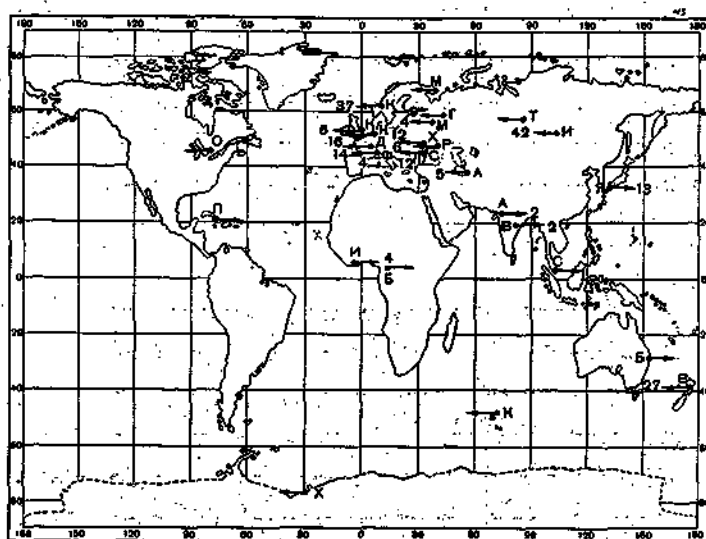


Рис. 5.11. Направление зональной компоненты горизонтального дрейфа ионосферных неоднородностей на высотах 200—500 км (по Э. С. Казимировскому). Зима.

где v_0 — постоянная составляющая; v_{ii} и φ_i — амплитуда и фаза составляющих гармоник; t — солнечное или лунное время. Расчеты показали, что в высоких слоях атмосферы имеют место периодические компоненты с периодом в 24 и 12 час, обусловленные действием приливных сил — тепловых (24 час) и гравитационных (12 час). При этом сильно доминируют периодические процессы, а постоянная составляющая v_0 , характеризующая так называемый регулярный дрейф, имеет небольшую скорость. Роль тех или иных периодических (24 и 12-часовых) процессов зависит от высоты, широты места и времени года.

На высотах 80—120 км большее значение имеет полусуточная гармоника. Вектор скорости в своем суточном ходе описывает эллипс, размеры которого, эксцентриситет, ориентация

главной оси и направление вращения зависят от широты и времени года. На рис. 5.12 представлено для летнего времени года распределение параметров суточной (а) и полусуточной (б) гармоник на широтах от 20 до 70° с. ш., а на рис. 5.13 соответственно для зимы. Максимальные значения скорости ветра су-

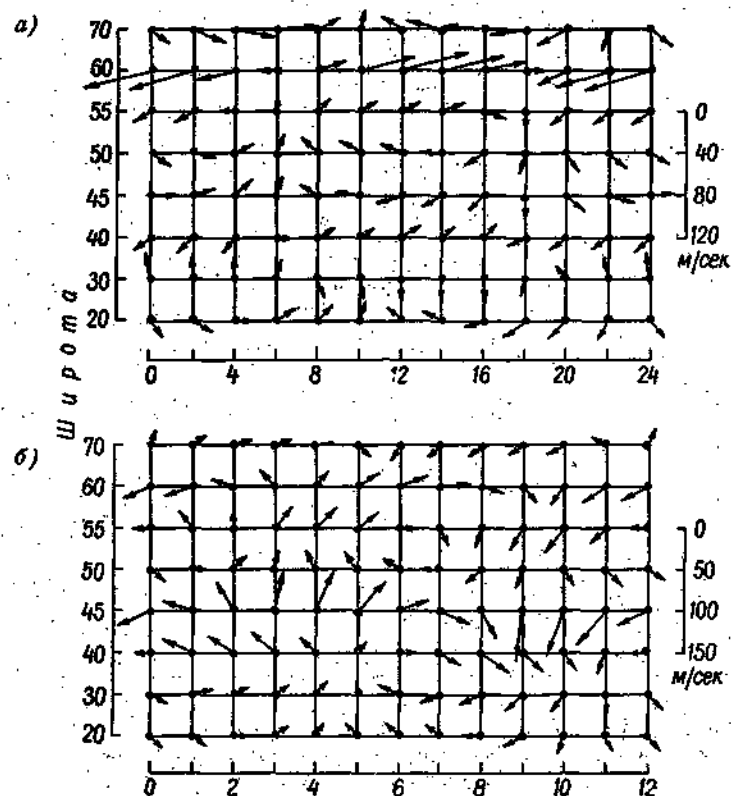


Рис. 5.12. Распределение характеристик суточной (а) и полусуточной (б) гармоник скорости ветра. Лето.

точной гармонике u_1 достигают наибольших значений зимой в средних и низких широтах, а полусуточной гармонике u_2 — в периоды равноденствий в высоких широтах и зимой в средних широтах. По данным Э. С. Казимирского, отношение $u_1 : u_2 > 1$ летом в высоких и низких широтах северного полушария, а в средних широтах в это время года оно находится в пределах 0,4—1,0. Для зимнего полугодия такие данные отсутствуют. Имеются указания, что в низких широтах $u_1 : u_2 > 1$ во все сезоны года.

На высотах 200—500 км также выявлены 24 и 12-часовые гармоника в суточном ходе изменений горизонтального дрейфа ионосферных неоднородностей. На рис. 5.14 приведены графики постоянной составляющей v_0 , годографы суточной v_1 и полусуточной v_2 компонент дрейфа на высотах 400—500 км над Моск-

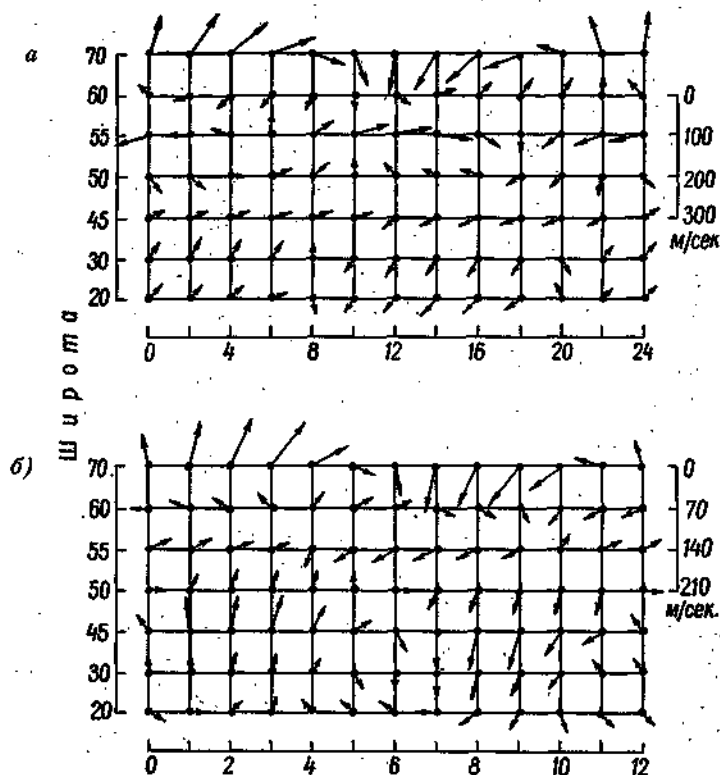


Рис. 5.13. Распределение характеристик суточной (а) и полусуточной (б) гармоник скорости ветра. Зима.

вой. Как видим, здесь преобладает 24-часовая гармоника. Характер суточных изменений скорости дрейфа ионосферных неоднородностей на высотах 200—500 км зависит от широты.

В высоких (от 50° с. ш.) и низких (от 14° с. ш. до экватора) широтах в верхней термосфере наблюдается простой суточный ход дрейфа: над высокими широтами максимум скорости в дневные часы и минимум в ночные; над низкими широтами максимум в ночные часы, а минимум в дневные. В полосе 50—15° с. ш. чаще всего наблюдаются два максимума и два минимума, не всегда симметрично расположенные во времени суток.

В полночь зональная компонента дрейфа направлена на запад над высокими и средними широтами и на восток над низкими широтами. В полдень зональная компонента дрейфа направлена к западу в низких широтах и к востоку в высоких

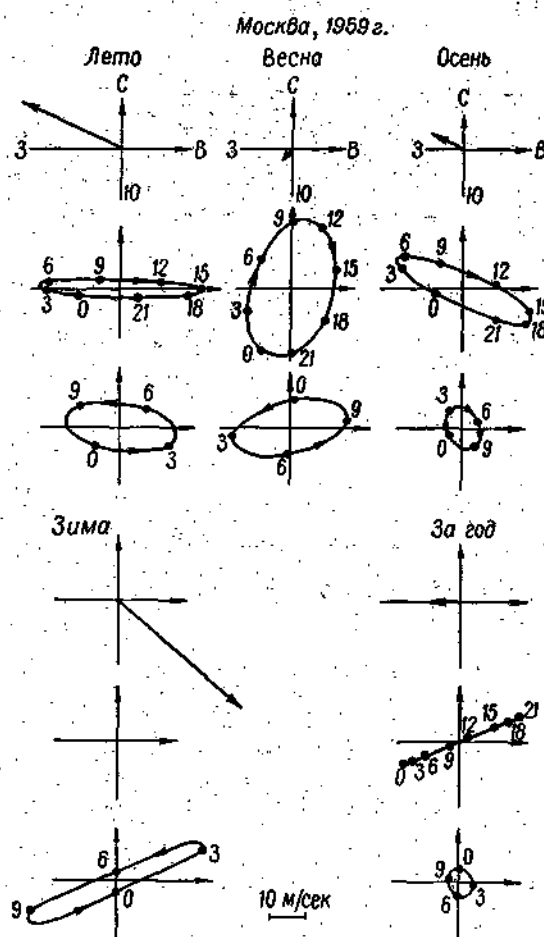


Рис. 5.14. Характеристики суточных и полусуточных колебаний дрейфа на высотах 400—500 км над Москвой.

и средних широтах. Это, разумеется, сложным образом накладывается на осредненные перемещения ионосферных неоднородностей.

Суточные изменения скорости и направления ветра обуславливаются приливными явлениями в атмосфере и суточными из-

менениями геомагнитного поля. Рассмотрим суточные изменения ветра приливного происхождения. Полусуточные колебания атмосферного давления можно описать выражением, хорошо согласующимся с данными наблюдений,

$$p = A \sin [2(\omega t + \lambda) + 154^\circ] + B \sin (2\omega t + 105^\circ), \quad (5.21)$$

где ω — угловая скорость вращения Земли, λ — долгота места, t — время, A и B — параметры, зависящие от широты. Эту полусуточную волну можно рассматривать как малое возмущение, наложенное на невозмущенное поле давления.

Запишем уравнения движения (5.3) без учета сил трения в сферических координатах:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\omega v \cos \theta = - \frac{1}{\rho_0 r} \frac{\partial p}{\partial \theta}, \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\omega u \cos \theta = - \frac{1}{\rho_0 r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \lambda}, \quad (5.23)$$

где r — радиус Земли, а θ — дополнение к широте ϕ . Из совместного решения (5.22) и (5.23) после подстановки в них (5.21) и некоторых упрощений Столов получил выражения для компонент скорости приливного ветра:

$$u = \frac{f + g \cos \theta}{2 \sin^2 \theta} \cos [2(\omega t + \lambda) + 154^\circ] + \frac{f'}{2 \sin^2 \theta} \cos (2\omega t + 105^\circ), \quad (5.24)$$

$$v = - \frac{g + f \cos \theta}{2 \sin^2 \theta} \sin [2(\omega t + \lambda) + 154^\circ] + \frac{f'}{2 \sin^2 \theta} \sin (2\omega t + 105^\circ), \quad (5.25)$$

где

$$f = \frac{RT_0}{\rho_0 \omega} \frac{\partial A}{\partial \theta}, \quad f' = \frac{RT_0}{\rho_0 \omega} \frac{\partial B}{\partial \theta}, \quad g = \frac{2RT_0 A}{\rho_0 \omega \sin \theta}.$$

Расчеты Столова показали, что скорость приливного ветра возрастает с широтой, хотя амплитуда полусуточной волны давления убывает с нею. Учет вязких членов в уравнениях (5.22) и (5.23) необходим с высот 100—150 км, где величины турбулентной и особенно молекулярной вязкости достаточно велики (см. табл. 58). Расчеты Тейлора и Пекериса показали, что приливной вектор на высоте 100 км сдвинут на 180° по фазе относительно приземного приливного ветра, а его скорость здесь в 200 раз больше скорости приземного ветра. Действительные изменения скорости и направления приливного ветра в течение суток представляют собой результирующую суточных и полусуточных изменений, обусловленных как приливыми, так и геомагнитными явлениями.

Глава VI

СТРУКТУРА ВОЗДУШНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Как уже говорилось, движения воздуха в атмосфере имеют турбулентный характер. Главной особенностью турбулентных движений является беспорядочный характер траекторий отдельных частиц и даже объемов воздуха, а также наличие беспрерывных относительных перемещений отдельных порций воздуха. Скорость и направление движения непрерывно изменяются (пульсируют) и лишь осредненное их значение может на определенное время оставаться постоянным.

Вследствие неупорядоченности этих движений их не представляется возможным описать во всех деталях как функцию времени и пространственных координат. Они, однако, поддаются описанию с помощью законов теории вероятности и математической статистики.

Основными причинами турбулизации воздушных течений в атмосфере являются возникающие по тем или иным причинам вертикальные и горизонтальные градиенты температуры и скорости ветра. Эти градиенты могут возникать в пограничном слое из-за трения воздушного потока о поверхность земли, и турбулентность возбуждается здесь, таким образом, силами трения.

К появлению градиентов приводит также неодинаковое нагревание различных участков подстилающей поверхности, сопровождающееся развитием термической конвекции. Эти движения, проникая в более высокие слои, изменяют там не только пространственное распределение температуры, но и локальные вертикальные градиенты температуры и скорости ветра. Горизонтальные градиенты температуры и скорости ветра особенно велики в зоне атмосферных фронтов и высоких фронтальных зон. Наконец, турбулентность может возникать при потере устойчивости атмосферными волнами и при деформации воздушных течений горными препятствиями. Как это будет видно из дальнейшего, между видами турбулентности, возбуждаемой в каждом из указанных случаев, существует резкое различие.

Если отсутствует источник энергии для непрерывного возбуждения турбулентных движений, то они вырождаются. При этом благодаря вязкости воздуха кинетическая энергия турбулентных движений постепенно преобразуется в тепловую.

§ 1. Природа турбулентности

В теоретических исследованиях турбулентные движения обычно рассматриваются как результат наложения малых возмущений на среднее (невозмущенное) движение. Полная мгновенная скорость, таким образом, равна $u = \bar{u} + u'$, где u' — пульсационная (вихревая), а $\bar{u}$ — средняя скорость потока. Поток, в котором $u' = 0$, называется ламинарным и состоит из параллельных, не смешивающихся друг с другом струй.

Рассмотрим вначале, как возникает турбулентность в потоке несжимаемой жидкости. Если пренебречь влиянием внешних сил, действующих на частицы воздуха (силой тяжести, силами Кориолиса и т. д.), то воздушный поток, в котором плотность воздуха постоянна, можно охарактеризовать значениями кинематической вязкости ν , характерным масштабом скорости u и характерной длиной L , характеризующей масштаб потока в целом. Возможность возникновения турбулентных движений в таком, первоначально ламинарном потоке зависит от соотношения между силами инерции и силами вязкости, которое определяется числом Рейнольдса,

$$Re = \frac{uL}{\nu}. \quad (6.1)$$

Ламинарное движение переходит в турбулентное лишь тогда, когда число Рейнольдса превосходит некоторое критическое значение $Re_{кр}$, т. е.

$$\frac{uL}{\nu} > Re_{кр}. \quad (6.2)$$

Любое же возмущение, возникшее в потоке, при $Re < Re_{кр}$ быстро затухает.

По мере увеличения Re сначала появляются крупномасштабные возмущения, размеры которых (l_1) сравнимы с характерными размерами потока в целом. Эти крупномасштабные возмущения имеют наибольшую амплитуду. Если $Re_1 = \frac{u_1 l_1}{\nu} > Re_{кр}$, то эти возмущения в свою очередь будут неустойчивыми и при их разрушении появятся возмущения масштаба $l_2 < l_1$, характеризующиеся пульсациями скорости $u_2' < u_1'$. Последовательное измельчение

турбулентных пульсаций будет продолжаться до тех пор, пока не образуются такие пульсации, для которых

$$Re_n = \frac{u'_n l'_n}{\nu} < Re_{кр}. \quad (6.3)$$

Поскольку большие числа Re эквивалентны малым вязкостям (ν), то диссипация кинетической энергии в тепло может осуществляться только для самых мелкомасштабных пульсаций.

Переход ламинарного течения в турбулентное происходит почти мгновенно: зона относительно слабых и медленных возмущений за очень короткий промежуток времени превращается в зону, где наблюдаются пульсации большой интенсивности и возмущения, имеющие широкий спектр размеров. При этом размеры зоны могут расти как по потоку, так и перпендикулярно к нему. Большая часть энергии турбулентных движений сосредоточена в очагах с высокой интенсивностью турбулентности.

Интенсивность турбулентных пульсаций определяют средней квадратической величиной пульсации $\sqrt{u'^2}$, а относительную интенсивность — отношением

$$\psi = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}. \quad (6.4)$$

Средние значения $\bar{u}$ и $\sqrt{u'^2}$ можно определить разными способами. Для потока с однородной турбулентностью, когда турбулентность во всех частях потока имеет одни и те же количественные характеристики, можно воспользоваться осреднением по пространству. Если же турбулентность является квазистационарной, то можно пользоваться осреднением по времени.

§ 2. Структурные характеристики турбулентности

Рассмотрим турбулентность, масштабы которой лежат в пределах $l_n \ll l \ll L$, т. е. они больше размеров вихрей, энергия которых диссипирует в тепловую, но намного меньше масштаба основного движения. Такая турбулентность локально изотропна, т. е. ее статистические характеристики одинаковы во всех направлениях.

Структура изотропной турбулентности может быть статистически описана, если использовать данные о разностях скоростей в двух точках, находящихся на расстоянии r . Одна точка (r_1) является фиксированной, а другая точка (r_2) — текущей. На разность скоростей $u(r_1) - u(r_2)$ не оказывают влияния вихри, размеры которых значительно превосходят разность $|r_1 - r_2|$, так как точки с координатами r_1 и r_2 находятся в одной и той же части возмущения и разность скоростей в этих точках мала. Таким образом, $|r_1 - r_2|$ является характеристикой масштаба вихрей.

Интенсивность турбулентности масштабов, равных или меньших $|r_1 - r_2|$, определяется средней амплитудой мгновенных значений $u(r_1) - u(r_2)$. А. Н. Колмогоров и А. М. Обухов показали, что для локальной изотропной турбулентности

$$\overline{(\Delta u)^2} = \overline{[u(r_1) - u(r_2)]^2} = b^2 (r_1 - r_2)^{2/3}, \quad (6.5)$$

где b — численный коэффициент. Формула (6.5) выражает «закон двух третей» Колмогорова—Обухова.

Если обозначить через $(\Delta u)_{ll}$ проекцию мгновенной разности скоростей на радиус-вектор r , а через $(\Delta u)_{nn}$ — проекцию на нормаль к радиусу-вектору, то можно ввести величины:

$$D_{ll} = \overline{[(\Delta u)_l]^2},$$

$$D_{nn} = \overline{[(\Delta u)_n]^2},$$

являющиеся функциями расстояния r между точками r_1 и r_2 . D_{ll} — называют продольной, а D_{nn} — поперечной структурной функцией поля скоростей. Между этими функциями существует следующая связь:

$$D_{nn}(r) = D_{ll}(r) + \frac{r}{2} \frac{dD_{ll}(r)}{dr}. \quad (6.6)$$

Локальные свойства турбулентности определяются плотностью воздуха ρ , r и ε . ε — диссипация энергии в единицу времени, отнесенная к единице объема, величина которой представляет собой «поток энергии», направленный от крупномасштабной к мелкомасштабной турбулентности. Для $l_n \ll r \ll L$

$$D_{ll} = c^2 \left(\frac{\varepsilon}{\rho} \right)^{2/3} r^{2/3}, \quad (6.7)$$

где c — безразмерная постоянная.

Из (6.7) и (6.6) следует, что

$$D_{nn} = \frac{4}{3} D_{ll}. \quad (6.8)$$

При приближении величины r к L начинает сказываться влияние крупных вихрей, которые уже нельзя рассматривать как изотропные, поскольку последние зависят от особенностей геометрии потока. В этом случае компоненты структурных функций зависят от координат обеих точек, в которых производится измерение скорости. При $r \approx L$ рост D_{ll} и D_{nn} происходит медленнее, чем в области $l_n \ll r \ll L$, когда справедлив «закон двух третей».

М. И. Юдин показал, что в атмосфере при больших значениях $|r_1 - r_2|$ изотропный характер имеют только разности горизонтальных составляющих скорости ветра, в то время как средний квадрат разности вертикальных составляющих скорости близок

к некоторой постоянной предельной величине. Структурным законом для турбулентности этих масштабов является

$$[u(r_1) - u(r_2)]^2 = cr \quad (6.9)$$

— закон, получивший название «закона первой степени» Юдина. Расстояние, на котором можно принимать, что «закон двух третей» переходит в «закон первой степени», зависит от степени термической устойчивости атмосферы. Чем она меньше, тем больше расстояние, на котором происходит переход одного закона в другой. При средних условиях летом (в дневные часы) это расстояние в пограничном слое измеряется несколькими десятками километров, а зимой — десятками и сотнями метров.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что эти законы справедливы не только для поля скорости ветра, но и для полей температуры, давления и плотности воздуха и для концентрации различных примесей к воздуху, поскольку распределение всех этих параметров взаимно связано друг с другом.

Структурные характеристики полей метеорологических элементов наиболее полно исследованы в приземном слое атмосферы. Данных о структурных характеристиках полей в свободной атмосфере очень мало. Исследование этих характеристик по данным учтенных самолетных измерений скорости ветра на высотах 6—12 км показало, что для горизонтальных масштабов в 20—40 км показатель степени структурной функции в среднем близок к $2/3$. Примерно в 25% случаев он меньше 0,5, а в 20—30% случаев больше 0,8. Показатель степени структурной функции, а также величина b^2 зависит от термической стратификации. С увеличением вертикального градиента температуры уменьшается показатель степени структурной функции и возрастает величина b^2 .

В устойчиво стратифицированной атмосфере, где затрудняется передача энергии от крупных вихрей к более мелким, происходит сравнительно резкое возрастание среднего квадрата разности скорости с увеличением расстояния Δr . В неустойчиво стратифицированной атмосфере диссипация турбулентной энергии облегчается и показатель степени должен быть меньше, чем в устойчивой атмосфере, а величина коэффициента b^2 больше.

Ст. Панчев теоретически показал, что показатель степени структурной функции для пульсаций скорости ветра действительно сильно зависит от термической стратификации, тогда как для флуктуаций температуры эта зависимость выражена гораздо слабее. В табл. 53 приведены осредненные параметры n и b структурной функции флуктуаций ветра для высот 6—12 км в умеренных широтах.

К параметрам структурной функции относится также характерная величина $(\Delta r)_{\text{хар}}$, при которой зависимость $(\Delta u)^2 = f(\Delta r)$ достигает «насыщения», т. е. при дальнейшем увеличении Δr ве-

Таблица 53

Параметры структурных функций флуктуаций горизонтальной компоненты скорости ветра (по Н. З. Пинусу)

	Высота, км				
	7 ± 0,5	8 ± 0,5	9 ± 0,5	10 ± 0,5	11 ± 0,5
$\bar{n}$	0,685	0,646	0,646	0,611	0,611
$\bar{\varepsilon}$ см ² ·сек ⁻³	47	75	67	106	54
$(\Delta r)_{\text{хар}}$ км	16,9	17,4	18,3	19,2	18,6

личина $(\Delta u)^2$ остается неизменной или изменяется очень мало. В среднем, таким образом, $(\Delta r)_{\text{хар}}$ меньше 20 км, но в отдельных случаях оно увеличивалось до 50 км.

М. В. Заварина, В. Д. Решетов и др. по данным шаропилотных и радиопилотных наблюдений показали, что для промежутков времени от 30—60 мин по меньшей мере до 12 час с достаточным приближением справедлив «закон первой степени». Следует отметить, кроме того, что в пространстве радиусом 500—600 км средние квадратические разности скорости ветра не зависят от направления. Средняя квадратическая разность скорости ветра для 2, 4, 6 и 12-часовых промежутков времени растет с высотой и, например, в районе Москвы достигает наибольших значений на высотах 9—10 км (средняя высота уровня максимального ветра), а затем довольно быстро убывает с высотой. В низких широтах этот рост продолжается до больших высот. Зимой эта зависимость выражена более резко, чем летом.

§ 3. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. Критерий Ричардсона

В атмосфере величина $Re_{кр}$ не может служить критерием возникновения турбулентности, так как на общий режим движения влияют архимедовы силы, возникающие вследствие бароклинности атмосферы. Согласно Ричардсону, поток будет оставаться турбулентным, если величина притока турбулентной энергии за счет рейнольдсовских напряжений, определяемых величиной вертикального градиента скорости ветра, не меньше той работы, которая должна быть затрачена силами, определяемыми величиной вертикального градиента температуры, против действия сил тяжести.

Если пренебречь диффузией турбулентных вихрей из одного атмосферного слоя в другие, то можно получить критерий верти-

кальной устойчивости из уравнения баланса турбулентной энергии

$$\frac{dE'}{dt} = T - A - D, \quad (6.10)$$

где E' — кинетическая энергия турбулентных пульсаций; T — количество энергии среднего движения, превращающееся в единицу времени в энергию турбулентности; A — работа, совершаемая в единицу времени архимедовой силой; D — диссипация турбулентной энергии в единицу времени.

Согласно Ричардсону, выражение (6.10) можно записать в следующем виде:

$$\frac{dE'}{dt} = k_A \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 - k_T \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} - D, \quad (6.11)$$

где $\frac{d\bar{u}}{dz}$ — вертикальный градиент средней скорости ветра, θ — потенциальная температура, k_A — коэффициент турбулентного обмена количеством движения, k_T — коэффициент турбулентного теплообмена.

Приток кинетической энергии турбулентности для области, в которой можно пренебречь диссипацией, равен

$$\frac{dE'}{dt} = k_A \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 - k_T \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}. \quad (6.12)$$

Величина

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\frac{d\theta}{dz}}{\left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2} \quad (6.13)$$

обычно называется числом Ричардсона.

Так как $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} (\gamma_a - \gamma)$, то выражение (6.13) можно записать в виде

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{\gamma_a - \gamma}{\left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2}, \quad (6.14)$$

где γ_a — адиабатический (в облаках влажноадиабатический) вертикальный градиент температуры.

Из (6.12) и (6.13) следует, что

$$\frac{dE'}{dt} = k_A \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \left(1 - \frac{k_T}{k_A} Ri \right). \quad (6.15)$$

Таким образом, баланс турбулентной энергии положителен, если $\frac{k_T}{k_A} Ri < 1$, и отрицателен при $\frac{k_T}{k_A} Ri > 1$. При устойчивой тер-

мической стратификации, когда $\frac{d\theta}{dz} > 0$, развитие турбулентности затрудняется. Она может развиваться только в том случае, если число Ri меньше некоторого критического значения $Ri_{кр}$, которое, как это следует из (6.15), должно быть равно $\frac{k_r}{k_d} = a$. Если же атмосфера стратифицирована неустойчиво и в рассматриваемом слое наблюдаются сверхadiaбатические градиенты температуры, т. е. $\frac{d\theta}{dz} < 0$, то кинетическая энергия турбулентных движений увеличивается и за счет энергии неустойчивости.

Критическое значение числа Ричардсона оценивалось многими исследователями главным образом на основании теоретических соображений. Оно зависит, как это следует из (6.15), от соотношения между k_r и k_d . Для условий свободной атмосферы $k_r \neq k_d$, но эти коэффициенты, по-видимому, пропорциональны друг другу и их отношение является величиной постоянной, близкой к единице.

Рассмотрим теперь роль диффузии турбулентной энергии. Можно считать, что величина диффузионного переноса турбулентной энергии, которую обозначим через E , зависит от величины коэффициента турбулентности k_d и градиента вихревой энергии $\frac{dE'}{dr}$. Если учесть размерность этих величин, то с точностью до постоянного множителя

$$E \approx k_d^{1/2} \left[\frac{dE'}{dr} \right]^{1/2}. \quad (6.16)$$

Таким образом, E зависит от степени неоднородности поля турбулентности больше, чем от коэффициента турбулентности k_d .

С учетом (6.16) выражение (6.10) следует записать в виде

$$\frac{dE'}{dt} = T - A - D \pm E. \quad (6.17)$$

Если пренебречь диссипацией турбулентной энергии, то критерий развития или затухания турбулентности при условии $k_r = k_d$ запишется в виде

$$Ri_{кр} = 1 \pm \frac{\left[\frac{dE'}{dr} \right]^{1/2}}{k_d^{1/2} \left(\frac{du}{dz} \right)^2}. \quad (6.18)$$

Из (6.18) следует, что $Ri_{кр}$ при прочих равных условиях зависит от степени неоднородности поля турбулентности, которая в свою очередь определяется условиями турбулизации воздушного потока.

Из вышеизложенного видно, что использование критерия Ri

весьма полезно для оценки уровня турбулентной энергии и решения вопроса о характере эволюции турбулентности, в частности для определения того, будет турбулентность развиваться или нет.

Наиболее широкое применение число Ричардсона получило при изучении процессов в приземном слое воздуха. Характеристики турбулентного обмена (количества движений, тепла) оказались тесно связанными с числом Ri . Сложнее использовать число Ri для анализа эмпирических данных о турбулентности в тропосфере и тем более на еще больших высотах. Возможность использования числа Ричардсона в исследованиях процессов сравнительно крупного масштаба менее ясна, чем в исследованиях процессов, наблюдающихся в приземном слое воздуха, причем при определении числа Ричардсона очень важно правильно выбрать масштаб осреднения, так как параметры, определяющие число Ri (вертикальные градиенты скорости ветра и температуры), сами по себе обладают большой пространственной и временной изменчивостью.

Оценка влияния масштаба осреднения на величину Ri была сделана М. И. Юдиным и М. В. Завариной. Допустим, что толщина слоя, для которого вычисляются γ и $\frac{\overline{du}}{\delta z}$, равна δz , а распределение температуры в нем отличается от стандартного ($\gamma_{ст} = -0,65^\circ/100 \text{ м}$). Тогда

$$\gamma_a - \gamma = \gamma_a - \gamma_{ст} \pm \frac{\delta T}{\delta z}. \quad (6.19)$$

Если толщина слоя δz так велика, что $\frac{\delta T}{\delta z} \ll \gamma_a - \gamma_{ст}$, то можно пренебречь величиной $\frac{\delta T}{\delta z}$ и считать $\gamma_a - \gamma_{ст} = \text{const}$. С другой стороны, для движений таких больших масштабов, которые ограничиваются величиной δz , можно считать, что структурная функция для скорости ветра пропорциональна первой степени масштаба осреднения, т. е. $(\overline{\Delta u})^2 \sim \delta z$. Можно показать, что в рассматриваемом случае число Ri пропорционально δz . Если же δz настолько мало, что $\frac{\delta T}{\delta z} \gg \gamma_a - \gamma_{ст}$, то, по-видимому, δT пропорционально $\delta z^{1/3}$, а отсюда $(\overline{\Delta u})^2 \sim (\delta z)^{2/3}$. В этом случае, как легко видеть, $Ri \approx (\delta z)^{1/3}$. В общем случае $Ri \approx (\delta z)^\kappa$, где $\frac{2}{3} \leq \kappa \leq 1$. Неправильный выбор толщины слоя при расчете вертикальных градиентов температуры и скорости ветра может привести к завышению или занижению значений Ri для одних и тех же условий развития турбулентности. Однако привлечение числа Ричардсона во многих случаях полезно для анализа и обобщения данных о турбулентности, в частности, в тропосфере.

§ 4. Влияние горизонтальных градиентов скоростей ветра на устойчивость воздушного потока и развитие турбулентности

Необходимым условием для развития атмосферной турбулентности является наличие в атмосфере вертикальных и горизонтальных градиентов в полях ветра и температуры. Наличие их позволяет осуществлять передачу энергии от основного потока к турбулентным образованиям (вихрям). При отсутствии градиентов температуры и ветра турбулентность обязательно затухает.

С физической точки зрения влияние горизонтальных и вертикальных градиентов на развитие турбулентности одинаково. Однако, поскольку в атмосфере вертикальные градиенты температуры и ветра в среднем на 2—3 порядка больше горизонтальных, преобладающую роль играют вертикальные градиенты температуры и особенно ветра. Лишь в тех случаях, когда нарушается устойчивость основного течения, существенную роль могут играть горизонтальные контрасты в полях метеорологических элементов. В частности, если изогипсы искривлены, то на движение частиц воздуха влияют центробежные силы, играющие такую же роль в устойчивости горизонтального движения, что и архимедовы силы в устойчивости вертикальных движений воздуха.

Согласно Аракава, воздушный поток теряет устойчивость, если

$$-\frac{\partial c}{\partial \varphi} > \frac{2c}{R} \operatorname{tg} \varphi + \omega \sin \varphi, \quad (6.20)$$

где c — скорость зонального потока, R — радиус Земли. При выводе выражения (6.20) принято, что на циклонической стороне воздушного течения $-\frac{\partial c}{\partial \varphi} > 0$.

Дугстад получил аналогичный критерий, учитывающий влияние горизонтальных градиентов скорости ветра на потерю устойчивости воздушным потоком. Поток теряет устойчивость, если

$$\frac{\partial c}{\partial r} > 2\omega \sin \varphi + \frac{3c}{r}, \quad (6.21)$$

где r — радиус кривизны основного потока.

Ким Ен Бек и Н. З. Пинус рассмотрели устойчивость вращательного движения в циклонах и антициклонах. Они оценили влияние сил Кориолиса и центробежных сил на объем жидкости, смещающийся поперек траектории основного воздушного потока. Условием нарушения устойчивости криволинейного потока с циклоническим характером циркуляции является выполнение неравенства

$$-\frac{\partial c}{\partial r} > \frac{\omega_1^2 r}{c - r\omega \sin \varphi}, \quad (6.22)$$

где c — скорость основного потока, r — радиус кривизны, ω_1 — угловая скорость частиц жидкости. Из этого выражения вытекает, что при прочих равных условиях устойчивость потока должна уменьшаться по мере приближения к центру циклона. Кроме того, начиная с некоторого критического расстояния $r_{кр}$ кривизна уже не должна влиять на нарушение устойчивости воздушного потока. Критическое расстояние равно

$$r_{кр} = \frac{c}{\omega \sin \varphi}, \quad (6.23)$$

т. е. оно растет с увеличением скорости основного потока. Расчеты показывают, что влияние кривизны на степень нарушения устойчивости циклонической циркуляции проявляется только при сравнительно малых значениях радиуса кривизны. Так, например, на широте $\varphi = 50^\circ$ при скорости потока порядка 30 м/сек, кривизна сказывается на устойчивости потока, если $r < 560$ км. Таким образом, благоприятные условия для потери устойчивости воздушным потоком должны наблюдаться в областях локальных ветвлений изогипс на высотных картах барической топографии.

Нарушение устойчивости потока в антициклоне должно происходить, если выполняется неравенство

$$\frac{\partial c}{\partial r} > 2\omega \sin \varphi - \sqrt{\omega^2 \sin^2 \varphi - \frac{g}{r} \frac{\partial H}{\partial r}}, \quad (6.24)$$

где $\frac{\partial H}{\partial r}$ — горизонтальный градиент геопотенциала.

Расстояние, на котором на устойчивости движения уже не сказывается кривизна, равно

$$r_{кр} = \frac{g \frac{\partial H}{\partial r}}{\omega^2 \sin^2 \varphi}. \quad (6.25)$$

Из (6.24) следует, что в антициклоне устойчивость потока должна уменьшаться по мере приближения к его периферии.

Из выражений (6.22) и (6.24), таким образом, видно, что

1) нарушение устойчивости потока более вероятно с циклонической стороны высотной фронтальной зоны;

2) вероятность нарушения устойчивости потока за счет его кривизны мала в центральной части циклонов и антициклонов.

3) потеря устойчивости потоками наиболее вероятна в области значительных локальных ветвлений, часто наблюдаемых в зоне дивергенции воздушных масс.

§ 5. Влияние орографии на воздушные течения

Обтекание потоком горных препятствий имеет очень сложный характер. Оно зависит от формы хребта, его ориентировки относительно потока, скорости и порывистости ветра, термоди-

намической устойчивости потока, различия в степени нагрева солнечной радиацией различных склонов и т. д. Изменение хотя бы одного из указанных факторов приводит к существенному изменению характера обтекания.

При очень слабых ветрах обтекание хребта близко к ламинарному (рис. 6.1 а). Каждая из линий тока представляет собой

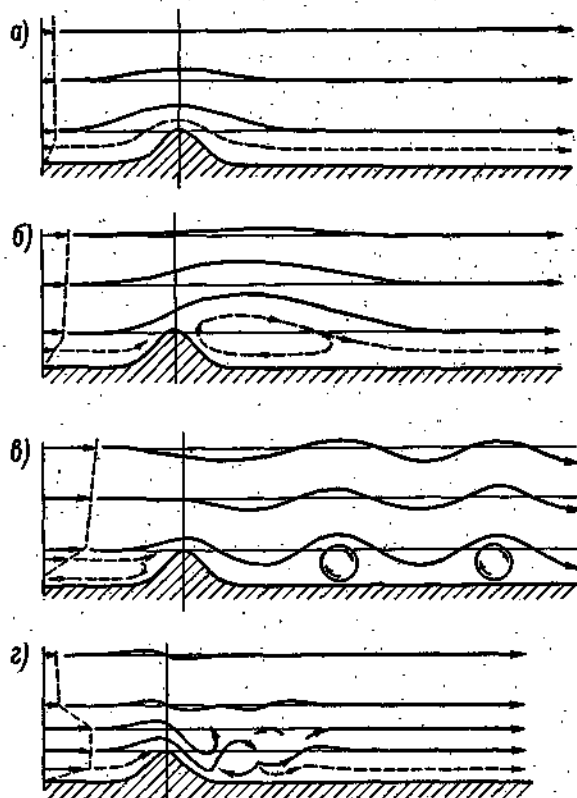


Рис. 6.1. Типы воздушных потоков над горами.

простую одногорбую волну с амплитудой, быстро убывающей вверх, причем конвергенция потока в зоне хребта практически отсутствует.

При усилении ветра вблизи кромки хребта поток конвергирует и скорость ветра здесь увеличивается. Образующийся на наветренном склоне пограничный слой, в котором сказывается действие касательных напряжений, обусловленных вязкостью, отрывается от хребта вблизи гребня и тем самым вызывает появление за подветренным склоном вихря с горизонтальной осью, так на-

зываемого ротора. Размеры таких роторов могут достигать нескольких сотен метров. Периодически они отрываются от склонов и уплывают вместе с потоком, а на их месте образуются новые роторы. При очень сильных ветрах срыв пограничного слоя может происходить даже ближе кромки хребта, т. е. с наветренной стороны. В этом случае непосредственно за местом срыва может образоваться небольшой вихрь, а обычный ротор возникает за подветренным склоном.

За хребтом вихрь вызывает круговое движение и воздух начинает подтекать к хребту также со стороны, противоположной направлению основного потока. При этом около хребта создаются условия, способствующие образованию поверхности раздела. Вблизи нее скорость ветра весьма мала, а направление неустойчиво.

Над зоной роторов гребни в ламинарном потоке смещаются в направлении ветра, и мы можем себе представить некую «эффективную» форму горы, состоящую из самой возвышенности и подветренного вихря. Ферхтголт назвал такое течение «устойчивым вихревым» (рис. 6.1 б).

При определенных условиях над зоной роторов возникает система подветренных волн (рис. 6.1 в), которые постепенно затухают как при вертикальном, так и при горизонтальном удалении от хребта. Вершины и долины подветренных волн находятся все время в одном и том же месте по отношению к хребту, и в этом смысле эти волны часто называют «стоячими».

Если угол между направлением ветра и осью хребта близок к прямому, а скорость ветра на уровне кромки хребта велика (обычно больше 8—10 м/сек), то за хребтом течение характеризуется исключительно сильной турбулентностью (рис. 6.1 г), особенно в тех случаях, когда на некоторой высоте над хребтом имеется тонкий слой, внутри которого скорость ветра уменьшается с высотой. В дальнейшем будем называть такое течение роторно-вихревым.

1. Турбулентность на подветренной стороне гор. При обтекании горных хребтов структура потока претерпевает, как правило, значительные изменения. Они вызываются деформацией потока при обтекании горы и образованием за ее подветренной стороной вихрей, т. е. турбулизацией той или иной части потока. Кроме того, вследствие неодинаковости степени нагрева различных частей хребта солнечной радиацией вблизи гор возникают значительные неоднородности в поле температуры, что в свою очередь приводит к усилению турбулентности. Возникающие вблизи хребта (главным образом у его подветренной стороны) турбулентные тела — «вихри», переносимые ветром на сравнительно большие расстояния, могут приводить к повышению турбулентности на значительном удалении от горного массива.

Интенсивность турбулентности за подветренной стороной гор

при прочих равных условиях увеличивается с ростом величины нормальной к оси хребта компоненты скорости ветра и крутизны склонов хребта (особенно с наветренной стороны). Это связано с тем, что оба эти фактора способствуют увеличению степени конвергенции ветра над хребтом, повышая тем самым турбулизацию набегающего на последний потока. Даже над таким, сравнительно пологим хребтом, как Сурамский на Северном Кавказе, возникающие в слое конвергенции вертикальные градиенты ветра могут превосходить, как показал А. Х. Хргиан, 5 м/сек на 100 м. Такие большие градиенты ветра должны приводить к интенсивной турбулентности в зоне конвергенции.

Факторами, усиливающими интенсивность турбулентности над горами и способствующими увеличению толщины турбулизированного слоя, является также термическая и динамическая неустойчивость набегающего на препятствие воздушного потока. Вместе с тем следует подчеркнуть, что при сильных ветрах наличие над горами инверсионных или изотермических слоев зачастую не препятствует интенсивному развитию атмосферной турбулентности. Горы вызывают заметную турбулизацию потока до высоты в два-три, а иногда и в четыре раза большую, чем высота препятствия.

При этом, согласно исследованиям С. М. Шметера, турбулентная зона, после того как она возникла под влиянием деформации потока, может смещаться по ветру относительно хребта в любую сторону.

Возможен даже своего рода «отрыв» турбулентной зоны от породившего ее хребта и снос потоком возмущенного участка атмосферы на десятки километров. Если температурная и ветровая стратификация потока находятся на грани неустойчивого равновесия, «оторвавшаяся» от препятствия область орографической турбулентности может обусловить развитие турбулентных движений, которые уже не будут иметь полностью орографического происхождения.

2. Горные (подветренные) волны. Подветренные волны образуются в тех случаях, когда ветер дует поперек хребта. Поэтому они наблюдаются главным образом там, где хребты ориентированы перпендикулярно направлению господствующих ветров. Длина подветренных волн обычно составляет несколько километров, а иногда достигает 25—30 км. Вниз по потоку за хребтом амплитуда волн довольно быстро убывает, так что чаще всего здесь можно обнаружить не более пяти—семи гребней. Вертикальные скорости воздуха в гребнях и долинах волн чаще всего не превосходят 3—5 м/сек. Однако в отдельных случаях они могут быть значительно большими; так, например, в волнах над Сьеррой-Невадой (Калифорния) были зарегистрированы вертикальные скорости, достигающие до 27 м/сек.

Высота распространения волн даже над сравнительно невы-

сокими горами очень велика. Так, в Северных Альпах в 1939 г. был произведен ряд полетов в горных волнах на планерах до высоты 9—10 км, в Калифорнии над Сьеррой-Невадой — до высоты 13—14 км и т. д. Такая высота не является предельной. Согласно Стермеру, даже над Скандинавией, где высота гор не превосходит 2,5 км, волны наблюдаются на высоте 22 км и более. Имеются сведения, что над Аляской в 1950 г. наблюдались на высотах 18—24 км перламутровые облака, напоминающие по форме облака, типичные для горных волн. Таким образом, над горными странами подветренные волны могут наблюдаться не только в тропосфере, но и в стратосфере.

Экспериментальные исследования показали, что для образования горных волн необходимо, чтобы атмосфера над горами была стратифицирована устойчиво, а скорость перпендикулярной к хребту компоненты ветра превосходила 5—10 м/сек. Если же ветер дует параллельно хребту, волны не образуются. Было установлено также, что образованию волн наиболее благоприятствует наличие в атмосфере над препятствием слоя, в котором наблюдается повышенная устойчивость (инверсия или изотермия).

Теоретическое исследование горных волн предпринималось многими исследователями. Учет бароклинности в задаче об обтекании гор был впервые произведен в цикле работ А. А. Дородницына, опубликованных в 1938—1950 гг. Аналогичные исследования за рубежом были произведены Скорером и др. В этих работах рассматривалось плоское стационарное обтекание хребта сжимаемой (бароклинной) идеальной жидкостью. В качестве исходных уравнений принимались уравнения движения, включая уравнение неразрывности, и уравнение переноса тепла в той или иной форме. Система этих уравнений линеаризировалась исходя из предположений о малости возмущений, вносимых неровностью рельефа. Решение производилось так называемым методом коротких волн, влиянием сил Кориолиса пренебрегалось.

Следует отметить, что линейная теория, как указывает Дородницын, пригодна лишь для сравнительно невысоких неровностей рельефа. Строго говоря, для ее применимости необходимо, чтобы высота горы была много меньше характерной длины $\zeta =$

$$= \frac{u}{\sqrt{g}} \sqrt{\frac{T}{\gamma_a - \gamma}}. \text{ В реальных атмосферных условиях } \zeta \text{ в большин-}$$

стве случаев имеет порядок 1—2 км, а значит, вообще говоря, линейная теория может использоваться лишь, если высота горы не превосходит нескольких сотен метров. Очевидно также, что если скорость ветра u мала, т. е. почти любое возмущение скорости сравнимо с u , то линейная теория практически неприменима. Однако, как показали наблюдения, качественные выводы из теории остаются правильными и для более высоких препятствий.

А. А. Дородницын рассматривал задачу об обтекании цилиндрического препятствия потоком, в котором скорость и направление ветра не меняются с высотой. Температурная стратификация предполагается устойчивой, причем температура линейно падает с высотой. Общее решение задачи для вертикального смещения h линий тока над препятствием дается формулой

$$h(s, z) = z^{-\alpha} \left[h_0(s) \chi_0(z) + \sum_1^{\infty} h_n(s) \chi_n(z) \right], \quad (6.26)$$

где

$$z = 1 - \frac{cy_{\infty}}{H}; \quad s = \frac{x}{H}; \quad \alpha = \frac{1}{2} \left[\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\gamma_a}{\gamma} - 1 \right]; \quad c = \frac{\gamma H}{T_0}.$$

Здесь H — толщина потока; y_{∞} — высота линий тока над основанием хребта; x — удаление от оси хребта; T_0 — температура воздуха у основания; $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$, где c_p и c_v — теплоемкость воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме; $h_0(s)$ суть аналитическое выражение для формы препятствия. Функции $\chi_n(z)$ ведут себя приблизительно как синусоиды и имеют несколько нулей в интервале $(z_0, 1)$.

Решение уравнения (6.26) позволяет сделать ряд качественных выводов о структуре и характеристиках подветренных волн. Их амплитуда должна уменьшаться с высотой в соответствии с множителем $z^{-\alpha}$. Слагаемое $h_0(s) \chi_0(z)$ описывает основную

картину обтекания, $\sum_1^{\infty} h_n(s) \chi_n(z)$ представляет волновое движение,

вызванное горой. Индекс n указывает на количество волновых систем, образующихся за хребтом. Значение n зависит от v и u . В реальных условиях n обычно не превосходит трех, т. е. за хребтом образуется система из трех волн различной длины и амплитуды. Отметим, что образование системы подветренных волн является следствием бароклинности атмосферы, поскольку число волн зависит от градиента температуры.

Длина возникающих волн λ и их амплитуда A зависят от формы препятствия $h_0(s)$ и величины $c = \frac{\gamma H}{T}$, т. е. от степени бароклинности атмосферы. С увеличением устойчивости атмосферы λ и A растут. Кроме того, для различных волновых систем длина волны и амплитуда быстро растут с n , т. е. с номером волны. Последнее обстоятельство особенно важно, поскольку в результате его картина течения на подветренной стороне хребта почти всегда определяется одной волновой системой. Наличие здесь других волн обычно вносит только некоторые количественные изменения.

Если препятствие в направлении ветра имеет длину, превос-

ходящую толщину потока, то качественная картина обтекания неровности задается выражением $h(s, z) = z^{-\alpha} h_0(s) \chi_0(z)$. В этом

случае роль $\sum_1^{\infty} h_n(s) \chi_n(z)$ невелика, т. е. волновые члены в решении (6.26) играют сравнительно малую роль. Наоборот, при очень узких препятствиях роль их становится превалирующей.

Уже говорилось о том, что $\chi_i(z)$ ($i=0, 1, \dots, n$) в интервале $(z_0, 1)$ несколько раз обращаются в нуль, а значит, в этих местах становится равным нулю и смещение линий тока h . Выше и ниже уровня $\chi_i=0$ h имеет различный знак, т. е. если говорить, например, об основной картине обтекания, даваемой χ_0 , то линии тока не на всех высотах следуют за рельефом местности. На некоторых уровнях линии тока «обращаются», т. е. там, где поверхность земли поднимается, поток опускается и наоборот, причем эта перемена может происходить несколько раз по всей толще потока. Теория и эмпирические данные показывают, что толщина слоев между уровнями «обращения» растет с увеличением скорости ветра почти линейно. Обращение линий тока над горой является следствием бароклинности атмосферы и наблюдается не только в «основной» картине обтекания, но и в подветренных волнах.

Основные выводы из теории Дородницына (обращение линий тока, зависимость амплитуды и длины волн от v и т. д.) хорошо подтверждаются материалами наблюдений. Однако эта теория не учитывает роли вертикального градиента ветра, который, как уже указывалось, часто оказывает значительное влияние на характер течения на подветренной стороне гор. Его роль была учтена Скорером, который рассмотрел идеальный, устойчивый, ламинарный и изэнтропический поток, учитывая изменение с высотой температуры и скорости ветра. Вращением Земли пренебрегалось, так как длинные волны не рассматривались. После ряда упрощений было получено волновое уравнение в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \left(\frac{g}{c^2} + \beta \right) \frac{\partial \psi}{\partial z} + \left(\frac{g\beta}{u^2} - \frac{1}{u} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - k^2 \right) \psi = 0, \quad (6.27)$$

где u — горизонтальная скорость невозмущенного потока, ψ — функция тока возмущения, g — ускорение силы тяжести, $\beta = \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$, θ — потенциальная температура, c — скорость звука, k — волновое число, z — высота.

Уравнение (6.27) характеризует изменение с высотой возмущения, если предположить, что по горизонтали оно имеет гармонический характер. Пренебрегая в (6.27) членом с $\frac{\partial \psi}{\partial z}$, влияние которого мало, получаем

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + (l^2 - k^2) \psi = 0, \quad (6.28)$$

где

$$I^2 = \frac{g\beta}{u^2} - \frac{1}{u} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}.$$

Величина I^2 , как показывает теория, играет роль критического параметра, характер вертикального изменения которого позволяет судить о возможности существования подветренных волн за горным препятствием. Для существования волн требуется, чтобы I^2 убывала с высотой, что в подавляющем большинстве случаев равносильно увеличению с высотой скорости ветра. Если I^2 с высотой увеличивается, теория Скорера не позволяет определить характер течения. Результаты, полученные Скорером, в настоящее время широко используются в США при прогнозе подветренных волн.

Исследования зависимости амплитуды подветренных волн от различных факторов, проведенные Корби и Валлингтоном, показали, что амплитуды подветренных волн могут изменяться в весьма широких пределах даже в тех потоках, которые характеризуются одинаковым вертикальным профилем I^2 . Волны с большой амплитудой теоретически более вероятны в потоках, внутри которых имеется тонкий слой с повышенной устойчивостью, т. е. в тех случаях, когда в потоке имеются изотермические или инверсионные слои. Наличие в приземном слое сверхadiaбатических градиентов приводит к уменьшению амплитуды волн и к увеличению их длины.

§ 6. Турбулентность в области инверсий, тропопаузы и фронтальных разделов

Если около поверхности раздела в нижнем слое воздуха температура воздуха T_1 , а в верхнем T_2 ($T_2 > T_1$), причем скорости потока равны в этих слоях соответственно $\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$, то около поверхности раздела возникают волны, длина которых равна, согласно Д. Л. Лайхтману,

$$\lambda = \frac{\pi}{2g} \Delta v \frac{T_1 + T_2}{\sqrt{\Delta T^2 + \frac{\beta (\Delta v)^2}{4g^2} T_1 T_2 (4g - \beta (\Delta v)^2)}}, \quad (6.29)$$

причем

$$\Delta v = |\bar{v}_2 - \bar{v}_1|, \quad \Delta T = T_2 - T_1, \quad \beta = \frac{d \ln \theta}{dz} = \frac{2(\gamma_a - \gamma)}{T_1 + T_2}.$$

Формула (6.29) верна, если с обеих сторон от поверхности раздела градиенты температуры одинаковы ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$). Из нее видно, что длина волны растет с увеличением скачка ветра Δv и с уменьшением скачка температуры ΔT . Кроме того, поскольку $\beta (\Delta v)^2 \ll g$, увеличение термической устойчивости приводит

к уменьшению λ . В реальных условиях λ изменяется от нескольких сотен метров до 5—7 км.

Если λ становится меньше $\lambda_{кр}$,

$$\lambda_{кр} = \frac{\pi (\Delta v)^2}{g} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \frac{\bar{\beta} (\Delta v)^2}{g}}}, \quad (6.30)$$

то волна становится неустойчивой, ее амплитуда начинает расти и волновое движение перерождается в систему турбулентных вихрей. Из формулы (6.30) следует, что при прочих равных условиях $\lambda_{кр}$ будет тем больше (т. е. область неустойчивости тем шире), чем меньше ΔT и чем больше Δv .

Л. С. Гандин предложил для оценки устойчивости волн параметр Γ , определяемый формулой

$$\Gamma = \frac{\bar{T}^2}{g} \bar{\beta} \left(\frac{\Delta v}{\Delta T} \right)^2.$$

Этот параметр описывает влияние статической устойчивости на динамическую. Можно показать, что

$$\lambda_{кр} = \lambda_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \Gamma}}, \quad (6.31)$$

где $\lambda_0 = \frac{\pi \bar{T}}{g} \frac{\Delta v^2}{\Delta T}$; при $\Gamma \leq -1$ имеет место абсолютная динамическая неустойчивость, т. е. неустойчивость возмущений всех длин волн. То же имеет место, если $\Delta T \leq 0$.

Приведенные выше формулы были получены для строго горизонтальных поверхностей раздела. Однако, поскольку фронты в атмосфере и тропопауза имеют обычно небольшой наклон, можно использовать (6.30) и (6.31) для оценки возможности возникновения турбулентности на фронтах, тропопаузе и т. д. При рассмотрении устойчивости волн на фронтальных разделах Γ и λ_0 можно выразить через угол наклона фронта α

$$\Gamma = \frac{\bar{\beta} g}{l^2} \operatorname{tg}^2 \alpha, \quad (6.32)$$

$$\lambda_0 = \frac{\pi g}{l^2} \frac{\Delta T}{\bar{T}} \operatorname{tg}^2 \alpha,$$

где l — параметр Кориолиса.

Л. С. Гандин указывает, что устойчивость волн заданной длины зависит от направления их распространения. Критическая длина волны максимальна для волн, распространяющихся в направлении векторной разности основных потоков, и равна нулю для волн, распространяющихся в перпендикулярном направлении. Это означает, что по отношению к волнам, распространяющимся в направлении векторной разности основных по-

токов, имеет место наибольшая неустойчивость, а по отношению к волнам, распространяющимся в перпендикулярном направлении, — абсолютная устойчивость.

Как известно, перпендикулярная к фронту составляющая скорости ветра испытывает сравнительно небольшой разрыв, вследствие чего направление векторной разности скоростей ветра по обе стороны фронта близко к направлению фронта. Поэтому проявление неустойчивости наибольшее у волн, распространяющихся вдоль фронта. Отметим, что при потере волнами у поверхностей раздела устойчивости, толщина турбулизированного слоя равна

$$\Delta H_T = \frac{2}{\beta + g \frac{\Delta T}{T} \frac{1}{\left(\frac{\Delta u}{2}\right)^2}}. \quad (6.33)$$

По исследованиям А. А. Решиковой, турбулентность внутри зоны атмосферных фронтов развита гораздо слабее, чем непосредственно над границами фронтальной зоны и под ними. Отметим также, что турбулентность обычно повышена и в слое толщиной в несколько сотен метров под тропопаузой.

§ 7. Мезоструктура поля ветра

Мезонеоднородностями в полях метеорологических элементов, например ветра, называются те неоднородности их структуры, линейные размеры которых составляют десятки километров.

Рассмотрение поля изотак, т. е. линий, соединяющих точки с одинаковой скоростью ветра на вертикальных разрезах атмосферы, показывает, что на фоне общего переноса почти всегда наблюдаются локальные максимумы и минимумы скорости ветра. Это хорошо видно, например, на рис. 6.2. Отклонение скорости ветра от среднего значения в рассматриваемом случае достигало ± 35 км/час, а направления ветра $\pm 30^\circ$. В зонах сравнительно больших скоростей ветра наблюдаются меньшие флуктуации направления ветра, чем в зонах с малыми скоростями.

Локальные мезонеоднородности представляют собой сплюснутые струйки различных сечений. Их распределение в потоке зависит от характера и общей структуры воздушного течения; они, в частности, различны для областей с конвергенцией и дивергенцией течения и т. д.

Для иллюстрации особенностей такой мезоструктуры поля ветра рассмотрим результаты двух летних экспериментов, проведенных на высотах 7—10 км. Один эксперимент был проведен в зоне конвергенции воздушных течений, второй — в зоне дивер-

генции. Из рис. 6.3 видно, что в зоне конвергенции поле ветра отличалось в общем простой структурой. Турбулентность наблюдалась в слоях с большими вертикальными градиентами скорости ветра. Совсем другой характер поля скорости ветра наблюдался в области дивергенции воздушных течений (рис. 6.4). Здесь отмечалось чередование «ядер» с максимумами и минимумами скорости ветра. Размеры этих ядер 10—50 км.

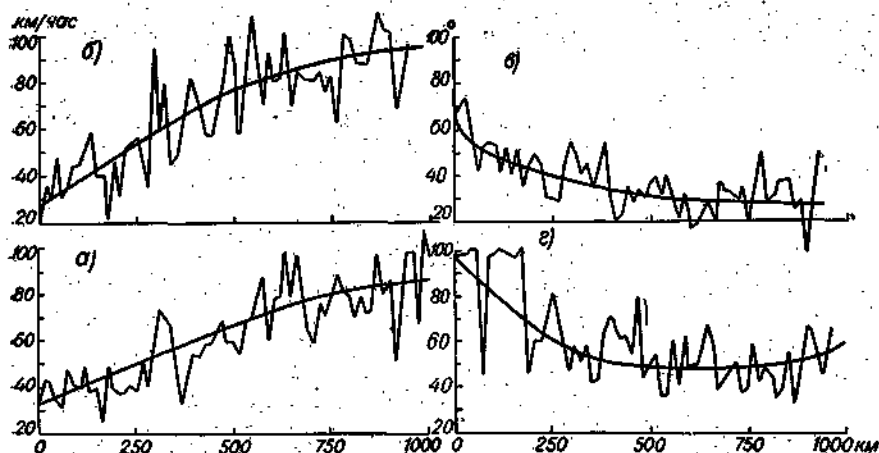


Рис. 6.2. Флуктуации скорости (а, б) и направления (в, г) ветра на высотах 8 км (а, в) и 9 км (б, г). Москва—Уральск. 6 июня 1961 г.

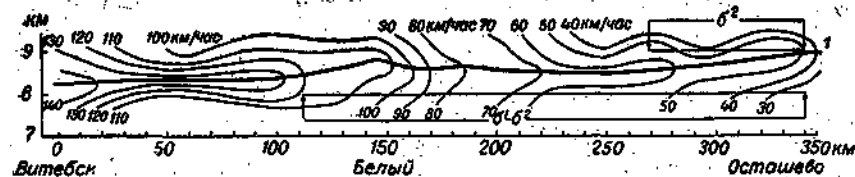


Рис. 6.3. Вертикальный разрез поля скорости ветра в зоне конвергенции воздушных течений.

1 — уровень максимальной скорости ветра; б¹ — слабая, б² — умеренная турбулентность.

Как известно из аэродинамики, даже незначительное сужение действует стабилизирующе на ламинарное течение, т. е. при прочих равных условиях критическое число Рейнольдса повышается по сравнению с критическим числом для несужающегося течения. При слабо расширяющихся стенках, наоборот, турбулентное течение возникает при меньшем критическом числе Рейнольдса. При увеличении угла раствора стенок аэродинамической трубы возникает возвратное течение и происходит отрыв

жидкости от стенок, но не с обеих сторон одновременно, а всегда только с одной.

Н. З. Пинус показал, что участки с дивергенцией потока в свободной атмосфере в некоторой степени подобны течению в расширяющихся трубах, но с очень малым трением на границах. Следовательно, здесь можно ожидать благоприятных условий для возникновения возвратного течения. Из решений уравнений движения вязкой жидкости в диффузоре вытекает, что при числах Рейнольдса $Re > Re_{\text{макс}}$ должна нарушаться симметрия течения относительно оси диффузора и, кроме того, скорость может здесь иметь несколько максимумов и минимумов. Если

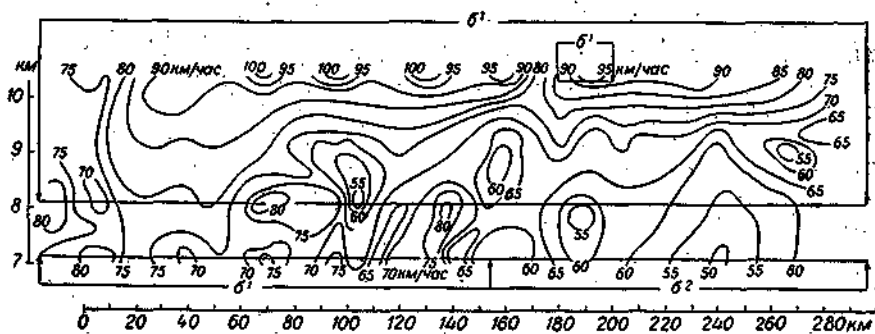


Рис. 6.4. Вертикальный разрез поля скорости ветра в зоне дивергенции воздушных течений.

δ^1 — слабая, δ^2 — умеренная турбулентность.

$Re > Re_{\text{макс}}$, то число чередующихся максимумов и минимумов возрастает неограниченно и течение делается вообще неустойчивым, т. е. турбулентным.

В свободной атмосфере числа Рейнольдса всегда достаточно велики, и в зонах дивергенции потока мезонеоднородность поэтому очень резко выражена.

§ 8. Временные и пространственные изменения коэффициента турбулентности

Коэффициент турбулентности, входящий в уравнения движения, характеризует интенсивность турбулентности. Он введен по аналогии с коэффициентами вязкости, диффузии и температуропроводности, употребляемыми в кинетической теории газов, для оценки турбулентного обмена количества движений, тепла и т. д. Это допустимо лишь формально, так как молекулярная вязкость — это свойство жидкости или газа, которое проявляется даже тогда, когда жидкость или газ покоятся. Между тем турбулентная вязкость может проявляться лишь в том случае, если

имеется какое-то течение жидкости или газа, и поэтому она не является свойством жидкостей или газов как таковых.

Поток количества движения τ , тепла Q или водяного пара q вдоль направления n можно описать следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\tau &= \rho k \frac{\partial \vec{c}}{\partial n} = A \frac{\partial \vec{c}}{\partial n}, \\ Q &= \rho k \frac{\partial \theta}{\partial n} = A \frac{\partial \theta}{\partial n}, \\ q &= \rho k \frac{\partial q}{\partial n} = A \frac{\partial q}{\partial n},\end{aligned}\quad (6.34)$$

где $\vec{c}$ — вектор скорости, ρ — плотность воздуха, θ — потенциальная температура, а $A = \rho k$ — коэффициент турбулентного обмена. Отсюда видно, насколько важно знать величину коэффициента турбулентности и закономерности его изменений. Годовой ход коэффициента турбулентности и его зависимость от высоты приведены в табл. 54.

Таблица 54

Зависимость k м²/сек от высоты и времени года
(по П. А. Воронцову)

Сезон	Высота, м			
	2	100	200	300
Лето	—	27,2	20,2	20,6
Осень	1,0	26,1	24,0	18,8
Зима	0,88	33,1	29,5	29,9
Весна	1,2	31,8	28,0	31,0

Из этой таблицы видно, что во все сезоны года наибольшие изменения k с высотой наблюдаются в слое от поверхности Земли до высоты примерно 100 м. На больших высотах изменения незначительны. Сравнительно малы изменения k от сезона к сезону. На рис. 6.5 приведены типичные вертикальные профили коэффициента турбулентности в зависимости от особенностей вертикальных профилей скорости ветра и температуры воздуха. Профиль 1 соответствует случаям, когда температура воздуха с высотой падает, а скорость ветра растет; профиль 2 — приземной инверсии температуры и росту скорости ветра с высотой, профиль 3 — наличию приподнятой инверсии температуры и уменьшению скорости ветра с высотой, профиль 4 — наличию приземной инверсии и уменьшению скорости ветра с высотой.

Величина k может претерпевать значительные пространственные и временные изменения. Это хорошо видно из рис. 6.6, на

котором дано пространственное распределение, полученное по данным самолетных измерений, проведенных над равнинной местностью.

Из рис. 6.6 видно, что особенно сложна структура поля турбулентных движений в слое атмосферы до высоты 0,3—0,4 км. Здесь имеется много локальных очагов (ядер) с усиленной турбулентностью, где $k > 30—40 \text{ м}^2/\text{сек}$, рядом с которыми расположены зоны со слабой турбулентностью ($k < 10 \text{ м}^2/\text{сек}$). Около высоты 0,4—0,5 км турбулентность почти повсюду ослабевает, но в подынверсионной области наблюдаются локализованные очаги более сильной турбулентности, которые, возможно, образовались при потере устойчивости волновых возмущений, которые могли образоваться на границе инверсионного слоя, отмеченного на этой высоте. Внутри инверсионного слоя турбулентность развита слабо.

Очаговая структура турбулентных зон наблюдается и при слабых ветрах, но сравнительно больших вертикальных градиентах температуры. Размер очагов

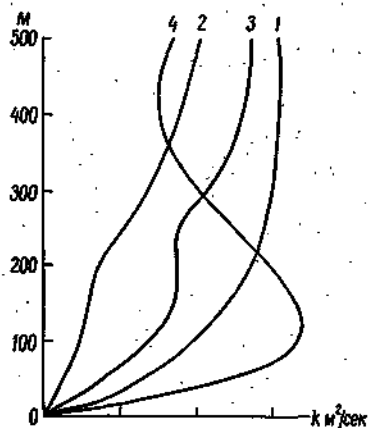


Рис. 6.5. Вертикальные профили коэффициента турбулентности (по П. А. Воронцову).

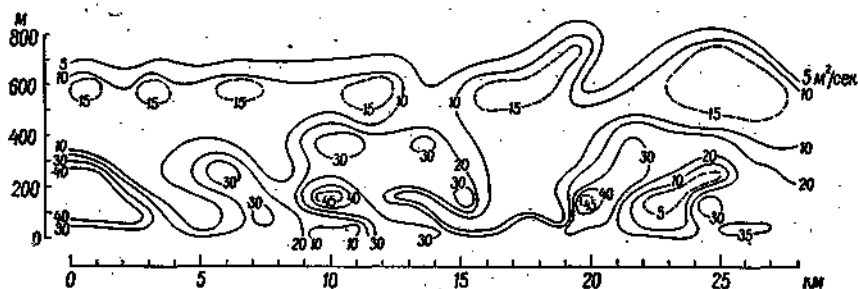


Рис. 6.6. Вертикальный разрез поля коэффициента турбулентности над равнинной местностью.

интенсивной турбулентности внутри турбулентной зоны меняется от 50—100 м по вертикали и 1—2 км по горизонтали до 300—500 м по вертикали и 4—5 км по горизонтали. Характер распределения их в пространстве указывает на то, что распространение турбулентности по вертикали происходит не сразу повсеместно,

а осуществляется путем «прорыва» вверх отдельных ядер со сравнительно высокой интенсивностью турбулентности в них.

Значения K в этих ядрах при безоблачном небе и неустойчивой термической стратификации могут достигать 80—100 м²/сек; в среднем для площадки протяженностью 25—30 км $K=5$ —20 м²/сек.

§ 9. Вертикальное распределение интенсивности турбулентных пульсаций

Интенсивность турбулентных пульсаций компонентов скорости ветра подробно изучена для приземного подслоя воздуха. Если в качестве характеристик относительной интенсивности пульсаций (порывистости) принять величины

$$\psi_x = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}, \quad \psi_y = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{\bar{v}} \quad \text{и} \quad \psi_z = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{\bar{w}},$$

то оказывается, что для короткопериодических флуктуаций на высоте 2 м справедливо соотношение $\psi_x : \psi_y : \psi_z = 1,0 : 1,5 : 0,75$, т. е. на этой высоте турбулентные образования (вихри) анизотропны. С высотой эти соотношения изменяются, и уже на высоте около 25 м ψ_x , ψ_y и ψ_z почти равны друг другу и наблюдается изотропия. Приведенные данные позволяют по измеренным значениям пульсаций одной из компонент скорости ветра судить о величине пульсаций других компонент. Анизотропия турбулентности с масштабами от нескольких десятков до нескольких сотен метров наблюдается до высоты 2 км и более. По данным Р. Нотсона, на высоте 2 км $\sqrt{\overline{u'^2}} : \sqrt{\overline{v'^2}} : \sqrt{\overline{w'^2}} = 1 : 1,10 : 0,80$.

Величина пульсационных скоростей зависит не только от высоты, но и от степени термической устойчивости атмосферы. С увеличением степени термической устойчивости уменьшается величина пульсаций вертикальной и горизонтальной компонент потока. В инверсионных слоях пульсационные скорости очень малы и $\psi_x = 0,01 \div 0,02$. При неустойчивой стратификации ($\gamma > 1^\circ/100$ м) в среднем величина ψ_x равна 0,22 на высоте 3 м и убывает до 0,15 на высоте 300 м. При этом с ростом неустойчивости пульсации вертикальной компоненты ветра растут быстрее, чем пульсации горизонтальной компоненты.

Интенсивность нисходящих и восходящих пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра в нижнем километровом слое атмосферы зависит от ее термической устойчивости. По данным П. А. Воронцова, Н. М. Галаджина и А. Р. Константинова, в инверсиях и изотермиях интенсивность нисходящих пульсаций больше интенсивности восходящих, а при неустойчивой термической стратификации интенсивность нисходящих пульсаций меньше интенсивности восходящих.

Из-за зависимости ψ от γ вертикальный профиль ψ может иметь изломы, т. е. значения могут увеличиваться и уменьшаться с высотой. В среднем же в тропосфере величина ψ с высотой убывает. По данным Н. З. Пинуса и Л. В. Щербаковой, зависимость ψ от высоты в среднем можно описать эмпирической формулой

$$\psi_x(z) = cz^{-0,5}, \quad (6.35)$$

где z — высота в км, а c — постоянная, зависящая от местных условий; для равнинных условий ее величина заключена в пределах 5—15.

В верхней тропосфере под тропопаузой, и особенно под уровнем максимального ветра, интенсивность турбулентности возрастает и значения ψ могут достигать здесь 0,15—0,20, т. е. они близки к величине ψ у поверхности Земли при неустойчивой стратификации атмосферы.

§ 10. Статистическое описание атмосферной турбулентности

Как уже говорилось, движения воздуха в атмосфере из-за их турбулентного характера можно описать с помощью статистических (вероятностных) соотношений, считая, что мгновенные изменения скорости и направления ветра являются случайными функциями координат (x, y, z) и времени (t) .

Остановимся вначале на некоторых особенностях случайных функций. Если, например, рассматривать изменение продольной компоненты скорости ветра $u(t)$ в какой-нибудь заданной точке, то вследствие турбулентного характера движения $u(t)$ будет случайной функцией времени. Если измерить изменение значений этой функции в течение множества равных отрезков времени, то для каждого из них кривая $u(t)$ является так называемой реализацией случайной функции. Если аргумент случайной функции t может принимать в заданном интервале (конечном или бесконечном) любые значения, то $u(t)$ называют случайным процессом. Если же t может принимать лишь определенные дискретные значения, то говорят о так называемой случайной последовательности.

Наиболее простыми статистическими характеристиками случайной функции являются ее среднее значение

$$\bar{u}(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(t), \quad (6.36)$$

где N — число измерений, и дисперсия

$$\sigma^2(u') = \overline{[u_i(t) - \bar{u}(t)]^2}. \quad (6.37)$$

Черта сверху означает осреднение по всей совокупности реализаций $u(t)$.

Два семейства реализаций какого-либо случайного процесса могут иметь близкие значения средних величин и дисперсий, но различаться по своему характеру. Поэтому для выявления внутренней структуры случайных процессов этих характеристик недостаточно и обычно используется также понятие корреляционной функции

$$B(t_1, t_2) = \overline{[u(t_1) - \overline{u(t_1)}][u(t_2) - \overline{u(t_2)}]}. \quad (6.38)$$

Корреляционная функция обращается в нуль, если величины $u(t_1) - \overline{u(t_1)}$ и $u(t_2) - \overline{u(t_2)}$ статистически независимы, т. е. когда флуктуации величин $u(t)$ в моменты времени t_1 и t_2 не связаны друг с другом. Таким образом, корреляционная функция $B(t_1, t_2)$ характеризует взаимную связь между флуктуациями величины одного и того же элемента $u(t)$ в различные моменты времени.

Очевидно, что если $t_1 = t_2$, то корреляционная функция превращается в дисперсию случайной величины. При анализе случайных процессов удобно вместо корреляционной функции $B(t_1, t_2)$ использовать нормированную корреляционную функцию

$$R(t_1, t_2) = \frac{B(t_1, t_2)}{\sigma_u(t_1) \sigma_u(t_2)}, \quad (6.39)$$

где $\sigma_u(t_1)$ и $\sigma_u(t_2)$ — средние квадратические отклонения случайной функции в моменты t_1 и t_2 . Очевидно, если $t_1 = t_2$, то $R(t_1, t_2) = 1$.

Практическое вычисление и анализ корреляционных функций существенно упрощаются, если рассматриваются стационарные случайные процессы, т. е. такие процессы, для которых величина $B(t_1, t_2)$ не зависит от аргументов t_1 и t_2 в отдельности, а только от модуля их разности $\Delta t = |t_1 - t_2|$. Практически это означает, что средняя скорость турбулизированного потока является величиной постоянной, не зависящей от времени.

В действительности такое состояние поля скорости ветра наблюдается редко; чаще имеет место усиление или ослабление средней скорости ветра со временем. В этом случае трудно отделить изменение среднего значения скорости ветра от медленных флуктуаций скорости ветра. Для описания такого рода полей А. Н. Колмогоров предложил использовать понятие случайной функции со стационарным приращением. Смысл введения этой функции состоит в том, что когда $u(t)$ представляет собой нестационарную случайную функцию, т. е. когда $\overline{u(t)}$ меняется с течением времени, то можно рассматривать вместо $\overline{u(t)}$ другую функцию

$$u(\tau) = u(t + \tau) - u(t); \quad (6.40)$$

где τ является интервалом времени, в течение которого медлен-

ные изменения $u(t)$ не влияют на значения функции $u(\tau)$. Поэтому можно считать, что функция $u(\tau)$ является хотя бы приближенно стационарной функцией времени. В этом случае функцию $u(t)$ называют случайной функцией со стационарным приращением. Корреляционную функцию можно представить в виде

$$B_{\tau}(t_1, t_2) = \overline{u_{\tau}(t_1) u_{\tau}(t_2)} = \frac{1}{2} \{ \overline{[u(t_1 + \tau) - u(t_2)]^2} + \overline{[u(t_1) - u(t_2 + \tau)]^2} - \overline{[u(t_1 + \tau) - u(t_2 + \tau)]^2} - \overline{[u(t_1) - u(t_2)]^2} \}. \quad (6.41)^*$$

Таким образом, $B_{\tau}(t_1, t_2)$ выражается через линейную комбинацию функций

$$D_{\tau}(t_1, t_2) = \overline{[u(t_1) - u(t_2)]^2}. \quad (6.42)$$

Эта функция от аргументов t_1 и t_2 , где t_1 и t_2 принимают значения $t_1 + \tau, t, t_2, t_2 + \tau$, называется структурной функцией случайного процесса и является достаточно простой характеристикой случайного процесса со стационарным приращением. Она характеризует интенсивность тех флуктуаций, периоды которых меньше τ или сравнимы с ним. Чтобы $B_{\tau}(t_1, t_2)$ зависела только от $t_1 - t_2$, достаточно, чтобы $D_{\tau}(t_1, t_2)$ зависела от этой разности, т. е. чтобы выполнялось равенство $D_{\tau}(t_1, t_2) = D_{\tau}(t_1 - t_2)$.

Функция $D_{\tau}(\tau)$ может быть построена и для обычных стационарных функций, которые, естественно, являются частным случаем функций со стационарным приращением. Если $u(t)$ — стационарная случайная функция со средним значением, равным нулю (это чаще всего имеет место для функции $w(t)$), то

$$D_{\tau}(\tau) = \overline{[u(t + \tau) - u(t)]^2} = \overline{[u(t + \tau)]^2} + \overline{[u(t)]^2} - 2 \overline{u(t + \tau) u(t)}.$$

Из условий стационарности функции $u(t)$ следует, что $\overline{[u(t)]^2} = \overline{[u(t + \tau)]^2}$, а

$$D_{\tau}(\tau) = 2 [B_{\tau}(0) - B_{\tau}(\tau)]. \quad (6.43)$$

Очевидно, что если $B_{\tau}(\infty) = 0$, то $D_{\tau}(\infty) = 2B_{\tau}(0)$. Это соотношение позволяет выразить корреляционную функцию $B_{\tau}(\tau)$ через структурную функцию

$$B_{\tau}(\tau) = \frac{1}{2} D_{\tau}(\infty) - \frac{1}{2} D_{\tau}(\tau). \quad (6.44)$$

* Это выражение для корреляционной функции приращений можно получить, если воспользоваться тождеством

$$(a-b)(c-d) = \frac{1}{2} [(a-d)^2 + (b-c)^2 - (a-c)^2 - (b-d)^2].$$

Использование этого выражения, дающего связь между корреляционной и структурной функциями, удобно тем, что структурную функцию значительно проще вычислить из-за меньшего объема необходимых при этом расчетов, а по ней весьма просто получить корреляционную функцию.

Для стационарных случайных функций $u(t)$ существуют разложения в интегралы Фурье. В частности, нормированная корреляционная функция может быть представлена в виде стохастического (случайного) интеграла Фурье—Стилтьеса со случайными комплексными амплитудами

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} S(\omega) d\omega = 2 \int_0^{\infty} S(\omega) \cos \omega\tau d\omega, \quad (6.45)$$

где $S(\omega)$ — спектральная плотность стационарной случайной функции, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — частота, T — период.

А. Хинчин показал, что для стационарных случайных процессов $R(\tau)$ и $S(\omega)$ сопряжены, по Фурье, и поэтому

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau} R(\tau) d\tau = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega\tau d\tau. \quad (6.46)$$

Полагая в (6.46) $\tau=0$ и учитывая, что $R(0)=1$, имеем

$$\int_0^{\infty} S(\omega) d\omega = 1,$$

т. е. полная площадь, ограниченная графиком нормированной спектральной плотности в координатах $S(\omega)$ и ω , равна единице, а для ненормированной спектральной плотности — дисперсии случайной функции.

Связь между структурной функцией и спектральной плотностью определяется выражением

$$D_{\tau}(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} (1 - \cos \omega\tau) S(\omega) d\omega. \quad (6.47)$$

Так как $S(\omega)$ представляет собой спектральную плотность энергии единицы массы, то в теории турбулентности ее называют спектральной плотностью распределения энергии, или энергетическим спектром; она описывает распределение энергии турбулентных движений по частотам ω . Совершенно очевидно, что $S(\omega)$ не может иметь отрицательных значений.

До сих пор рассматривались корреляционные и структурные функции, описывающие особенности изменений турбулентных движений во времени. Все рассмотренные выше понятия справедливы также для описания турбулентных движений в функции

координат. В этом случае понятие стационарности заменяется понятием однородности случайного поля турбулентных движений. Для случайного поля $u(r)$ также могут быть определены среднее значение $\overline{u(r)}$, дисперсия и корреляционная функция

$$B(r_1, r_2) = [\overline{u(r_1) - u(r_1)}] [\overline{u(r_2) - u(r_2)}]. \quad (6.48)$$

Случайное поле называется однородным, если его среднее значение постоянно, а корреляционная функция не меняется при одновременном смещении пары точек r_1 и r_2 всей реализации в каком-то направлении на одну и ту же величину, т. е. если $\overline{u(r)} = \text{const}$,

$$B(r_1, r_2) = B(r_1 + r_0, r_2 + r_0).$$

Если считать, что $r_0 = -r_2$, тогда в однородном поле $B(r_1, r_2) = B(r_1 - r_2, 0)$. Это значит, что в однородном поле $B(r_1, r_2) = B(r_1 - r_2)$. Аналогично можно ввести понятие однородности и для структурной функции и получить такие же зависимости, как и для стационарной функции случайного процесса.

Однородное случайное поле называется изотропным, если $B(r)$ зависит лишь от расстояния между точками наблюдения и не зависит от направления.

Между временными и пространственными корреляционными функциями существует приближенное равенство, основанное на гипотезе о так называемой замороженной турбулентности. Сущность ее состоит в том, что индивидуальные изменения турбулентных возмущений (вихрей), переносимых средним потоком, малы. Поэтому изменение характеристик турбулентных движений в фиксированной точке можно рассматривать как результат переноса через эту точку со скоростью среднего ветра $\bar{v}$ и без искажений совокупности турбулентных возмущений (вихрей), расположенных вверх по течению вдоль прямой, проходящей через фиксированную точку параллельно направлению среднего ветра. В соответствии с этим предположением переход от временных функций к пространственным осуществляется через выражение $\Delta r = \bar{v}\tau$. При исследованиях временных корреляционных функций такой переход облегчает выявление роли масштабов турбулентных возмущений и делает корреляционные функции сравнимыми.

На рис. 6.7 даны графики двух типичных нормированных корреляционных функций. Первую из них можно аппроксимировать выражением

$$R(\tau) = R_0 e^{-\alpha\tau}. \quad (6.49)$$

Спектральная плотность, соответствующая этой корреляционной функции,

$$S(\omega) = \frac{R_0 \alpha}{\pi(\alpha^2 + \omega^2)}. \quad (6.50)$$

По мере уменьшения α корреляционная функция будет убывать все медленнее, а в спектре распределения энергии будет возрастать вклад малых частот, т. е. возмущений более крупных масштабов. С увеличением α , наоборот, корреляционная функция будет убывать быстрее и одновременно на кривой спектральной плотности будет увеличиваться удельный вес высоких частот (возмущений меньших масштабов). Из (6.50) следует, что спектральная плотность приближенно обратно пропорциональна ω^2 .

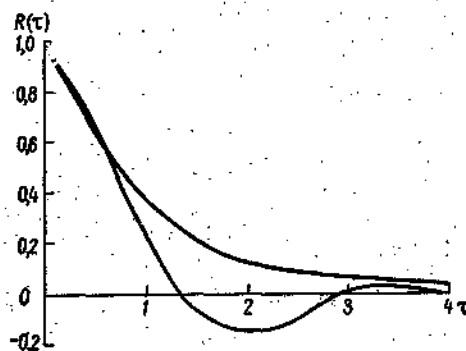


Рис. 6.7. Типичные нормированные корреляционные функции.

Время τ_0 , в течение которого происходит заметный спад корреляционной функции до величины 0,5 или, скажем, 0,1 от ее величины при $\tau=0$, называется временем корреляции. Если α определяется из экспериментальных данных, то $\tau_0 = \frac{1}{\alpha}$. Это справедливо и для пространственной корреляционной функции, но тогда говорят не о времени, а о радиусе корреляции.

Вторая кривая на рис. 6.7, имеющая вид затухающих колебаний, может быть аппроксимирована выражением

$$R(\tau) = R_0 e^{-\alpha\tau} \cos \beta\tau. \quad (6.51)$$

Этой корреляционной функции соответствует спектральная плотность

$$S(\omega) = \frac{R_0 \alpha}{\pi} \frac{\omega^2 + \alpha^2 + \beta^2}{(\omega^2 - \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2}. \quad (6.52)$$

Корреляционная функция проходит через нуль при $\cos \beta\tau = 0$. Следовательно,

$$\beta\tau = \frac{\pi}{2} + n\pi \quad (n=0, 1, 2, \dots).$$

Первое прохождение через $R(\tau) = 0$ дает возможность определить величину β через время корреляции τ_0 :

$$\beta = \frac{\pi}{2\tau_0}.$$

Зная величину τ_0 и β , можно определить α .

Вид кривой спектральной плотности, описываемой выражением (6.52), зависит от соотношения параметров α и β . При сравнительно малых значениях α в случайной функции преобладают колебания и она близка к периодическим колебаниям частоты β со случайной амплитудой и фазой. В кривой спектральной плотности преобладает вклад частот, близких к β . При сравнительно больших значениях α преобладает убывание по закону $\exp(-\alpha\tau)$ и вид кривой спектральной плотности по внешнему виду приближается к кривой спектральной плотности, описываемой выражением (6.50).

В заключение укажем, что для области турбулентных движений, для которых справедлив «закон двух третей», спектральная плотность и частота связаны «законом минус пять третей»

$$S(\omega) \approx \varepsilon^{2/3} \omega^{-5/3}, \quad (6.53)$$

где ε — скорость диссипации турбулентной энергии.

§ 11. Статистические характеристики флуктуаций компонент скорости ветра

Спектр атмосферных движений можно условно разделить на четыре интервала:

1) область возмущений больших масштабов (или очень малых частот), наблюдаемых в осредненных полях воздушных течений;

2) интервал макротурбулентных возмущений (вихрей), в котором содержится почти вся энергия турбулентности;

3) инерционный интервал турбулентных возмущений (вихрей), в котором турбулентность определяется доминирующим влиянием сил инерции, внутри которого кинетическая энергия больших вихрей передается без потерь более мелким вихрям; спектральная плотность турбулентной энергии в этом интервале описывается «законом минус пять третей».

4) интервал диссипации, к которому относятся возмущения столь малых масштабов (больших частот), что в нем турбулентная энергия диссипирует в тепловую под действием молекулярной вязкости.

Так как в области малых масштабов вся кинетическая энергия турбулентности переходит в тепловую, то скорость переноса энергии от вихрей больших масштабов к меньшим внутри инерционного интервала приравняется к скорости диссипации ε .

Очевидно, что скорость переноса энергии по спектру внутри этого интервала должна быть одинаковой для всех частот.

Наиболее подробно исследованы флуктуации компонент скорости ветра в инерционном интервале, наблюдаемые в приземном слое воздуха. В Институте физики атмосферы АН СССР получены частотные спектры и зависимости между радиусами

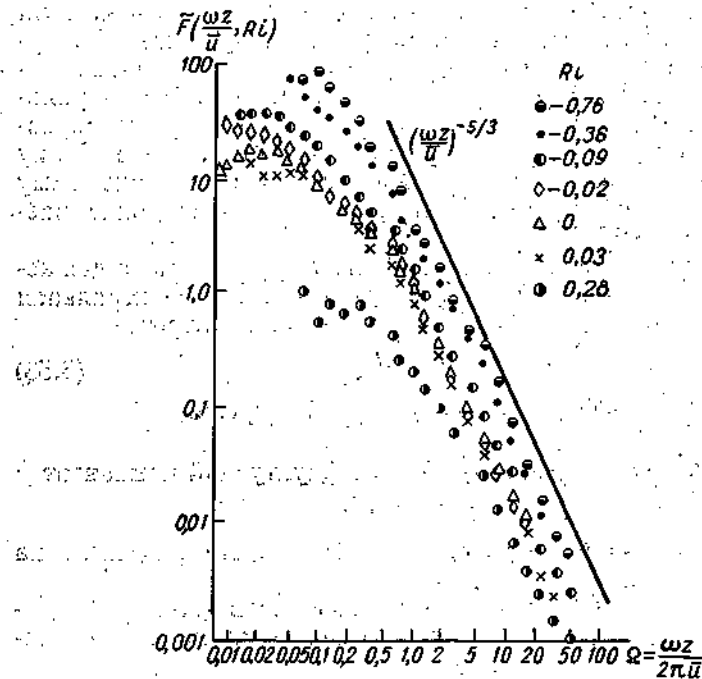


Рис. 6.8. Спектральная плотность вертикальной составляющей скорости ветра при различных числах Ri (по А. С. Гурвичу).

корреляции, размерами вихрей и степенью термической устойчивости воздуха. Спектры охватывают масштабы возмущений примерно от 1 до 400 м. На рис. 6.8 приведены спектральные плотности (в безразмерных координатах) вертикальной компоненты скорости ветра при различной термической и ветровой стратификации, оцениваемой величиной числа Ричардсона. Наклонная прямая на этом рисунке характеризует изменения спектральной плотности, соответствующие «закону минус пять третей». Из рисунка видно, что отклонение от этого закона, заключающееся в том, что показатель степени в степенном законе для спектральной плотности по абсолютной величине меньше $5/3$, становится

заметным для малых частот, т. е. больших масштабов возмущений. Место излома зависит от числа Ричардсона. С увеличением числа Ri место излома кривой спектральной плотности сдвигается в область меньших частот.

1. Спектральные характеристики флуктуаций горизонтальной компоненты скорости ветра в тропосфере. Измерения флуктуаций скорости ветра, проведенные в ЦАО на привязных и автоматических аэростатах и самолетах, позволили получить статистические характеристики этих флуктуаций. Примеры наиболее

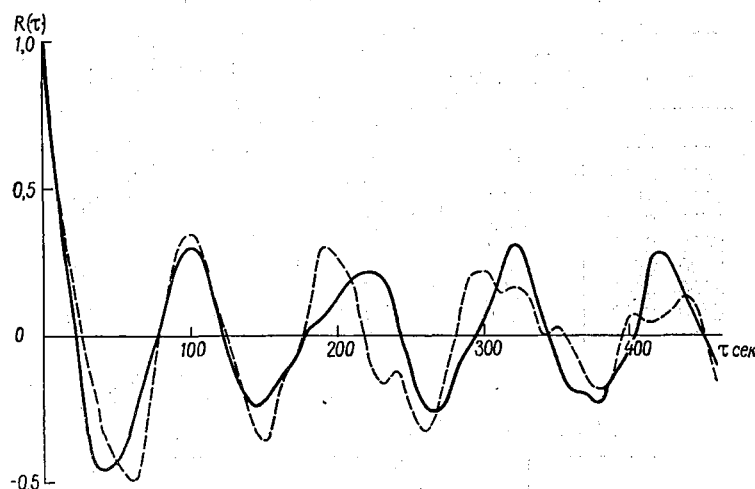


Рис. 6.9. Эмпирические нормированные корреляционные функции.

характерных эмпирических нормированных корреляционных функций, полученных для пульсационных скоростей горизонтальной компоненты ветра, приведены на рис. 6.9. Из рисунка видно, что они могут быть описаны выражением (6.51), удобным для различных теоретических расчетов. Отсюда следует, что в спектральной плотности определенную роль, зависящую от соотношений между параметрами α и β , играют волновые возмущения со случайными амплитудами и фазами.

Необходимо однако отметить, что корреляционные функции, полученные по данным о флуктуациях горизонтальной компоненты скорости ветра весьма часто поддаются аппроксимации выражением (6.49).

В табл. 55 приведены осредненные параметры корреляционных функций, полученных для нижней половины тропосферы по данным измерений скорости ветра на привязных аэростатах.

Интенсивность турбулентности и ее спектральные характеристики зависят от степени термической устойчивости атмосферы.

С увеличением термической неустойчивости возрастает энергия турбулентных движений. Это видно из табл. 56, в которой дана повторяемость (в процентах) величины $\overline{u'^2}$ в функции числа Ri. При уменьшении Ri возрастает вероятность сравнительно больших значений $\overline{u'^2}$. При $Ri < 1$ дисперсия пульсационных скоростей в 7 из 8 случаев была больше $1,35 \text{ м}^2/\text{сек}^2$.

Таблица 55

Параметры корреляционных функций (по Н. З. Пинусу)

Высота, м	$\sqrt{\overline{u'^2}}$ м/сек	R_0	$\alpha \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$	$\phi \%$
100—500	0,99	0,72	21,7	9,6
500—1000	0,53	0,76	12,6	5,9
1000—1500	0,86	0,90	16,4	9,2
1500—2000	0,55	0,96	7,0	4,5
2000—2500	0,63	0,87	15,0	5,5
2500—3500	0,47	0,86	8,0	3,2
3500—4500	0,43	0,56	3,4	2,8
4500—6000	0,54	0,53	8,3	2,6

Таблица 56

Зависимость $\overline{u'^2}$ от Ri (по Н. З. Пинусу)

Ri	$\overline{u'^2} \text{ м}^2/\text{сек}^2$		Число случаев
	$< 0,6$	$> 0,6$	
$Ri > 4$	80	20	20
$1 \leq Ri \leq 4$	30	70	10
$Ri < 1$	0	100	8

По мере увеличения неустойчивости (уменьшения Ri) не только увеличивается энергия турбулентных движений, но и возрастает радиус корреляции. Кроме этого, кривая спектральной плотности в общем сдвигается в область более высоких энергий, а максимум спектра — в область меньших частот.

Ниже будет рассмотрен механизм, обуславливающий зависимость характера энергетического спектра от термической стратификации атмосферы.

Самолетные исследования флуктуаций скорости ветра на высотах 6—12 км показали, что корреляционные функции этих флуктуаций могут быть описаны выражениями (6.49) и (6.51). Дисперсии флуктуации скорости ветра в области струйных течений иногда превосходят 10% средней скорости ветра. При этом

с увеличением скорости ветра относительная величина флуктуаций уменьшается.

2. Спектральные характеристики вертикальной компоненты скорости ветра в тропосфере. Пульсации вертикальных движений в свободной атмосфере чаще всего определяются по перегрузкам самолета, летящего в турбулентных слоях атмосферы.

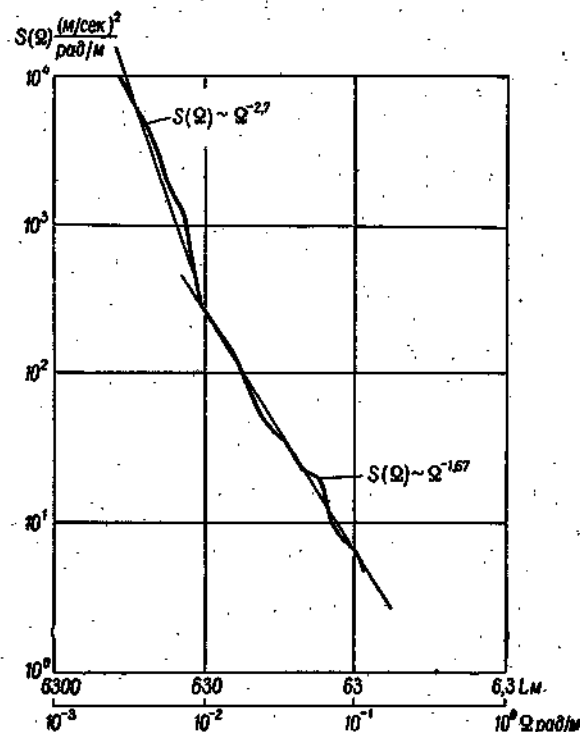


Рис. 6.10. Спектральная плотность вертикальной составляющей ветра (по Г. Н. Шуру) в условиях сильной болтанки самолета ТУ-104.

На рис. 6.10 приведен пример энергетического спектра турбулентности, построенного в логарифмическом масштабе, для струйного течения на высоте 8000 м. По оси абсцисс отложены волновые числа Ω в рад/м и масштабы $L = \frac{2\pi}{\Omega}$ в м, по оси ординат — спектральная плотность энергии на единицу массы в $\frac{м^2}{сек^2} \frac{рад}{м}$.

Как видим, кривую на рис. 6.10 можно аппроксимировать двумя прямолинейными отрезками, описываемыми степенными законами. Для масштабов, меньших 600 м, показатель степени в степенном законе равен $-1,67$, т. е. энергетический спектр в этом

интервале масштабов совпадает с «законом минус пять третей». На масштабах, больших чем 700—800 м, показатель степени равен —2,7. Энергетические спектры, полученные Г. Н. Шуром для верхней тропосферы, показывают, что такого рода изменение наклона кривой спектральной плотности для пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра явление обычное. Существует более или менее широкая зона, в которой наблюдается изгиб кривой спектральной плотности, но она центрирована в области частоты 10^{-2} рад/м.

По мнению Г. Н. Шура, отклонение от «закона минус пять третей» объясняется тем, что турбулентным образованиям в верхней тропосфере, которая в общем стратифицирована устойчиво, приходится совершать работу против архимедовых сил. Переход кинетической энергии турбулентности в потенциальную энергию стратификации по плотности при устойчивой стратификации является тем механизмом, который нарушает в инерционном интервале спектра турбулентности переход энергии от более крупных по масштабам возмущений к более мелким и обуславливает отклонение спектральной кривой от «закона минус пять третей». К такому же выводу А. С. Монин пришел, рассмотрев задачу о структуре турбулентности с учетом архимедовых сил теоретически.

Очевидно, что в случае неустойчивой термической стратификации атмосферы энергия турбулентных движений в инерционном интервале возникает не только за счет кинетической энергии среднего потока, но и за счет энергии неустойчивости (благодаря плавучести).

Область спектра, где отчетливо наблюдается отклонение от «закона минус пять третей» зависит от масштаба турбулентных образований (вихрей). В условиях устойчиво стратифицированной атмосферы это связано с тем, что для вихрей малых размеров потеря кинетической энергии на работу против архимедовых сил пренебрежимо мала, тогда как вихри сравнительно большого масштаба могут потерять большую часть своей энергии. Благодаря этому скорость переноса энергии не может быть одинаковой по всему спектру внутри инерционного интервала. Г. Н. Шуром получено следующее выражение для скорости переноса энергии $\varepsilon(\omega)$ через точку ω в спектре:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon \left[1 + \frac{g}{T} (\gamma_a - \gamma) \varepsilon^{-2/3} \omega^{-4/3} \right], \quad (6.54)$$

где g — ускорение силы тяжести, T — температура, γ_a и γ — адиабатический и действительный градиенты температуры, ε — скорость диссипации. Из (6.54) видно, что для больших значений ω скорость переноса $\varepsilon(\omega) \approx \varepsilon$, а для малых — второе слагаемое правой части начинает превалировать над первым.

Зависимость спектральной плотности от частоты с учетом термической стратификации атмосферы можно приближенно описать выражением

$$S(\omega) = \varepsilon^{2/3} \omega^{-5/3} \left[1 + \frac{4}{3} (2\pi)^{4/3} b \omega^{-4/3} \right], \quad (6.55)$$

где

$$b = \frac{g}{T} (\gamma_a - \gamma) \varepsilon^{-2/3}.$$

Как видим, энергетический спектр при безразличной термической стратификации должен подчиняться «закону минус пять третей» во всем инерционном интервале. При устойчивой стратификации начиная с определенных значений ω показатель степени в степенном законе для энергетического спектра будет больше, а при неустойчивой меньше, чем для атмосферы с безразличной стратификацией.

Экспериментальные исследования, выполненные в ЦАО, показали, что зависимость энергетического спектра горизонтальной компоненты пульсаций скорости ветра от термической стратификации атмосферы имеет такой же характер, что и для вертикальной компоненты. Соотношение между $\overline{\omega'^2}$ и $\overline{u'^2}$ зависит от степени термической устойчивости, так как для не слишком малых масштабов движений ω' больше зависит от термической стратификации, чем u' .

§ 12. Турбулентность, вызывающая болтанку самолетов

При полете самолета в турбулентной атмосфере наблюдаются отклонения параметров, характеризующих движение самолета от значений, соответствующих среднему состоянию его движения. К таким параметрам относятся высота полета, воздушная скорость, углы тангажа, крена и рыскания. При горизонтальном полете с постоянной средней скоростью основным фактором, обуславливающим колебания характеристик движения самолета, является наличие неоднородностей (турбулентных вихрей); обтекающих самолет. Аналогичный эффект вызывается также и волновыми возмущениями с достаточной амплитудой, при пересечении которых самолет подвергается воздействию знакопеременных вертикальных порывов в гребнях и долинах волн.

Изучение атмосферной турбулентности, влияющей на полет самолета, имеет большое практическое значение, особенно для обеспечения безопасности полетов. В свою очередь с помощью самолетов как индикаторов турбулентности удастся наиболее подробно исследовать неупорядоченные движения воздуха в атмосфере. Следует иметь в виду, что на полет самолета влияют лишь турбулентные возмущения (вихри), размер которых от нескольких десятков метров до 1—2 км. Поэтому, в дальнейшем

будут рассматриваться характеристики турбулентности этих масштабов, так как они влияют на полет самолета и вызывают его болтанку.

В средней тропосфере (на высотах 3—6 км) повторяемость турбулентности, вызывающей болтанку самолетов, меньше, чем в нижней тропосфере, а затем она снова возрастает к уровню тропопаузы. Максимальная ее повторяемость над различными географическими районами в среднем приходится на высоты 8—12 км, где она составляет от 5 до 20%. Над тропопаузой повторяемость турбулентности убывает, особенно резко в летнее время.

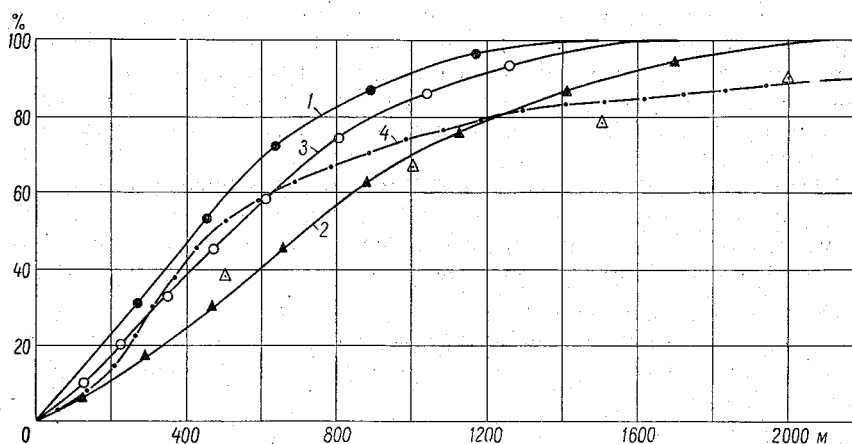


Рис. 6.11. Интегральная повторяемость толщин турбулентных зон.
1 — северные широты, 2 — южные широты, 3 — умеренные широты, 4 — над Канадой.

1. Характеристика турбулентных зон. Интенсивность турбулентности чаще всего оценивается по величине испытываемых самолетом перегрузок. Вне грозных облаков приращения перегрузок самолетов редко превышают $0,9 g$, что соответствует вертикальным воздушным порывом со скоростью до 10—15 м/сек.

Турбулентные слои, обнаруживаемые самолетами, имеют резкие границы. На рис. 6.11 приведены кривые, характеризующие повторяемость толщин турбулизированных слоев для районов высоких, умеренных и низких широт территории Советского Союза.

Из этого рисунка видно, что с уменьшением широты места возрастает повторяемость турбулентных слоев, имеющих относительно большую толщину. Так, на юге СССР толщина меньше 1 км наблюдалась примерно в 70% случаев, а в средних и высоких широтах — в 85—90%. Умеренная и сильная турбулентность обычно наблюдается в слоях значительно меньшей толщины, чем слабая.

Экспериментальное определение горизонтальной протяженности турбулентных зон связано с известными трудностями, так как самолет пересекает их в различных направлениях и к тому же на неизвестных расстояниях относительно центра горизонтального сечения этих зон. Кроме того, до сих пор неизвестно, какую форму имеет горизонтальное сечение турбулентных зон. Имеются указания на то, что, например, в зоне струйных течений турбулентные зоны вытянуты в направлении воздушных течений.

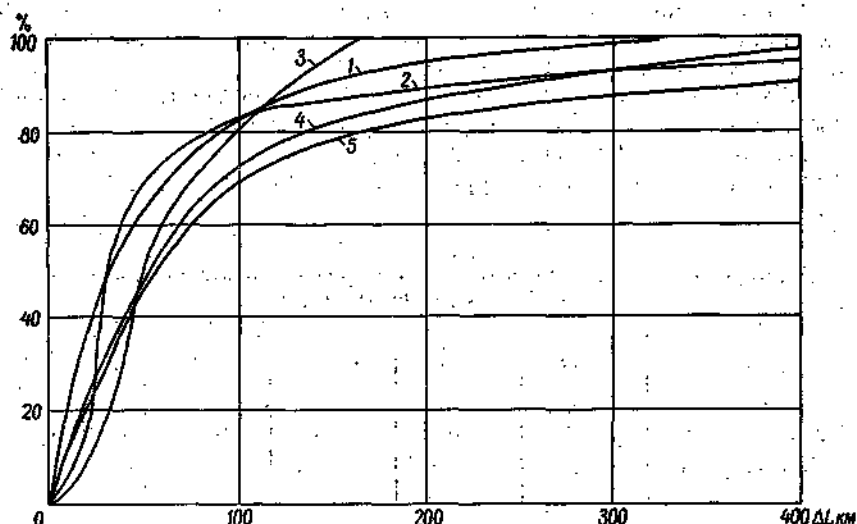


Рис. 6.12. Интегральная повторяемость горизонтальных размеров турбулентных зон.

1 — над США; 2 — над Канадой; 3 — горные районы СССР; 4 — умеренные широты СССР; 5 — южные широты СССР.

На высотах 8—12 км наблюдаются два типа турбулентных зон: сплошные и прерывистые. Прерывистые турбулентные зоны состоят из нескольких локальных сплошных турбулентных зон, перемежающихся с невозмущенными участками, в которых полеты самолета проходят спокойно. Количество локальных турбулентных зон в прерывистых турбулентных зонах колеблется от 2 до 7, но чаще всего прерывистые турбулентные зоны состоят из 2—3 локальных турбулентных зон и 1—2 зон между ними, в которых поток спокоен. В умеренных широтах сплошные турбулентные зоны встречаются в два раза чаще, чем прерывистые.

Горизонтальные размеры турбулентных зон изменяются от нескольких километров до 400—500 км и более, но чаще всего их размеры не превышают 60—80 км (рис. 6.12). Над умеренными широтами территории СССР примерно в 71,8% случаев размеры турбулентных зон меньше 100 км и лишь в 4,1% случаев пре-

вышают 400 км. В низких широтах примерно в 67,2% случаев размеры турбулентных зон меньше 100 км и в 10,6% случаев больше 400 км. Таким образом, с уменьшением широты в среднем увеличивается не только толщина турбулентных слоев, но и их горизонтальная протяженность.

В 70—80% случаев пространственные размеры турбулентных зон, наблюдаемых в верхней тропосфере при безоблачном небе, не превышают $1,0 \times 100 \times 100$ км. Эти турбулентные зоны распределены в пространстве беспорядочно — в виде пятен или полос. Они перемещаются вместе с воздушным потоком и могут сохраняться в течение 1—2 час., а иногда и больше.

2. Условия развития турбулентности, вызывающей болтанку самолетов. Наблюдения показывают, что полеты в облаках, особенно кучевых форм, очень часто проходят беспокойно. В табл. 57 приведена повторяемость турбулентности в облаках различных форм.

Таблица 57

Повторяемость (%) турбулентности, вызывающей болтанку самолетов в облаках различных форм

Район	St, Sc	Cu, Cb	Ns—As	Ac	Cl, Cs, Cc
Средние широты	57,2	96,0	53,0	69,2	72,8
Южные широты	26,8	86,5	32,5	35,8	27,9

Как видно из таблицы, турбулентность, вызывающая болтанку самолетов, наиболее вероятна при полетах в зоне Cu и Cb. Отметим, что внутри грозовых облаков она столь интенсивна, что является небезопасной для полетов. Таким образом, облака служат внешним признаком возможного наличия турбулентности, вызывающей болтанку самолетов.

Точно так же турбулентность следует ожидать над горами, и особенно с их подветренной стороны.

Наибольшие трудности возникают при оценке возможности наличия турбулентности при безоблачном небе, особенно в верхней тропосфере и стратосфере, так как в этих условиях отсутствуют какие-либо внешние признаки ее существования. Так как основными причинами турбулизации воздушных течений в атмосфере являются возникающие по тем или иным причинам градиенты температуры и скорости ветра, то необходимо знать те значения их, при которых наиболее вероятно наличие турбулентности при ясном небе.

Наиболее простым критерием наличия турбулентности является число Ричардсона. Естественно ожидать наличия турбулентности в тех слоях атмосферы, для которых число $Ri < 1$. Но

число Ричардсона не описывает необходимых и достаточных условий для развития турбулентности, хотя при малых его значениях возрастает вероятность наличия турбулентности в слое атмосферы. Кроме того, по значениям Ri нельзя однозначно определить скорости вертикальных порывов в турбулентной зоне; однако в общем, чем меньше величина Ri , тем вероятнее турбулентные порывы большой интенсивности.

Наконец, следует иметь в виду, что в области изломов (перегибов) в вертикальном профиле ветра создаются благоприятные условия для нарушения устойчивости потока и его турбулизации, а значит, при оценке возможной интенсивности турбулентности важен учет вторых производных скорости ветра по высоте. Кроме того, следует также учитывать горизонтальные градиенты скорости ветра. А. А. Решикова показала, что вероятность наличия турбулентности в зонах струйных течений достигает 75% при горизонтальных градиентах скорости ветра, превышающих 60 км/час на 100 км. С помощью формулы (5.10) по величине вертикального градиента средней скорости ветра можно определить и значение горизонтальных градиентов температуры, при которых происходит резкое усиление турбулентности. По данным наблюдений, повторяемость турбулентности, вызывающей болтанку самолетов, достигает 80% при горизонтальных градиентах температуры, превышающих 6°/100 км.

Как показали И. Г. Пчелко и др., оценить наличие тенденции к развитию турбулентности можно по макроструктуре воздушных течений. В области высотных фронтальных зон или струйных течений возмущенные области распределены главным образом на циклонической стороне, где наблюдаются большие поперечные горизонтальные градиенты скорости ветра, а также в области дивергенции потоков, где эти большие градиенты направлены вдоль основного потока. При этом в области дивергенции потоков турбулентность чаще всего носит многослойный характер.

Следует отметить, что турбулентность при ясном небе, особенно в ночные часы, может быть сравнительно длительное время остаточным явлением после распада мощных кучевых и кучево-дождевых облаков. Это связано с медленным затуханием турбулентности в объеме атмосферы, где развивались эти облака, вследствие того что силы вязкости, обуславливающие диссипацию турбулентной энергии, малы.

§ 13. Турбулентность в верхних слоях атмосферы

Наличие в стратосфере и мезосфере больших горизонтальных контрастов (градиентов) температуры и особенно скорости ветра указывает на то, что здесь имеются благоприятные условия для турбулизации воздушных течений. Наличие турбулентности до высот 25—30 км, особенно в зимнее полугодие, видно

по сравнительно часто встречающимся здесь случаям болтанки высотных самолетов. О турбулентном характере воздушных течений в верхней стратосфере и мезосфере можно, кроме того, судить по пространственной и временной изменчивости содержания озона. Однако экспериментальных данных о турбулентных движениях в стратосфере и мезосфере и их количественных характеристиках пока еще очень мало. Большими оказались возможности исследования турбулентности в термосфере в связи с изучением флуктуаций дрейфа метеорных следов, наблюдающихся в среднем на высотах от 50 до 110 км зимой и от 70 до 115 км летом, а также дрейфа ионосферных неоднородностей в слое от мезопаузы и до больших высот. Наблюдения показывают, что в слое сгорания метеоров имеют место очень сильные флуктуации скорости ветра, достигающие 20—30 м/сек, при средней скорости, иногда близкой к нулю. Обнаружены турбулентные возмущения большого масштаба, имеющие горизонтальную протяженность порядка 150 км и вертикальную протяженность около 7—10 км. Средняя квадратическая скорость пульсаций равна 15—20 м/сек, а время их жизни — 1—2 час. Подобные результаты получены для многих географических пунктов земного шара.

Так, например, измерения флуктуаций дрейфа метеорных следов в районе Харькова, выполненные Б. Л. Кашеевым и И. А. Лысенко, показали, что среднее квадратическое отклонение скоростей от средних часовых значений достигает 15—20 м/сек. Разность скоростей в двух точках, отстоящих друг от друга на расстоянии 1 км (вдоль линии среднего перемещения метеорных следов), оказалась большей 10 м/сек при ошибке измерений, не превышающей 10%. По другим исследованиям, разность между скоростями в двух точках, разнесенных по вертикали на 5 км, флуктуирует в широких пределах; в среднем она составляет около 10 м/сек на 1 км высоты, но встречаются разности, достигающие 120—140 м/сек на 1 км высоты.

Анализ эмпирических пространственных корреляционных функций показывает, что нормированная корреляционная функция изменяется от 1 в нуле до 0,2 на расстоянии около 6 км; при дальнейшем увеличении расстояния она сохраняет примерно ту же величину, не переходя через нуль к отрицательным значениям.

В метеорном слое обнаружены не только крупномасштабные возмущения, но и возмущения мелких масштабов с характерными размерами в несколько десятков метров и временем существования 20—30 сек. Средняя квадратическая скорость пульсаций в этих возмущениях порядка 1—2 м/сек.

Близкие результаты получены при исследовании ионосферных неоднородностей на высотах 80—100 км. По данным Ю. Л. Кокурина, неоднородности, наблюдаемые им над Симеи-

зом, имели эллипсоидальную форму. Размеры этих неоднородностей вдоль малой оси эллипса были в пределах 0,3—3,0 км, но наиболее вероятная их величина — около 1 км. Степень анизотропии формы неоднородностей, характеризуемая отношением большой оси эллипса к его малой оси, изменяется от 1 до 5. Наиболее вероятное значение степени анизотропии равно 1,6—1,8. Ориентация вытянутости эллипсов не имеет преимущественных направлений. Это указывает на то, что анизотропия на высотах 80—120 км не связана с магнитным полем Земли. Переход из спокойного состояния в возмущенное, по данным Ю. Л. Кокурина, характеризуется появлением локальных неоднородностей сначала в одиночку, затем группами и, наконец, образованием сплошного поля возмущенностей.

Наблюдения К. Спренгера и Ю. В. Кушнеревского в Кюлунгсборне (ГДР) подтвердили наличие сильной анизотропии формы ионосферных неоднородностей средних размеров. По их данным, степень анизотропии изменяется от 1,2 до 5,0 при наиболее вероятном значении равном 2,6. Размеры неоднородностей вдоль большой оси эллипса анизотропии изменяются от 370 до 2670 м при медианном значении около 1250 м. По данным Спренгера и Кушнеревского, неоднородности были, однако, чаще всего вытянуты осенью к северо-востоку ($\sim 48^\circ$), а летом и зимой — к востоку ($\sim 100^\circ$).

Размер средних неоднородностей по вертикали, по данным В. Д. Гусева и С. Ф. Миркотана, примерно равен их поперечным горизонтальным размерам.

В верхней термосфере (ионосфере) также наблюдаются ионосферные неоднородности турбулентного характера, имеющие различные масштабы, но здесь они ориентированы в основном вдоль магнитных силовых линий. Причем степень анизотропии формы неоднородностей примерно в 1,5—2,0 раза больше в магнитовозмущенные дни, чем в магнитоспокойные. Это объясняется различием коэффициентов диффузии вдоль и поперек магнитного поля. В слое от 80 примерно до 100 км преобладающее направление вытянутости ионосферных неоднородностей, как это следует из приведенных данных, близко совпадает с общим направлением воздушных течений в нижней термосфере. Это служит указанием на то, что здесь из-за относительно большой плотности нейтральной части состава воздуха ионизованная компонента увлекается ветром. Кроме того, в нижней термосфере в малой степени сказывается влияние магнитного поля Земли на ориентацию неоднородностей.

Несмотря на большую сложность интерпретации наблюдений за движениями неоднородностей в термосфере, можно, по-видимому, с достаточной надежностью утверждать, что по крайней мере до высот 100 км атмосфера турбулизируется; на этих высотах данные ионосферных наблюдений хорошо согласуются

с данными наблюдений за перемещениями метеорных следов. В верхней термосфере, где с высотой сильно увеличивается концентрация ионов, характер неупорядоченных движений определяется не столько динамическими факторами, обусловленными особенностями распределения температуры и плотности воздуха, сколько взаимодействием движущихся ионов с магнитным полем Земли. Однако пока еще нет необходимых экспериментальных данных о высоте, начиная с которой движения нейтральных частиц воздуха перестают быть преобладающими в формировании воздушных течений макроскопического характера.

В настоящее время экспериментальные данные о вертикальном распределении турбулентной вязкости в высоких слоях атмосферы отсутствуют. Знание этого распределения очень существенно для решения многих вопросов динамики атмосферы. Г. Леттау попытался оценить величину коэффициента турбулентной вязкости исходя из оценок интенсивности атмосферной циркуляции и вертикального распределения температуры. Данные Леттау имеют ориентировочный характер, но они дают представление о соотношениях между турбулентной и молекулярной вязкостью на больших высотах. В табл. 58 приведены данные о величине k и ν на различных высотах. Из таблицы видно, что ν монотонно растет с высотой от 10^{-1} $\text{см}^2/\text{сек}$ у поверхности Земли до 10^5 $\text{см}^2/\text{сек}$ на высоте 100 км. Коэффициент турбулентной вязкости также с высотой возрастает, но на его вертикальном профиле заметны два максимума: на высоте около 10 км ($k = 10^3$ $\text{см}^2/\text{сек}$) и в слое 80—100 км ($k = 10^7$ $\text{см}^2/\text{сек}$), а также минимум в слое 20—30 км ($k = 10^2$ $\text{см}^2/\text{сек}$). В слоях атмосферы 20—40 и 80—100 км коэффициент молекулярной вязкости отличается от коэффициента турбулентной вязкости всего лишь на 1—2 порядка.

Таблица 58

Зависимость k и ν от высоты

Высота, км	k	ν	$\frac{k}{\nu}$
	см ² /сек		ν
0	10 ³	10 ⁻¹	10 ⁴
10	10 ⁵	10 ⁻¹	10 ⁶
20	10 ²	10 ⁰	10 ²
30	10 ²	10 ¹	10 ¹
40	10 ³	10 ¹	10 ²
50	10 ⁶	10 ²	10 ⁴
60	10 ⁷	10 ³	10 ⁴
70	10 ⁷	10 ³	10 ⁴
80	10 ⁶	10 ⁴	10 ²
90	10 ⁶	10 ⁴	10 ²
100	10 ⁶	10 ⁵	10 ¹

Определенные оценки возможности существования турбулентных движений в верхней атмосфере сделаны из теоретических соображений. Так, например, А. Максвелл сделал попытку оценить турбулентность верхних слоев атмосферы путем определения числа Рейнольдса и сравнения его с критическим значением.

Таблица 59

Числа Рейнольдса для верхней атмосферы

Высота, км	ν см ² /сек	ν м/сек	L км	Re
80—120	10 ⁶	5—100	30	$2 \cdot 10^6$
200	10 ⁷	100	100	10 ⁴
300—400	10 ⁸	200	140	280

В табл. 59 приведены параметры (вязкость, скорость потока, характерный размер), которые были им приняты при расчетах Re. За критическое значение Re принято $Re = 30$.

Из таблицы видно, что на всех высотах $Re \gg Re_{кр}$ и, таким образом, можно ожидать, что рассматриваемые слои верхней атмосферы должны всегда находиться в турбулентном состоянии. Аналогичные оценки произведены и другими исследователями, но все они связаны с несколько произвольным выбором параметров при вычислении числа Re и недостаточным выяснением условий, при которых воздушные течения на столь больших высотах могут потерять устойчивость.

Глава VII

ОБЩАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ АТМОСФЕРЫ. СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

§ 1. Некоторые вопросы общей циркуляции атмосферы

Общей циркуляцией атмосферы называется совокупность (система) воздушных течений планетарного масштаба, соизмеримых с размерами материков и океанов. Горизонтальная протяженность таких течений порядка тысяч и более километров и толщина от нескольких километров до десятков километров.

Общая циркуляция определяет обмен воздушными массами как над полушариями, так и между ними. Вместе с воздушными массами, участвующими в общей циркуляции атмосферы, переносятся тепло, влага, примеси и другие характеристики воздуха. Все это является важнейшим фактором формирования климата и погоды.

Характеристики воздушных течений, являющихся звеньями общей циркуляции атмосферы, определяются пространственным распределением температуры и давления воздуха в атмосфере и их изменениями в течение года, влиянием вращения Земли, характером подстилающей поверхности, орографией материков и т. д. Роль некоторых из этих факторов была нами рассмотрена в предыдущих главах.

В тропосфере горизонтальный градиент температуры над полушарием в среднем направлен, как известно, от низких широт к высоким. Относительно медленное падение атмосферного давления с высотой в более теплом воздухе низких широт по сравнению с его падением в более холодном воздухе высоких широт приводит к тому, что в умеренных и высоких широтах в средней и верхней тропосфере горизонтальный градиент давления в среднем направлен от экватора к полюсам и преобладающим движением воздуха является западный перенос. Таким образом, атмосфера не только участвует в суточном вращении Земли, но еще перемещается с запада на восток по отношению к ее поверхности.

Скорость западного переноса, являющегося наиболее характерной чертой общей циркуляции в тропосфере, зависит от широты. В среднем она максимальна на широте $30-40^\circ$, вторичный максимум располагается на широтах $55-60^\circ$. Из-за различия в температурных условиях над материками и океанами западный перенос не является чисто зональным, т. е. направленным вдоль широтных кругов; он изгибается то к северу, то к югу, что приводит к межширотному обмену воздухом. Этим изгибам соответствуют высотные гребни и ложбины в поле атмосферного давления, особенно резко выраженные в средней и верхней тропосфере. В нижней части тропосферы под такими зонами развиваются циклоны и антициклоны, которые нарушают здесь западный перенос в еще большей степени, чем в высоких слоях атмосферы. Укажем, наконец, что скорость переноса воздуха на всех высотах, характер и повторяемость нарушений его зональности зависят также от времени года.

Скорость зонального переноса определяется в основном термическим ветром и возрастает с высотой. Вследствие больших вертикальных градиентов скорости ветра внутри некоторых слоев постоянно наблюдается состояние динамической неустойчивости. Такие возмущения движения особенно часто отмечаются на границах материков и океанов, а также при пересечении горных хребтов. В зависимости от степени устойчивости потока малые отклонения скоростей (u') в каком-нибудь районе от общего фона ($\bar{u}$) перерастают в возмущения макромасштаба (волны и макротурбулентные образования) или быстро затухают. К макротурбулентным образованиям в этом случае относятся возмущения масштабов циклонов и антициклонов. Таким образом, и к звеньям общей циркуляции атмосферы в общем можно применить основные понятия турбулентности, в том числе представление о спектральной природе турбулентных движений.

Понятие макротурбулентности, впервые введенное Дефантом в 1921 г., было развито в работах Ричардсона, А. С. Монина, Г. В. Груза и др. Количественный подход к изучению спектра атмосферных возмущений в настоящее время опирается на исследования А. Н. Колмогорова, А. М. Обухова, А. М. Яглома и др. Задаваясь некоторым масштабом наблюдений, меньшим, чем размеры системы воздушных течений в целом, все возмущения меньшего масштаба можно отнести к турбулентным, которые и изучаются с помощью статистической теории турбулентности. При исследованиях макротурбулентности применительно к общей циркуляции атмосферы за такой характерный масштаб можно принять размер радиуса Земли.

Остановимся теперь на условиях нарушения устойчивости зональных воздушных потоков. Этот вопрос детально разобран в работах Е. Н. Блиновой, С. А. Машковича и др.; ниже будут рассмотрены лишь простейшие критерии устойчивости, предло-

женные Л. В. Келлером и Н. Е. Кочиным. Они показали, что поток устойчив, если

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \geq 0, \quad \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{M^2}{\theta} \leq 0, \quad (7.1)$$

где $M = r_0 \cos \varphi (\sigma + \omega r_0 \cos \varphi)$ — момент вращения абсолютного движения частицы, r_0 — радиус Земли, φ — широта места, θ — потенциальная температура. При этом очевидно, что $r_0 \cos \varphi$ есть расстояние от оси Земли, $\omega r_0 \cos \varphi$ — скорость вращения Земли. Так как $M > 0$, $\theta > 0$ и $\sin \varphi > 0$, то второе условие устойчивости для движений вдоль изэнтропической поверхности ($\theta = \text{const}$) можно записать в виде

$$\left(\frac{\partial M}{\partial \varphi} \right)_{\theta = \text{const}} < 0.$$

Тогда условие устойчивости определяется следующим неравенством:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} [r \cos \varphi (\sigma + \omega r_0 \cos \varphi)] \leq 0$$

или

$$\frac{1}{r_0} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \leq 2\omega \sin \varphi + \frac{v_g \lg \varphi}{r_0}. \quad (7.2)$$

Второй член в правой части неравенства (7.2) имеет существенное значение близ полюса и при больших скоростях зонального потока. В остальных случаях важно соотношение между межширотным горизонтальным градиентом скорости ветра и параметром Кориолиса. Например, к северу от планетарной высотной фронтальной зоны, ориентированной зонально,

где $\frac{1}{r_0} \frac{\partial v}{\partial \varphi} < 0$, движение всегда устойчиво, а к югу от планетарной высотной фронтальной зоны при достаточно сильных горизонтальных градиентах скорости ветра оно может потерять устойчивость. Малые возмущения, накладывающиеся здесь на основное движение потока, могут обусловить возникновение волн и при дальнейшем развитии неустойчивости — макротурбулентных образований.

Предположим, что основной поток баротропен, горизонтален, атмосфера несжимаема и u' , v' и w' являются настолько малыми по сравнению с u , что их произведениями в уравнениях движения и уравнениях переноса вихря можно пренебречь. Тогда скорость движения волн описывается выражением

$$c = \bar{u} - \frac{\beta}{4\pi^2} L^2 \frac{d^2}{L^2 + d^2}, \quad (7.3)$$

где L — длина волны, d — «ширина» волны, определяющая ши-

рину зонального пояса, в котором происходят колебания, β — производная параметра Кориолиса по широте. Из (7.3) видно, что скорость движения волны в восточном направлении всегда меньше средней скорости западного потока. Далее, вдоль каждого широтного круга может уложиться лишь определенное количество m волн заданной длины λ , и, таким образом, $mL = 2\pi r_0 \cos \varphi$, откуда

$$c = \bar{u} - \frac{2\omega r_0^2}{m^2} \cos^3 \varphi \frac{1}{1 + \frac{L^2}{d^2}}. \quad (7.4)$$

Из (7.4) вытекает, что при $L : d \ll 1$, т. е. если ширина волны намного больше ее длины, разность между средней скоростью западного потока и скоростью движения волны должна уменьшаться с ростом широты и с увеличением числа волн длиной L , укладывающихся на одном круге широты (m).

При определенных значениях $\bar{u}$, как это следует из (7.4), в системе общей циркуляции могут существовать такие волны, скорость перемещения которых c будет равной нулю. Длина волны подобных неподвижных возмущений в средних широтах составляет 5—9 тыс. км, а в тропиках — 4—6 тыс. км, т. е. близка к размерам крупных циклонов и антициклонов, таких, например, как так называемые центры действия атмосферы (азорский максимум, исландская депрессия и т. д.). Очень важным свойством этих возмущений является, как показывает теория, то, что при изменении скорости зонального потока по сравнению с той, при которой эти возмущения неподвижны, они начинают перемещаться — на восток, если $\bar{u}$ увеличивается, и на запад в противоположном случае.

Волны, длина которых достигает 1000 км, оказываются, согласно расчетам, неустойчивыми из-за наличия вертикального градиента скорости ветра в основном (зональном) потоке. Однако наиболее неустойчивыми являются волновые возмущения, длина волны которых около 5000 км, т. е. близка по размерам к величине радиуса Земли (~ 6370 км).

Как показали исследования С. А. Машковича, различие в распределении скоростей основного течения по вертикали летом и зимой обуславливает большую устойчивость летней циркуляции. При прочих равных условиях устойчивость движения увеличивается при понижении тропопаузы. Оказалось также, что степень неустойчивости зависит от вертикальных градиентов температуры и увеличивается с их ростом.

Наличие волновых возмущений в западном (или восточном) переносе приводит к появлению и усилению при определенных условиях меридиональной компоненты общей циркуляции атмосферы, которая определяет межширотный обмен воздушными массами. Атмосферные вихри большого масштаба, возникающие

из-за неустойчивости длинных волн, являются основным механизмом, осуществляющим связь между отдельными звеньями общей циркуляции атмосферы.

Циркуляция в субтропической и тропической зонах, где влияние силы Кориолиса мало, зависит главным образом от термических причин. На границе между субтропической и умеренной зонами устойчивость атмосферной циркуляции, по-видимому, всегда мала. Поэтому малые возмущения параметров, определяющих режимы циркуляции в каждой из этих зон, способны вызвать прорывы субтропического воздуха к северу, а воздуха умеренных широт к югу.

Данные аэрологических измерений используются для построения модели (схемы) общей циркуляции атмосферы. К сожалению, еще не построена модель, одновременно учитывающая зональную, меридиональную и вертикальную компоненты циркуляции. Приведем в качестве примера схему общей циркуляции атмосферы, построенную Минцем (рис. 7.1). Согласно этой схеме, в северном полушарии на уровне 200 мб (12 км) зимой сильные западные ветры, достигающие 40 м/сек, расположены над 30° с. ш. Летом этот максимум, ослабленный до 15 м/сек, смещается к 45° с. ш. В южном полушарии на этой высоте также наблюдаются западные ветры. В нижней половине тропосферы полярных районов северного полушария наблюдаются восточные ветры. Летом и зимой в субтропической области, а летом на всех широтах выше 20 км наблюдаются восточные ветры.

В нижней части тропосферы тропической зоны, где горизонтальный градиент давления направлен к экватору, дуют пассаты — устойчивые ветры северо-восточного направления в северном полушарии и юго-восточного в южном. Приносимый пассатами воздух у экватора поднимается и на некоторой высоте растекается в стороны от экватора в виде антипассатов. В северном полушарии антипассат сначала является южным ветром, а по мере удаления от экватора и нарастания влияния отклоняющей силы вращения Земли переходит в юго-западный и западный.

Детальные аэрологические наблюдения на исследовательских судах «А. И. Воейков» и «Ю. М. Шокальский» в Тихом океане позволили уточнить структуру ветра в зоне пассатов северного полушария. По данным О. К. Ильинского, весной и в начале лета над слоем пассатов совершенно отчетливо наблюдается западное антипассатное течение, простирающееся до уровня тропопаузы. Скорости ветра в верхней тропосфере достигают 40—50 м/сек. Антипассатное течение на севере непосредственно переходит в зону западного течения умеренных широт. Зимой же восточные потоки нижней тропосферы сохраняются во всей толще тропосферы и на больших высотах, т. е. антипассатное течение отсутствует. Скорости восточных потоков иногда превышают 30 м/сек.

Межширотный обмен воздуха определяется, естественно, меридиональными составляющими вектора ветра. На рис. 7.2 показано среднее распределение меридиональной составляющей скорости ветра для января и июля на поверхности 100 мб над северным полушарием. Из рисунка видно, что в этом поле ветра

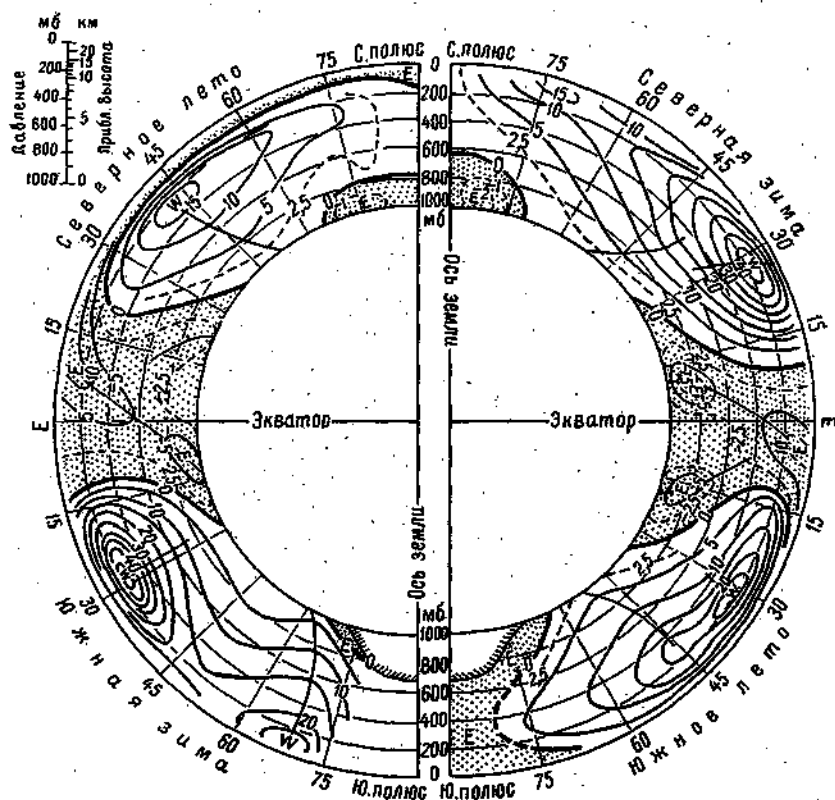


Рис. 7.1. Средняя зональная циркуляция атмосферы (по Минцу).
W — западный, E — восточный поток.

имеется несколько больших областей с характерным распределением скоростей течений. В частности, зимой область с южной составляющей расположена в умеренных и высоких широтах над Тихим океаном. Она вытянута вдоль побережья Азиатского континента и простирается затем далеко в глубь полярных районов. В центральной части этой тихоокеанской области скорость меридиональной компоненты достигает значительной величины (14—16 м/сек.). Вторая обширная область с южной составляющей скорости ветра расположена в умеренных и высоких широтах

тах над Атлантическим океаном. Скорости в центральной части этой области несколько меньше, чем в тихоокеанской. Над умеренными и высокими широтами Америки расположена область с северной составляющей скорости ветра. Вторая обширная область с северной составляющей расположена над Западной Европой и севером Африки. Кроме того, большая область с северной составляющей расположена над центральной частью

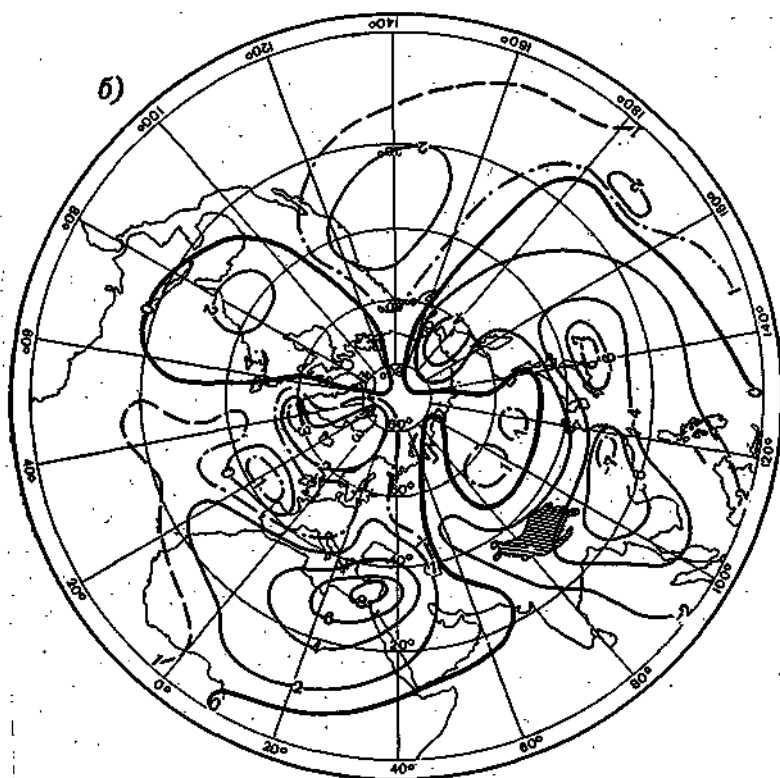


Рис. 7.2. Средние меридиональные составляющие скорости ветра
а — январь, б — июль. Знак

Азии. В центральной части этой области скорость составляет 10 м/сек. Почти во всей приэкваториальной зоне северного полушария преобладают в это время года южные составляющие скорости ветра, возрастающие в направлении к экватору. В летнее время года, как это видно из рис. 7.2 б, меридиональность выражена значительно слабее, чем зимой.

Ракетные наблюдения в стратосфере и мезосфере над субтропической зоной США показали, что выше 30 км летом и зимой преобладает южная составляющая скорости ветра. Зимой ско-

рость возрастает в среднем от 0,5—1,0 м/сек в слое 30—38 км до 10 м/сек в слое 45—58 км, затем она уменьшается с высотой. На уровне около 65—68 км происходит переход к северной компоненте и на высоте 70 км скорость последней достигает 6 м/сек. Летом происходит почти плавное возрастание южной составляющей от 1 м/сек в слое 30—40 км до 10 м/сек на высоте 70 км.



а) изобарической поверхности 100 мб (по И. Г. Гутерману).
 минус — северная составляющая.

Зимой, по ракетным наблюдениям над севером США, в среднем наблюдается северная компонента вектора ветра, скорость которой возрастает от 5 м/сек на высоте 30 км до 14 м/сек на высоте 45 км. Затем она убывает до 5 м/сек в слое 50—55 км и опять возрастает до 27 м/сек на высоте около 60 км. Летом здесь до высоты 40 км наблюдается слабая южная компонента со скоростью около 1 м/сек в слое 40—50 км, северная компонента со скоростью около 3 м/сек на высоте 44 км, а на высоте 52 км — снова южная компонента со скоростью около 10 м/сек.

Меридиональные потоки в зоне экватора подчеркивают существенное значение в общей циркуляции воздухообмена между полушариями.

Представление об особенностях распределения скорости и направления ветра в стратосфере над экваториальной зоной дает

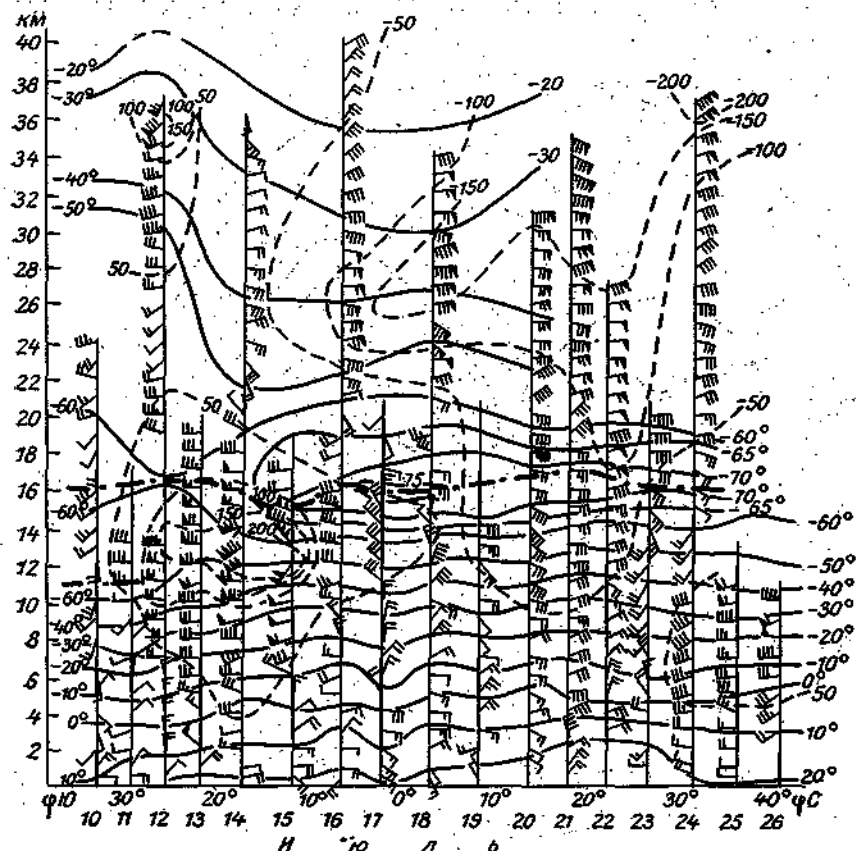


Рис. 7.3. Вертикальный разрез атмосферы вдоль 46—18° з. д.

рис. 7.3. На этом рисунке представлен меридиональный разрез атмосферы, построенный А. М. Боровиковым, Г. И. Голышевым и Г. А. Кокиным по материалам радиозондовых и ракетных наблюдений, проведенных 10—26 июля 1959 г. в полосе широт от 32° ю. ш. до 40° с. ш. и на долготах между 46 и 18° з. д. Этот период относится к лету в экваториальной и субтропической областях северного полушария и к зиме в этой же зоне южного полушария. Из рисунка видно, что в стратосфере восточные ветры наблюдаются в полосе широт от 40° с. ш. до 15—20° ю. ш. Южнее 20° ю. ш. наблюдались характерные для зимы западные

ветры, усиливающиеся с высотой. В зоне восточных ветров наблюдалась значительная меридиональная составляющая. Около экваториальной тропопаузы меридиональная составляющая была то северной, то южной. Выше 22 км, где скорости ветра превосходили 50 км/час, южные или северные составляющие вектора ветра наблюдались в более толстых слоях. В частности, над экватором выше 35 км воздушные течения имели очень сильную северную составляющую, что говорит о сильном проникновении воздуха из северного полушария в южное.

Большую роль в атмосфере играют, как уже упоминалось, крупномасштабные вертикальные движения, благодаря которым осуществляется обмен воздухом и его свойствами между различными высотами, а также взаимодействие между процессами в различных сферах земной атмосферы.

Р. Маргетройд и Ф. Синглтон рассчитали по данным о распределении лучистого притока тепла и распределения температуры вертикальную и меридиональную составляющие скорости ветра на высотах от 15 до 80 км. Предполагалось, что в течение всего года главный источник тепла находится в области экваториальной, а сток — в области полярной тропопаузы. Кроме того, над полюсом в мезосфере летом существует источник тепла, а зимой — сток тепла. Если в системе координат x, y, z вертикальную ось z заменить осью давления p , то полную скорость изменения температуры с учетом уравнения притока тепла (5.6) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{\partial T}{\partial t} + u \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_p + v \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p + w \frac{\partial T}{\partial p} = \\ &= \frac{Ag}{c_p} w + \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{рад}}, \end{aligned} \quad (7.5)$$

где $\left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{рад}}$ — скорость радиационного охлаждения, w — вертикальная скорость частиц в координатах давления. Горизонтальные градиенты температуры даны вдоль изобарической поверхности p . Считая, что зональная адвекция отсутствует, можно из выражения (7.5) получить

$$\left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{рад}} = \frac{\partial T}{\partial t} + v \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p + wTs, \quad (7.6)$$

где v — меридиональная компонента циркуляции, $s = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dp}$, а θ — потенциальная температура.

Далее, уравнение неразрывности (при отсутствии зональной адвекции) в сферических координатах запишем в виде

$$\frac{\partial v}{\partial \varphi} - v \operatorname{tg} \varphi = -r \frac{\partial w}{\partial p}, \quad (7.7)$$

где r — расстояние от центра Земли до рассматриваемой точки. Интегрируя (7.7), получим

$$v \cos \varphi - v_0 \cos \varphi_0 = \int_{\varphi_0}^{\varphi} r \cos \varphi \frac{\partial w}{\partial p} d\varphi. \quad (7.8)$$

При использовании (7.8) предполагается, что v обращается в нуль вблизи обоих полюсов на всех уровнях. В расчетах Маргетройда и Синглтона использованы экспериментальные данные о распределении температуры воздуха в слое от тропопаузы до 80 км и данные о радиационном нагревании атмосферы в этом слое (см. § 3 главы II). Считалось также, что полушария являются «симметричными» в том смысле, что момент летнего солнцестояния в северном полушарии соответствует зимнему солнцестоянию в южном полушарии. В левой части рис. 7.4 приведены данные о меридиональной составляющей скорости ветра, а в правой — о вертикальной составляющей. Из рис. 7.4 а видно, что в середине лета ниже 30 км воздушные потоки направлены от экватора к полюсу с восходящими движениями к югу от широты 30° и нисходящими в умеренных и высоких широтах. Меридиональная составляющая скорости ветра близка к 70 см/сек, а вертикальная — к 0,1 см/сек. В средней стратосфере северная составляющая ветра имеет скорость около 20 см/сек, она сменяется южной составляющей; в мезосфере наблюдается поток с севера на юг с максимальной скоростью около 470 см/сек на высотах около 75—80 км над умеренными широтами.

Выше 30 км в это время года преобладают нисходящие движения с максимальной скоростью около 1,7 см/сек на высотах 60—70 км над полярными районами.

Зимой, как это видно из рис. 7.4 г, меридиональная компонента циркуляции на всех высотах (исключение составляют крайние полярные широты) направлена с юга на север; скорости возрастают с высотой и достигают примерно 560 см/сек на высотах 75—80 км над низкими широтами. В это время года на всех высотах и почти над всеми широтами существуют возрастающие с высотой нисходящие потоки; на уровне около 70 км над высокими широтами они доходят до 1,3—1,5 см/сек.

Рисунок 7.4 б построен для периода в шесть недель после дней солнцестояний. Как видим, в это время сохраняются все основные черты распределения скорости меридиональной компоненты и вертикальных движений, за исключением южного переноса вблизи уровня 50 км.

Особенности циркуляции в периоды равноденствий видны из рис. 7.4 в. В эти периоды сильно изменяется характер циркуляции на высотах выше 50 км. В каждом из полушарий происходит перенос от экватора к полюсу; максимальные скорости не превышают 130—160 см/сек и эти максимумы в высоких широтах обоих

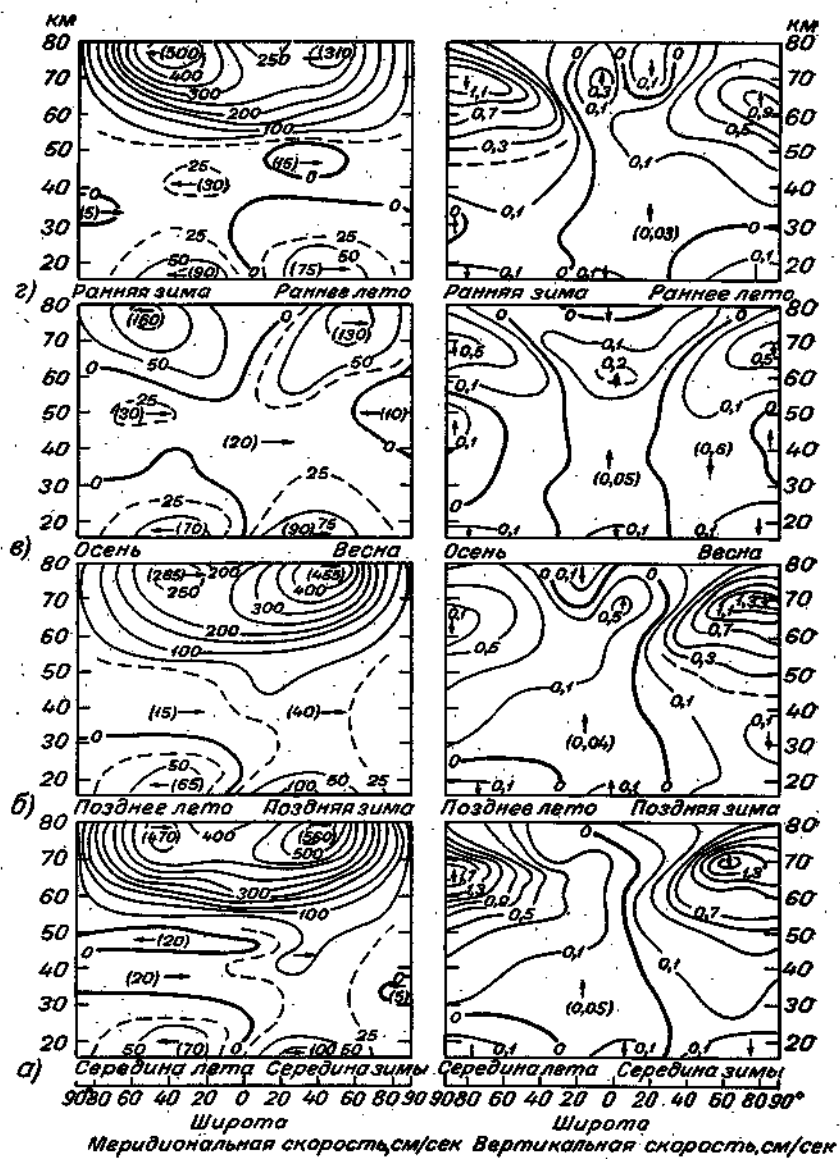


Рис. 7.4. Меридиональный разрез атмосферы.
 Левая часть меридиональная, правая — вертикальная составляющая скорости (см/сек).

полушарий расположены на высотах 70—80 км. На высотах 40—50 км появляется зона ветров, направленных к экватору. К этому времени года (весна—осень) существенно изменяется и характер вертикальных движений. В районе экватора образуется обширная зона восходящих движений, сменяющихся нисходящими движениями у полюсов. Выше 60 км над всеми широтами наблюдаются нисходящие движения.

§ 2. Струйные течения

В свободной атмосфере наблюдаются струйные течения, которые иногда опоясывают весь земной шар и, таким образом, являются звеньями общей циркуляции атмосферы. Эти воздушные течения планетарного масштаба отличаются большими скоростями ветра и в них сосредоточиваются огромные запасы кинетической энергии.

Струйным течением называется сильный узкий поток с почти горизонтальной осью, расположенной в верхней тропосфере или стратосфере, характеризующийся большими вертикальными и горизонтальными градиентами ветра с одним или несколькими максимумами скорости ветра. Длина струйного течения составляет тысячи километров, ширина — сотни, а толщина — несколько километров; вертикальный градиент ветра составляет 5—10 м/сек на 1 км, горизонтальный — до 5 м/сек на 100 км. Нижний предел скорости ветра на оси струйного течения условно считается равным 30 м/сек. Однако чаще всего границы струйного течения определяются областью, где скорость ветра становится меньшей 100 км/час.

Струйные течения наблюдаются не только в тропосфере и в нижней части стратосферы, но и на больших высотах. Наиболее изученными являются однако струйные течения, наблюдающиеся в тропосфере и стратосфере.

1. Основные параметры струйных течений. На рис. 7.5 приведен вертикальный разрез атмосферы перпендикулярно струйному течению, направленному в умеренных широтах с запада на восток. Тонкими сплошными линиями нанесены изотакхи для западной составляющей геострофического ветра, пунктиром — изотермы. Дано также положение фронтальных поверхностей и тропопаузы. Из рисунка видно, что наибольшие скорости ветра наблюдаются между фронтальной поверхностью и высокой тропопаузой в теплом воздухе. Ось этого потока, т. е. линия тока с максимальной скоростью ветра, расположена несколько ниже тропопаузы. Наибольшее сгущение изотакх наблюдается во фронтальной зоне, т. е. там, где наиболее велики горизонтальные градиенты температуры.

Из рис. 7.5 также видно, что под осью струйного течения область холода расположена слева от направления потока, а об-

ласть тепла — справа. Над осью, наоборот, область холода расположена справа, а область тепла — слева. Обращение направления горизонтальных градиентов температуры как раз обуславливает уменьшение скорости ветра с высотой над осью струйного течения.

Изотаха со скоростью 100 км/час дает представление о форме поперечного сечения этого течения. Следует только учесть, что

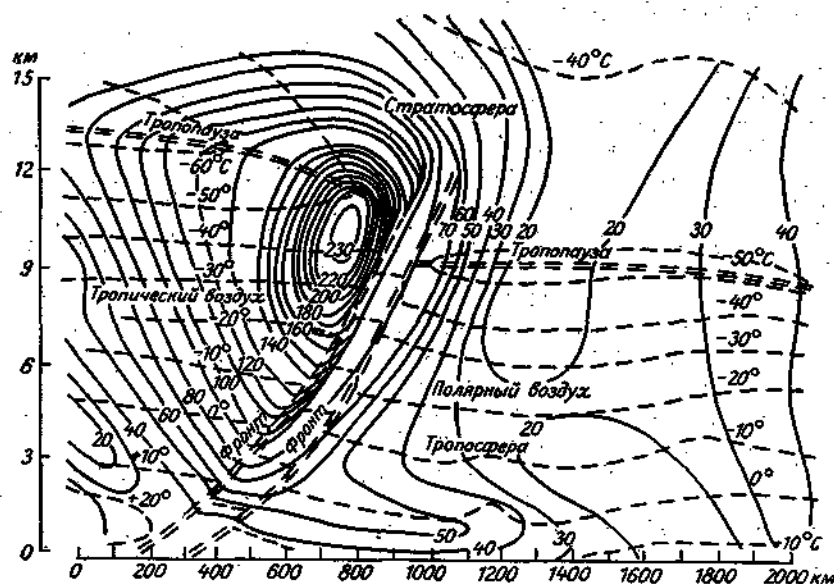


Рис. 7.5. Вертикальный разрез атмосферы от северо-западной части Испании до Норвегии при наличии струйного течения. 15 августа 1943 г.

горизонтальные и вертикальные масштабы рисунка резко различаются: их отношение примерно равно 100 : 1. Струйное течение имеет форму сплюснутой трубки. Зона наиболее сильных ветров не симметрична, и изменения скорости ветра в различных направлениях относительно оси струйного течения не одинаковы. Если смотреть по течению, то справа от него, т. е. в направлении области тепла и высокого давления, скорость ветра убывает медленнее, чем слева, — в области холода и низкого давления. Далее, возрастание скорости ветра снизу вверх — к оси струйного течения — происходит несколько медленнее, чем убывание скорости ветра с высотой над осью струйного течения.

Изменение скорости ветра с высотой в струйном течении можно описать экспоненциальным законом [см. (5.20)]. Вертикальные градиенты скорости ветра под осью течения составляют

1—3 м/сек на 100 м высоты, а в тонких слоях могут достигать 5—6 м/сек на 100 м.

Слева от оси струйного течения скорость ветра ослабевает в 1,5—2,0 раза быстрее, чем справа. Горизонтальный градиент скорости ветра на циклонической стороне струйного течения может достигать 30—40 км/час, а иногда даже 50—60 км/час на каждые 100 км. Изменения скорости ветра поперек (в горизонтальной плоскости) струйного течения в среднем можно также описать экспоненциальным законом

$$u_{\Delta L} = u_0 e^{-\beta \Delta L}, \quad (7.9)$$

где u_0 — максимальная скорость ветра, ΔL — удаление вдоль нормали от линии максимальной скорости ветра к границе струйного течения. В среднем $\beta = 0,00150 \text{ км}^{-1}$ для циклонической стороны струйного течения и $\beta = 0,0080 \text{ км}^{-1}$ — для антициклонической. Кроме того, β возрастает с высотой по мере приближения к оси струйного течения, достигает максимума на этом уровне, а затем убывает с высотой.

Ось струйного течения всегда расположена под тропопаузой. В отличие от этого, уровень максимального ветра в области струйного течения может совпадать с высотой тропопаузы, быть выше или ниже ее. Это связано с тем, что в теплой части струйного течения линия максимальных скоростей ветра расположена ниже тропопаузы, а в холодной — выше. Превышение уровня с максимальной скоростью ветра над тропопаузой в области циклонической части струи в среднем составляет 500 м, а вблизи оси и на антициклонической части этого течения превышение тропопаузы над уровнем максимального ветра равно примерно 800 м.

Средняя квадратическая ширина внетропических струйных течений составляет 1500 км, а субтропических — 2000 км. При этом зоны со скоростями, превышающими 50 м/сек, имеют ширину порядка 300—400 км, а со скоростями, превышающими 80 м/сек, — около 50—100 км. Наблюдения показывают, что зимой ширина струйных течений обычно больше, чем летом.

Толщина струйных течений существенно зависит от их интенсивности: чем больше скорость ветра на оси струйного течения, тем больше толщина струйного течения. Так, в Сибири и на Дальнем Востоке струйные течения со скоростью ветра 100—120 км/час имеют в среднем толщину около 4 км, со скоростью 140—180 км/час — 6—9 км, а со скоростью ветра больше 180 км/час — больше 10 км. Если толщину струйного течения оценивать по слою, в котором скорость ветра уменьшается в два раза по сравнению со скоростью ветра на его оси, то толщина струйного течения будет тем меньше, чем больше интенсивность струйного течения. Это связано с тем, что вертикальные градиенты скорости ветра тем больше, чем больше скорость ветра на оси струи.

Субтропические струйные течения отличаются большей вертикальной протяженностью, чем струйные течения умеренных и высоких широт.

2. Особенности перемещений струйных течений. Струйные течения связаны с планетарными высотными фронтальными зонами (ПВФЗ), которые разделяют воздушные массы, резко отличающиеся своими термодинамическими характеристиками. Тропосферные ПВФЗ и связанные с ними струйные течения обычно направлены с запада на восток. В умеренных широтах они очень часто изгибаются в виде длинных волн, и отдельные их части принимают меридиональное направление. Скорости на оси струи тем больше, чем больше контраст (градиент) температуры в слое атмосферы под осью струи.

Струйные течения смещаются, как правило, в направлении распространения зоны с максимальными значениями контрастов температуры. Наблюдения показали, что оси зонально ориентированных струйных течений обычно (в 85% случаев) смещаются на юг и в большинстве случаев за сутки на $1-2^\circ$ широты, т. е. со скоростью около $5-10 \text{ км/час}$. Иногда смещение за такой же срок может превысить $3-4^\circ$ широты. Смещения к северу происходят реже, чем к югу, но обычно с большей скоростью.

Меридиональные ветви струйных течений подвижнее зональных. Так, например, Херстом описано меридиональное струйное течение над Англией, которое перемещалось в восточном направлении со скоростью 8 м/сек . Нарастание скоростей ветра над пунктом наблюдений на уровне $9-10 \text{ км}$ от 40 до 65 м/сек происходило в течение 4 час , а дальнейшее увеличение до 85 м/сек — в течение $1,5 \text{ час}$. Эта максимальная скорость (85 м/сек) сохранялась над пунктом наблюдений в течение 1 час .

Поле скоростей ветра в струйном течении имеет сложную структуру и состоит из отдельных очагов (ядер) с большими скоростями, между которыми расположены участки с меньшими скоростями ветра. Локализованные очаги с большими скоростями ветра вдоль оси струйного течения наиболее резко выражены в меридионально ориентированных частях струйного течения (рис. 7.6).

Динамика перемещения таких зон весьма сложная: изотахи с большими скоростями смещаются быстрее, чем изотахи с меньшей скоростью, а изотахи впереди очага движутся быстрее, чем в его тылу. Все это ведет к непрерывным изменениям как формы очага, так и густоты изотак в нем.

На рис. 7.7 приведена схема типичного цикла развития и разрушения очага с большими скоростями ветра в струйном течении, охватывающего период примерно в одну неделю. В начальной стадии (рис. 7.7 а) наблюдаются два очага с максимумами скорости ветра с почти симметричным распределением скоростей. Затем нарушается симметрия и происходит усиление

левого очага; в центре правого очага скорость около 150 км/час, а в левом она около 200 км/час. Так как изотахи в передней части смещаются с большей скоростью, чем в тыловой части, и эта скорость тем больше, чем больше значение изотахи, то при движении ядер происходит их сближение. Площадь левого ядра растет и максимум скорости сдвигается к его передней части (фронту), кроме того, в связи с этим увеличиваются градиенты ветра в передней части этого очага ($a \rightarrow b \rightarrow c$). Затем происходит слияние обоих ядер (рис. 7.7 *d*), но одновременно появляется

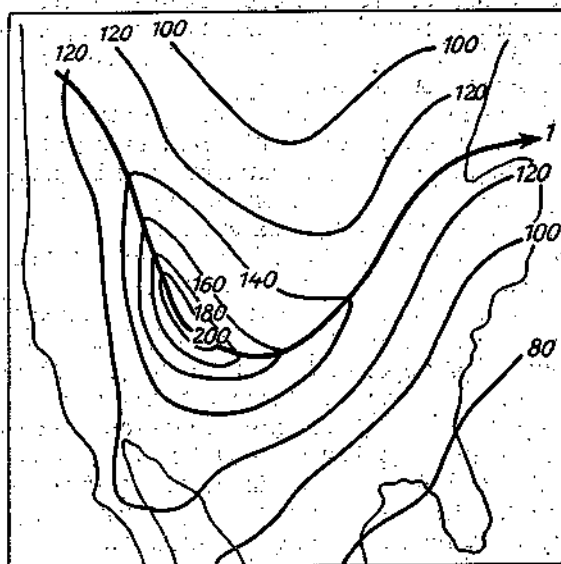


Рис. 7.6. Распределение скоростей ветра в очаге с большими скоростями.
1 — ось струи.

новое ядро с максимумом скорости ветра ($c \rightarrow d$). После этого цикл повторяется. В случае общего ослабления или распада струйного течения, связанного с ослаблением и разрушением высотной планетарной фронтальной зоны, скорость вдоль его оси становится более или менее однородной ($d \rightarrow e$).

3. Распределение скоростей ветра в струйных течениях над северным полушарием. Струйные течения чаще всего возникают в тех районах, где максимальны горизонтальные контрасты температуры между воздухом умеренных широт и тропическим воздухом или арктическим воздухом и воздухом умеренных широт, т. е. там, где хорошо выражена планетарная высотная фронтальная зона.

Это усиление хорошо проявляется над районами, где
1) происходит соприкосновение материков (относительно хо-

лодных зимой и теплых летом) и океанов (относительно теплых зимой и холодных летом);

2) происходит сближение теплых и холодных морских течений;

3) одна часть поверхности материка покрыта (зимой) снегом, а другая (более южная) не имеет снежного покрова;

4) рядом расположены участки атмосферы, освещенный солнцем, и область полярной ночи.

Так как перечисленные факторы в умеренных и высоких широтах наиболее резко выражены зимой, то струйные течения также наиболее развиты и встречаются наиболее часто в это время года. Согласно Х. П. Погосяну, зимой струйные течения наиболее часто наблюдаются над севером Атлантики (~40%), Британскими островами (~50%), Средиземным морем (~40%) и особенно над Японией (80—90%). Над Европой оси струйных течений наиболее часто наблюдаются между 50 и 60° с. ш. По мере удаления в глубь континента повторяемость этих течений уменьшается. Над Северными морями, Арктикой, значительной частью Восточной Сибири и Средней Азией повторяемость струйных течений меньше 20%, т. е. в среднем не превышает 5—6 дней в месяц.

Летнее распределение повторяемости струйных течений отличается от зимнего. Над севером Атлантики и Западной Европой их повторяемость не превышает 40%. Однако повторяемость возрастает от зимы к лету на юге Европы, на Кавказе и в Средней Азии, где число дней со струйными течениями достигает в среднем 8—9 дней в месяц.

Над СССР струйные течения наиболее часто наблюдаются в районе Финского залива и Баренцева моря, над Средней Азией, вдоль хребтов Тянь-Шаня и Алтая и особенно часто над Тихоокеанским побережьем. Так, например, по данным А. И. Чигарева, струйные течения зимой над южными районами Приморья, Сахалином и Камчаткой наблюдаются 14—18 дней в месяц, а летом — вдвое реже.

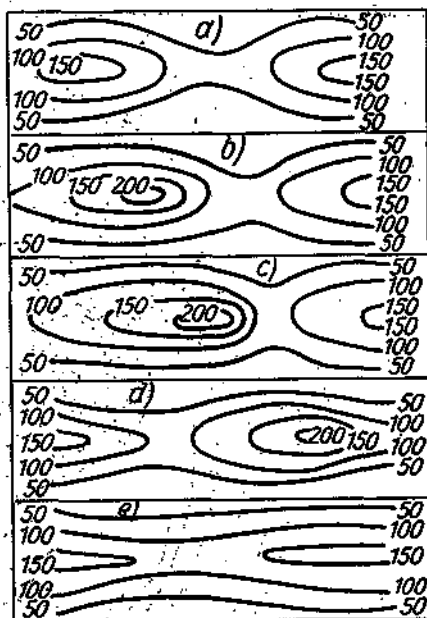


Рис. 7.7. Схема типичного цикла развития и разрушения очага с максимумом скорости ветра.

Струйные течения могут опоясывать весь земной шар, причем вдоль течения участки с большими скоростями перемежаются с зонами, в которых ветер сравнительно слабый. На рис. 7.8 приведено среднее январское (а) и июльское (б) распределение зональной компоненты скорости ветра на уровне 200 мб над северным полушарием. (Знаком минус обозначена восточная компонента зонального потока.) Таким образом, даже по осред-

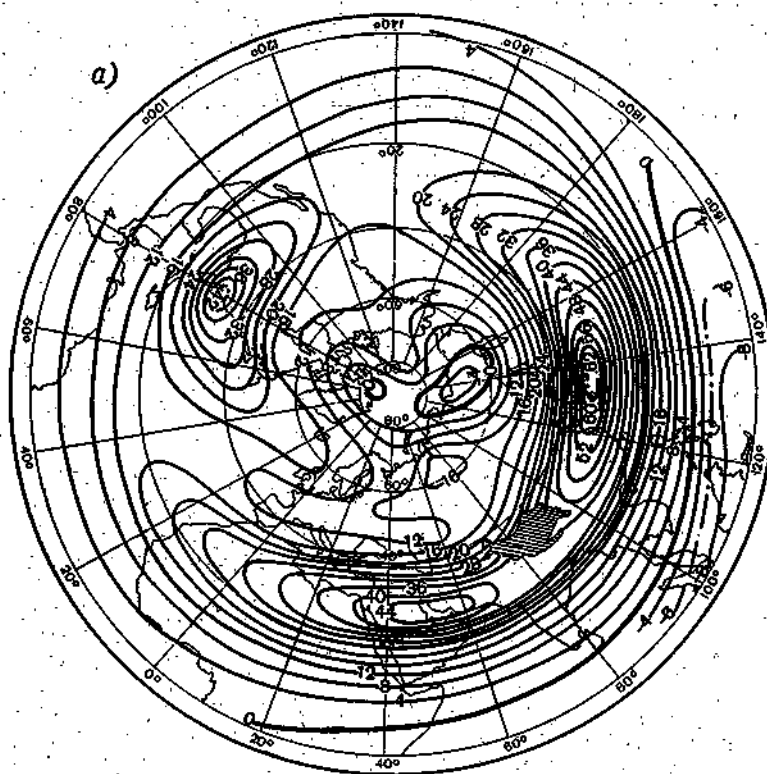
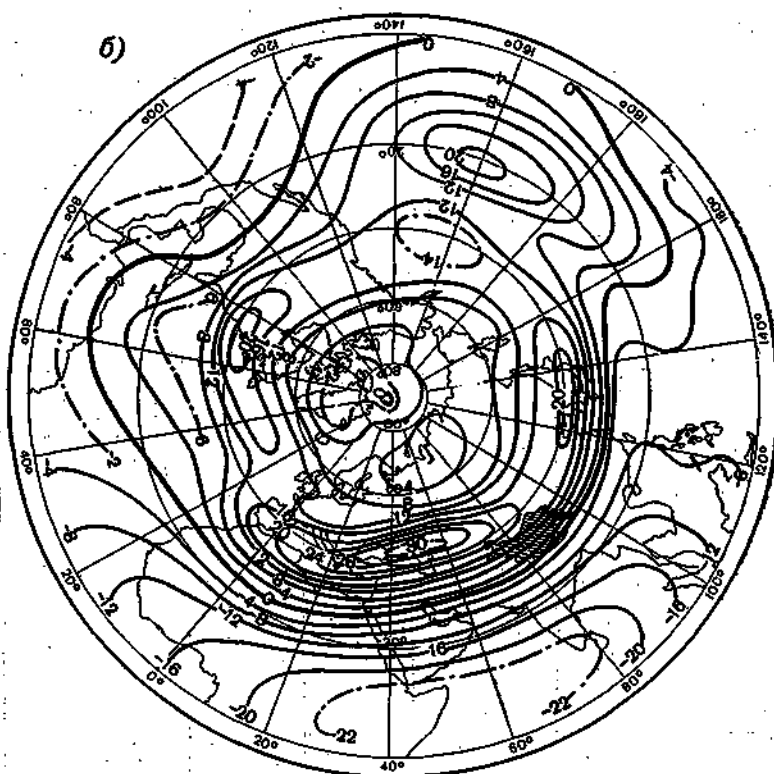


Рис. 7.8. Скорость зонального ветра на уровне 200 мб
а — январь

ненным данным вдоль 30—40° с. ш. наблюдается несколько очагов с относительно большой концентрацией замкнутых изотак, в центре которых скорости ветра особенно велики. Горизонтальные размеры очагов с большой скоростью ветра в направлении потока могут достигать 100—150° долготы. Зимой особенно резко выражен очаг с большими скоростями ветра над западным побережьем Тихого океана. В его центре средняя месячная скорость достигает 60—62 м/сек. На рис. 7.8 а видны два больших

очага, но с меньшими скоростями ветра; над восточным побережьем Северной Америки со скоростью, в центральной части достигающей 42 м/сек, и над Северной Африкой со скоростью 44 м/сек. Летом очаги с большими скоростями ветра развиты слабее, а сами они несколько смещены к северу. Рисунок 7.8 не отражает струйных течений умеренных и высоких широт, так как из-за сильных смещений положения этих струйных течений они затушевываются при осреднении данных о ветре на высотах.



над северным полушарием (по И. Г. Гутерману).
б — июль.

4. Типы струйных течений. Географическое положение главных струйных течений. Струйные течения, как это было видно на рис. 7.5, обычно связаны с фронтальной деятельностью, охватывающей всю толщу тропосферы. Однако могут быть и такие струйные течения, в частности в субтропиках, которые не связаны с атмосферными фронтами, отчетливо выраженными в нижней половине тропосферы.

Экспериментальные исследования струйных течений на Дальнем Востоке показали, что в верхней тропосфере переходная зона между теплой и холодной массами воздуха обычно представляет собой фронт, хорошо выраженный в поле температуры большими горизонтальными и малыми вертикальными градиентами температуры. Верхняя часть этого фронта примыкает к тропопаузе в зоне разрыва или крутого наклона последней, а нижняя часть обычно прослеживается лишь до уровня 400—500 мб. Фронт, связанный со струйным течением, может иметь различные наклоны к горизонту. В частности, на Дальнем Востоке фронты струйных течений имеют наклон к горизонту от $1/225$ до $1/150$. При малых углах наклона фронт вытягивается так, что его нижняя часть образует почти горизонтальный слой с инверсией температуры.

В зависимости от географического распределения на высотах областей тепла и холода, низкого и высокого давления, могут наблюдаться струйные течения, направленные в общем с запада на восток или, наоборот, с востока на запад. Основные типы струйных течений и их главные характеристики приведены в табл. 60.

Таблица 60

Типы струйных течений и их основные характеристики

Типы струйных течений	Полоса широт, град с. ш.	Высота, км	Скорость, м/сек	
			средняя	максимальная
Тропосферные				
арктические (зимой)	70—80	6—8	40	>100
умеренных широт	45—65	8—12	50	>100
субтропические	25—35	12—16	40—50	>100
	(зимой) 35—45	12—16	40—50	<100
	(летом)			
Стратосферные				
стратосферные западные (зимой)	50—80	20—25	40—50	>100
стратосферные восточные (летом)	50—80	16—20	30—40	>100
экваториальные	0—20	20—30	30—40	~ 50
Верхних слоев атмосферы				
западные (зимой)		50—60	50—60	>100
восточные (летом)		50—60	40—50	>100

Остановимся вначале на струйных течениях в тропосфере. Арктическое струйное течение наблюдается зимой на периферии арктического бассейна. Ось этого течения располагается на высоте около 6—8 км. Направление потока довольно устойчивое,

а скорость в среднем достигает 40 м/сек. Арктическое струйное течение часто сливается со струйным течением умеренных широт.

Струйные течения умеренных широт отличаются большой подвижностью; они опоясывают весь земной шар, причем могут сильно искривляться и принимать меридиональные направления; оси этих течений могут быстро перемещаться, особенно в тех областях, где струи ориентированы меридионально. Эти струйные течения зимой чаще всего расположены на уровне 8—10 км, а летом — 9—12 км. Струйные течения умеренных широт наиболее развиты в холодное полугодие. Смещаясь к югу, они могут сливаться с субтропическими струйными течениями, образуя широкую планетарную зону с большими скоростями ветра.

Субтропическое струйное течение по своему географическому положению весьма устойчиво, но летом оно уже несколько сдвинуто к северу. В северном полушарии оно формируется на северной периферии высоких субтропических антициклонов. Зимой это течение расположено между 25—35° с. ш., а летом — между 35 и 45° с. ш., но местами оно может быть еще больше сдвинуто на север. Это струйное течение наиболее развито зимой, когда наблюдается наибольший горизонтальный контраст температур на высотах. Средние скорости ветра на оси струйного течения достигают 150—200 км/час, а в отдельных районах, в частности над Японией, они иногда превышают 300—400 км/час. Очень сильные ветры в этом струйном течении наблюдаются над Северной Африкой, а также над Малой и Средней Азией.

К стратосферным струйным течениям относится экваториальное струйное течение, формирующееся в северном полушарии на южной периферии высоких субтропических антициклонов и наблюдающееся зимой и летом. Оно направлено с востока на запад. Ось этого течения расположена на высоте около 50—10 мб, средние скорости ветра близки к 30 м/сек.

Стратосферное западное струйное течение наблюдается зимой (в ноябре—феврале) на широте 60—70°. Образование этого течения обусловлено сильным выхолаживанием воздуха в полярной зоне во время полярной ночи. Благодаря этому возникают большие горизонтальные градиенты температуры между той частью атмосферы более южных широт (60—50°), где наблюдается обычная смена дня и ночи, и воздухом над полярным районом. В связи с этим «на краю полярной ночи» зимой образуется резко выраженная высотная планетарная фронтальная зона. Связанное с ней струйное течение направлено с запада на восток. Оно начинается на высоте 15—18 км и достигает наибольшей силы на уровне 20—25 км или выше. Средняя скорость ветра около 40—50 м/сек.

Стратосферное восточное струйное течение наблюдается летом и располагается примерно на тех же широтах, что и западное струйное течение зимой, но на больших высотах. Это течение

выражено хорошо на высотах 30—35 км, скорость его немного больше 30 м/сек.

Струйные течения, наблюдающиеся в верхних слоях атмосферы, изучены очень слабо. Это связано с отсутствием пока достаточной сети ракетного зондирования атмосферы.

5. Турбулентность в струйных течениях. В зоне струйных течений повторяемость и интенсивность атмосферной турбулентности повышенные. Это является следствием наблюдаемых здесь больших вертикальных градиентов ветра, обуславливающих непрерывную трансформацию энергии основного потока в энергию турбулентности. Кроме того, в струйных течениях часто наблюдаются также большие вертикальные градиенты температуры.

Д. Л. Лайхтман и В. А. Шнайдман разработали приближенный метод расчета параметров атмосферной турбулентности в струйном течении по известному вертикальному распределению температуры и ветра. При выводе расчетных формул предполагается, что профиль ветра в зоне струи симметричен относительно ее оси и, кроме того, горизонтальные градиенты скорости геострофического ветра равны нулю.

При этих предположениях, если ось x расположить по направлению геострофического ветра, то для определения параметров турбулентности — коэффициента турбулентности k , пульсационной скорости горизонтальной компоненты ветра c' и толщины турбулентного слоя H — можно использовать систему уравнений:

$$\begin{aligned} k \frac{d^2 u}{dz^2} + 2\omega_z v &= 0, \\ k \frac{d^2 v}{dz^2} - 2\omega_z (u - u_g) &= 0 \end{aligned} \quad (7.10)$$

и уравнение баланса турбулентной энергии

$$(1 - \delta) \int_{-H}^H k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz - \int_{-H}^H g \beta dz = 0, \quad (7.11)$$

где $\omega_z = \omega \sin \varphi$, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта места, $\beta = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_a \right)$, δ — параметр, характеризующий долю диссипации турбулентной энергии в тепло.

Для определения толщины турбулизированного слоя используется условие геострофичности течения за его пределами

$$v(z)|_{z=\pm H} = 0. \quad (7.12)$$

Вертикальные профили геострофического ветра и величины β в струйном течении задаются в виде

$$u_g(z) = \begin{cases} (u_m - u_1) e^{-\alpha z} + u_1 & \text{при } z \geq 0 \\ (u_m - u_1) e^{\alpha z} + u_1 & \text{при } z \leq 0 \end{cases} \quad (7.13)$$

$$\beta = \begin{cases} \beta_1 = \text{const} & \text{при } z \geq 0 \\ \beta_2 = \text{const} & \text{при } z \leq 0 \end{cases} \quad (7.14)$$

Здесь принято $z=0$ на оси струи, α характеризует уменьшение скорости геострофического ветра при удалении вверх или вниз от оси струи, u_m — скорость геострофического ветра на оси струи, u_1 — средняя скорость геострофического ветра вне струйного течения.

Интегрируя систему (7.10) и (7.11) при условии, что ветер приближается к геострофическому при $z = \pm \infty$, и учитывая (7.12), можно найти, что

$$\overline{c'^2} = k \sqrt{\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2} = \frac{2\omega_z}{\alpha^2} \sqrt{g_1 \bar{\beta}} n \left(\bar{\beta} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}\right), \quad (7.15)$$

$$k = \frac{2\omega_z n}{\alpha^2}, \quad (7.16)$$

$$H = \frac{x \sqrt{2n}}{\alpha}. \quad (7.17)$$

Здесь $\overline{c'^2}$ — дисперсия пульсационной скорости горизонтальной компоненты ветра, $g_1 = \frac{g}{1-\delta}$. Безразмерные величины n и x являются функциями параметра

$$M = \frac{g_1 \bar{\beta}}{\left(\frac{du_g}{dz}\right)^2 \Big|_{z=\pm 0}}.$$

Если предположить, что турбулентность изотропная, тогда

$$\overline{c'^2} = \overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}.$$

Вместо геострофического ветра можно использовать действительный ветер, профиль которого $c(z)$ связан с характеристиками геострофического ветра $u_0 = u_m - u_1$ и α уравнением

$$(c - u_1)^2 = \frac{u_0^2}{1 + \frac{\alpha^4}{4a^4}} \left\{ e^{-2az} + \frac{a^2}{2a^2} e^{-2az} + \right. \\ \left. + \frac{a}{a} e^{-(a+a)z} (\sin az - \cos az) \right\}, \quad (7.18)$$

где

$$a = \sqrt{\frac{\omega_z}{k}}.$$

Расчеты показали, что можно пренебречь диффузией турбулентной энергии через границы струйного течения и на оси струи от одного турбулизированного слоя, расположенного под осью, к другому, расположенному над осью этого течения.

Входными параметрами для расчета характеристик турбулентности являются: а) разность скоростей действительного ветра на оси струйного течения и вне турбулизированного слоя; б) толщина слоя с наибольшими вертикальными градиентами скорости ветра (расстояние от оси, на котором перепад скоростей уменьшается в 10 раз); в) средний вертикальный градиент температуры и средняя температура в турбулизированном слое.

Самолетные исследования турбулентности в области струйных течений подтвердили предсказанное теорией распределение турбулентных слоев относительно уровня максимальной скорости ветра.

6. Природа струйных течений. Струйные течения образуются внутри планетарных высотных фронтальных зон, для которых типичны большие горизонтальные градиенты температуры, обуславливающие здесь резкое усиление ветра. Существуют различные гипотезы о причинах формирования планетарных высотных фронтальных зон. Так, Дж. Немайес и Ф. Клапп считают причиной формирования высотных фронтальных зон адвективное сближение воздушных масс с различными термическими характеристиками. Х. П. Погосян, не отрицая роли адвективных сближений воздушных масс с различными термическими свойствами, считает, что неадвективные факторы изменения температуры, обусловленные прежде всего притоком тепла от подстилающей поверхности, играют не менее важную роль в формировании планетарных высотных фронтальных зон и струйных течений.

Теория образования струйных течений была предложена К. Россби. Согласно этой теории, горизонтальная циркуляция в средних широтах имеет характер длинных волн с гребнями и ложбинами, которые переносят теплый воздух к северу и холодный к югу. Нарушение зонального переноса, происходящее в результате потери устойчивости волн, приводит к усиленному межширотному перемешиванию масс воздуха и формированию в субтропической зоне высотной фронтальной зоны с большими контрастами температуры. Эта теория не позволяет объяснить неравномерное распределение скорости ветра вдоль оси струйного течения, которое различно не только над материками и океанами, но и на разных участках океанов, а также формирование струйных течений внетропических широт.

С. А. Машкович, рассмотрев сезонные изменения зональной циркуляции атмосферы, показал, что они зависят от горизонтального контраста температуры и широты места.

В случае зональной циркуляции уравнение геострофического ветра в полярных координатах можно записать в виде

$$2\omega \cos \vartheta v_{\varphi} = \frac{1}{r_0 \rho} \frac{\partial p}{\partial \vartheta}, \quad (7.19)$$

где $\vartheta = \frac{\pi}{2} - \varphi$, а r_0 — радиус Земли.

Логарифмическим дифференцированием барометрической формулы (4.1) по ϑ получим

$$\frac{1}{p_z} \frac{\partial p_z}{\partial \vartheta} = \frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial \vartheta} + \frac{g}{R} \int_0^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial \vartheta} dz. \quad (7.20)$$

Примем в качестве граничного условия, что, на верхней границе атмосферы происходит затухание логарифмической производной по ϑ от давления, т. е. что при $z \rightarrow \infty$ $\frac{\partial \ln p}{\partial \vartheta} \rightarrow 0$. С учетом этого условия для давления на уровне моря можно записать

$$\frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial \vartheta} = - \frac{g}{R} \int_0^\infty \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial \vartheta} dz. \quad (7.21)$$

Подставив (7.21) в (7.20), получим

$$\frac{1}{p_z} \frac{\partial p_z}{\partial \vartheta} = \frac{g}{R} \int_\infty^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial \vartheta} dz. \quad (7.22)$$

Из (7.20) и (7.22) с учетом уравнения состояния $p = \rho R T$ можно получить для зонального градиента ветра

$$u_\varphi = \frac{gT}{2\omega r_0 \cos \vartheta} \int_\infty^z \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial \vartheta} dz. \quad (7.23)$$

Как видно, зональная скорость зависит от величины среднего меридионального градиента температуры и широты места.

Воспользовавшись данными о годовом ходе температуры, С. А. Машкович вычислил годовой ход зональной циркуляции на уровне 10 км для 20 и 65° с. ш. Расчеты показали, что на 80° с. ш. имеется хорошо выраженный годовой ход: зональная скорость зимой значительно больше среднегодового значения, а летом меньше. Максимальные скорости наблюдаются около декабря, а минимальные — в июне. Амплитуда годового хода близка к 165 км/час. С увеличением широты изменяется характер годового хода. Например, на широте 65° отмечаются два максимума (в марте и августе) и два минимума (в июне и декабре). Амплитуда годового хода около 35 км/час.

Е. П. Борисенков рассмотрел некоторые вопросы энергетики струйных течений. Из уравнений движений (5.3) и уравнения притока тепла (5.6) он получил уравнение баланса энергии, отнесенное к единице массы для некоторого слоя атмосферы

$$\frac{dK}{dt} = -R \overline{v \text{ grad } T} - \frac{d\bar{H}}{dt} + b \frac{dJ}{dt}, \quad (7.24)$$

где $K = \frac{u^2 + v^2}{2}$, $\bar{H} = \int_0^z g dz$ — геопотенциал, $J = c_v T$, а b — коэффициент, зависящий от толщины слоя. Величина $b < 0$, причем абсолютная величина b уменьшается с уменьшением толщины слоя.

Порядок величин всех членов правой части (7.24) одинаков и составляет $5 \cdot 10^6 - 10^7$ эрг/сутки. Из выражения (7.24) вытекает, что изменение кинетической энергии определяется средней адвекцией температуры и изменением потенциальной энергии воздуха в рассматриваемом слое. Адвекция холода приводит к увеличению кинетической энергии в потоке, а адвекция тепла — к уменьшению последней. Если уменьшать толщину слоя так, чтобы значение коэффициента b устремилось к нулю, то для данной изобарической поверхности выражение (7.24) примет вид

$$\frac{dK}{dt} = -R \overline{v \text{ grad } T} - \frac{d\bar{H}}{dt}. \quad (7.25)$$

Второй член правой части выражения (7.25) для сжимаемой жидкости можно записать в виде

$$\frac{d\bar{H}}{dt} = R \ln \frac{p_0}{p_1} \frac{dT_0}{dt} - R \bar{T} \sum_{i=0}^n A_i \text{div } v_i, \quad (7.26)$$

где $\text{div } v_i$ — значение дивергенции на уровне данной изобарической поверхности, а A_i — постоянные множители.

С учетом (7.26) выражение (7.25) примет вид

$$\frac{dK}{dt} = -R \overline{v \text{ grad } T} + R \bar{T}_0 \sum_{i=0}^n A_i \text{div } v_i. \quad (7.27)$$

Дивергенцию можно записать в виде

$$\text{div } v = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} + \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}, \quad (7.28)$$

где u_g и v_g — компоненты геострофического ветра, а u' и v' — компоненты отклонения ветра от геострофического. Из (7.27) с учетом (7.28) следует, что адвекция холода (обычно в северных потоках) и конвергенция потоков должны увеличивать энергию струйного течения, а адвекция тепла (обычно в южных потоках) и дивергенция уменьшают ее. Следовательно, если струйное течение является зональным и адвекции нет, то $\frac{dK}{dt} = 0$, т. е. не должно быть очагового распределения энергии (скоростей) в потоке.

При меридиональных расположениях отдельных частей струйного течения могут возникать локализованные очаги с большими запасами энергии, которые будут усиливаться в зонах с северными составляющими и ослабевать в зонах с южными составляющими.

Е. П. Борисенков показал, что очаги с большими скоростями ветра должны перемещаться вдоль оси струи со скоростью меньшей, чем скорость ветра в центре очага. Стационарные очаги перемещаются несколько медленнее, чем усиливающиеся, но быстрее, чем ослабевающие. С высотой скорость перемещения очагов несколько возрастает. Направление перемещения совпадает с направлением линии тока.

§ 3. Кинетическая энергия атмосферных движений

Интенсивность динамических атмосферных процессов количественно можно охарактеризовать величиной кинетической энергии. Для единицы массы она определяется осредненным движением этой массы и турбулентными пульсациями скоростей. В столбе атмосферы единичного сечения между уровнями h_1 и h_2 кинетическая энергия осредненного движения равна

$$\bar{K} = \int_{h_1}^{h_2} \frac{\bar{c}^2}{2} \rho dz, \quad (7.29)$$

где $\bar{c}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2$ — квадрат модуля средней скорости ветра; $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$ — составляющие средней скорости ветра на оси x , y , z , а ρ — средняя плотность воздуха в слое.

Заменяя величину ρdz в (7.29) на dp , как это следует из уравнения статики, получим величину кинетической энергии в слое между изобарическими поверхностями

$$\bar{K} = \frac{1}{2g} \int_{p_{h_2}}^{p_{h_1}} \bar{c}^2 dp. \quad (7.30)$$

Аналогично кинетическая энергия турбулентных движений определяется выражением

$$\bar{K}' = \int_{h_1}^{h_2} \frac{\overline{c'^2}}{2} \rho dz \quad (7.31)$$

или

$$\bar{K}' = \frac{1}{2g} \int_{p_{h_2}}^{p_{h_1}} \overline{c'^2} dp, \quad (7.32)$$

где

$$\overline{c'^2} = \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}.$$

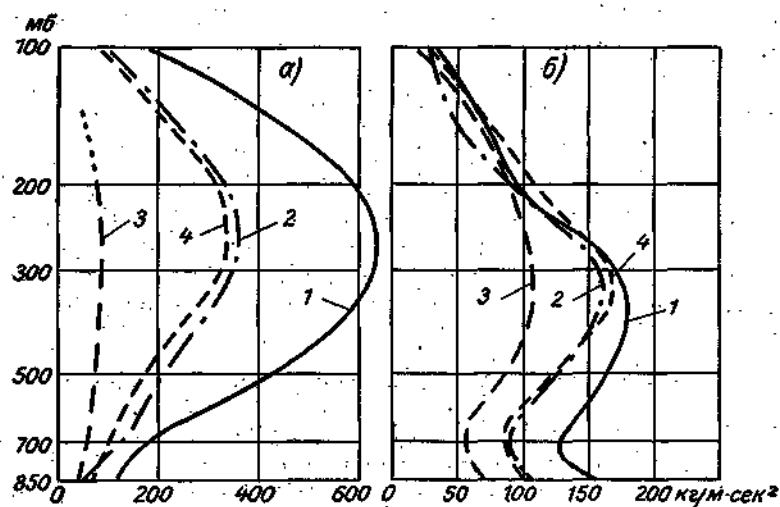


Рис. 7.9. Средние сезонные вертикальные профили $\bar{K}$ (а) и $\bar{K}'$ (б) над центром тихоокеанского максимума.
1 — зима, 2 — весна, 3 — лето, 4 — осень.

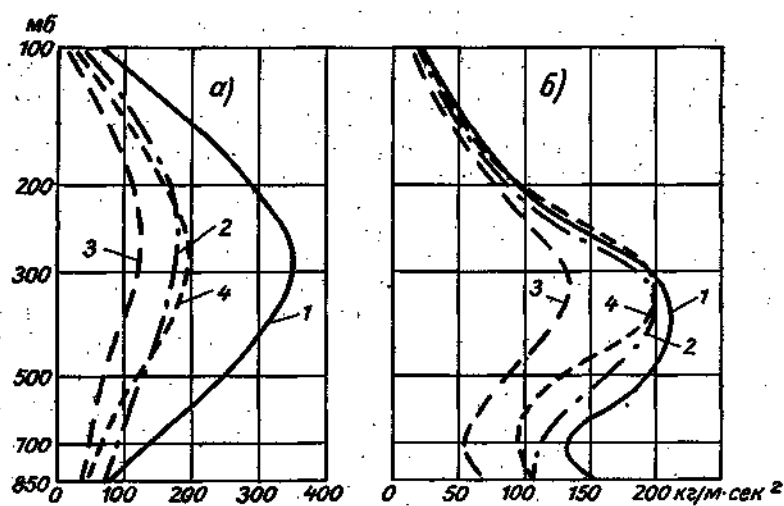


Рис. 7.10. Средние сезонные вертикальные профили $\bar{K}$ (а) и $\bar{K}'$ (б) над центром атлантического максимума.
1 — зима, 2 — весна, 3 — лето, 4 — осень.

Имеющиеся эмпирические данные позволяют вычислить кинетическую энергию только горизонтальных движений воздуха.

Вертикальные профили средней скорости ветра одновременно дают представление об изменениях кинетической энергии осредненного движения с высотой. В зависимости от широты $\bar{K}$ возрастает с высотой до уровней 300—200 мб, а затем убывает (рис. 7.9 и 7.10). Наибольшие $\bar{K}$ наблюдаются зимой, наименьшие — летом. Годовая амплитуда $\Delta\bar{K} = \bar{K}_z - \bar{K}_л$ с высотой растет. Выше 300—200 мб сезонные вертикальные профили $\bar{K}$ сближаются так, что $\Delta\bar{K}$, убывая с высотой, становится незначительной выше уровня 100 мб.

Характер вертикальных профилей $\bar{K}'$ отличается от характера вертикальных профилей $\bar{K}$. В частности, $\bar{K}'$ в среднем убывает с высотой примерно до уровня 700 мб, затем растет с высотой в зависимости от широты до уровней 450—300 мб, а выше снова уменьшается. Годовая амплитуда $\Delta\bar{K}'$ почти не изменяется с высотой до уровней 450—300 мб, а затем резко убывает и выше уровня 200 мб становится незначительной. Уровень с максимальным значением расположен чаще всего несколько ниже уровня с максимальным значением $\bar{K}$.

Кинетическая энергия атмосферы в горизонтальном направлении распределена весьма неравномерно. Максимальные значения $\bar{K}$ и $\bar{K}'$ сосредоточены главным образом в верхней тропосфере и нижней стратосфере, особенно в областях струйных течений, в виде очагов различной протяженности и интенсивности. Сечения очагов повышенных значений $\bar{K}$ и $\bar{K}'$ имеют иногда форму окружности, но чаще всего форму эллипсов, вытянутых вдоль господствующего направления потока. Обычно очаги повышенных или пониженных значений $\bar{K}$ и $\bar{K}'$ совпадают, но центры очагов $\bar{K}'$ несколько смещены вперед к северо-востоку относительно положения центров сопряженных с ними очагов $\bar{K}$.

На поверхности 300 мб отмечается наличие нескольких областей с повышенными значениями $\bar{K}$ и $\bar{K}'$. Зимой эти области наиболее резко выражены над Тихим и Атлантическим океанами; более слабые очаги наблюдаются над Северной Африкой и югом Азии. В центральной части тихоокеанского максимума $\bar{K}$ достигает $600 \text{ кг/м} \cdot \text{сек}^2$ и более, в центральной части атлантического — $300 \text{ кг/м} \cdot \text{сек}^2$ и более, а в африканском и азиатском — около $200\text{—}300 \text{ кг/м} \cdot \text{сек}^2$. Летом эти очаги ослабевают и несколько сдвигаются к северу. В табл. 61 приведены средние максимальные значения $\bar{K}$ и $\bar{K}'$ для различных уровней тихоокеанского и атлантического очагов высоких значений $\bar{K}$ и $\bar{K}'$, вычисленные С. Као и В. Тейлором по данным многолетних ветровых наблюдений.

Таблица 61

Вертикальное распределение $\bar{K}$ и $\bar{K}'$ кг/м · сек² в основных очагах

Высота, мб	Тихий океан				Атлантический океан			
	$\bar{K}$		$\bar{K}'$		$\bar{K}$		$\bar{K}'$	
	зима	лето	зима	лето	зима	лето	зима	лето
850	120	45	155	70	70	40	160	70
700	180	55	130	60	140	50	130	60
500	430	65	170	80	250	65	190	90
300	630	75	170	110	350	110	195	135
200	580	70	90	90	290	110	100	70
100	170	—	30	20	60	10	25	20

Из табл. 61 видно, что зимой на всех высотах $\bar{K}$ и $\bar{K}'$ больше, чем летом, и кинетическая энергия осредненного движения тихоокеанского очага существенно больше, чем атлантического. Вместе с тем, величина кинетической энергии турбулентных движений в слое примерно 500—300 мб в тихоокеанском очаге меньше, чем в атлантическом. Особенно велики различия в величине $\frac{\bar{K}'}{\bar{K}}$, которая характеризует интенсивность турбулентности.

Центры горизонтальных сечений очагов высоких значений кинетической энергии на различных уровнях лежат на одной прямой, несколько наклоненной к востоку (т. е. вдоль потока). При этом ось очага $\bar{K}'$ до уровня 300—250 мб расположена примерно на 5—10° севернее оси очага $\bar{K}$. На больших высотах ось очага $\bar{K}'$, напротив, расположена несколько южнее оси очага $\bar{K}$. Пересечение осей имеет место немного выше уровня 250 мб.

Е. П. Борисенков определил локальное распределение кинетической энергии в струйных течениях. Характерные линейные масштабы очагов с высокими значениями $\bar{K}$ определялись им по расстоянию между точками относительно центра, величина $\bar{K}$ в которых была равна половине $\bar{K}$ в центре. Характерная длина очагов в этих единицах в слое 850—100 мб была 1700—2000 км, а ширина — 850—900 км. Наибольшая часть кинетической энергии сосредоточена в слое 500—300 мб в умеренных широтах и в слое 300—200 мб — в южных широтах. Среднее распределение $\bar{K}$ в очагах струйных течений приведено в табл. 62.

Таблица 62

Величина $\bar{K}$ в очагах струйных течений (10^6 эрг)

Слой, мб . . .	850—700	700—500	500—300	300—200	200—100
$\bar{K}$	3,00	4,20	8,25	9,40	6,70

В среднем запасы кинетической энергии в зоне очага на площади радиусом 1000 км составляют $(2 \div 5) 10^{26}$ эрг. От центра очага к его периферии $\bar{K}$ убывает. Среднее значение горизонтального градиента $\bar{K}$ в слое 500—200 мб составляет $(0,80 \div 0,85) 10^6$ эрг/100 км. Однако в отдельных случаях он может достигать $(3,0 \div 4,5) 10^6$ эрг/100 км.

Глава VIII

ОБЛАКА

Облака и выпадающие из них осадки относятся к наиболее важным атмосферным явлениям. Их наличие влияет на тепловой баланс земной поверхности. Фазовые переходы воды, происходящие при образовании, развитии и распаде облаков, влияют на термический режим в свободной атмосфере. Тепло, выделяющееся или поглощающееся при этом, играет роль и в процессах синоптического масштаба, в частности при цикло- и антициклогенезе.

Наличие облаков сказывается на работе авиации, так как при этом уменьшается горизонтальная и вертикальная видимость в атмосфере, возникает обледенение и болтанка самолетов и т. д. Особенно опасны для полетов грозы, развивающиеся в зоне кучево-дождевых облаков.

В последние годы интенсивно велись исследования микрофизических процессов в облаках, в частности механизмов роста облачных элементов, фазовой перестройки облаков и т. д. Изучение этих проблем физики облаков особенно необходимо для разработки методов активных воздействий на облака и осадки.

Несколько медленнее развивались макрофизические исследования, в частности, изучение термодинамических условий образования и развития облаков. Однако и здесь удалось приблизиться к решению наиболее трудной практической проблемы метеорологии — прогнозу облаков и осадков.

§ 1. Атмосферные процессы, приводящие к образованию облаков

Облака являются одним из звеньев общего круговорота воды в системе атмосфера—земля. В результате конденсации водяного пара в атмосфере появляются облачные капли или кристаллы, совокупность которых называют облаками. Появление их связано со сложными термодинамическими процессами в атмосфере.

Свойства возникающего облака зависят от температуры и

влажности воздуха, структуры горизонтальных и особенно вертикальных движений воздуха, радиационных условий и т. д. Образовавшееся облако в свою очередь активно влияет на метеорологические условия вблизи него: на излучение и поглощение радиации, на тепловой режим и т. д.

Сложные термодинамические процессы вызывают непрерывную эволюцию облака. Часть облачных элементов (капель или кристаллов) выпадает из него, часть возникает вновь, а некоторые элементы испаряются, если в облаке происходят пульсации температуры и влажности. Внутри облака идут процессы конденсации, коагуляции и т. д., что приводит к непрерывной перестройке его микроструктуры.

На развитие облака сильно влияет окружающая среда, из которой облако черпает запасы водяного пара и энергии движения и в которую испаряются элементы облака с его границ.

Возникновение облаков всегда бывает связано с резким локальным ростом относительной влажности, в результате которого в той или иной части атмосферы воздух оказывается насыщенным водяным паром. Непосредственной причиной этого является, как правило, локальное охлаждение воздуха — чаще всего адиабатическое. Некоторую роль может играть и неадиабатическое охлаждение.

Адиабатическое охлаждение происходит при восходящих упорядоченных движениях воздуха в циклонах, особенно в зоне атмосферных фронтов, при подъеме конвективных элементов (термиков), при турбулентном перемешивании (так называемой динамической конвекции) и т. д. Над горами и у берегов морей и океанов восходящие движения часто возникают в гребнях образующихся здесь атмосферных волн.

К неадиабатическим процессам, влияющим на образование облаков, относится как радиационное охлаждение воздуха, так и охлаждение воздуха в результате теплообмена с относительно холодной подстилающей поверхностью. Заметную роль может играть охлаждение, связанное со смещением теплого влажного воздуха с более холодным и т. д.

Наибольшую роль в образовании облаков играют процессы адиабатического охлаждения воздуха, являющиеся следствием обширного по размерам конвективного или вынужденного подъема влажного воздуха. Так образуются обширные поля облаков, простирающиеся на сотни и тысячи километров. Следует отметить, что обычно на ход процесса в той или иной степени влияют теплообмен с окружающей атмосферой (а иногда и с подстилающей поверхностью), радиационные факторы (например, поглощение и излучение радиации облачными элементами) и т. д. Однако в целом, как указывает А. Х. Хргиан, подъем воздуха в атмосфере обычно не очень значительно отличается от адиабатического и неадиабатического воздействия, не нарушает

общий ход процесса облакообразования, определяя лишь некоторые его детали. Так, например, радиационное охлаждение верхней поверхности слоистых облаков оказывает большое влияние на структуру их верхней части (см. § 3).

Неадиабатические процессы играют наибольшую роль в образовании туманов и низких слоистых облаков. Они образуются, например, если в пограничном слое атмосферы происходит адвекция теплого влажного воздуха, который охлаждается благодаря лучистому и турбулентному теплообмену с подстилающей поверхностью, а над ним имеется инверсионный или изотермический слой, препятствующий переносу водяного пара и продуктов конденсации в выше лежащие слои. При этом существенную роль играет здесь также турбулентность, которая обычно сильно развита в пограничном слое.

Теория процессов облакообразования, учитывающая все основные облакообразующие факторы, начала развиваться лишь в последние годы. Однако ввиду исключительной сложности задачи, к настоящему времени теоретически оказалось возможным выяснить лишь основные закономерности процессов образования и эволюции облаков. В частности, при ее решении до сих пор не удалось одновременно учесть микро- и макрофизические процессы и во всех работах главное внимание уделяется последним. Прежде чем перейти к изложению основных результатов выполненных исследований, остановимся на классификации облаков и описании характерных особенностей облаков различного типа.

Общепринятая сейчас классификация облаков учитывает в основном структурно-морфологические признаки облаков и высоту их основания. Эта классификация неудобна тем, что генетически родственные облака (например, Sc, As и Cs) оказываются в различных ярусах. Поэтому при изучении физики облаков, особенно если речь идет о макропроцессах, во многих случаях удобнее пользоваться генетической классификацией облаков, т. е. классификацией, построенной на основе анализа основных облакообразующих факторов. До настоящего времени достаточно подробной генетической классификации еще нет и обычно все облака делятся на слоистообразные, волнистообразные и кучевообразные.

1. Слоистообразные облака образуют наиболее обширный класс облаков. В него входят две, в известной степени автономные группы облаков. К первой из них относятся Ns, As, Cs, некоторые виды Ci и т. д., которые образуются благодаря сравнительно медленным (от десятых долей до нескольких см/сек) упорядоченным вертикальным движениям в циклонах, барических ложбинах и т. д. Особенно часто такие облака наблюдаются в зонах атмосферных фронтов.

Во вторую группу слоистообразных облаков входят St, St fr.,

в образовании которых главную роль играют неадиабатические процессы в пограничном слое атмосферы. Все слоистообразные облака характеризуются тем, что их горизонтальные размеры в сотни и тысячи раз превосходят толщину облачного слоя.

2. Волнистообразные облака (Sc, Ac, Cs) связаны с наличием в слое, где образуются облака, волновых движений или ячейковой конвекции. Толщина волнистообразных облаков обычно не превосходит 1,5—2 км, а чаще (особенно для Ac и Cs) составляет несколько десятков или сотен метров. Горизонтальные размеры полей этих облаков обычно составляют сотни километров.

3. Кучевообразные (конвективные) облака Cu, Cb, Sc cast., Ac cast., Cs cast. и др.) порождаются неупорядоченной термической конвекцией, возникающей благодаря разрешению термодинамической неустойчивости в нижней части тропосферы. Вертикальные размеры развитых кучевообразных облаков (Cu cong., Cb) сравнительно мало отличаются от их горизонтальных размеров, причем чаще всего и те и другие составляют несколько километров. Башенкообразные облака (например, Ac cast) могут занимать по горизонтали сотни, а изредка и тысячи км², вертикальная же их мощность сравнительно редко превосходит 2—3 км.

Описанная генетическая классификация облаков, конечно, не может исчерпать всего многообразия форм облаков, наблюдающихся в природе. Так, не совсем ясно место в ней многочисленных форм перистых облаков, в частности облаков струйных течений. Кроме того, в атмосфере очень распространены облака переходных форм, например, такие, как Sc diu., Ac diu. Эта классификация не учитывает также влияния на структуру облаков микрофизических процессов и их фазового состояния и т. д. Однако при изложении материала мы будем в основном пользоваться генетической классификацией облаков, поскольку таким образом легче оценить роль основных макропроцессов как в формировании, так и в эволюции облаков.

§ 2. Слоистообразные облака

Слоистообразные облака являются наиболее распространенными в атмосфере, особенно в умеренных и высоких широтах. С фронтальными слоистообразными облаками связано наибольшее количество выпадающих в умеренных и высоких широтах осадков.

Как уже говорилось выше, образование и эволюция облаков зависят от процессов переноса и перераспределения влаги и от характера изменений температуры воздуха в том слое, где происходит облакообразование. Поэтому процесс облакообразования математически описывается системой дифференциальных

уравнений, состоящей из уравнений переноса водяного пара и тепла.

Предположим, что коэффициент турбулентности k одинаков для переноса и тепла, и водяного пара, причем по горизонтали турбулентный теплообмен равен нулю. Пренебрежем радиационным теплообменом и будем считать, что влагосодержание и температура воздуха в направлении, перпендикулярном ветру (т. е. вдоль оси oy), не меняются, т. е. рассматриваются условия вдали от боковой границы облака. С учетом сформулированных предположений М. Е. Шве́ц записал уравнения переноса влаги и тепла в виде:

$$\rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} + w \frac{\partial s}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(k\rho \frac{\partial s}{\partial z} \right) - m, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(k\rho \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{Lm}{c_p \rho}. \quad (8.1)$$

Здесь s — удельная влажность, T — температура, ρ — плотность воздуха, t — время, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, L — скрытая теплота конденсации, γ_a — адиабатический градиент температуры, θ — потенциальная температура, m — абсолютная скорость конденсации водяного пара, т. е. масса капель воды или кристаллов льда, образующихся в единице объема за единицу времени, u — горизонтальная скорость воздуха (в направлении оси ox), w — вертикальная скорость воздуха.

Из системы уравнений (8.1) видно, что изменение влагосодержания и температуры в определенной точке пространства $\left(\frac{\partial s}{\partial t} \right.$ и $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right)$ зависят: а) от переноса влаги и тепла горизонтальным потоком, т. е. от адвективных членов $\left(u \frac{\partial s}{\partial x}, u \frac{\partial T}{\partial x} \right)$; б) от переноса влаги и тепла с упорядоченными вертикальными движениями $\left(w \frac{\partial s}{\partial z}, w \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right) \right)$; в) от турбулентного перемешивания в вертикальной плоскости [члены $\frac{\partial}{\partial z} \left(k\rho \frac{\partial s}{\partial z} \right)$ и $\frac{\partial}{\partial z} \left(k\rho \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)$] и, наконец, г) от фазовых переходов (члены, содержащие m). Очевидно, что при конденсации ($m > 0$) удельная влажность в данной точке уменьшается $\left(\frac{\partial s}{\partial t} < 0 \right)$, а температура растет $\left(\frac{\partial T}{\partial t} > 0 \right)$.

Система двух уравнений (8.1) содержит четыре неизвестные величины: s , T , m и ρ . При этом каждая из этих величин, вообще говоря, является функцией координат и времени. Для того чтобы замкнуть эту систему, М. Е. Шве́ц использовал то обстоятельство, что изменение ρ с высотой пренебрежимо мало по сравне-

нию с изменением с высотой s , θ и k и поэтому в первом приближении можно считать $\rho = \frac{p}{RT}$ постоянным¹. Кроме того, в состоянии насыщения (т. е. внутри облака) абсолютная влажность q является функцией одной лишь температуры T , т. е.

$$q = sp = F(T). \quad (8.2)$$

Таким образом, для определения неизвестных q , T и m имеются три уравнения. Естественно, что искомые неизвестные должны удовлетворять кроме уравнений (8.1) — (8.2) еще некоторым начальным и граничным условиям.

Система (8.1) — (8.2) является нелинейной, и ее точное решение чрезвычайно сложно. Однако многие принципиальные выводы можно получить и не решая задачу до конца.

На основании (8.2) имеем:

$$\frac{dq}{dt} = F' \frac{dT}{dt}, \quad (8.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right) = F' \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 F'', \quad (8.4)$$

где штрих означает дифференцирование по T . Подставляя (8.3) и (8.4) во второе уравнение системы (8.1) и учитывая, что $\rho = \text{const}$, а абсолютная влажность $q = \rho s$, найдем

$$F' \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{q}{\rho} \frac{dp}{dt} + F'' k \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 - m. \quad (8.5)$$

Если разделить обе части уравнения (8.5) на F' , то, принимая во внимание уравнение состояния и исключая из (8.5) $\frac{dp}{dt}$, после несложных преобразований получаем

$$\begin{aligned} \frac{Lm}{c_p \rho} \left(1 + \frac{\rho c_p}{L F'} \right) &= k \frac{F''}{F'} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 - \frac{q}{F' T} \frac{dT}{dt} + \\ &+ \left(\frac{q}{p F'} - \frac{A}{c_p \rho} \right) \frac{dp}{dt} - \gamma_s \frac{\partial k}{\partial z}, \end{aligned} \quad (8.6)$$

где A — термический эквивалент работы. Значения F' и F'' находятся из уравнения Клаузиуса—Клапейрона

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dT} = \frac{L}{AR_w T}, \quad (8.7)$$

где E — насыщающая упругость водяного пара, R_w — газовая постоянная для влажного воздуха.

Поскольку $q = \frac{E}{R_w T}$, то

$$F' = \frac{dq}{dT} = \frac{E}{TR_w} \left[\frac{1}{E} \frac{dE}{dT} - \frac{1}{T} \right] = \frac{q}{T} \left[\frac{L}{R_w AT} - 1 \right].$$

¹ Давление $p(x, z, t)$ предполагается известным заранее.

Обозначим $\frac{L}{AR_w T} - 1 \approx \frac{L}{AR_w T} = a$, тогда

$$F' = \frac{q}{T} a,$$

а

$$\frac{F''}{F'} \approx \frac{a-2}{T}.$$

Легко показать, что в диапазоне температур 253—293° К a изменяется от 20,4 до 17,5, а $\frac{F''}{F'}$ — от 0,072 до 0,053.

Введем теперь следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{a-2}{T \left(1 + \frac{c_p T}{Las}\right)}; \quad \beta = \frac{\left(1 - \frac{c_p}{aAR}\right)}{1 + \frac{c_p T}{Las}};$$

$$\delta = \frac{1}{1 + \frac{c_p T}{Las}}.$$

С помощью этих обозначений уравнение (8.7) можно переписать так:

$$\frac{L_m}{c_p \rho} = \alpha k \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2 + \delta \left(\frac{T}{ap} - \frac{A}{c_p \rho}\right) \frac{dp}{dt} - \frac{\delta}{a} \frac{dT}{dt} - \gamma_a \delta \frac{\partial k}{\partial z}, \quad (8.8)$$

а уравнение притока тепла примет вид

$$\left(1 + \frac{\delta}{a}\right) \frac{dT}{dt} - \frac{A}{c_p \rho} \frac{dp}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) + (1 - \delta) \gamma_a \frac{\partial k}{\partial z} +$$

$$+ \alpha k \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2 + \frac{dp}{dt} \left(\frac{T}{ap} - \frac{A}{c_p \rho}\right) \delta. \quad (8.9)$$

Величина α имеет порядок нескольких сотых, а β и δ — нескольких десятых, причем все они растут с повышением температуры и понижением давления.

Поскольку

$$\frac{dp}{dt} \approx -\rho g w,$$

то

$$\delta \left(\frac{T}{ap} - \frac{A}{c_p \rho}\right) \frac{dp}{dt} = \delta \left(1 - \frac{c_p}{aAR}\right) \frac{Ag}{c_p} w = \beta \gamma_a w. \quad (8.10)$$

Используя (8.10), можно из (8.8) получить выражение для удельной скорости конденсации водяного пара:

$$m = \frac{c_p \rho}{L} \left[\alpha k \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2 - \gamma_a \delta \frac{\partial k}{\partial z} + \beta \gamma_a w - \frac{\delta}{a} \frac{dT}{dt} \right]. \quad (8.11)$$

Из уравнения (8.11) видно, что скорость конденсации водяного пара в атмосфере зависит от величины коэффициента турбулентности k , вертикальных градиентов температуры и коэффициента турбулентности $\left(\frac{\partial T}{\partial z} \text{ и } \frac{\partial k}{\partial z}\right)$, от скорости упорядоченного подъема воздуха w и от изменения температуры в движущемся воздухе $\left(\frac{dT}{dt}\right)$. Если наряду с вертикальным турбулентным обменом учитывать и обмен по горизонтали, то в правую часть уравнения (8.11) войдут дополнительные члены $\alpha k_1 \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2$ и $\alpha k_1 \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2$ (k_1 — коэффициент турбулентности в горизонтальном направлении). Их роль гораздо меньше, чем слагаемого, зависящего от k . Порядок $\frac{\delta}{a}$ составляет 10^{-2} , а $\frac{dT}{dt} \sim 10^{-3}$, таким образом, членом $\frac{\delta}{a} \frac{dT}{dt}$ можно, вообще говоря, пренебречь как малым по сравнению с другими слагаемыми в (8.11).

Как указывает Л. Т. Матвеев, тот факт, что член $\frac{\delta}{a} \frac{dT}{dt}$ является наименьшим, сам по себе не свидетельствует о малости влияния на конденсацию изменений температуры, поскольку от температуры зависят и остальные слагаемые в правой части (8.11).

Из (8.11) следует, что скорость конденсации увеличивается с ростом $\frac{\partial T}{\partial z}$ и k . При этом, хотя первое слагаемое в правой части (8.11) положительно при любом значении $\frac{\partial T}{\partial z}$, из физических соображений следует ожидать, что наилучшие условия для увеличения q , а значит, и для конденсации будут создаваться под задерживающими слоями, где затруднен отток водяного пара через верхнюю границу слоя. Отметим также, что внутри инверсионных (и изотермических) слоев обычно наблюдается уменьшение k , а значит, около нижней границы задерживающих слоев $\frac{\partial k}{\partial z} < 0$, т. е. второе слагаемое в правой части (8.11) положительно и конденсация идет быстрее, чем в тех слоях, где $\frac{\partial k}{\partial z} \geq 0$.

В свободной атмосфере наибольшую величину в уравнении (8.11) имеет слагаемое, зависящее от w , и поэтому здесь главная роль в процессе образования слоистообразных облаков принадлежит упорядоченным вертикальным движениям. В пограничном слое роль слагаемых, зависящих от w и от k , приблизительно одинакова.

Рассмотрим теперь отдельные облакообразующие факторы более подробно.

1. Роль упорядоченных вертикальных движений и турбулентности в образовании и эволюции слоистообразных облаков. Упорядоченные восходящие движения чаще всего наблюдаются в областях пониженного давления в нижней половине тропосферы. Они возникают главным образом вследствие конвергенции воздушных течений в нижнем слое, вызываемой силами вязкого трения или динамического подъема воздуха в зоне атмосферных фронтов. Скорости их колеблются от десятых долей до нескольких десятков *см/сек*, причем они наибольшие в узкой зоне, непосредственно прилегающей к фронтальному разделу. Общая площадь зоны восходящих течений может составлять несколько млн. *км²*.

Поскольку конвергенция трения сказывается главным образом в нижней половине тропосферы, слоистообразные облака сравнительно редко наблюдаются на высотах, превышающих 3—5 *км*. Лишь около атмосферных фронтов, где происходит восходящее «скольжение» теплого воздуха по фронтальной поверхности, зона упорядоченных восходящих движений может охватывать большую часть тропосферы, а иногда и всю ее, вследствие чего образуется целая система облачных слоев, зачастую состоящая из облаков всех ярусов. В дальнейшем этот вопрос будет рассмотрен более подробно.

Е. Г. Ломоносов и Т. П. Попова показали, что в свободной атмосфере коэффициент корреляции между знаком ω и наличием (при $\omega > 0$) или отсутствием (при $\omega < 0$) облачности оказался равным 0,32. При этом в областях нисходящих течений облака наблюдались лишь в 7% случаев и были при этом либо кучево-образными, либо деградирующими слоистообразными. При $\omega > 0$ облака (большой частью слоистообразные) наблюдались в 31% случаев, а облака *Ns—As* наблюдались только в зонах восходящих течений.

Таким образом, приведенные данные убедительно демонстрируют роль упорядоченных вертикальных движений в образовании слоистообразных облаков. Однако тот факт, что коэффициент корреляции между облачностью и знаком вертикальных движений оказался значительно меньше единицы, говорит о том, что процесс образования облаков зависит еще от ряда факторов, главным из которых (особенно в пограничном слое атмосферы) является турбулентность.

Анализ уравнения (8.11) показывает, что роль турбулентности в процессах образования слоистообразных облаков весьма велика, причем важна не только интенсивность турбулентности, но и характер вертикального профиля коэффициента турбулентности. К сожалению, в настоящее время эмпирических данных

о значениях k и особенно $\frac{\partial k}{\partial z}$ в облаках очень мало, поскольку k в настоящее время непосредственно еще не измеряется.

Имеющиеся данные о величине k и $\frac{\partial k}{\partial z}$ являются приближенными, так как они получены главным образом по материалам измерений перегрузок самолета при полете в турбулизированной зоне атмосферы. В табл. 63 приведены данные измерений k в слоистообразных и волнистообразных облаках. Из таблицы видно, что внутри этих облаков значения k изменяются от 10 до 100—125 м²/сек. Вне облаков, как это видно из табл. 64, они гораздо меньше.

Таблица 63

Повторяемость (%) различных значений коэффициентов турбулентности в облаках различных форм (по М. А. Герману)

ФОРМА облаков	Коэффициент турбулентности, м ² /сек								Число случаев
	< 10,0	10,1—20,0	20,1—30,0	30,1—40,0	40,1—50,0	50,1—75,0	75,1—100,0	100,1—125,0	
Теплое полугодие									
Cs	—	30,8	33,2	11,9	11,9	7,1	2,4	2,4	42
Ac	—	6,2	6,3	12,5	12,5	25,0	25,0	12,5	16
As	—	10,0	10,0	5,0	20,0	15,0	40,0	—	20
Ns	1,9	7,7	9,6	19,3	25,0	25,0	11,5	—	52
Sc	—	—	7,4	11,0	37,1	37,1	7,4	—	27
Холодное полугодие									
Ac	—	15,8	5,3	15,8	15,8	42,0	5,3	—	19
As	—	—	—	63,7	27,2	9,1	—	—	11
Ns	—	22,7	13,7	31,8	22,7	9,1	—	—	22
Sc	—	13,4	10,0	20,0	33,3	20,0	3,3	—	30

Величины k , приведенные в табл. 63 и 64, характеризуют лишь осредненную картину развития турбулентности в облаках. Весьма интересно поэтому рассмотреть, как меняется k внутри облачного слоя по вертикали. Примеры такого распределения приведены на рис. 8.1.

Из этого рисунка видно, что наибольшая турбулентность наблюдается вблизи границ облаков. В безоблачных промежутках (рис. 8.1 а) турбулентность резко ослабевает. Этот вывод хорошо подтверждается также данными о распределении числа Ричардсона Ri в зоне слоистообразных облаков. Так, например, по данным А. Х. Хргиана и К. Г. Абрамович, среднее значение k

Таблица 64

Средние и максимальные значения коэффициента турбулентности ($\text{м}^2/\text{сек}$)
в облаках и вне их

	В облаках					Вне облаков на высотах, км			Автор
	Cs	Ac	As	Ns	Sc	≤ 2	2—8	8—12	
Теплое полугодие									
Средние . . .	31	63	58	46	51	24	22	18	М. А. Герман
Максимальные	101	109	89	92	88	35	42	34	М. А. Герман
Холодное полугодие									
Средние . . .		46	43	34	40	22	20	6	М. А. Герман
Максимальные		79	62	66	85	38	55	14	М. А. Герман
Средние . . .		55	27	56	59	—	—	—	Л. Т. Матвеев

над слоистыми облаками в несколько раз меньше, чем внутри них, т. е. стратификация атмосферы вне облаков характеризуется большей устойчивостью, а значит, и меньшим развитием турбулентности, чем внутри облачного слоя.

Вертикальные и горизонтальные градиенты коэффициента турбулентности, которые могут наблюдаться в зоне слоистообразных облаков, очень велики. Из рис. 8.1 видно, что вблизи границ облаков $\frac{\partial k}{\partial z}$ может, например, превосходить $0,2 \text{ м/сек}$.

Большая пространственная изменчивость величины k (как по вертикали, так и по горизонтали) хорошо заметна по структуре зон болтанки самолетов. При полете самолета внутри облаков участки болтанки чередуются со спокойными участками, причем возмущенные и невозмущенные зоны довольно резко разграничены. Такая «пятнистая» структура зон болтанки свидетельствует о том, что внутри слоистообразных облаков на отдельных участках существуют очень большие горизонтальные и вертикальные градиенты коэффициента турбулентности.

Приведенные данные о значениях k и $\frac{\partial k}{\partial z}$ показывают, что в уравнении (8.11) слагаемые, содержащие параметры турбулентности, в отдельных случаях могут иметь порядок, близкий к порядку величины членов, зависящих от w . Это означает, что в некоторых случаях турбулентность может играть даже определяющую роль в развитии слоистообразных облаков.

2. Поле температуры в слоистообразных облаках. Влажность воздуха, а тем самым и общее влагосодержание и водность облака в основном определяются температурными условиями в зоне облаков. Вертикальные градиенты температуры воздуха,

оказывая определяющее влияние на устойчивость стратификации в соответствующем слое атмосферы, влияют тем самым и на

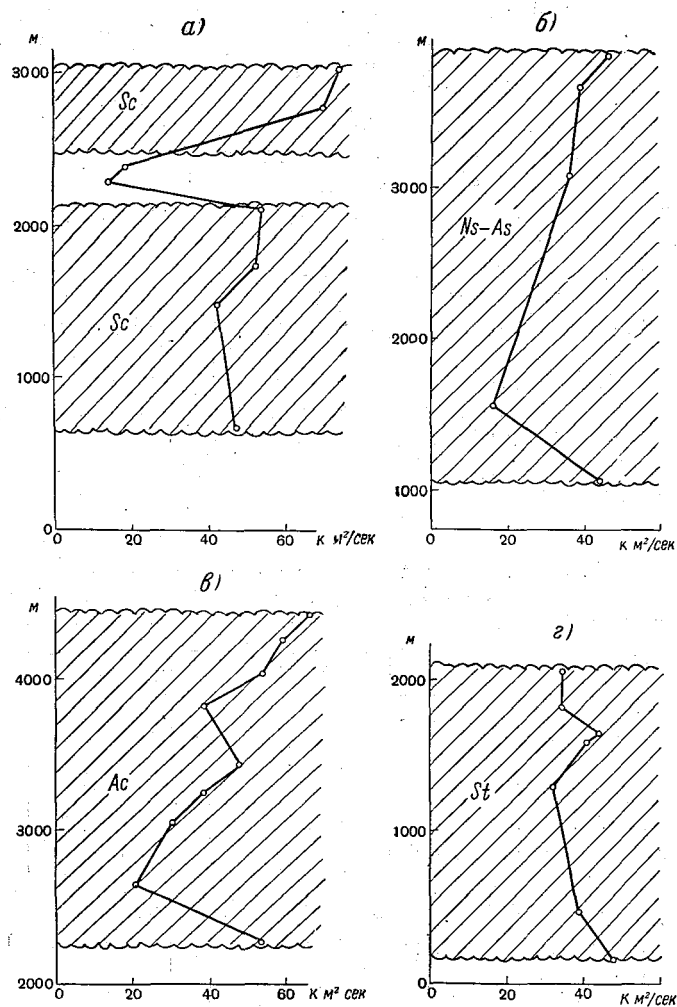


Рис. 8.1. Вертикальные профили коэффициента турбулентности (по М. А. Герману).

а) Sc, 20 февраля 1961 г.; б) Ns-As, 24 января 1958 г.; в) As, 23 января 1958 г.; г) St, 3 марта 1961 г.

динамические характеристики облаков, определяя интенсивность турбулентных и конвективных движений внутри них, форму нижней и верхней поверхности облаков и т. д.

Эмпирических данных об особенностях температурного режима внутри слоистообразных облаков имеется в настоящее время еще недостаточно, особенно для облаков среднего и тем более верхнего ярусов. Несколько больше материалов измерений имеется для слоистых облаков нижнего яруса, особенно для подфронтальных и внутримассовых облаков.

По исследованиям А. М. Боровикова, Sc в 64%, а St в 76% случаев располагаются под инверсиями температуры или даже частично внутри инверсионных слоев. Характерно, что в тех случаях, когда над облаками инверсии нет, эти облака чаще всего являются элементами многослойной фронтальной облачности.

Внутри Sc и St распределение температуры, согласно А. Х. Хргиану, может быть двояким:

1) либо в облачном слое наблюдается почти постоянный градиент температуры, близкий к влажноадиабатическому,

2) либо в нижней и центральной частях облака наблюдается градиент температуры, близкий к влажноадиабатическому, а верхняя часть облака располагается внутри надоблачного инверсионного слоя, как бы вклиниваясь внутрь его.

Характеристики стратификации внутри облаков St—Sc и над ними приведены в табл. 65.

Таблица 65

Характеристика температуры в облачных слоях
Sc—St (по А. Х. Хргиану). Москва, 1951—1954 гг.

Элемент	Декабрь— февраль	Март— май	Июнь— август	Сентябрь— ноябрь	Год
Градиент температуры в облаках без инвер- сии γ °/100 м	0,66	0,62	0,65	0,71	0,66
Влажноадиабатический градиент $\gamma_{ва}$	0,72	0,72	0,62	0,67	0,68
$\gamma - \gamma_{ва}$	-0,06	-0,10	+0,03	+0,04	-0,02

При наличии инверсии в верхней части облака

Мощность инверсии, км	0,126	0,134	0,149	0,147	0,139
Градиент температуры в инверсии, град/100 м	-3,30	-1,74	-0,74	-2,05	-1,94
Мощность слоя инвер- сии над облаком, км	0,31	0,27	0,39	0,36	0,33
Градиент над облаками	-0,35	-0,13	+0,20	-0,84	-0,28

Данные наблюдений показывают, что над надфронтальными слоистообразными облаками распределение температуры близко к описанному выше. Хотя инверсии температуры над Ns, As и Cs, по-видимому, наблюдаются реже, чем над St и Sc, над их вершинами все же почти всегда имеется слой с повышенной терми-

ческой устойчивостью. Так, например, согласно Л. Т. Матвееву, средний градиент температуры в слое воздуха, прилегающем к верхней границе N_s , равен $0,03^\circ/100 \text{ м}$.

По данным С. М. Шметера, на Дальнем Востоке и в Восточной Сибири над A_s и C_s в 53% случаев $\gamma \leq 0,5^\circ/100 \text{ м}$, а почти в 20% случаев $\gamma \leq 0,10^\circ/100 \text{ м}$. При этом в обработку не были включены случаи, когда C_s располагались в непосредственной близости к тропопаузе, т. е. в слое, где вертикальные градиенты температуры малы. Толщина надоблачных слоев с повышенной устойчивостью составляла, как правило, несколько сотен метров, причем часто нижняя граница такого слоя располагалась внутри облака на расстоянии 200—300 м от его верхней кромки.

Очевидно, что повышенная термическая устойчивость в надоблачном слое воздуха способствует резкому уменьшению здесь турбулентности и, следовательно, стабилизации верхней кромки облака.

Остановимся теперь на происхождении и эволюции надоблачных зон с повышенной термической устойчивостью. Хотя к ним относятся не только инверсионные или изотермические слои, но и слои с малыми положительными градиентами температуры, в дальнейшем будет говориться в основном об инверсионных слоях, так как они характеризуются наибольшей термической устойчивостью. Качественные выводы, к которым мы придем, будут верными также для устойчивых слоев без инверсий температуры.

Располагающийся над слоистообразными облаками нижнего яруса слой с повышенной устойчивостью в случае подфронтальных облаков чаще всего представляет собой фронтальный раздел. При внутримассовых же условиях это либо инверсия оседания (в области повышенного давления), либо инверсия, образовавшаяся благодаря усилению с высотой адвекции теплого воздуха. В некоторых случаях, особенно утром, инверсии в нижней части атмосферы представляют собой верхнюю часть приземной радиационной инверсии. Они появляются тогда, когда из-за усиления ветра в нижней части пограничного слоя вблизи земли восстанавливается нормальное вертикальное распределение температуры, а выше еще сохраняется инверсия. Слои с повышенной устойчивостью внутри пограничного слоя атмосферы играют роль барьера, препятствующего турбулентному переносу водяного пара на большие высоты и, таким образом, способствующего накоплению влаги под своей нижней границей, а значит, и образованию здесь облаков.

Менее ясно происхождение инверсий над надфронтальными и внутримассовыми слоистообразными облаками вне пограничного слоя. Хотя иногда образованию этих облаков и предшествует появление в свободной атмосфере инверсионного слоя, во многих случаях непосредственно после образования слоистооб-

разных облаков их верхняя граница располагается под слоем с положительными, хотя и меньшими по абсолютной величине градиентами температуры. По-видимому, лишь позже, в процессе жизни облака, над ним образуется изотермический или даже инверсионный слой. Другими словами, облачность сама вызывает перестройку поля температуры, и в частности обуславливает формирование инверсионных слоев над своей верхней границей.

Возникающие над облаками инверсии могут иметь динамическое и радиационное происхождение. Остановимся вначале на динамических инверсиях. Предположим, что в атмосфере в слое, где расположено облако, и над ним произошла смена восходящих упорядоченных вертикальных движений на нисходящие. Это может, например, произойти при смещении облаков из циклонической области в зону повышенного давления или при росте давления из-за перестройки атмосферного барического поля. Благодаря динамическому опусканию воздуха температура начнет расти, но над облаком этот рост будет происходить быстрее, поскольку внутри него увеличение температуры замедляется из-за потерь тепла на испарение части облачных элементов. Степень этого замедления нетрудно подсчитать.

Пусть фактический вертикальный градиент температуры вне облака равен γ_1 , а в облаке — γ_2 . Если γ_a и $\gamma_{ва}$ суть сухо- и влажноадиабатический градиенты соответственно, то локальное изменение температуры вне облака под влиянием вертикальных движений будет равно

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_1 = w(\gamma_1 - \gamma_a), \quad (8.12)$$

а внутри облака —

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_2 = w(\gamma_2 - \gamma_{ва}). \quad (8.12a)$$

Поскольку $\gamma_2 - \gamma_{ва} < \gamma_1 - \gamma_a$, то при прочих равных условиях $\frac{\partial T}{\partial t}$ в облаке меньше, чем вне его. Для иллюстрации сказанного на рис. 8.2 приведены рассчитанные Л. Т. Матвеевым изменения температуры в облаке и над ним при различных значениях w . Матвеев показал также, что, хотя увеличение турбулентного перемешивания уменьшает скорость изменения температуры над облаком и увеличивает ее внутри него, все же основная картина остается неизменной.

По данным расчетов, перепад температуры в образующейся инверсии зависит от w и k (рис. 8.3). При $w \simeq -5$ см/сек он может достигать нескольких градусов. Однако, поскольку вне фронта скорости упорядоченных движений в слоистых облаках редко превосходят 1 см/сек, роль описанного механизма вряд ли велика, и он может обуславливать над слоистообразными обла-

ками лишь появление изотермических слоев или очень слабых инверсий.

Исследование образования облачных инверсий радиационного происхождения было проведено Е. М. Фейгельсон с учетом

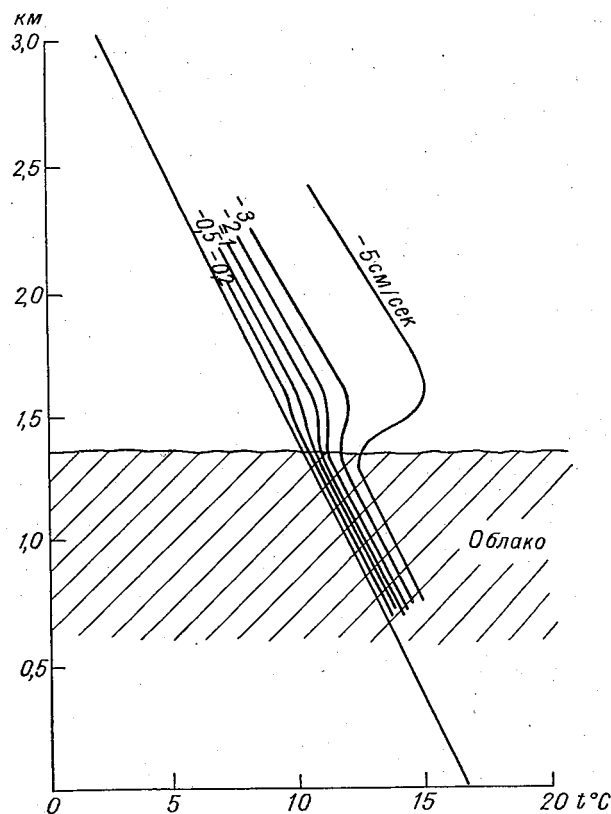


Рис. 8.2. Изменение температуры вблизи верхней границы облака через 7 час от начального момента при $k=25 \text{ м}^2/\text{сек}$ и различных w .

поглощения облаком радиации Солнца днем и его радиационного остывания днем и ночью. Расчеты показали, что в верхней части слоистообразных облаков поглощается почти вся инфракрасная радиация, приходящая от Солнца. Этому способствует то, что по отношению к ней коэффициент поглощения облачных капель и кристаллов льда больше, чем для водяного пара, раз в 10 и более. Нагревание верхней части облака, вызываемое поглощением солнечной радиации, составляет около $0,5^\circ/\text{час}$.

Гораздо интенсивнее происходит радиационное выхолажива-

ние, связанное с собственным излучением облака. Это выхолаживание сказывается в самой верхней части облака в слое толщиной 50—60 м и может достигать 7—8°. Вначале охлаждение идет очень быстро, а затем постепенно замедляется и через 2—

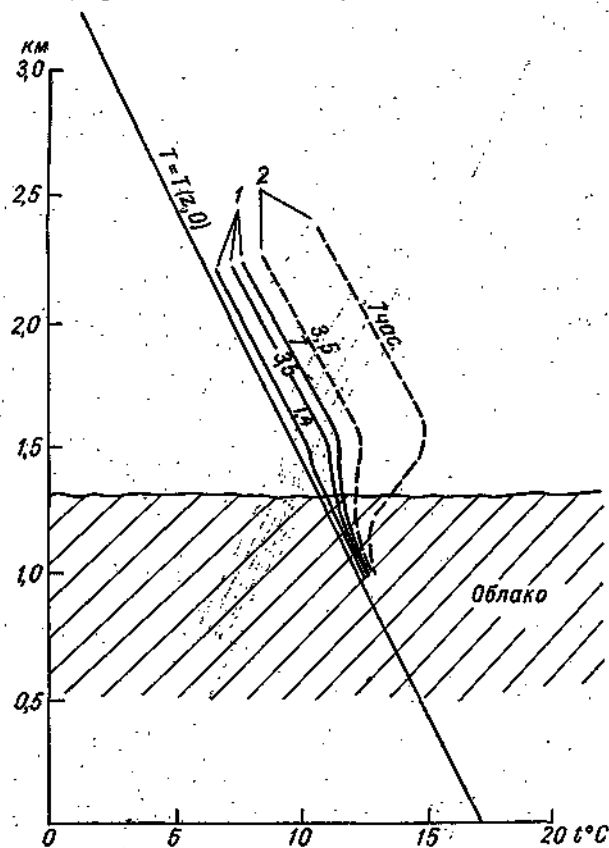


Рис. 8.3. Изменение кривой стратификации вблизи верхней границы облака при $k=10 \text{ м}^2/\text{сек}$ и различных w (по Л. Т. Матвееву).
1) $w=-2 \text{ см/сек}$; 2) $w=-5 \text{ см/сек}$.

2,5 час прекращается вовсе. Понижение температуры приводит к усилению конденсации водяного пара и росту водности облака. Выделяемая при этом скрытая теплота конденсации уменьшает понижение температуры лишь на 20—30%. Согласно расчетам, в верхней части облаков потери тепла, обусловленные радиационным выхолаживанием больше, чем его приток за счет поглощения облачными каплями солнечной радиации. При этом

нагревание облака солнечной радиацией распространяется на большую глубину, чем охлаждение. В результате радиационное охлаждение на верхней границе облака и днем и ночью почти одинаково, а днем на некоторой глубине под ней должен наблюдаться слабый рост температуры (табл. 66).

Таблица 66

Значения ΔT на разных расстояниях z от верхней кромки облака для чисто радиационной модели (по Е. М. Фейгельсон)

z м	ΔT		z м	ΔT	
	днем	ночью		днем	ночью
0	-7,60	-7,86	100	+0,028	-0,16
10	-3,83	-4,07	200	+0,13	-0,007
25	-1,69	-1,92	300	+0,09	0

Примечание. Расчет изменения температуры (ΔT) сделан для первых 0,5 час после начала действия радиационных факторов.

Поскольку радиационное остывание облака идет гораздо быстрее, чем остывание прилегающего надоблачного слоя воздуха, образуется температурная инверсия, захватывающая как надоблачный воздух, так и внутриоблачный слой, непосредственно прилегающий к вершине облака. Таким образом, как уже отмечалось ранее, слоистообразные облака сами порождают инверсию над своей верхней кромкой. По мнению А. Х. Хргиана, этот эффект должен быть особенно замечен над перисто-слоистыми облаками, где в силу большой сухости надоблачного воздуха различие в степени охлаждения воздуха и облака должно быть наибольшим.

Предыдущие выводы относятся к так называемой чисто радиационной модели, т. е. к случаю, когда турбулентное перемешивание при расчете не учитывается. Под влиянием последнего радиационное нагревание или охлаждение облака должно распространяться на существенно большую глубину и поэтому несколько уменьшается по абсолютной величине. Расчет показал, что если, например, $k \simeq 10^2$ см²/сек, то слой, в котором замечен радиационный нагрев или охлаждение, увеличивается приблизительно вдвое.

В заключение отметим, что радиационное выхолаживание верхней части облака приводит к локальному росту здесь вертикальных градиентов температуры и созданию условий, благоприятствующих развитию турбулентности и даже конвекции. Это, возможно, обуславливает конвективный характер верхней поверхности слоистообразных облаков, в частности Cs.

3. Пространственное распределение слоистообразных облаков. Поля слоистообразных облаков могут занимать громадные

площади. По данным Н. И. Мазурина, над северным полушарием более чем в 70% случаев наблюдаются облачные поля (в основном состоящие из слоистообразных облаков) площадью от 0,25 до 4 млн. км². Зимой, когда отмечается абсолютное преобладание слоистообразных облаков над всеми другими формами облаков, в половине случаев облачные поля имеют размеры от 0,6 до 3 млн. км². В 66% случаев облачные поля связаны с циклонами, причем они наиболее обширны в теплой их части.

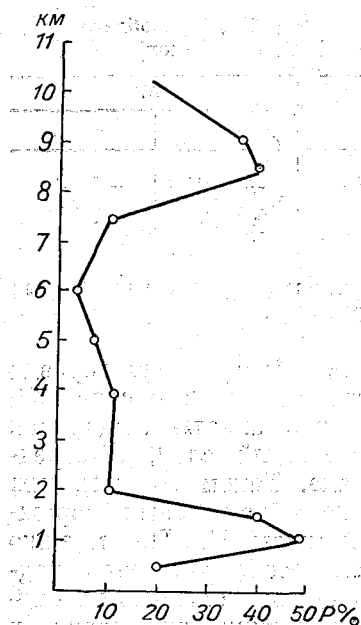


Рис. 8.4. Повторяемость внутри-массовой сплошной облачности по высотам (по Н. И. Мазурину).

Повышенная повторяемость этих облаков внутри пограничного слоя объясняется тем, что здесь в среднем наиболее велико влагосодержание воздуха. Кроме того, вблизи подстилающей поверхности сильнее всего сказывается агеострофичность ветра, приводящая к возникновению вертикальных движений воздуха. Высокая повторяемость инверсий (изотермий) в верхней половине пограничного слоя также способствует, как уже известно, образованию облачности. Наконец, в пограничном слое зачастую очень велика турбулентность потоков, способствующая интенсивному охлаждению воздуха в верхней части пограничного слоя, т. е. увеличению там относительной влажности. Этот механизм более всего ответствен за образование St.

Повышенная повторяемость слоистообразных облаков под тропопаузой, вероятно, также объясняется наличием здесь задерживающего слоя (самой тропопаузы), а также тем, что на этих высотах располагается второй максимум уровня турбу-

Следует отметить, что более чем в половине случаев полям сплошной облачности сопутствуют осадки, причем площадь зоны осадков чаще всего составляет от 10 до 50% площади облачного поля.

Материалы наблюдений показывают, что слоистообразные облака могут возникнуть как в зоне атмосферных фронтов, так и при отсутствии последних. На рис. 8.4 приведены повторяемости внутримассовых облаков на различных высотах. Чаще всего эти облака наблюдаются внутри пограничного слоя атмосферы и под тропопаузой. В средней части тропосферы они встречаются в три-четыре раза реже, чем в указанных слоях.

Повышенная повторяемость этих облаков внутри пограничного слоя объясняется тем, что здесь в среднем наиболее велико влагосодержание воздуха.

Кроме того, вблизи подстилающей поверхности сильнее всего сказывается агеострофичность ветра, приводящая к возникновению вертикальных движений воздуха. Высокая повторяемость инверсий (изотермий) в верхней половине пограничного слоя также способствует, как уже известно, образованию облачности. Наконец, в пограничном слое зачастую очень велика турбулентность потоков, способствующая интенсивному охлаждению воздуха в верхней части пограничного слоя, т. е. увеличению там относительной влажности. Этот механизм более всего ответствен за образование St.

Повышенная повторяемость слоистообразных облаков под тропопаузой, вероятно, также объясняется наличием здесь задерживающего слоя (самой тропопаузы), а также тем, что на этих высотах располагается второй максимум уровня турбу-

лентной энергии, связанный с большими вертикальными и горизонтальными градиентами температуры и ветра, характерными для этого слоя.

В свободной атмосфере наиболее благоприятные условия для развития упорядоченных вертикальных движений, а значит, и для образования слоистообразных облаков возникают в зоне атмосферных фронтов. Здесь облака появляются на различных

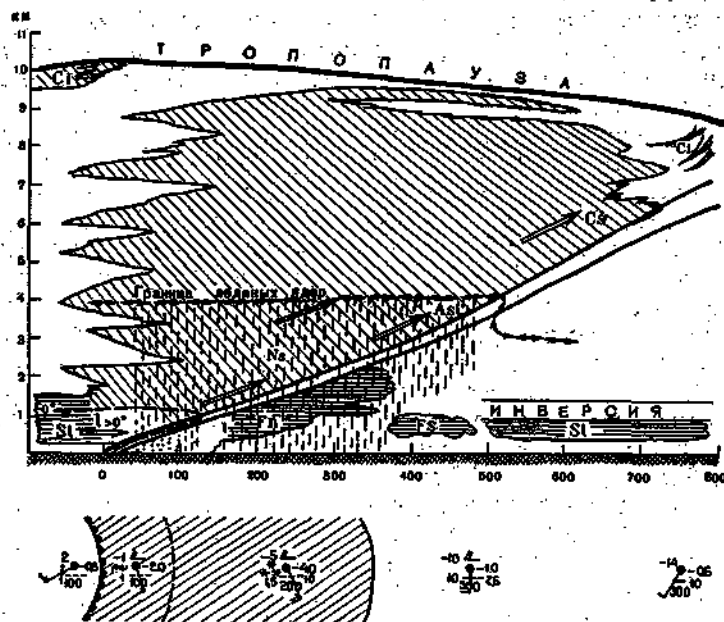


Рис. 8.5. Облачность теплого фронта.

высотах, образуя многослойную облачность, (так называемую облачную систему), состоящую из одновременно наблюдающихся в зоне фронта нескольких форм облаков. Из-за большого разнообразия физических процессов, влияющих на образование и эволюцию облаков, внешний вид и структура фронтальных облаков и облачных систем также очень разнообразны. Однако облачные системы различных типов фронтов (теплых, холодных, окклюзии) имеют некоторые основные типические черты, определяющиеся интенсивностью и структурой упорядоченных вертикальных движений в зоне фронтов.

4. Облачные системы теплого фронта. Облачные системы теплого фронта (рис. 8.5) состоят из двух частей — надфронтальной и подфронтальной. Надфронтальные облака состоят из нитевидных перистых облаков Ci fil. (чаще всего в форме Ci inc.) и

слоистообразных облаков Cs, As, Ns (в порядке их следования сверху вниз).

Подфронтальная облачность располагается в холодном воздухе под поверхностью фронта и представляет собой разорванно-дождевые облака (Frnb), а также слоистые и слоисто-кучевые облака (St и Sc). Эти облака образуются главным образом благодаря интенсивному турбулентному перемешиванию в холодном воздухе. Их появлению здесь благоприятствует сильное увлажнение воздуха благодаря испарению выпадающих из надфронтальных облаков осадков. Подфронтальная облачность по мере удаления от фронта постепенно переходит в облачность теплого сектора циклона.

В начальной стадии развития фронтальной облачной системы надфронтальные и подфронтальные облака отграничиваются друг от друга поверхностью фронта и существуют таким образом отдельно. Во время интенсивных осадков нижняя часть системы Ns—As—Cs проникает сквозь фронтальную зону и вблизи фронтальной поверхности происходит смыкание надфронтальных облаков с подфронтальными в единый слой, иногда простирающийся почти от земной поверхности до тропопаузы (с учетом слоя Cs и Ci). По данным А. М. Баранова, над Европейской территорией СССР теплые фронты с высотой верхней границы облаков более 5 км имеют летом повторяемость 68,5%, зимой 51,2%. Средняя высота верхней границы облаков теплого фронта летом равна 7,3 км, а зимой — 5,5 км.

Передний край облачной системы теплого фронта располагается на расстоянии в несколько сотен километров (до 600—700 км) перед фронтом, а протяженность ее вдоль фронта часто доходит до 2—3 тыс. км. Главная часть облачной системы начинается на расстоянии 200—300 км от фронта. Она представляет собой сплошную облачную массу, состоящую из облаков Ns—As, которые вблизи фронта смыкаются с подфронтальными облаками. Cs могут смыкаться с ними, но чаще всего они отделены от As безоблачным промежутком толщиной около 1—2 км.

Передняя часть надфронтальной облачной системы теплого фронта обычно разделена на несколько облачных слоев, между которыми располагаются безоблачные промежутки. Количество таких слоев может, согласно А. М. Баранову, доходить до пяти. В заполняющихся циклонах, где интенсивность восходящих движений ослабевает, расслоенной может быть вся облачная система; при этом расслоенность наибольшая вблизи линии фронта. Толщина отдельных облачных слоев колеблется в широких пределах, но приблизительно в 50% случаев она не превосходит 1 км. Облачные слои толщиной от 1,1 до 3,0 км наблюдаются приблизительно в одной трети случаев. Подфронтальные St и Sc также часто состоят из двух-трех слоев. При этом в безоблачных промежутках уровень турбулентной энергии значительно мень-

ший, чем внутри облаков. Это обстоятельство, вероятно, и является причиной расслоения подфронтальной облачной системы.

Общая вертикальная мощность облачной системы $Ns-Az$ наибольшая вблизи центра циклона. Она зависит также и от стадии развития циклона. При этом, чем интенсивнее циклоническая деятельность, тем более мощными (по вертикали) являются облака. Самые тонкие облака наблюдаются над теплыми фронтами, расположенными на периферии антициклонов и гребней.

Следует указать, что приведенная на рис. 8.5 схема облачности теплового фронта отражает лишь наиболее типичные ее особенности. В реальных условиях всегда наблюдаются те или иные отклонения от приведенной схемы, обусловленные термодинамическими характеристиками воздушных масс по обе стороны фронта, сезонными особенностями процесса, орографией и т. д. Например, в теплое время года в облачную систему теплового фронта часто вкрапливаются мощные конвективные облака. Это связано с тем, что теплый воздух нередко стратифицирован неустойчиво. Конвекция, начинаясь у поверхности теплового фронта, иногда бывает настолько мощной, что образуются Sb , достигающие до тропопаузы или даже выше ее, обуславливая интенсивную грозовую деятельность. Так, вероятность гроз на теплых фронтах над ЕТС летом достигает 70%. Кучево-дождевые облака на теплых фронтах часто замаскированы слоистообразными облаками, что создает большую опасность при полетах внутри облачности теплых фронтов.

Примером влияния влагосодержания воздуха на облака теплового фронта может служить отсутствие подфронтальной облачности, а иногда и Ns над летними теплыми фронтами в засушливых районах юга ЕТС и в Средней Азии, где относительная влажность воздуха часто так мала, что уровень конденсации располагается в средней тропосфере.

В общем структура облачности около теплового фронта определяется крупномасштабными упорядоченными вертикальными движениями. По расчетам А. Ф. Дюбюка, непосредственно над теплым фронтом располагается сплошная зона восходящих движений со скоростями, не превышающими 10—12 см/сек. Эта зона в нижней части фронта имеет толщину около 1 км, а выше она постепенно увеличивается. Характерно, что над зоной восходящих течений наблюдаются нисходящие потоки. Перед фронтом расположена вторая область, занятая восходящими движениями, которая начинается над линией фронта у земли. Под фронтальной поверхностью вертикальные движения отсутствуют. Из этого следует, что главной причиной возникновения подфронтальной облачности является турбулентность. Действительно, здесь наблюдаются те формы облаков (St , $St\ fr.$, $Frnb$), которые, как

указывалось выше, возникают благодаря турбулентному охлаждению воздуха в пограничном слое.

5. Облачные системы холодных фронтов. Структура облачных систем холодных фронтов зависит от типа фронта. Облачные системы холодных фронтов 1-го рода, т. е. медленно движущихся холодных фронтов, во многом схожи с облачными системами

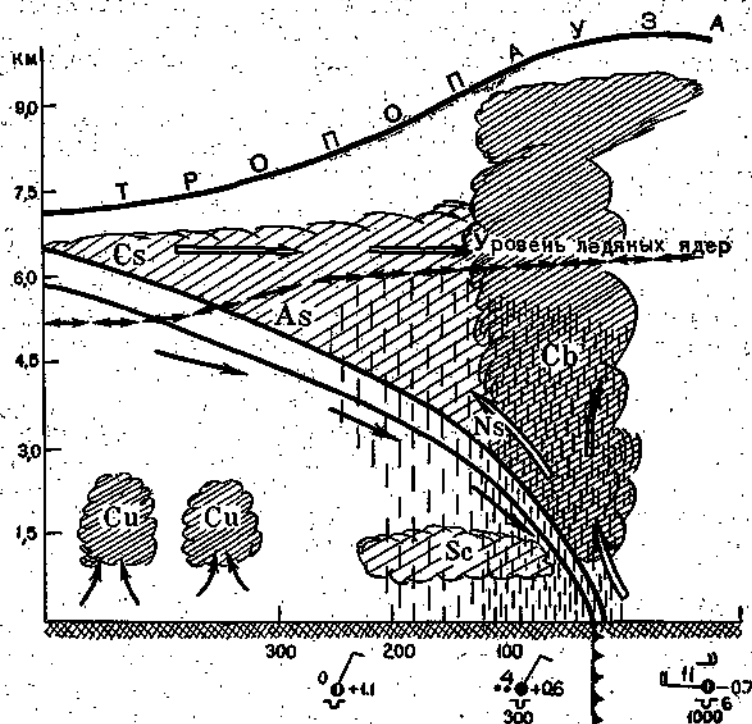


Рис. 8.6. Облачность холодного фронта 1-го рода.

теплых фронтов. И в том, и в другом случае благодаря относительно медленному подъему теплого воздуха над фронтальным разделом образуется система слоистообразных облаков Ns — As — Cs (рис. 8.6). Однако для наземного наблюдателя при прохождении холодного фронта смена облаков происходит в обратной по сравнению с теплыми фронтами последовательности. Она начинается с Cs , затем переходит в As и, наконец, в Cs . Под фронтальным разделом при выпадении осадков возникают $Fnrb$ и $St fr.$; особенно сильно они развиваются осенью и зимой и иногда замаскировывают собой (при наблюдении с земли) основную облачную систему. В связи с тем, что нижняя часть поверхности холодного фронта более крутая, чем теплого, перед

ней могут развиваться активные вынужденные восходящие течения, благодаря чему летом здесь образуются мощные кучевые облака. Кроме того, летом из-за неустойчивости, в холодном воздухе после прохождения фронта иногда возникают кучевые облака *Cu hum.* и *Cu med.*

Вертикальная и горизонтальная протяженность слоистообразных облаков в системе холодных фронтов в общем меньшая, чем у облачности теплых фронтов. Особенно хорошо это видно зимой, когда, например, над ЕТС высота верхней границы облаков холодного фронта, согласно А. М. Баранову, приблизительно в 50% случаев не превосходит 4,5 км, тогда как в системе теплого фронта столь низкие облака наблюдаются менее чем в 33% случаев. Над холодным фронтом наибольшую повторяемость имеют облака, высота верхней границы которых составляет в холодное полугодие 1—3 км (36% случаев), а в теплое полугодие 2—5 км (40% случаев), тогда как над теплым фронтом высота облаков в холодное полугодие чаще всего составляет 7—10 км (44% случаев), а в теплое — 8—11 км (46% случаев). Приведенные данные отражают то, что приблизительно в 50% случаев облачные системы холодных фронтов не содержат облаков верхнего яруса. Это обусловлено развивающимися над верхней частью холодных фронтов нисходящими течениями, препятствующими конденсации водяного пара.

В зафронтальной своей части облачный массив холодного фронта расслаивается. Иногда (особенно зимой) облачность бывает расслоенной и на самом фронте. Количество слоев доходит до пяти-шести. Однако, приблизительно в 80% случаев наблюдается либо нерасслоенная облачность, либо не более двух слоев. Толщина облачных слоев и безоблачных промежутков между ними чаще всего не превосходит 2—3 км.

Наибольшая высота верхней границы облаков, как правило, наблюдается в передней части фронта, над которой развиваются наиболее интенсивные восходящие движения. Кроме того, нередко, особенно в теплое время года, теплый воздух перед холодным фронтом является неустойчивым.

Горизонтальные размеры облачной системы холодного фронта сравнительно редко превышают 150—200 км, т. е. они в несколько раз меньше, чем у облачности теплого фронта.

Несколько иной характер имеют облачные системы холодных фронтов 2-го рода (рис. 8.7). Благодаря быстрому перемещению этих фронтов теплый воздух, находящийся непосредственно перед фронтом, активно выталкивается вверх, особенно если он стратифицирован неустойчиво. Поэтому летом перед холодными фронтами 2-го рода часто образуется целый облачный вал, состоящий из очень мощных *Cb*. Перед таким валом иногда видны *As*, *Cs* и *Si*, особенно же часто здесь наблюдаются *As lent*.

Наиболее характерной особенностью облачных систем холод-

ных фронтов 2-го рода является то, что облака среднего и верхнего ярусов над этими фронтами образуются не всегда. Это связано со сменой на некоторой высоте (чаще всего 3—5 км) восходящих движений на нисходящие. Иногда облака, образующиеся вблизи той зоны, где нисходящие потоки на фронте встречаются с восходящими, вытягиваются вперед и часть зоны

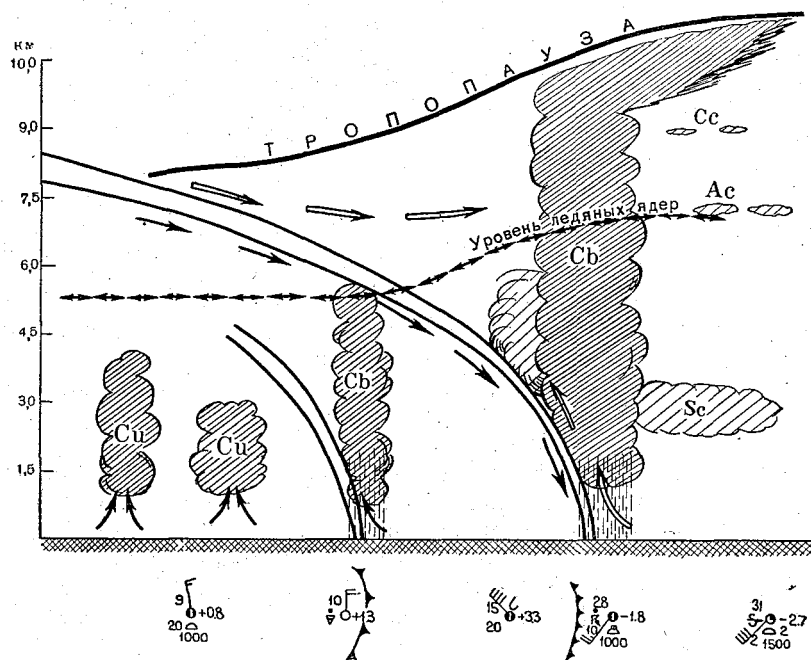


Рис. 8.7. Облачность холодного фронта 2-го рода.

осадков оказывается не за фронтом, как это наблюдается около холодных фронтов 1-го рода, а перед ним.

Следует отметить, что вблизи холодных фронтов скорости вертикальных (в том числе и восходящих) движений очень велики и могут достигать до 20—30 см/сек. Резкое локальное усиление упорядоченных восходящих движений в теплом воздухе вблизи фронта связано с ростом здесь агеострофичности движения за счет усиленного турбулентного обмена во фронтальной зоне и наблюдающейся здесь значительной нестационарности воздушных потоков. В средней и особенно верхней части фронтального раздела весьма важную роль играет также ускорение циркуляции, вызываемое большим скоплением во фронтальной зоне изобаро-изостерических соленидов, т. е. бароклинностью последней.

Частица воздуха, начавшая двигаться вверх где-то в нижней части фронта, никогда не поднимается непрерывно до самого верха фронтальной поверхности. Поле вертикальных движений в зоне фронта состоит из перемежающихся друг с другом участков, внутри которых скорость и даже знак их могут сильно различаться.

6. Облачные системы фронтов окклюзии. Облачные системы фронтов окклюзии отличаются большим разнообразием и, вообще говоря, далеко не всегда могут рассматриваться как простое соединение облачных систем теплого и холодного фронтов. Во многих случаях начавшийся процесс окклюдирования приводит к значительному увеличению вертикальной и горизонтальной мощности облаков. Это, по-видимому, связано с усилением конвергенции ветра в приземном слое, а значит, и с ростом вертикальных скоростей воздуха в зоне фронта. Вблизи точки окклюзии иногда образуется мощная система нерасслоенных слоистообразных облаков $Ns-As-Cs$, верхняя часть которой иногда даже проникает в слой тропопаузы. Наибольшей мощности достигают облака в «ложке» окклюзии (рис. 8.8), где сливаются в единую облачную систему слоистообразные облака $Ns-As-Cs$ над теплой и холодной ветвями окклюзии. В тех случаях, когда холодная ветвь образована холодным фронтом 2-го рода, над ней часто вместо слоистообразных облаков наблюдаются Sb .

7. Микроструктура слоистообразных облаков. К микроструктурным характеристикам облаков относятся данные о фазовом состоянии и размерах облачных элементов, о водности облаков и т. д. Большие пространственные размеры слоистообразных облаков и широкий диапазон температур, которые могут наблюдаться в них, обуславливают большое многообразие встречающихся здесь микрофизических условий.

St и Sc чаще всего являются чисто капельными облаками. Лишь зимой при очень низких температурах воздуха они иногда состоят из капель и кристаллов и даже могут быть кристаллическими.

В средних широтах летом эти облака располагаются в зоне положительных температур, в переходные же сезоны и зимой они обычно состоят из переохлажденных капель.

По данным А. М. Боровикова, средний радиус капель в St колеблется от 2,8 до 7,6 μk , а в Sc — от 5,1 до 12,8 μk . Таким образом, St являются наиболее мелкокапельными из всех облаков. Чаще всего размеры капель внутри облака растут с высотой, причем наиболее быстро в нижней половине облака. Лишь у самой верхней кромки St или Sc происходит уменьшение размеров капель, так как здесь идет их испарение. При распаде облака удельное число капель в нем и их размеры постепенно уменьшаются.

Особенно сложна микроструктура фронтальных слоистообразных облаков $Ns-As$. Их фазовый состав очень разнообразен и включает в себя как зоны, занятые либо теплыми (т. е. находящимися при $t^\circ > 0$), либо переохлажденными ($t^\circ < 0$) каплями, так и зоны, состоящие из смеси переохлажденных капель с кристаллами или даже из одних кристаллов. Согласно Е. Г. Зак,

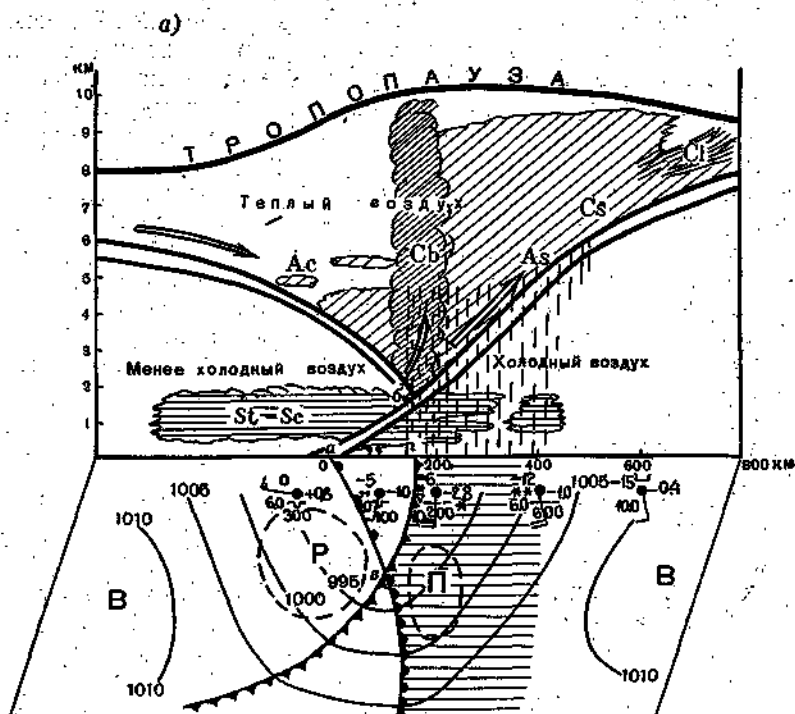
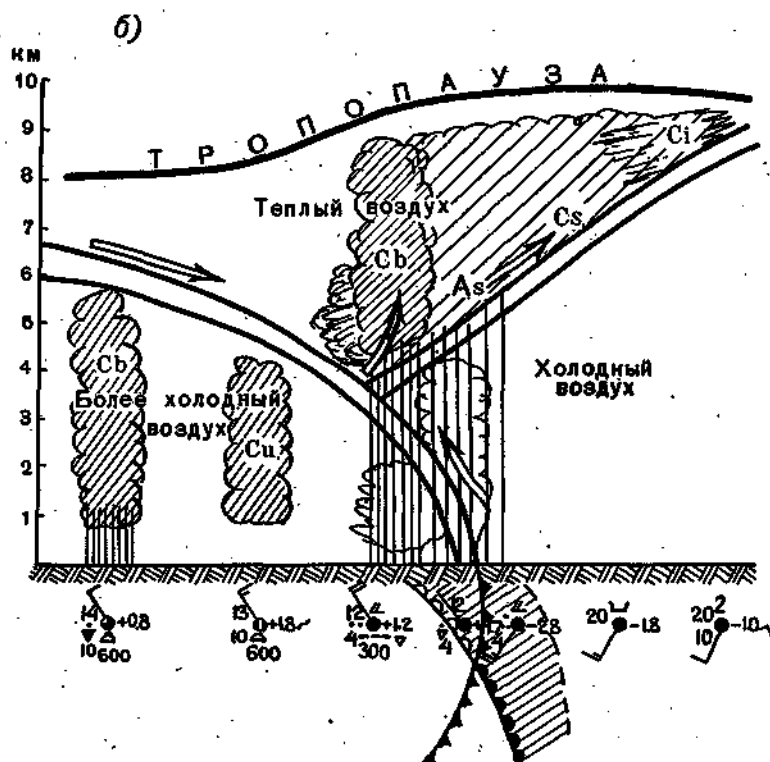


Рис. 8.8. Облачность окклюзии по типу

чисто капельные или чисто кристаллические облака встречаются сравнительно редко. Чаще всего нижняя часть облаков $Ns-As$ чисто капельная, а верхняя — смешанная или кристаллическая. В 90% случаев капельные облака являются переохлажденными. Облака, состоящие во всей своей толще из смеси капель и кристаллов, встречаются сравнительно редко. Повторяемость кристаллической фазы максимальна зимой, когда в некоторых случаях (особенно в стадии распада) кристаллы преобладают во всей толще слоя $Ns-As$.

Спектр размеров облачных капель зависит, как это видно из рис. 8.9, от фазового состояния облаков. В частности, в смешан-

ных зонах капли гораздо более мелкие, чем в чисто капельных облаках. Кроме того, сами спектры в смешанных облаках гораздо уже, чем в капельных. Кристаллическая фаза в Ns—As изучена хуже, чем капельная. Согласно А. М. Боровикову, в Ns—As при одних и тех же температурных условиях могут одновременно встречаться самые различные формы кристаллов



теплого (а) и холодного (б) фронтов.

(рис. 8.10), хотя известно, что форма образующихся кристаллов зависит от температуры воздуха в зоне их возникновения. Это вызывается тем, что кристаллы, возникшие в той или иной части облака, в дальнейшем могут попадать в другие слои благодаря вертикальному перемешиванию воздуха в облаке, собственному их падению и другим процессам. Кроме того, во время роста кристаллы также меняют форму, и, таким образом, «молодые» кристаллы отличаются от «зрелых» или тем более разрушающихся. По мере эволюции облака формы кристаллов меняются иногда очень быстро. Так, встречаются случаи, когда за 1—2 час в облаке происходит полная смена форм кристаллов.

Не только форма кристаллов, но и фазовое состояние облаков, спектр размеров облачных элементов и другие микроструктурные характеристики облака зависят от стадий его эволюции. Согласно Е. Г. Зак, в стадии развития, т. е. тогда, когда в облаке господствуют восходящие движения, облака Ns—As обычно имеют смешанную микроструктуру. Испарение части капель и

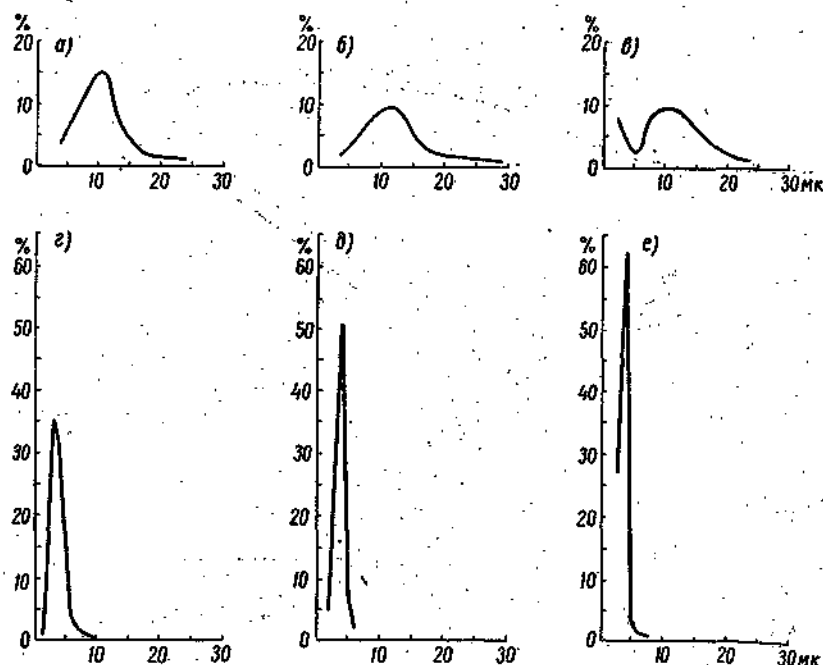


Рис. 8.9. Спектры распределения размеров капель в капельножидких зонах облаков Ns—As (а, б, в) и в смешанных зонах облаков Ns—As (г, д, е).

а — 14 апреля 1952 г., $r_{\text{ср}} = 10,5 \text{ мк}$; б — 29 марта 1957 г., $r_{\text{ср}} = 12,9 \text{ мк}$; в — 17 ноября 1957 г., $r_{\text{ср}} = 10,8 \text{ мк}$; г — 17 марта 1951 г., $r_{\text{ср}} = 3,8 \text{ мк}$; д — 7 марта 1951 г., $r_{\text{ср}} = 3,2 \text{ мк}$; е — 14 декабря 1952 г., $r_{\text{ср}} = 3,9 \text{ мк}$.

переконденсация водяного пара на кристаллы восполняются непрерывным новообразованием капель в восходящих потоках влажного воздуха.

Ослабление восходящих движений при переходе облака в зрелую стадию сопровождается ослаблением процесса регенерации капель; удельное количество кристаллов в облаке постепенно увеличивается, и облако может стать даже чисто кристаллическим.

Данных о микроструктуре слоистообразных облаков верхнего яруса пока еще получено очень мало. Согласно Вейкману,

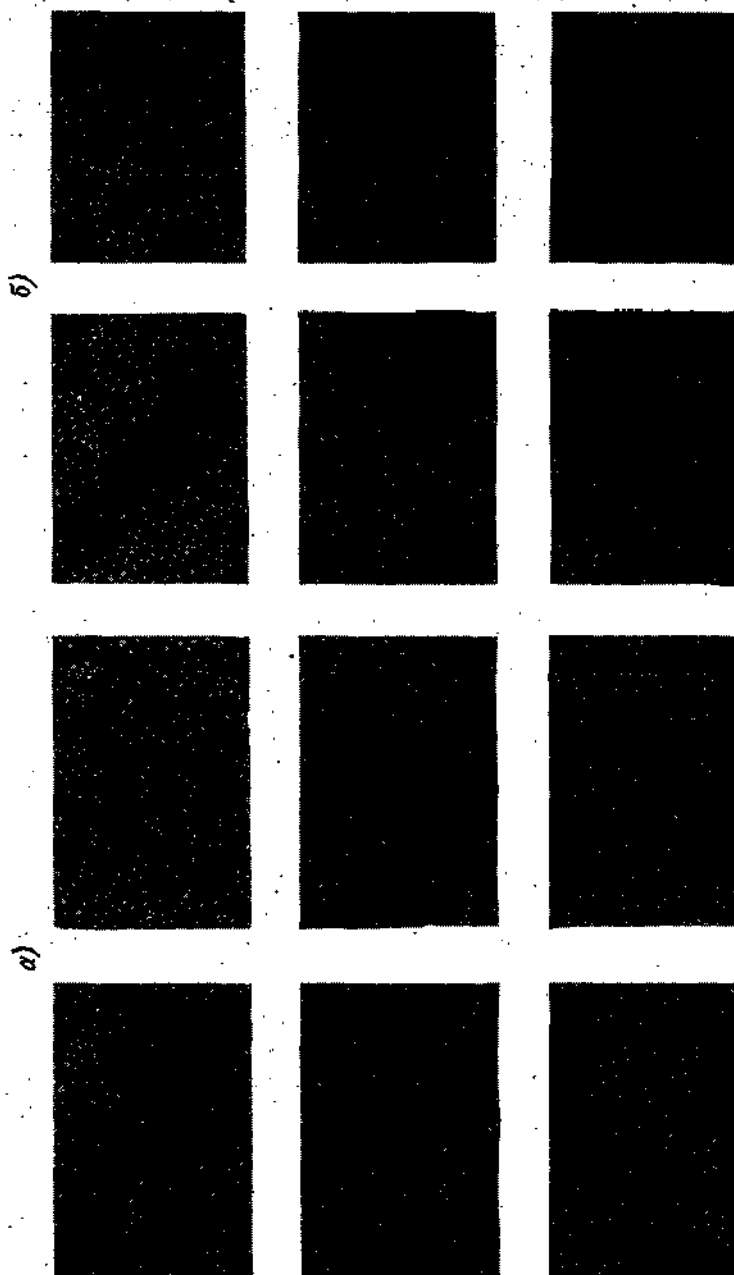


Рис. 8.10. Формы кристаллов в облаках Ns—As.
а — 18 марта 1962 г., б — 18 марта 1962 г.

в зависимости от условий кристаллизации перистые облака могут состоять из кристаллов различного типа. В Сс, для которых типичны большие пересыщения над льдом, сублимация идет очень бурно и образуются друзы (сростки) кристаллов, состоящие из нескольких призм, сросшихся своими основаниями. Внутри этих призм имеются пустоты. В Cs, в которых пересыщения над льдом обычно малы, кристаллы растут медленно. Основной формой кристалла льда являются призмы с хорошо сформированными боковыми гранями и без пустот. Встречаются также толстые пластинки и кристаллы, не имеющие определенной формы.

8. Водность слоистообразных облаков. К настоящему времени накопилось уже большое количество эмпирических данных о водности слоистообразных облаков, т. е. о количестве жидкокапельной (или кристаллической) воды в единице объема облака. Наибольший интерес, естественно, представляет изучение водности фронтальных облаков Ns—As—Cs, т. е. тех облаков, которые дают большую часть осадков, выпадающих на земную поверхность. Имеющиеся данные относятся главным образом к облакам Ns—As, причем как правило, до высот, не превосходящих зимой 2,5—3 км, а летом 3,5—4 км.

Измерения В. Е. Минервина и С. Н. Бурковской показали, что в капельной части Ns—As водность составляет 0,002—1,55 г/м³, причем в среднем водность в Ns равна 0,22 г/м³, а в As — 0,17 г/м³.

Из табл. 67 и 68 видно, что водность Sc и Ns в общем растёт от зимы к лету, т. е. с увеличением средней температуры в облаках. Лучше всего это видно на примере Sc, т. е. внутримассовых облаков (табл. 68). Это связано с тем, что водность зависит от температуры воздуха.

Качественно эту зависимость можно объяснить следующим образом. Общее влагосодержание воздуха в облаке равно

$$\bar{S} = s + \frac{M}{\rho}, \quad (8.13)$$

где $\bar{S}$ — масса водяного пара и капель воды, отнесенная к единице веса воздуха, s — удельная влажность воздуха, ρ — плотность воздуха, M — водность облака.

Если вся сконденсированная вода остается взвешенной в воздухе, то влагосодержание поднимающегося воздуха остается постоянным и

$$s + \frac{M}{\rho} = \text{const.} \quad (8.14)$$

Как известно, $s = 0,622 \frac{e}{p}$, причем выше уровня конденсации в стационарных условиях можно считать, что $e \equiv E(T)$, где

E — максимальная при данной температуре T упругость водяного пара. Поэтому, по мере подъема воздуха над уровнем конденсации, а значит, и уменьшения T часть водяного пара, определяемая величиной $e - E$, будет конденсироваться. При этом степень увеличения влажности пропорциональна производной $\frac{\partial E}{\partial z}$, которая, очевидно, будет тем большей, чем больше градиент

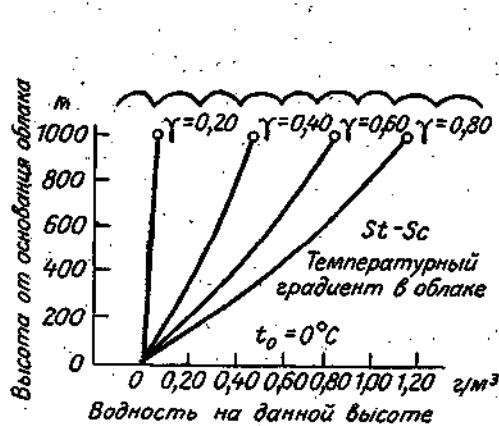


Рис. 8.11. Распределение влажности с высотой в облаках St—Sc в зависимости от вертикального градиента температуры в облаке (по В. С. Кожарину).

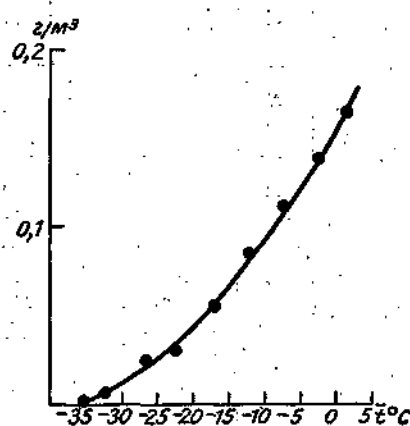


Рис. 8.12. Зависимость средней влажности волнисто- и слоистообразных облаков от температуры (по Л. Т. Матвееву).

температуры γ . Общее количество водяного пара, который может сконденсироваться в данном слое, при прочих равных условиях тем больше, чем больше средняя температура воздуха в этом слое или, следовательно, чем больше в нем среднее значение E . Это хорошо видно на рис. 8.11 и 8.12.

Среднее вертикальное распределение влажности во внутримассовых слоистообразных облаках нижнего яруса характеризуется постепенным ростом ее начиная от нижней границы облака по направлению к его верхней кромке. Максимум влажности, однако, достигается несколько ниже верхней границы облака. Убывание влажности в самой верхней части слоистообразных облаков вызывается происходящим здесь испарением облачных элементов и тем, что верхняя часть облака часто располагается в слое инверсии или изотермии.

Гораздо более сложно пространственное распределение влажности во фронтальных облаках Ns—As, где оно в основном зависит от упорядоченных вертикальных скоростей воздуха. Большая

Таблица 67
Средние месячные значения водности в слоисто-дождевых облаках над ЕТС (по В. Е. Минервину)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Водность, г/м ³	0,18	0,21	0,17	0,24	0,17	0,28	0,35	0,29	0,26	0,24	0,18	0,20
Температура, °С	-7,3	-6,7	-5,0	-2,5	-0,1	-1,9	4,1	4,8	0,1	-1,5	-3,3	-4,3
Число случаев	186	218	190	153	83	98	75	76	153	354	216	291

Таблица 68
Средние месячные значения водности в слоисто-кучевых облаках над ЕТС (по В. Е. Минервину)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Водность, г/м ³	0,17	0,15	0,14	0,19	0,22	0,28	0,35	0,30	0,26	0,22	0,19	0,17
Температура, °С	-8,2	-7,5	-6,7	-2,8	-1,3	3,8	6,1	6,7	0,1	-2,7	-5,2	-6,5
Число случаев	487	457	364	327	170	143	129	193	365	745	879	925

Таблица 69
Повторяемость различных значений водности внутри кристаллической части системы №—As (по В. Е. Минервину)

Водность, г/м ³	0,00'—0,01'	0,01'—0,02'	0,02'—0,03'	0,03'—0,04'	0,04'—0,05'	0,05'—0,06'	0,06'—0,07'	0,07'—0,08'	0,08'—0,09'	0,09'—0,10'	0,10'—0,11'	0,11'—0,12'	0,12'—0,13'	0,13'—0,14'
Число случаев	49	19	14	9	7	8	4	5	3	1	18	6	2	3
Процент случаев	33,1	12,8	9,4	6,1	4,7	5,4	2,7	3,4	2,0	0,7	12,2	4,0	1,4	2,1

горизонтальная и вертикальная изменчивость влажности во фронтальных облаках хорошо видна на рис. 8.13—8.15.

В зоне теплового фронта хорошо заметны две локальные зоны повышенной влажности, между которыми влажность весьма мала. Перед холодным фронтом на рис. 8.14 четко выделяется узкая,

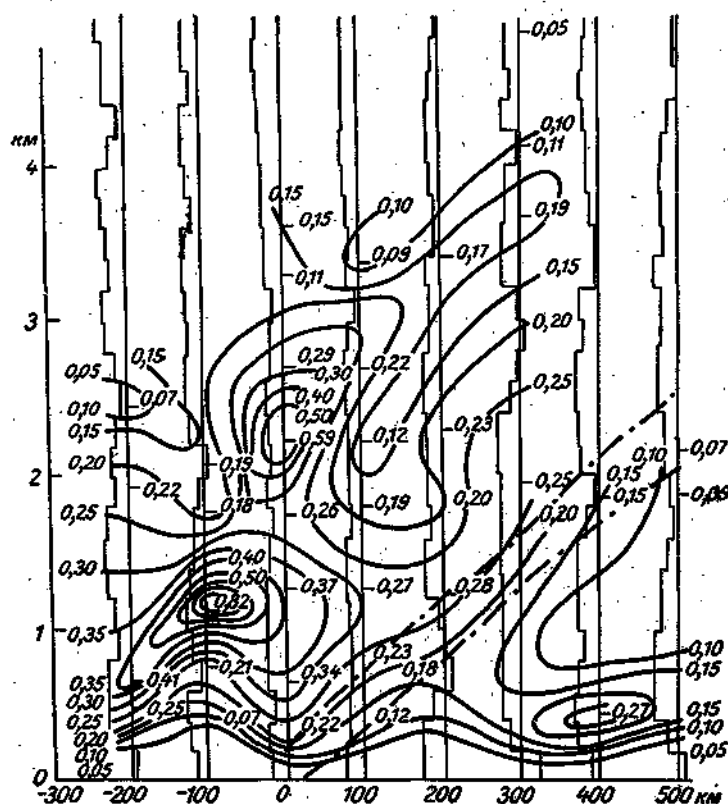


Рис. 8.13. Распределение влажности (g/m^3) на теплом фронте летом (Рига) (по С. Н. Бурковской).

вытянутая по вертикали область больших значений влажности, несколько смещенная в сторону теплого воздуха. Над передней частью фронта расположена зона малых значений влажности, в свою очередь сменяющаяся далее зоной больших значений влажности. Такое чередование областей повышенной и пониженной влажности над холодным фронтом не противоречит предсказаниям теории о распределении вертикальных движений в области холодного фронта. Большие величины влажности, наблюдаемые здесь, очевидно, являются следствием больших вертикальных

Из табл. 69 видно, что водность в кристаллической части $\text{Ns}-\text{As}$ очень мала. Лишь в 34% случаев она превышает $0,05 \text{ г/м}^3$, тогда как в переохлажденных облаках в подавляющем большинстве случаев водность превосходит эту величину.

Из табл. 70 видно, что по мере подъема вверх водность быстро убывает, что, по всей вероятности, в основном связано с уменьшением с высотой температуры и влагосодержания воздуха.

Данных о микроструктуре (в частности, о водности) облаков верхнего яруса сейчас почти нет. Однако визуальные наблюдения говорят о том, что, например, в Cs водность может иметь тот же

[illegible][illegible][illegible][illegible][illegible]

§ 3. Волнистообразные облака

Волнистообразные облака наблюдаются в атмосфере весьма часто. Их можно разделить на два обширных класса. К первому из них относятся чисто волнистые облака, т. е. такие, которые образовались благодаря восходящим течениям в гребнях коротких атмосферных волн, ко второму — облака, которые по своему происхождению являются слоистообразными, но в процессе развития приобрели волнистообразную структуру. Волнистообразная структура этих облаков часто хорошо заметна лишь на их верхней границе, снизу же они выглядят как обычные слоистообразные облака.

Для чисто волнистых облаков характерно наличие просветов между отдельными грядами, связанных с нисходящими течениями в ложбинах атмосферных волн.

Наконец, несколько особняком стоят волнистообразные облака, возникшие в результате развития ячейковой конвекции.

К чисто волнистым облакам следует отнести типичные для горных районов *As und.* и более редко встречающиеся *Cs und.*, возникающие при наличии в атмосфере волн препятствий (или, как их часто называют, подветренных волн). Теория этих волн была изложена в главе VI.

Снимок орографических облаков *As und.* приведен на рис. 8.16. Облака имели вид двух гряд с валами, ориентированными поперек потока. Длина каждой гряды составляла 20—30 км. Длина волны была около 6 км. Вертикальная мощность облачных валов составляла около 0,3 км.

Орографические волнистые облака над скальными вершинами чаще всего наблюдаются утром и вечером. В теплое время года утренние *As und.* днем зачастую либо размываются, либо превращаются в обычные кучевые облака *Cu hum.* или *Cu med.*

На возможную причину такого суточного хода повторяемости волнистообразных облаков в горных странах указывает Б. Н. Трубников. Оказалось, что параметры орографических волн зависят не только от динамических факторов, но и от отличия температуры хребта от температуры окружающего воздуха. Расчеты показали, что волны, рассчитанные с учетом термического фактора, сдвинуты по фазе относительно волн, обусловленных лишь эффектом обтекания хребта бароклинным потоком. Кроме того, их амплитуда уменьшается с ростом перегрева хребта относительно окружающего воздуха и, следовательно, минимальна в период наибольшей инсоляции. Наряду с этим в дневное время (особенно летом) развитие турбулентного перемешивания и конвекции над скальными вершинами приводит к резкому увеличению градиентов температуры, что, как следует, например, из теории А. А. Дородницына, должно вызывать разрушение орографических волн.

Над горными вершинами, покрытыми льдом или снегом, днем орографические волны, по-видимому, усиливаются. Однако в настоящее время из-за отсутствия необходимых эмпирических данных этот вопрос остается еще открытым.

Волнистые облака (*Sc und.*, *As und.* и др.) наблюдаются иногда не только над горами, но и вблизи морских берегов. Так, например, снимки облачных полей, полученные с помощью ме-

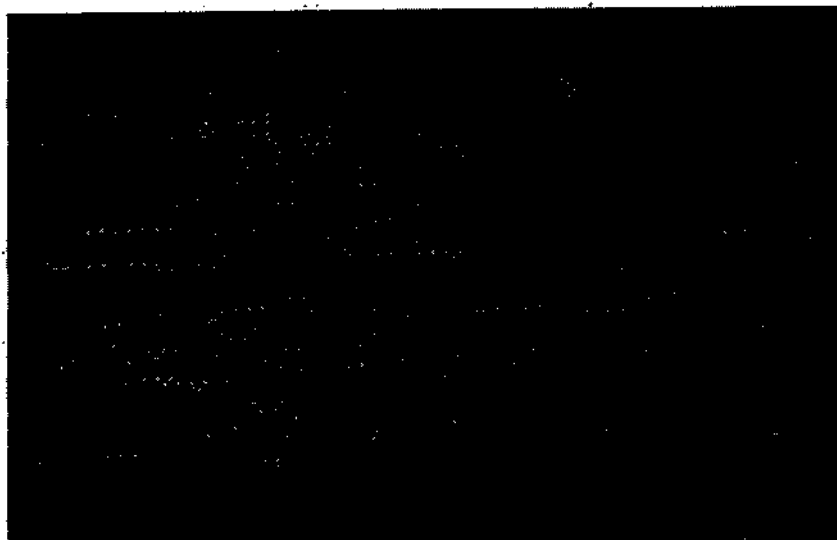


Рис. 8.16. Орографические волнистообразные облака над Тянь-Шанем (по Е. И. Софиеву).

теорологических спутников Земли, показали, что за подветренным берегом о. Гваделупа часто наблюдается волнообразная система облаков с длиной волны около 55 км. Эти облака имеют вид следа за препятствием с конусообразным расположением полос облачности. Угол, образуемый ими с направлением ветра, составляет около 32° .

Причиной появления волнистых облаков в прибрежных (и горных) районах может служить наличие в атмосфере участков с чрезвычайно резкими вертикальными градиентами ветра и температуры (плотности) воздуха.

В прибрежных районах такие зоны часто образуются вблизи верхней части «колеса» бризовой циркуляции, где бриз сменяется на антибриз. Соответствующие участки в атмосфере над горными районами находятся в верхней части колеса горно-долинной циркуляции. На указанных высотах создаются исключительно благоприятные условия для возникновения волны сдвига.

Весьма характерной формой волнистых облаков горных стран являются чечевицеобразные облака (*lenticularis*), которые могут наблюдаться во всех трех облачных ярусах (*Sc lent.*, *Ac lent.*, *Cs lent.*). Наиболее часто наблюдаются облака *Ac lent.*

Как и описанные выше волнистообразные облака (*undulatus*), чечевицеобразные облака чаще всего образуются в зонах подветренных волн. Отдельные элементы этих облаков напоминают собой чечевицы. Изредка одновременно наблюдаются несколько таких чечевиц, расположенных лесенкой (один над другим), так что верхние чечевицы несколько сдвигаются относительно нижних по потоку или навстречу ему. Иногда наблюдаются длинные, параллельные хребту полосы, состоящие из отдельных чечевиц.

Исследования орографических облаков *Ac lent.*, проведенные в Крыму А. Ф. Дюбюком, Б. Н. Трубниковым и др., показали, что эти облака наблюдаются за подветренным краем хребта, если скорость и направление ветра мало изменяются с высотой. Как уже указывалось, именно эти условия благоприятствуют образованию подветренных волн. Чечевицы как бы «застывают» на одном и том же месте вблизи гребней подветренных волн. При этом облако образуется не на самом гребне волны, а смещено относительно него.

Замедленная киносъемка этих облаков показала, что на наветренной стороне чечевиц все время происходит новообразование облака, а на подветренной — его разрушение. Поэтому подветренный край *Ac lent.* обычно сильно изрезан, а наветренный является более или менее гладким. Иногда заметно продувание облака ветром (рис. 8.17). Теория орографических *Ac lent.* была разработана Б. Н. Трубниковым. Согласно этой теории, облака *Ac lent.* образуются в зоне подветренных волн там, где вертикальные градиенты удельной влажности максимальны. Амплитуды облачных волн меньше, чем воздушных. Происходит также некоторое запаздывание фазы облачных волн. Величина этого сдвига фаз изменяется с высотой. Эмпирические данные подтверждают этот вывод теории.

В настоящее время большинство метеорологов считает, что волнистообразные облака часто возникают в гребнях гравитационных волн, образующихся на квазигоризонтальных поверхностях раздела (например, на фронтах, у границ инверсионных слоев и т. д.). При этом в реальных условиях подобные волны чаще всего не являются чисто гравитационными, а в значительной степени обусловлены разрывом (скачком) ветра у границы двух воздушных слоев (так называемые волны Гельмгольца или волны сдвига). Теория таких «комбинированных» волн кратко изложена в главе VI.

Описанные волны могут возникать еще до образования облаков, и в этом случае вертикальные движения в гребнях волн

являются главным облакообразующим фактором. Однако не исключена возможность, что волны возникают уже после того, как облака (обычно слоистообразные) уже появились. Причиной этого может быть усиление (или даже образование) инверсии, связанное с наличием облачного слоя (см. § 2). В этом

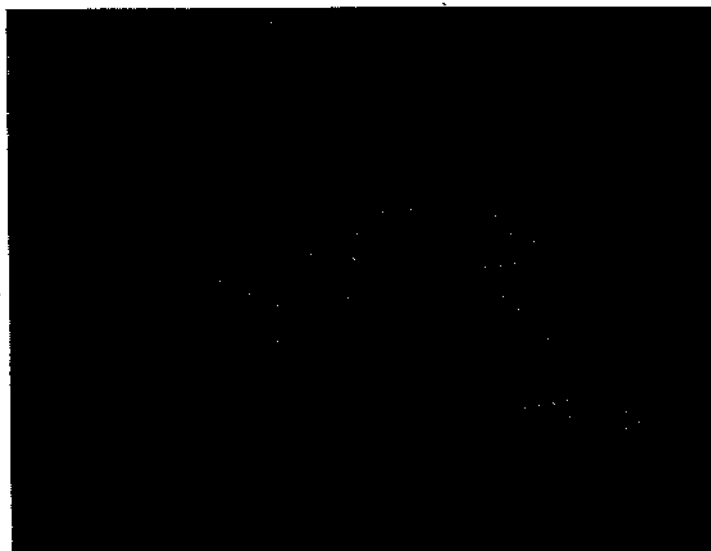


Рис. 8.17. «Продувание» воздуха через Ac lent. 7 час 21 мин, 11 июля 1959 г.

случае наличие волн приводит лишь к перестройке мезоструктуры облака, преобразуя, например, St в Sc.

Следует, однако, подчеркнуть, что вопрос о том, насколько часто наблюдаются в атмосфере волнистообразные облака, связанные либо с волнами сдвига, либо с гравитационными волнами, пока еще не решен. Так, А. Х. Хргиан указал на следующее несоответствие между особенностями наблюдающихся в атмосфере волнистообразных облаков и тем, что следовало бы ожидать, если бы эти облака были связаны с волнами Гельмгольца. Очевидно, что в последних должно наблюдаться непрерывное новообразование облачных элементов в передней части волны, т. е. там, где при ее поступательном движении происходит подъем воздуха. В тылу волны облачные гряды должны таять. В природе такая картина, если и наблюдается, то чрезвычайно редко. В процессе перемещения волны, как правило, изменение структуры отдельных облачных валов, по крайней мере визуально, не наблюдается. В связи с этим в последнее время все чаще

высказывается мнение, что волнистообразные облака, за исключением орографических, возникают не в волнах Гельмгольца, а благодаря упорядоченной ячейковой конвекции. Этому должно способствовать то, что описанные выше атмосферные волны в большинстве случаев неустойчивы.

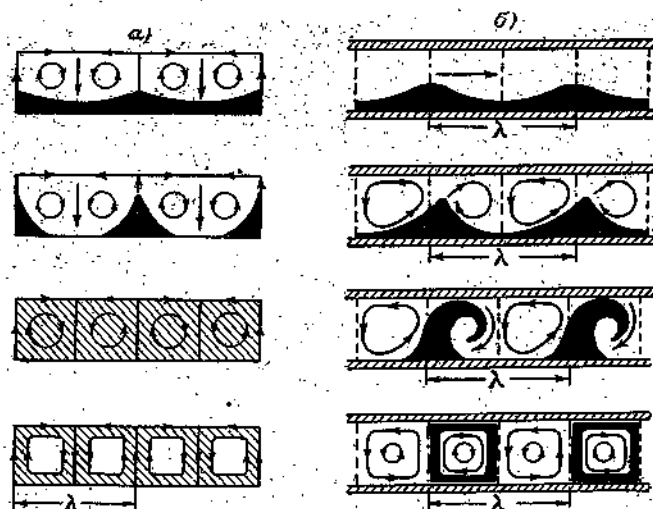


Рис. 8.18. Схема возникновения продольных ячеек (а) и поперечных ячеек (б) в движущемся воздухе.

При потере волнами устойчивости их амплитуда быстро растет, гребни волн наклоняются вперед и «захлестываются». В конце концов в потоке вместо волны образуется совокупность циркуляционных ячеек, внутри которых появляется вихревая циркуляция (рис. 8.18). При этом могут возникать как продольные (по отношению к потоку) спиральные вихри, так и поперечные.

Описанный механизм потери волной устойчивости играет роль начального импульса, приводящего к развитию ячейковой циркуляции. Теория последней весьма сложна; здесь будут рассмотрены лишь некоторые основные результаты расчета.

А. Бенар в 1901 г. показал, что при нагревании тонкого слоя жидкости снизу после достижения некоторой критической разности температур между верхней и нижней границами слоя в жидкости возникают своего рода ячейки (в пределе шестиугольные) с восходящим потоком в их центре и нисходящим у краев. Ячейковая циркуляция возникает и в том случае, если охлаждать слой сверху. Опыты с дымами показали, что при очень интенсивном охлаждении верхней границы слоя в нем

возникают ячейки, в центре которых наблюдается нисходящий поток, а по краям — восходящий.

Теоретические критерии возникновения ячейковой циркуляции применительно к жидкостям были получены Рэлеем и Джеффрисом, а теория ячейковой циркуляции в атмосфере с учетом влияния отклоняющей силы вращения Земли была разработана

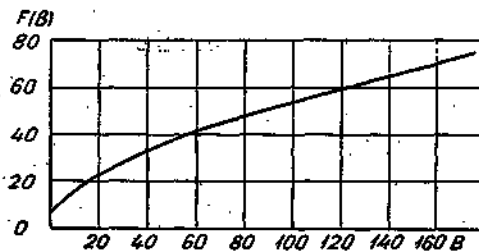


Рис. 8.19. Зависимость критерия устойчивости $F(B)$ от B .

Л. С. Гандиным. Он показал, что если между нижней и верхней границами слоя воздуха создавать разность температур, подогревая слой снизу или охлаждая его сверху, то ячейковая циркуляция возникнет, если внутри слоя градиент потенциальной температуры превзойдет величину

$$\beta = \frac{\kappa \nu \xi^4}{\alpha g \xi^4} F(B), \quad (8.15)$$

где κ — коэффициент турбулентной температуропроводности; ν — коэффициент кинематической турбулентной вязкости; ξ — толщина слоя конвекции; $\alpha = \frac{1}{273}$; $F(B)$ — некоторая функция

$$B = \frac{4\omega^2 \sin^2 \varphi \xi^4}{\pi^4 \nu^2}, \quad (8.16)$$

где $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$ — угловая скорость вращения Земли. График $F(B)$ представлен на рис. 8.19. Поскольку β увеличивается с ростом B , из формулы (8.15) следует, что сила Кориолиса увеличивает устойчивость слоя и при ее наличии ячейковая циркуляция возникает при больших градиентах температуры, чем над неподвижной Землей. Кроме того, при заданной высоте ячеек Кориолисова сила уменьшает их горизонтальные размеры. Высота ячеек увеличивается с ростом кинематической вязкости воздуха. Поэтому с увеличением высоты над поверхностью Земли горизонтальные размеры ячеек, вообще говоря, также увеличиваются.

Горизонтальные размеры ячеек в Sc, Ac и Cc чаще всего составляют несколько километров, а отношение их к толщине

облачного слоя близко к 3:1. Вместе с тем, телевизионные снимки облачного покрова, полученные с помощью метеорологических искусственных спутников Земли, указали на наличие наряду с ячейковой циркуляцией рассмотренного типа еще и так называемой крупномасштабной ячейковой конвекции, диаметр элементов которой доходит до 90 км.

Приведенный критерий получен для случая, когда в слое, где возникает ячейковая конвекция, нет внешнего ветра или его скорость и направление не меняются с высотой. Такая ситуация встречается в атмосфере довольно редко. Весьма интересны случаи, когда в слое конвекции направление ветра остается неизменным (или меняется очень мало), а скорость его зависит от высоты. В этом случае получаются так называемые двумерные ячейки, представляющие из себя продольные облачные валы,

вытянутые в направлении вертикального градиента ветра $\frac{\partial \vec{v}}{\partial z}$.

Если в слое конвекции резко меняются с высотой и скорость и направление ветра, то ячейковая циркуляция, по-видимому, возникнуть не может.

Ранее уже указывалось на существенную роль ячейковой конвекции в процессах облакообразования. Расчеты по формуле (8.16) показывают, что в атмосферных условиях благоприятные термические условия для развития упорядоченной конвекции могут существовать достаточно часто, особенно на высотах 7—10 км, где наблюдаются повышенные по сравнению со средней и даже нижней тропосферой величины вертикальных температурных градиентов. Кроме того, для этого слоя типична большая по сравнению с нижней половиной тропосферы устойчивость направлений ветра, что также необходимо для развития ячейковой конвекции.

Наименее благоприятные условия для развития ячейковой конвекции наблюдаются в нижней половине планетарного пограничного слоя, где с высотой резко изменяются и скорость, и направление ветра. Облака ячейковой конвекции могут наблюдаться здесь главным образом лишь в дни с почти штилевой погодой. Однако иногда в отдельных тонких слоях внутри пограничного слоя могут создаваться условия, благоприятствующие развитию конвекции.

В целом образование облаков ячейковой конвекции чаще всего происходит в верхней тропосфере, несколько реже — в средней и довольно редко — внутри пограничного слоя атмосферы. Поэтому Ас и особенно Сс очень часто имеют ярко выраженную ячейковую структуру. Отдельные элементы этих облаков представляют собой правильные ячейки, в центре которых непрерывно происходит образование облачных элементов, а у краев — их таяние.

Очень часто наблюдаются не округлые ячейки, а облачные гряды, т. е. двумерные ячейки. Такие гряды облаков особенно типичны для струйных течений, где они ориентированы параллельно оси струи. Как известно, такие гряды образуются в тех атмосферных слоях, где наблюдается резкое изменение скорости ветра с высотой, что характерно для струйных течений.

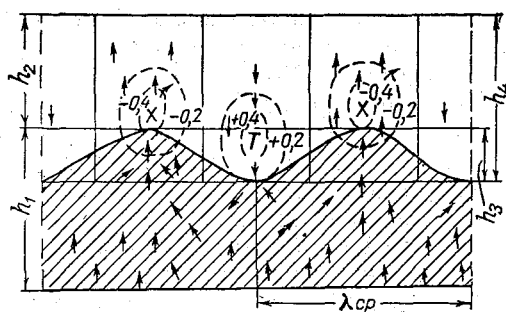


Рис. 8.20. Схема ячейковой циркуляции около верхней границы слоистых облаков (по В. А. Зайцеву и А. А. Ледоховичу).

h_1 — толщина облака; h_2 — толщина надоблачного слоя, в котором заметна ячейковая циркуляция (100—200 м); h_3 — толщина облачного слоя, в котором заметна ячейковая циркуляция (50—100 м); h_4 — слой воздуха, в котором отмечаются периодические колебания температуры по горизонтали (150—300 м); T — тепло; X — холод; длина волны $\lambda \approx 800$ м.

Своеобразные ячейковые облака могут наблюдаться на нижней поверхности кучево-дождевых облаков. Это так называемые вымеобразные облака — *Cu mammatus*. Как указывает А. Х. Хргиан, нисходящие движения в центре ячеек, с которыми связаны такие облака, возможно, порождаются направленным вниз импульсом, создаваемым выпадающим дождем.

Особенно часто ячейковая структура заметна в верхней части внутримассовых и фронтальных слоистообразных облаков, где она возникает благодаря локальному увеличению градиентов температуры около верхней границы этих облаков, вероятно, связанному с ее радиационным выхолаживанием. Схема ячейковой циркуляции вблизи верхней кромки слоистообразных облаков приведена на рис. 8.20. Как видно из этой схемы, ячейковая циркуляция частично захватывает и надоблачный инверсионный слой.

В заключение отметим, что ячейковая циркуляция обнаруживается иногда и при развитии кучевых облаков, она упорядочивает их расположение над подстилающей поверхностью, приводя к тому, что они располагаются грядками, параллельными друг другу, образуя так называемые облачные улицы. Однако

во многих случаях кучевые облака, образующие облачные улицы, возникают не в ячейках, а в гребнях стоячих гравитационных волн.

§ 4. Кучевообразные облака

Как уже говорилось, кучевообразные облака возникают благодаря конвекции, т. е. подъему отдельных порций воздуха до уровня конденсации и выше. Хотя к ним относятся наряду с кучевыми облаками (Cu hum., Cu med., Cu cong., Cb) также башенкообразные облака (Ac cast. и др.) и облака, генетически связанные с Cu. (Sc cir, Ac cir и т. д.), далее будут рассматриваться лишь кучевые облака, которые являются наиболее типичными облаками атмосферной конвекции.

1. Образование кучевых облаков и их структура. Чаще всего кучевообразные облака образуются при так называемой свободной конвекции, т. е. в результате самопроизвольного подъема отдельных порций воздуха, вызванного тем, что их плотность меньше плотности окружающего воздуха. Лишь во фронтальных зонах и над наветренной стороной гор существенную роль играет вынужденная конвекция, т. е. подъем воздуха благодаря внешним динамическим факторам.

Математически свободная конвекция описывается системой уравнений динамики атмосферы, преобразованной с учетом упрощенной теории конвекции. Главным из них является предположение о том, что воздух несжимаем и его плотность меняется лишь благодаря изменениям температуры.

Система уравнений конвекции состоит из упрощенных уравнений Навье—Стокса:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + 2\omega_z v + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} - 2\omega_z u + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} - g + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial w}{\partial z},\end{aligned}\quad (8.17)$$

уравнения неразрывности

$$\operatorname{div} \vec{c} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (8.18)$$

и уравнения переноса тепла

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v \frac{\partial \theta'}{\partial y} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta'}{\partial z}. \quad (8.19)$$

Здесь u, v, w — компоненты скорости движения; θ', p' — отклонения потенциальной температуры и давления от их средних

значений θ_0 и p_0 ; $\Gamma_n = \frac{d\theta_0}{dz}$; $\omega_z = \omega \sin \varphi$ (ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта); k — коэффициент турбулентной вязкости; g — ускорение силы тяжести.

Л. Н. Гутман построил математическую модель квазистационарного кучевого облака, развивающегося за счет выделения скрытого тепла конденсации при отсутствии внешнего ветра. Задача решалась в плоскости xz . Предполагалось, что турбулентность отсутствует ($k=0$), а сила Кориолиса из-за малых линейных масштабов процесса на конвекцию не влияет, т. е.

члены с ω_z пренебрежимо малы. Если заменить p_0 на $\frac{p_0}{RT}$, то с учетом сделанных предположений систему уравнений конвекции можно преобразовать к виду:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -RT \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p'}{p_0} \right), \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -RT \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p'}{p_0} \right) + \frac{g}{T} T', \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= \frac{g - R\gamma}{RT} w \quad \left(\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z} \right), \\ u \frac{\partial T'}{\partial x} + w \frac{\partial T'}{\partial z} &= \alpha w, \end{aligned} \quad (8.20)$$

где $T(z)$ — температура в окружающей атмосфере; $T'(x, z)$ — малые отклонения от нее, а

$$\alpha = \begin{cases} \gamma_z - \gamma_a & \text{при } q < q_n \\ \gamma_z - \gamma_{va}(T, p) & \text{при } q = q_n \end{cases} \quad (8.21)$$

где q и q_n — удельная и насыщающая удельная влажность воздуха; γ_a и γ_{va} — адиабатический и влажноадиабатический градиенты в невозмущенной атмосфере; R — газовая постоянная.

Величиной α определяется степень неустойчивости атмосферы, а произведение αW характеризует интенсивность освобождения энергии неустойчивости, если только $\alpha > 0$, т. е. γ больше γ_a или γ_{va} . Чтобы решить систему (8.20) аналитически, Л. Н. Гутман предположил, что относительная влажность воздуха (a значит, и α) не зависит от x , а является лишь функцией w . Такое предположение, строго говоря, выполняется лишь в слоистообразных облаках, горизонтальная протяженность которых значительно превосходит их толщину. Однако в уравнения (8.20) α входит в виде произведения αw , и поскольку у боковых границ кучевых облаков $w \approx 0$, αw здесь также близко к нулю. Поэтому граница между облаком и окружающим воздухом, или, что то же самое, между участками атмосферы насыщенными и ненасыщен-

ными водяным паром все же может быть определена, и такая форма задания α позволяет математически моделировать условия, характерные для кучевых облаков.

Поскольку задача симметрична относительно оси Oz , решение ее было проведено лишь в области $x \geq 0$ при граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} u &= 0 \\ w &= T' = p' = 0 \\ u &< \infty \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{при } x = 0 \\ &\text{при } x \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (8.22)$$

Краевые условия по z вначале не ставились.

В результате решения системы (8.20) при граничных условиях (8.22) были получены в виде степенных рядов по z значения u , w , p' и T' . Исходная система уравнений не включала в себя уравнения для влагосодержания воздуха. Поэтому распределение влаги в зоне конвекции находилось отдельно с учетом данных о u и w , полученных при решении системы (8.20). Если предположить, что вся образующаяся в облаке жидкокапельная влага не выпадает, а сохраняется здесь, перераспределяясь в пространстве потоками воздуха, а испарения нет, то водность $w(x, z)$ удовлетворяет уравнению

$$u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{w}{\rho} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{w}{\rho} \right) = \mu(z) w, \quad (8.23)$$

где

$$\mu(z) = \begin{cases} 0 & \text{при } q < q_n \\ \frac{c_p}{LT} [\gamma_a - \gamma_{sa}(T, p)] & \text{при } q = q_n \end{cases} \quad (8.24)$$

(L — скрытая теплота конденсации).

На оси симметрии, т. е. при $x=0$,

$$w_{x=0} = \rho(z) \int_0^z \mu(z) dz. \quad (8.25)$$

Таким образом, водность на оси облака равна нулю у его нижней границы, максимальна под верхней границей слоя неустойчивости, а далее вверх убывает.

Анализ решения системы (8.20) показал, что максимальные вертикальные скорости наблюдаются в облаке на оси симметрии. Температура нижней и средней частей кучевого облака оказалась выше температуры окружающего воздуха, а вершины облака — ниже ее. Весьма интересно то, что при $z < 0$, т. е. под основанием облака, получилось $u = w = 0$, что, по мнению Л. Н. Гутмана, свидетельствует о том, что развитие облака может поддерживаться подпитыванием его влагой не снизу, а с боков выше уровня конденсации. В 1964 г. Гутманом была построена также стационар-

ная осесимметричная модель кучевого облака. Основные качественные выводы о характере развития конвекции получились близкими к изложенным.

В последнее время усилия исследователей были направлены на решение нестационарной задачи о конвекции, т. е. на теоретическое рассмотрение процессов образования и эволюции кучевых облаков.

И. Огура решил нестационарную задачу о развитии осесимметричной (вдоль оси Oz) конвекции в случае, если движение ограничено сверху и снизу «твердыми стенками», отстоящими друг от друга на расстоянии H . Система уравнений конвекции записывалась в цилиндрических координатах (z, r) . Влияние сил Кориолиса на развитие процесса ввиду его незначительности не учитывалось. В указанную систему входят:

1) уравнения движения

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -u \frac{\partial u}{\partial r} - w \frac{\partial u}{\partial z} - c_p \theta \frac{\partial \pi'}{\partial r} + k \left(\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial t} &= -u \frac{\partial w}{\partial r} - w \frac{\partial w}{\partial z} - c_p \theta \frac{\partial \pi'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\theta} - g q_1 + k \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \quad (8.26)$$

2) уравнение неразрывности

$$\frac{\partial (ru)}{\partial r} + \frac{\partial (rw)}{\partial z} = 0, \quad (8.27)$$

3) уравнение переноса тепла

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial t} = -u \frac{\partial \Phi'}{\partial r} - w \frac{\partial \Phi'}{\partial z} + k \nabla^2 \Phi', \quad (8.28)$$

где Φ' — удельная энтропия влажного воздуха,

$$\left. \begin{aligned} \Phi' &= \frac{\theta'}{\theta} + \frac{L}{c_p T_{00}} q_v \text{ для ненасыщенного воздуха} \\ \Phi' &= \frac{\theta'}{\theta} + \frac{L}{c_p T_{00}} q_{v*} \text{ для насыщенного воздуха} \end{aligned} \right\} \quad (8.29)$$

4) уравнение неразрывности для водяного пара

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u \frac{\partial q}{\partial r} - w \frac{\partial q}{\partial z} + k \nabla^2 q. \quad (8.30)$$

В уравнениях (8.26) — (8.30)

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \pi = \left(\frac{p}{1000} \right)^{\frac{c_p - c_v}{c_p}}$$

— безразмерное давление, $q = q_1 + q_v$, где q_1 и q_v — отношения смеси для жидкой воды и водяного пара относительно сухого воздуха; T_{00} — средняя температура на нижней границе зоны конвекции. Слагаемое $(-gq_1)$ во втором уравнении (8.26)

описывает направленную вниз силу, обусловленную весом облачных капель. Через q_{vs} обозначено насыщающее отношение смеси

$$q_{vs} = \frac{R e_s(T_0)}{R_v p} \exp\left(\frac{L \theta'}{R_v \theta^2}\right), \quad (8.31)$$

где R и R_v — газовая постоянная для сухого и влажного воздуха, $T_0 = T_{\infty} - \frac{g}{c_p z}$, $e_s(T_0)$ — насыщающая упругость водяного пара при температуре T_0

$$e_s(T_0) = 6,11 \cdot 10^{\frac{7,5(T_0 - 273)}{T_0 - 36}}$$

Система уравнений (8.26) — (8.31) позволяет найти семь неизвестных переменных w , u , π' , θ' , Φ' , q_v и q_i .

Граничные условия задавались в виде:

$$\begin{aligned} w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = 0, H; \\ u = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial r} = 0 \quad \text{при } r = 0, L. \end{aligned} \quad (8.32)$$

Относительно термодинамических параметров (температуры, влажности, энтропии) предполагалось, что они постоянны во времени при $z = 0, H$, а их производные по r стремятся к нулю при $r = 0$ и L для всех t . Задача решалась численно на электронной вычислительной машине. Начальное возмущение температуры (θ') было задано в виде:

$$\theta' = \bar{\theta}(z) + \theta_0 e^{-2,3(r/0,32)} \sin^2\left(\frac{\pi z}{0,6}\right), \quad 0 \leq z \leq 0,6;$$

$$\theta' = \bar{\theta}(z), \quad 0,6 \leq z \leq 3,0,$$

где r и z измерены в км, а θ' — в °C.

Решение показало, что облако развивается в виде сравнительно узкой струи, вблизи вершины которой водность и вертикальные скорости быстро убывают с ростом z . Максимальные значения w и θ' располагаются внутри верхней трети облака. Радиус облака растет со временем, но гораздо медленнее, чем его высота.

Работы И. Огура, Д. Лилли, Т. Асаи и других авторов, решавших нестационарную задачу о конвекции, показали, что роль турбулентности в процессе конвекции становится существенной лишь при $k > 10^2$ м²/сек. Турбулентность сглаживает вертикальные и горизонтальные профили u , w , θ' , но не меняет качественного своеобразия процесса. Теоретические исследования показали также, что начиная с некоторого момента над облаком и

рядом с ним возникает циркуляция обратного направления, что подтверждается данными наблюдений.

Выполненные к настоящему времени теоретические работы хорошо описывают лишь начальную стадию развития кучевых облаков. Решение задачи о конвекции применительно к $Cu\ comp.$ и Cb требует учета внешнего ветра, т. е. более полного учета взаимодействия облака с окружающим пространством.

Для возникновения и развития конвекции необходимо, чтобы в пограничном слое атмосферы стратификация была бы неустойчивой. При термической (свободной) конвекции стратификация должна быть неустойчивой уже в приземном слое атмосферы. Если же возникновение конвекции вызвано динамическими причинами, то неустойчивость должна наблюдаться начиная с уровня, выше которого действие динамических факторов становится пренебрежимо малым.

Наблюдения показывают, что кучевые и даже кучево-дождевые облака часто развиваются и в те дни, когда в приземном слое (а иногда и несколько выше) атмосфера стратифицирована устойчиво и лишь на больших высотах $\gamma > \gamma_{ва}$. Это наблюдается не только вблизи фронтов, но и внутри однородных воздушных масс. Таким образом, конвекция, порождающая кучевые облака, необязательно должна начинаться от земной поверхности. По мнению П. А. Молчанова и Е. С. Селезневой, первичными элементами конвекции служат относительно крупные турбулентные вихри, возникающие в верхней части приземного слоя. Достигая уровня конденсации, они могут давать начало кучевым облакам. При этом высота подъема таких вихрей необязательно совпадает с верхней границей турбулентного слоя и может превышать его. Таким образом, облака порождаются восходящими движениями, начинающимися не от земли, а с некоторой высоты h_0 , которая может меняться от облака к облаку.

Иногда, однако, наблюдается также и чисто термическая (свободная) конвекция, элементы которой возникают у самой подстилающей поверхности благодаря перегреву отдельных ее участков. Чаще всего термическая конвекция развивается в горных районах, над нагретыми скальными вершинами. Здесь днем за частую образуются мощные конвективные струи теплого влажного воздуха (так называемые трубы), которые могут существовать несколько часов.

Ниже уровня конденсации конвективный подъем воздуха может происходить без затраты энергии, поступающей извне лишь при абсолютно неустойчивой стратификации атмосферы. Над уровнем конденсации для этого достаточно влажнонеустойчивости.

В умеренных и высоких широтах развитая конвекция может наблюдаться в пограничном слое атмосферы лишь летом, так как зимой для пограничного слоя типична устойчивая стратифика-

ция. Лишь в зоне фронтов даже зимой иногда создаются условия, благоприятствующие развитию конвективных движений, образуются мощные кучевые облака, а иногда даже наблюдаются грозы. Однако горизонтальные и особенно вертикальные размеры $Cu\ cong.$ и Cb зимой обычно гораздо меньше, чем летом.

Каждый первичный элемент конвекции (термик) представляет собой некую, не слишком маленькую порцию воздуха, ко-

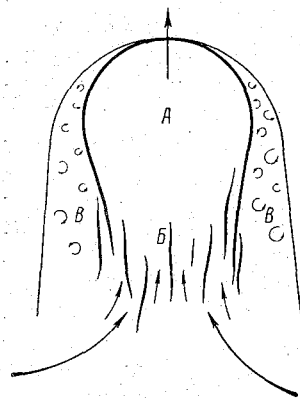


Рис. 8.21. Схема термика в форме «пузыря».

А — нагретая масса воздуха,
Б — след или «хвост» термика,
В — слой эрозии (разрушения пограничного слоя).

торая благодаря своей пониженной по сравнению с окружающим воздухом плотности приобрела подъемную (архимедову) силу. При этом флуктуации плотности в атмосфере, хотя и связаны в первую очередь с флуктуациями температуры, но могут возникнуть также при флуктуациях влагосодержания воздуха, так как плотность водяного пара меньше, чем плотность воздуха. По мнению Н. И. Вульфсона, в некоторых случаях, например над водоемами, роль флуктуаций влажности в образовании конвекции весьма велика.

В образовании восходящих движений в облаках также очень велика роль влажности. На высотах до 3—4 км уменьшение плотности воздуха внутри облаков за счет различия в упругости водяного пара в облаках и вне их часто эквивалентно перегреву в $0,2—0,5^\circ$. Эта величина близка к перегревам, обычно наблюдающимся в кучевых облаках. Поэтому, даже если температура воздуха в облаке та же, что и в окружающей атмосфере, конвекция, вообще говоря, может продолжаться.

Пространственная структура конвективных потоков изучена мало. По-видимому, они представляют собой либо наклоненные в направлении вектора градиента ветра струи, либо отдельные изолированные массы воздуха (пузыри) (рис. 8.21), верхняя половина которых имеет полусферическую форму. В тыловой части пузыря имеется длинный шлейф («след»), образующийся из-за «смывания» пограничного слоя с пузыря.

Чаще пузыри образуются, вероятно, в тех случаях, когда первопричиной конвекции служит турбулентность. Образование термиков в форме струи, по-видимому, более типично для чисто термической конвекции, начинающейся непосредственно от поверхности земли. О конвективных струях над горами уже говорилось.

Иногда струи в процессе развития разрываются из-за больших локальных вертикальных сдвигов ветра или турбулентности и порождают пузыри. С другой стороны, и пузыри иногда постепенно превращаются в струи. Этому способствует то, что в следе за ранее поднявшимся (так называемым материнским) пузырем происходит локальное понижение давления, достигающее 0,1—0,3 мб, и другие термики как бы втягиваются в эту зону.

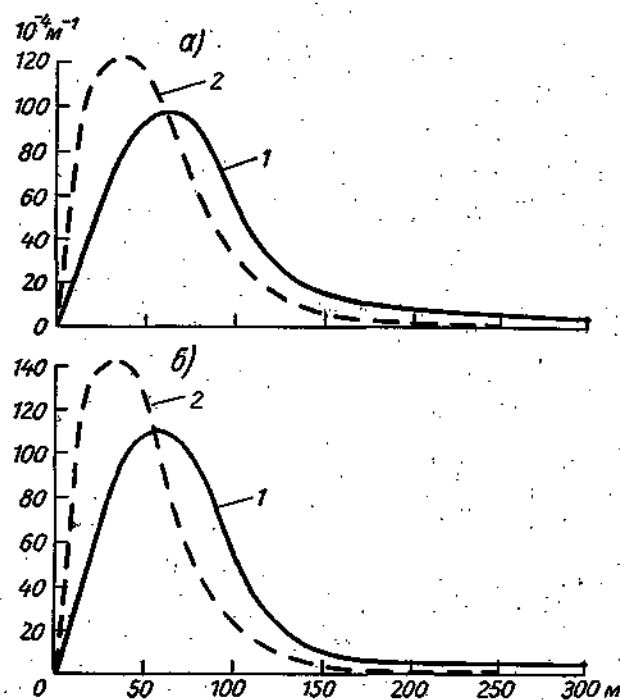


Рис. 8.22. Распределение конвективных потоков по размерам в облаках (1) и вне облаков (2) в предположении, что термики имеют форму струн (а) или пузырей (б).

Совокупность первого термика с втянутыми в его след новыми термиками постепенно превращается в струю. Особенно быстро такое объединение нескольких пузырей происходит внутри облака, где, по-видимому, термики чаще всего имеют форму струн.

Н. И. Вульфсон изучал конвективные движения в свободной атмосфере путем индикации термиков по их температуре. Измерения производились при горизонтальном полете на самолете, оборудованном малоинерционным чувствительным термометром.

На рис. 8.22 приведены кривые распределения плотности вероятности поперечных размеров термиков в кучевых облаках и под ними, рассчитанные отдельно в предположении, что термики имеют форму либо струй, либо пузырей.

Хорошо заметно, что средние размеры термиков в облаках в полтора раза больше, чем вне их. Кроме того, в облаках спектр размеров термиков гораздо более широкий, чем под ними.

Ширина отдельных струй в облаках иногда достигала 2 км, хотя чаще всего она составляла 60—70 м. Средняя концентрация струй в облаках была 64 струй/км²; а под ними — несколько больше — 76 струй/км².

Таблица 71

Изменение с высотой средних размеров, концентрации и относительных площадей восходящих потоков в кучевых облаках (по Н. И. Вульфсону)

Высота полета, м		Средняя ширина струи	Концентрация струй, струй/км ²	Относительная площадь восходящих потоков
над поверхностью земли	над основанием облака			
2000	200	59	120	0,51
2500	700	78	92	0,66
3000	1200	97	59	0,72
3500	1700	108	46	0,80
4000	2200	111	44	0,76
4500	2700	113	26	0,77

В табл. 71 приведены данные об изменении параметров конвекции с высотой в *Cu hum.* и *Cu med.* Видно, что средняя ширина струй растет, а концентрация их уменьшается с высотой. На высоте 1,2 км над основанием облака размеры струй приблизительно в полтора раза больше, чем на высоте 0,2 км, а концентрация струй в два раза меньше. Относительный объем восходящих потоков в кучевых облаках растет до уровня, несколько превышающего середину наиболее развитых облаков, а далее почти не меняется с высотой.

Увеличение с высотой средних горизонтальных размеров конвективных струй в облаках вызывается слиянием мелких струй друг с другом и вовлечением внутрь них атмосферного воздуха из пограничного слоя струи. Наконец, по мере увеличения высоты доля сравнительно крупных струй должна расти из-за того, что они распадаются медленнее, чем мелкие.

Наибольшее значение имеет вовлечение в облако воздуха из окружающей среды. Оно может вызываться требованиями неразрывности течения (так называемое компенсационное вовлечение), локальными горизонтальными градиентами давления между облаком и окружающим пространством и, наконец, ин-

тенсивным горизонтальным турбулентным обменом у границ облака. Роль горизонтальных градиентов давления существенна лишь около быстро растущих C_b , поскольку только здесь давление внутри облака и внутри него могут заметно отличаться друг от друга. Компенсационное и турбулентное вовлечение наблюдается всегда, но их относительная роль может меняться от случая к случаю.

Остановимся вначале на компенсационном вовлечении. Согласно уравнению неразрывности, в вертикальной плоскости xz

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dt}. \quad (8.33)$$

Поскольку $\rho' \ll \bar{\rho}$,

$$\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dt} = \frac{d}{dt} \ln(\bar{\rho} + \rho') = \frac{d}{dt} \ln \bar{\rho} \left(1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) \approx \frac{d}{dt} \ln \bar{\rho}. \quad (8.33a)$$

Используя уравнение статики и уравнение состояния:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\bar{\rho}g, \quad \bar{p} = \bar{\rho}R\bar{T},$$

получим, что

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dt} = \left(\frac{g - R\bar{T}}{R\bar{T}}\right) w \equiv \sigma w. \quad (8.34)$$

Таким образом, для выполнения условий неразрывности при наличии вертикальных движений должны на каждом уровне возникать компенсационные горизонтальные потоки со скоростью

$$u(x, z) = \int_0^x \frac{\partial u}{\partial x} dx = \int_0^x \frac{g - R\bar{T}}{R\bar{T}} dx - \int_0^x \frac{\partial w}{\partial z} dx. \quad (8.35)$$

Величина σ имеет порядок 10^{-5} , и поэтому значение u определяется главным образом вторым слагаемым в уравнении (8.35).

Если $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$, т. е. вблизи вершины облака, $u > 0$, т. е. воздух вытекает из облака. Там, где $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$, $u < 0$ и наблюдается втекание (вовлечение) окружающего воздуха.

Предполагая, что вовлечение целиком определяется турбулентностью X . Стоммель показал, что изменение потока массы поднимающегося воздуха при стационарном процессе равно

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dp} = \frac{L \frac{dq}{dp} + c_p \frac{dT}{dp} - (c_p - c_v) \frac{T}{p}}{c_p (T - T') + L (q - q')}, \quad (8.36)$$

где p — давление воздуха, используемое в качестве вертикальной координаты; T , T' и q , q' — температура и удельная влаж-

ность в облаке и вне его. С помощью формулы (8.36) можно найти $M(p)$, если по данным зондирования известны T, T', q, q' .

Вовлечение относительно сухого окружающего воздуха внутрь облака приводит здесь к испарению части капель и, следовательно, к увеличению вертикального градиента температуры внутри конвективной струи (или пузыря). Можно показать, что в поднимающемся облачном воздухе вертикальный градиент температуры γ_c равен

$$\gamma_c = \gamma_{ва} + \frac{\frac{1}{M} \frac{dM}{dz} \left[(T - T') + \frac{L}{c_p} (m_1 - m_2) \right]}{\frac{1 + m_1 L^2}{c_p R_v T^2}}, \quad (8.37)$$

где m_1 и m_2 — отношение смеси ($m_i = 0,622 \frac{e_i}{p - e_i}$, где e_i — упругость водяного пара) в облаке и вне его. Если вовлечения нет ($dM=0$), то, как и следовало ожидать, $\gamma_c = \gamma_{ва}$. При $T > T', m > m'$ и $dM > 0$ получаем $\gamma_c > \gamma_{ва}$.

Благодаря вовлечению концентрация жидкокапельной влаги Q , а значит, и водность ρQ в кучевых облаках уменьшаются по сравнению с их адиабатическим значением, которое наблюдалось бы при $dM=0$. Уменьшаются также и вертикальные скорости воздуха.

С учетом вовлечения

$$\frac{dQ}{dp} = (q' - q - Q) \frac{1}{M} \frac{dM}{dp} - \frac{dq}{dp}, \quad (8.38)$$

где q и q' — удельная влажность в облаке и вне его.

Интегрируя (8.38) по высоте (давлению) от основания облака (где $Q=0$) до заданного уровня, можно найти распределение концентрации капельножидкой влаги Q или водности ρQ в функции высоты. Для определения вертикальной скорости воздуха w в облаке Стоммель использует уравнение

$$M^2 w^2 = M_0^2 w_0^2 + 2 \int_0^z \gamma' M^2 dz, \quad (8.39)$$

где индекс 0 относится к основанию облака, а γ' есть архимедова сила $\left(\gamma' = g \frac{\rho' - \rho}{\rho} \right)$.

Втекание и вытекание воздуха в зоне облаков приводит к появлению здесь изменений скорости и направления ветра. Исследования Г. Байерса в США и С. М. Шметера в СССР показали, что рядом с Cu cong. и особенно с Cb границы области, в которой она хорошо заметна, располагаются на расстоянии нескольких километров от краев облака. Средние скорости втекания или вытекания воздуха через боковую поверхность кучево-дождевых облаков, как видно из табл. 72, могут составлять несколько м/сек.

Таблица 72

Средние скорости относительного втекания (вытекания) воздуха
через боковую поверхность Сб (по С. М. Шметеру)

$ u_n $ м/сек	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	>6
Повторяемость, %	31	21	10	10	8	8	12

Около различных участков боковой кромки одного и того же облака $|u_n|$ могут иногда различаться в несколько раз. Обычно наибольшие значения $|u_n|$ наблюдаются рядом с растущей частью облака. На расстоянии 8—12 км от облака $u_n \approx 0$. Количество воздуха, вовлекающегося внутрь Сб, очень велико, и масса облака удваивается при подъеме на высоту, соответствующую перепаду давления в 200—400 мб или даже меньше.

Следует подчеркнуть, что структура поля ветра около кучевых облаков весьма сложна. Редко наблюдается «чистая картина», когда около нижней половины облака воздух везде втекает в него, т. е. наблюдается конвергенция ветра, а около вершины облака вытекает, т. е. наблюдается дивергенция. Смена конвергенции на дивергенцию и обратно по толщине облака может происходить несколько раз. Частично это вызывается тем, что на любом уровне в облаке величина, а иногда и знак $\frac{dw}{dz}$ все время меняются. Кроме того, у боковых границ облака непрерывно идет горизонтальный турбулентный обмен воздухом, преобладающее направление которого может не совпадать с направлением компенсационного эффекта. Наконец, на общую картину движений воздуха около кучевых облаков может накладываться часто наблюдающееся здесь вращение воздуха вокруг облака.

Обмен воздухом между облаком и окружающим пространством не только изменяет горизонтальные размеры конвективных струй, но и приводит к уменьшению как различия между температурой облака и окружающей атмосферы, так и влажности облака. Поэтому влажность кучевых облаков, рассчитанная в предположении адиабатичности процесса конвекции, обычно гораздо больше наблюдающейся в реальных условиях. Влияние вовлечения на динамику конвекции особенно велико для маленьких облаков.

С учетом структурных и микрофизических особенностей можно разделить все многообразие форм кучевых облаков на две большие группы — кучевые и кучево-дождевые облака.

При этом отдельные виды кучевых облаков не являются самостоятельными облачными формами, а порождаются различными стадиями развития атмосферной конвекции и отличаются друг от друга в основном вертикальной мощностью. При отсутствии в тропосфере задерживающих слоев одновременно могут

наблюдаться все разновидности кучевых облаков от кучевых облаков хорошей погоды *Ci hum.* до кучево-дождевых облаков *Cb*.

К кучевым облакам относятся сравнительно слабо развитые по вертикали облака *Ci hum.*, *Ci med.*, *Ci cong.*, из которых не выпадают осадки, достигающие подстилающей поверхности. Высота нижней границы этих облаков в умеренных широтах колеблется в пределах 0,5—1,5 км над поверхностью земли, а вертикальная мощность (толщина) меняется от десятков или сотен метров для *Ci hum.* до 4—5 км для *Ci cong.* (в умеренных широтах).

Все облака этой группы являются капельными, в верхней части более мощных облаков, например *Ci cong.*, а весной и осенью и *Ci med.*, капли могут быть переохлажденными. В умеренных широтах толщина переохлажденной части облаков *Ci cong.* приблизительно в 80% случаев не превышает 2,0 км, хотя иногда может достигать и до 3—4 км.

На рис. 8.23 приведены кривые распределения размеров капель в кучевых облаках. По мере подъема над основанием облака средние радиусы капель увеличиваются, а весь спектр размеров капель расширяется. Следует отметить, что в *Ci cong.* уже содержатся капли диаметром 300—400 мк, т. е. капли мороси, а также, хотя и в небольшом количестве, капли осадков. Они возникают здесь главным образом благодаря коагуляционному росту облачных элементов, чему способствует большая вертикальная мощность *Ci cong.*, сильная турбулентность в них и особенно наличие восходящих движений, замедляющих выпадение капель из облака. В тропических и экваториальных районах, где вертикальная мощность *Ci cong.* иногда превосходит 10 км, из них могут выпадать ливневые осадки. Водность в кучевых облаках, по измерениям В. А. Зайцева, в нижней и средней частях *Ci* растет с высотой, а около вершины облака убывает. На любой высоте внутри облака она наибольшая около его осевой части, где нередко превосходит 1—2 г/м³. Наибольшая водность наблюдается внутри *Ci cong.*, в центре которых она достигает иногда 4 г/м³ в умеренных широтах и даже 6 г/м³ в тропиках.

Кучевые облака возникают в окологорные часы и исчезают к вечеру. Чаще всего они расположены хаотически, хотя иногда можно наблюдать местные скопления этих облаков, иногда в виде гряд, например вдоль цепей холмов или гор, а также вдоль побережий.

Жизненный цикл этих облаков от их зарождения до диссипации продолжается от нескольких минут до получаса. Обычно наблюдаемый на небе покров *Ci hum.* или *Ci med.*, состоит из облаков, находящихся в состоянии непрерывного образования и распада. Во всей толще *Ci hum.* и *Ci med.* имеются восходящие

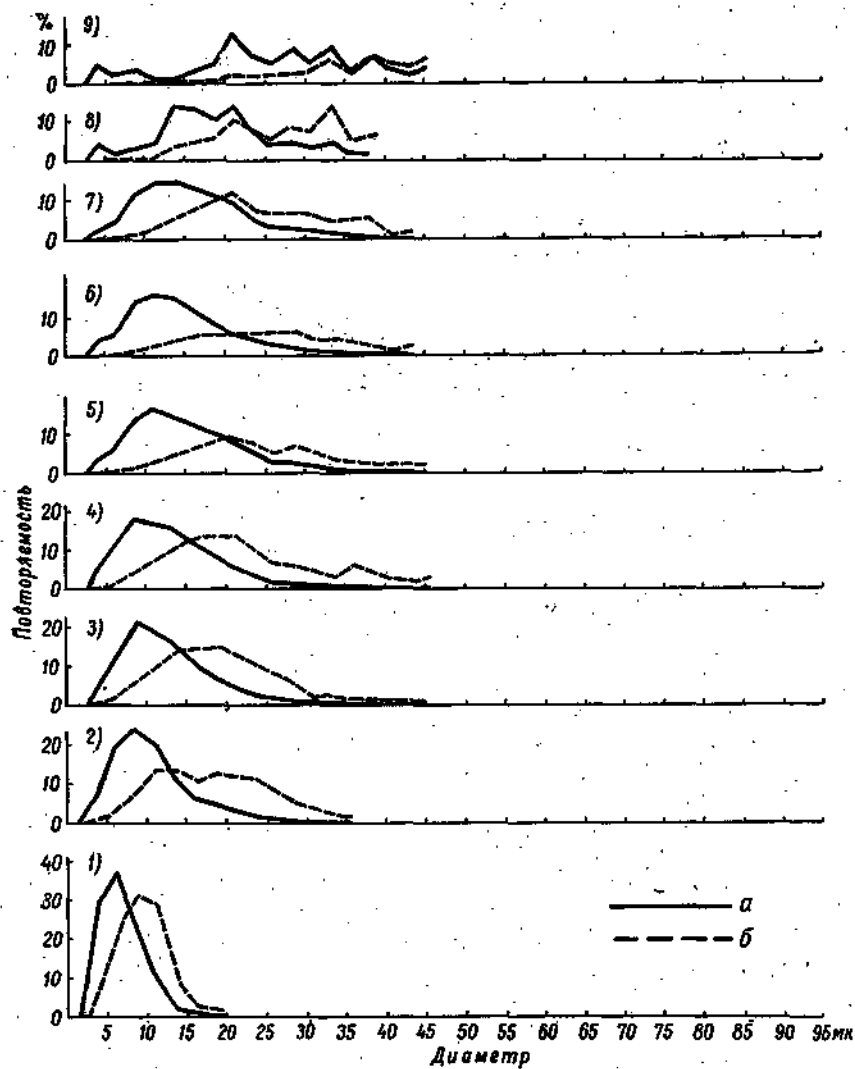


Рис. 8.23. Кривые распределения диаметров (а) и относительных объемов (б) капель в кучевых облаках 28 августа 1947 г. (по В. А. Зайцеву).
Высоты в метрах над основанием облака: 1) 180, 2) 300, 3) 500, 4) 680, 5) 980, 6) 1080, 7) 1150, 8) 1200, 9) 1220.

движения, в период роста увеличивающиеся от десятков см/сек на периферии до 5 м/сек и более вблизи оси облака. Внутри растущих *Cu cong.* одновременно может наблюдаться несколько восходящих конвективных потоков, вследствие чего эти облака имеют многокупольную структуру и растут неравномерно: в то время как один из куполов (башен) растет, размеры других могут оставаться неизменными или даже уменьшаться. Скорости восходящих течений в *Cu cong.* могут достигать до 15—20 м/сек,

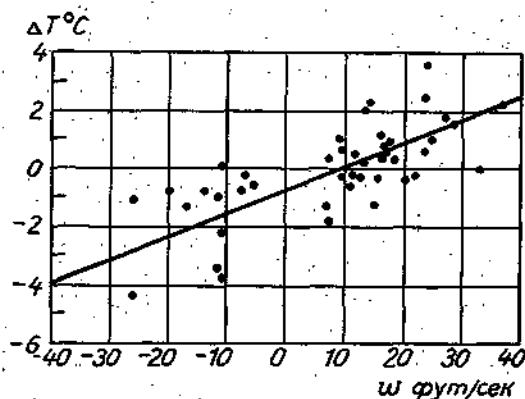


Рис. 8.24. Зависимость вертикальных скоростей воздуха в *Cu* от «перегрева» облака (по Байерсу и Брейаму).

но чаще всего они не превосходят 5—7 м/сек. Согласно Н. И. Вульфсону, их величина почти линейно растет с высотой и на уровнях, достаточно удаленных от основания облака,

$$w \approx 0,02 h^{3/4} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/4}, \quad (8.40)$$

где h — высота от нижнего основания облака, r — расстояние от оси струи, R — радиус струи.

С высотой растет и среднее превышение температуры воздуха около оси струй над температурой во внеоблачной зоне

$$\Delta T \approx 0,01 h^{1/4} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/4}. \quad (8.41)$$

Таким образом, можно предположить что рост w с h определяется увеличением с h величины ΔT и тем самым архимедовой силы. Такое предположение находит свое подтверждение в данных о зависимости w от ΔT , полученных в мощных кучевых и кучево-дождевых облаках (рис. 8.24).

Величина w непрерывно колеблется во времени, особенно в предвершинной части облака. Это хорошо заметно по колеба-

ниям скорости роста C_u . Наряду с постепенным, асимптотическим уменьшением скорости роста при приближении облака к уровню его наибольшего развития, иногда наблюдаются непериодические и периодические колебания w . Непериодические колебания w связаны с колебаниями величины архимедовой силы, в основном за счет изменения с высотой устойчивости стратификации окружающего воздуха. Периодические изменения w исследовались Пристли. Он показал, что если $\frac{\partial T_e}{\partial z} = \text{const}$ (индексом e обозначены значения метеорологических элементов вне облака) и $w_e \equiv 0$, то, пренебрегая квадратичным членом, который очень мал, можно получить, что

$$\ddot{w} + (K_1 + K_2) \dot{w} + \left[\frac{g}{T_e} \left(\frac{\partial T_e}{\partial z} + \gamma_a \right) + K_1 K_2 \right] w = 0, \quad (8.42)$$

где K_1 и K_2 — скорости смешения для количества движения и тепла, зависящие от интенсивности турбулентности и размеров термика. Характер решения (8.42) определяется соотношением между коэффициентами.

При турбулентности данной интенсивности величины K_1 и K_2 обратно пропорциональны размерам термика. Из общих свойств решения уравнения (8.25), которое здесь не приводится, следует, что маленькие термики поднимаются лишь на небольшую высоту и приближаются к уровню уравнивания с окружающей средой асимптотически. Полное пройденное расстояние (характерный масштаб плавучести) l_b равен

$$l_b = \frac{\left| g \frac{T'_0}{T_e} + K_2 w_0 \right|}{\frac{g}{T_e} \left[\left(\frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + \gamma_a \right] + K_1 K_2}, \quad (8.43)$$

где T'_0 и w_0 — начальный перегрев и начальная скорость термика. Для больших термиков уравнение (8.43) остается пригодным лишь при $\frac{\partial T_e}{\partial z} < \gamma_a$. В этом случае, однако, движущийся термик вначале проскакивает равновесный уровень, а затем совершает около него затухающие колебания периода

$$2\pi \left| \frac{g}{T_e} \left(\frac{\partial T_e}{\partial z} + \gamma_a \right) - \frac{(K_1 - K_2)^2}{4} \right|^{-1/2}.$$

Период колебаний скорости роста C_u , согласно Андерсону, может составлять несколько минут. Если $\frac{\partial T_e}{\partial z} > \gamma_a$, движение неустойчиво и со временем w растет экспоненциально. Таким образом, пока облако находится внутри неустойчиво стратифицированного слоя, его высота теоретически должна увеличиваться

по экспоненциальному закону. Когда же вершина облака проникает в устойчивый слой, непрерывный рост постепенно прекращается и возникают гармонические колебания высоты вершины облака около положения равновесия.

Характерной особенностью кучевых облаков является наличие во внеоблачной зоне рядом с ними нисходящих потоков, хорошо различимых около верхней растущей части облака. Чаше всего скорости их меньше скоростей восходящих потоков внутри облаков в 1,5—2 раза, хотя иногда на отдельных участках они могут быть почти равными.

Таблица 73

Отношение площадей нисходящих течений
(на уровне полета) S_1 к площади облаков S_2
(по Н. И. Вульфсону)

Высота полета, м	Номер облака	$\frac{S_1}{S_2} \%$
27 VIII 1955 г., Cu hum.		
1700	1	108
	2	122
	3	75
	4	156
	5	44
30 VIII 1955 г., Cu cong.		
4000	1	179
	2	49
	3	53
	4	174
3500	4	50
2500	1	57
	4	98
	5	126
31 VIII 1955 г., Cu cong.		
4500	1	210
	2	16
	3	66
4000	1	86
	3	63
3000	3	120

Из табл. 73 видно, что относительная площадь $\left(\frac{S_1}{S_2}\right)$ нисходящих потоков около Cu cong. меньше, чем рядом с Cu hum. Это, видимо, объясняется тем, что Cu hum. растут как единое це-

лое, а *Cu cong.* — «по частям», вследствие чего зона нисходящих потоков охватывает не все облако одновременно.

Нисходящие потоки около *Cu* имеют компенсационную природу и поддерживают баланс масс в зоне конвекции. Именно поэтому они наблюдаются лишь около растущих частей облаков. Рядом с распадающимися *Cu*, внутри которых нет восходящих потоков, нисходящие компенсационные движения отсутствуют.

2. Кучево-дождевые облака. Если вершины *Cu cong.* обледеневают, т. е. капли превращаются в кристаллы, эти облака преобразуются в кучево-дождевые (*Cb*), характерной особенностью которых является наличие осадков (иногда в виде града), достигающих земли. Громадные объемные электрические заряды, типичные для *Cb*, являются причиной образования в их зоне мощных электрических разрядов (молний), т. е. развития гроз.

Cb состоят из объединенных вместе нескольких конвективных ячеек, каждая из которых характеризуется своим особым распределением вертикальных движений, влажности, микроструктуры, температуры и т. д. Количество ячеек в облаке может достигать до 7—10, а их поперечник составляет от нескольких сотен метров до 2—3 км или даже более.

В «молодых» кучево-дождевых облаках в большинстве ячеек наблюдаются восходящие движения, т. е. эти ячейки есть не что иное как восходящие конвективные струи. Скорость восходящих движений достигает максимума внутри верхней половины облака. По мере «старения» облака ячеек с восходящими движениями становится все меньше, а число ячеек с нисходящими потоками увеличивается.

С учетом динамики развития *Cb* Г. Байерс и Р. Брейам предложили разбить жизненный цикл *Cb* на стадии роста, зрелого состояния и, наконец, диссипации (распада). Для первой из них характерно наличие во всем облаке восходящих потоков. В зрелой стадии, т. е. тогда, когда облако достигает наибольшего развития, в нижней его половине появляются области, где господствуют нисходящие движения, вызываемые главным образом увлечением воздуха каплями выпадающих осадков. Иногда при выпадении осадков в *Cb* образуется даже мощный упорядоченный нисходящий поток, достигающий земли, где он обуславливает резкое усиление ветра, подчас достигающего разрушительной силы. Так образуются шквалы, иногда сопутствующие прохождению полосы *Cb* перед холодными фронтами. Н. С. Шишкин, используя для расчета «метод слоя», показал, что причиной больших скоростей нисходящих движений в *Cb* является то, что кинетическая энергия единицы массы облачного воздуха при опускании ее на величину Δz приблизительно в три раза превосходит кинетическую энергию подъема единицы массы воздуха на такую же высоту.

Стадия диссипации характеризуется преобладанием нисходящих движений во всей толще облака.

В стадии роста *Cb* чаще всего имеют форму так называемых «лысых» кучево-дождевых облаков — *Cb calv.* Их рост сопровождается увеличением напряженности электрического поля; иногда в *Cb calv.* при приближении к зрелой стадии развития могут появляться грозовые разряды, хотя чаще эти облака являются ливневыми.

Вскоре после начала осадков *Cb calv.* замедляет свой рост вверх и постепенно превращается в кучево-дождевое облако с наковальней — *Cb inc.* Наковальни вытягиваются в направлении вектора вертикального сдвига ветра.

Образование наковальни вызывается интенсивным радиальным вытеканием воздуха в верхней части облака. В этот период размеры облака, напряженность электрического поля, водность и другие характеристики облака достигают максимальной величины, а их изменение со временем происходит гораздо медленнее, чем в *Cb calv.*, и в этом смысле облако находится в зрелом состоянии. Из зрелых кучево-дождевых облаков выпадают наиболее сильные осадки, и в них чаще всего наблюдаются грозы.

Внешний вид *Cb inc.*, в тех случаях, когда облако находится в зрелой стадии развития, характеризуется наличием над наковальней одной или нескольких куполообразных возвышенностей, которые могут подниматься на несколько сотен метров (иногда до 1—1,5 км) над средним уровнем верхней кромки наковальни¹. Уровень верхней границы куполов может расти еще в течение 15—20 мин после того, как образовалась развитая наковальня. Однако скорость роста облака обычно в два-три раза меньше, чем средняя скорость роста вершин *Cb calv.*

Нисходящий поток воздуха, связанный с выпадением осадков, постепенно приводит к «отсечению» термиков, поднимающихся из ниже лежащих слоев, и, следовательно, к прекращению подпитывания облака водяным паром снизу. Поэтому восходящие движения в облаке постепенно исчезают, и уже в начале стадии распада купола над наковальней оседают, верхняя кромка наковальни становится плоской и прекращается рост облака вверх. Постепенно облако охватывается нисходящим движением. Чаще всего вначале распадается нижняя (жидко-капельная) часть облака. Благодаря малой скорости, с которой оседают кристаллы, остатки наковален в форме перистых облаков *Ci spiss.*, *Ci ing* и др. могут существовать в течение многих часов (по-видимому, до суток) после окончания распада жид-

¹ При наблюдениях с земли такие купола чаще всего не видны. Поэтому в ныне действующей классификации облаков не различаются *Cb inc.* с куполами и без них.

кокапельной части Сб. Пока нижняя капельная часть Сб не распалась, внутри облака кое-где еще сохраняются восходящие потоки. Однако если в период роста облака виртуальная температура восходящих струй всегда выше, чем температура окружающего воздуха, то в стадии диссипации и нисходящие, и восходящие потоки виртуально холоднее окружающего воздуха. По-видимому, в этой стадии восходящие движения вызываются запасами количества движения, накопленными на более низких уровнях; воздух по инерции поднимается выше того уровня, где всплывающая сила струи становится равной нулю.

Диссипация Сб часто идет очень быстро. Поскольку внутри Сб стратификация воздуха чаще всего влажнонеустойчивая, даже сравнительно слабые нисходящие движения, если они только возникнут в силу тех или иных причин, должны, как это указывает Н. С. Шишкин, почти мгновенно охватить все облако. При росте облака эти нисходящие импульсы парируются существующими в это время более сильными восходящими потоками.

В реальных условиях могут наблюдаться отклонения от описанной схемы эволюции Сб. Так, например, если неустойчивость стратификации в атмосфере невелика и поэтому конвекция слабо развита, то наковальня Сб зачастую не образуется.

Распадающиеся Сб затем могут опять возобновить развитие, если внутри них проникают свежие термики, обладающие большим запасом энергии неустойчивости.

Кучево-дождевые облака в зоне фронтов обычно располагаются в виде полос, параллельных фронту. Согласно Б. Е. Пескову, во внутримассовых условиях Сб почти в 50% случаев также группируются в полосы. Здесь они «выстраиваются» вдоль линий максимального сгущения изотерм или линий резких изменений величины точки росы. Часто наблюдается несколько параллельных друг другу полос внутримассовых Сб, вытянутых вдоль направлений ветра. Материалы наблюдений показывают также, что такие полосы могут образовываться в гребнях гравитационных волн или быть следствием упорядоченной ячейковой конвекции (см. § 3), если в пограничном слое атмосферы имеются большие вертикальные сдвиги ветра в сочетании с устойчивостью его направления. На фотографиях облачности, сделанных с метеорологических искусственных спутников Земли, часто заметны правильные ряды Сб, ориентированные параллельно ветру и отстоящие друг от друга на расстоянии 50—70 км.

По данным радиолокационных наблюдений, скорость роста вершин Сб в отдельные периоды может достигать 20—25 м/сек, а в среднем равна 1—3 м/сек. При этом в многовершинных облаках скорости роста отдельных башен неодинаковы.

Благодаря запасам энергии, накопленным в неустойчиво

стратифицированной части слоя конвекции, вершины Сб иногда проникают в тропопаузу и даже в стратосферу на глубину Δz , достигающую до нескольких километров. Приблизительно Δz (в км) можно найти из полуэмпирических соотношений, полученных П. Саундерсом:

$$\left. \begin{aligned} \Delta z &\approx 2,2 \frac{w}{S^{1/2}} & (0,6 < \frac{\Delta z}{D} < 3,0) \\ \Delta z &\approx 1,6 \left(\frac{w^2 D}{S} \right)^{1/3} & (0,1 < \frac{\Delta z}{D} < 0,6) \end{aligned} \right\} \quad (8.44)$$

Здесь $S = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$, а D — диаметр облака в км.

Формулы (8.44) показывают, что при больших $\frac{\Delta z}{D}$ глубина проникновения прямо пропорциональна вертикальной скорости w , если же $\frac{\Delta z}{D} < 0,6$, то она зависит еще и от диаметра облака. Отметим, что если $D=1$ км, то для проникновения на глубину в 1 км необходима вертикальная скорость около 8 м/сек.

Таблица 74

Повторяемость (%) скоростей восходящих конвективных потоков в Сб на различных высотах (по Байерсу и Брейаму)

Вертикальная скорость, фут/сек	Высота, 10° фут									
	6	11	16	21	26	5	10	15	20	25
	Флорида					Охайо				
0—9,9	21,0	5,8	10,7	2,1	7,9	16,6	12,9	8,7	14,7	3,7
10—19,9	44,8	40,2	36,0	36,6	29,0	75,0	41,6	38,0	34,5	24,6
20—29,9	29,0	36,8	25,3	28,8	35,5	8,4	22,2	23,8	28,0	30,2
30—39,9	5,2	6,9	21,4	13,4	18,4		20,4	21,0	11,4	22,6
40—49,9	—	2,3	3,9	8,7	5,3		2,9	4,7	4,8	7,5
50—59,9	—	5,8	0,9	2,9	2,6			2,9	6,6	5,7
60—69,9	—	—	—	—	1,3			0,9	—	3,8
70—79,9	—	1,1	0,9	0,9	—					—
80—89,9	—	1,1	—	—	—					1,9
90—99,9	—	—	0,9	—	—					—
Число случаев	38	87	103	104	76	12	108	105	61	53

Примечание. 1 фут=30,48 см.

Скорости вертикальных движений, наблюдающихся внутри Сб, приведены в табл. 74 и 75. Отметим, что в последние годы внутри грозных облаков были зарегистрированы $w=50—60$ м/сек.

Таблица 75

Повторяемость (%) скоростей нисходящих потоков в Сб
на различных высотах (по Байерсу и Брейаму)

Вертикальная скорость, фут/сек	Высота, 10 ³ фут									
	6	11	16	21	26	5	10	15	20	25
	Флорида					О х а й о				
0—9,9	18,2	14,3	7,5	21,2	10,5	50,0	26,6	20,9	19,2	9,1
10,0—19,9	50,0	47,6	52,9	51,5	44,8	41,6	30,6	46,6	42,4	36,4
20,0—29,9	22,7	23,8	22,7	21,2	26,3	8,4	32,6	16,2	34,6	22,8
30,0—39,9	4,5	11,9	11,3	3,0	7,9	—	8,2	9,4	3,8	13,6
40,0—49,9	—	—	3,8	3,1	7,9	—	2,0	4,6	—	9,1
50,0—59,9	—	—	—	—	2,6	—	—	2,3	—	4,5
>60,0	4,6	2,4	1,8	—	—	—	—	—	—	4,5
Число случаев	22	41	53	33	38	12	49	43	26	22

Интенсивные вертикальные движения развиваются и в окрестностях Сб. Над осевой частью растущих Сб обычно наблюдается восходящий воздушный поток со скоростями от 2—3 м/сек и до 6—8 м/сек. Он замечен не только непосредственно над вершиной Сб, но и при подъеме на 200—300 м выше ее. Такой же (хотя и более слабый) поток иногда существует и над куполами зрелых облаков, но над краем наковальни здесь уже хорошо различимы нисходящие течения (рис. 8.25), простирающиеся в сторону от облака на несколько сотен метров, а иногда и дальше.

В конце зрелой стадии и в начале стадии распада над всем Сб наблюдаются нисходящие движения. Наиболее интенсивны они у краев наковальни.

Нисходящие движения, наблюдающиеся над верхней кромкой Сб, носят компенсационный характер и вызваны горизонтальной дивергенцией верхней части конвективного потока, образующего облако.

Происхождение восходящих течений над растущими Сб окончательно еще не выяснено. Возможно, что одной из причин их возникновения является выталкивание воздуха вверх поднимающейся вершиной облака. Благодаря этому над ней образуется зона вынужденных восходящих движений и, если влажность здесь высока, то может образоваться pileus — облачная «шапочка», иногда встречающаяся над вершинами Сb calv.

Крупномасштабные вертикальные движения (как восходящие, так и нисходящие) наблюдаются также рядом с боковыми границами Сб. Хотя в настоящее время имеется еще недоста-

точно эмпирических данных об их характеристиках, все же, по-видимому, можно сделать вывод, что наибольшую повторяемость имеют нисходящие течения.

Исследования структуры вертикальных движений около верхней половины Сб, проведенные С. М. Шметером, показали, что

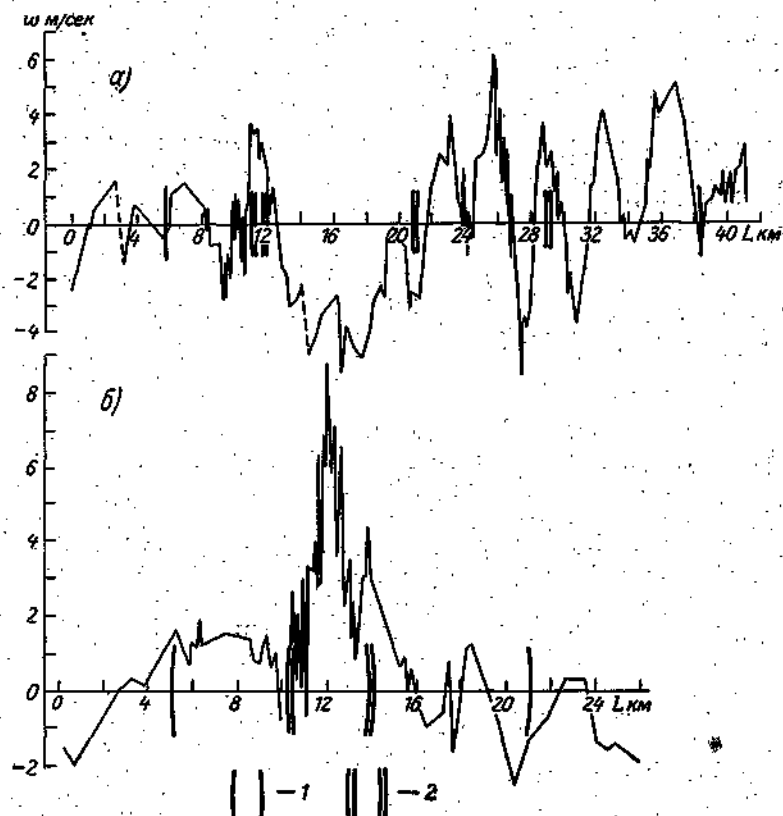


Рис. 8.25. Крупномасштабные вертикальные движения над вершинами Сб и внутри них. Район оз. Селигер, 29 сентября 1963 г.

а) 18 час 20 мин — 18 час 24 мин, б) 18 час 28 мин — 18 час 32 мин; 1 — полет по верхней кромке Сб, 2 — полет на глубине 500 м под верхней кромкой Сб (по С. М. Шметеру).

здесь средняя квадратическая скорость нисходящих потоков составляет около 2 м/сек, а восходящих — приблизительно на $\frac{1}{8}$ меньше. При этом восходящие течения наблюдаются только около растущих облаков и, как правило, в узкой зоне шириной 2—3 км непосредственно у края облака.

Нисходящие потоки рядом с верхней частью Сб наблюдаются в зоне шириной 4—7 км. Так же как и потоки около Сu cong.,

они, по-видимому, имеют компенсационный характер. Поэтому, чем интенсивнее восходящие потоки внутри облака, тем более развито (в среднем) должно быть компенсационное оседание у его краев. Иногда оно имеет ярусный характер. Это вызвано тем, что опускающийся у краев облака воздух должен, если в окружающей атмосфере $\gamma < \gamma_a$, адиабатически нагреваться и на определенном уровне может стать теплее окружающей среды и таким образом приобрести подъемную силу.

Внутри Сб и вблизи этих облаков наблюдаются значительные аномалии в горизонтальном распределении температуры воздуха и ветра, причем знак и величина их зависят от стадии развития облака.

В большинстве случаев средняя по горизонтальному сечению облака виртуальная температура воздуха внутри растущих Сб выше, чем в окружающем пространстве, на $0,1-0,2^\circ$. В центральных частях ячеек с восходящими движениями «перегревы» часто составляют $0,5^\circ-1,0^\circ$, а иногда даже доходят до $4-6^\circ$.

Внутри Сб, находящихся в зрелой стадии развития или в стадии диссипации, температура воздуха может быть несколько ниже, чем во внеоблачной зоне, а непосредственно над верхней кромкой зрелых облаков — выше ее.

Таблица 76

Повторяемость аномалий температуры (ΔT) различного знака над Сб (по А. А. Решиковой, В. И. Силаевой и С. М. Шметеру)

Тип облака	$\Delta T < 0$	$\Delta T = 0$	$\Delta T > 0$
Растущие Сб calv.	$\frac{24}{77}$	$\frac{5}{16}$	$\frac{2}{7}$
Зрелые Сб inc.	$\frac{13}{22}$	$\frac{8}{14}$	$\frac{38}{69}$

Примечание. В числителе указано число случаев, в знаменателе — повторяемость (%).

Очень велики аномалии температуры над вершинами Сб, где их амплитуды могут достигать $5-7^\circ$ (см. табл. 76). Величина ΔT в этой таблице считается положительной, если воздух над облаком теплее, чем вдалеке от него, и отрицательной — в противоположном случае. В колонку $\Delta T = 0$ включены те случаи, когда $|\Delta T| \leq 0,2^\circ$. Температурные аномалии приблизительно в трети случаев сохраняются на высоте 100 и более метров над вершиной Сб. Из таблицы видно, что над Сб calv. в 77% случаев располагается холодная зона. Над зрелыми облаками в 69%

случаев наблюдается заметное потепление. Над распадающимися Сб аномалии температуры исчезают.

Знак температурных аномалий зависит от знака крупномасштабных вертикальных движений воздуха в той же зоне. В большинстве случаев зоны с $\Delta T > 0$ связаны с нисходящими, а с $\Delta T < 0$ — с восходящими потоками.

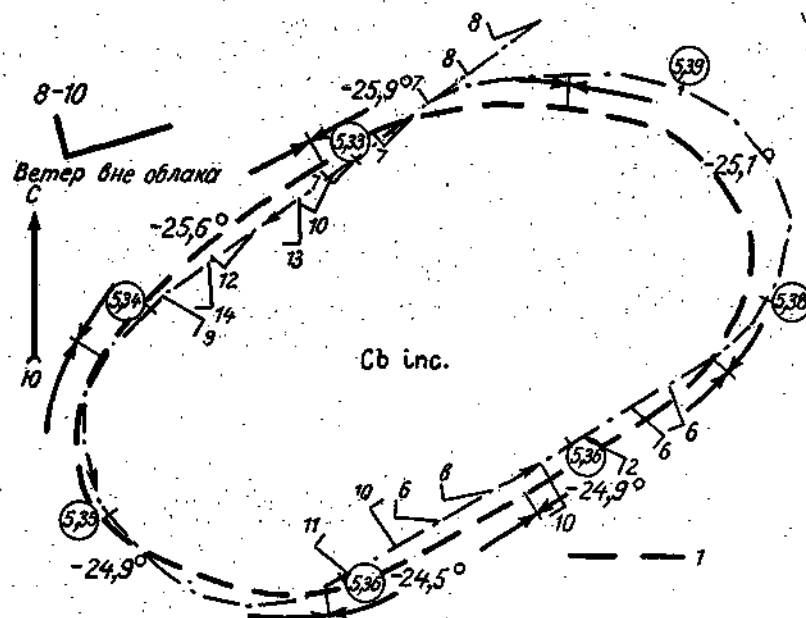


Рис. 8.26. Ветер рядом с вершиной Сб (Ташкент, 11 сентября 1960 г.).
1 — граница облака; стрелки указывают направление ветра, а цифры около стрелок — скорость в м/сек.

Остановимся теперь на характеристиках воздушных течений в зоне Сб. Измерения С. М. Шметера показали, что над Сб и вблизи боковых границ верхней половины Сб скорость и направление ветра часто испытывают резкие колебания, величина и знак которых могут сохраняться без существенных изменений до 5—10 мин. Эти колебания наиболее заметны вблизи облаков, продолжающих расти вверх, по мере же старения Сб различие между ветром вблизи облака и в невозмущенной им зоне постепенно убывает. Амплитуда колебаний скорости ветра около боковых границ растущих Сб иногда достигает до 5—10 м/сек. Колебания направления ветра составляют 25—30°, а если скорость ветра в атмосфере не превосходит 10—15 м/сек, то и более. На отдельных участках, в непосредственной близости к облаку, иногда наблюдается поворот ветра на 120—130° (рис. 8.26).

Характерной особенностью горизонтального распределения ветра над кучево-дождевыми облаками является то, что над подветренной половиной облака скорость ветра чаще всего на 20—30% больше, чем над наветренной его половиной. Особенно хорошо это заметно не над самим облаком, а при удалении от него на 3—5 км. Различие между скоростями ветра в зоне облаков и в окружающем пространстве на расстоянии 10—15 км от облака перестает быть заметным. Одновременно с изменением скорости ветра иногда над Сб наблюдается изменение его направления таким образом, что воздух растекается в стороны от центральной части его вершины. Скорость растекания над зрелыми облаками чаще всего не превосходит 4—6 м/сек, но может быть и больше. Над Сb calv. растекание воздуха происходит с меньшими скоростями. Иногда (особенно над Сb calv.) горизонтальный отток воздуха от центра вершины наблюдается только по направлению к одному из ее краев.

Наряду с растеканием воздуха над Сб в этой зоне наблюдается повышенная по сравнению с внеоблачной зоной порывистость ветра. Эта порывистость тем больше, чем больше скорость ветра. Возможно, что связь между порывистостью и скоростью ветра может быть объяснена наличием обтекания облака воздушным потоком. Отметим, что эффект обтекания Сб воздушным потоком иногда заметен и визуально по волнистой структуре облаков Сi fil. за подветренной стороной кучево-дождевых облаков. Причина обтекания Сб ветром до сих пор до конца не выяснена, известно лишь, что этот эффект более заметен тогда, когда в слое конвекции наблюдаются большие вертикальные сдвиги ветра. По-видимому, основной причиной неодинаковости скорости движения вершины Сб и скорости ветра на ее уровне является исключительно сильное развитие в Сб турбулентного перемешивания. Последнее приводит к непрерывному вертикальному обмену количеством движения, под действием которого вертикальные сдвиги ветра внутри облака становятся меньше, чем вдали от него. Поэтому скорость и направление ветра в облаке и рядом с ним, вообще говоря, неодинаковы. Если, например, в слое расположения Сб скорость ветра в атмосфере растет с высотой, то верхняя часть облака смещается медленнее, чем окружающий воздух.

Описанный эффект более заметен в растущих кучево-дождевых облаках. Это является следствием того, что степень развития турбулентности внутри Сб на разных стадиях жизни облака неодинакова. Согласно Н. З. Пинусу, внутри Сb calv. величина k может достигать до 800—1000 м²/сек, а внутри наковален Сb inc. она обычно не превосходит 100—200 м²/сек. Коэффициент турбулентности всегда наибольший в центре облака и быстро убывает по мере приближения к периферии Сб. С расстояния

в 5—10 км от боковой границы Сb и далее величина k становится практически постоянной.

В заключение укажем, что есть основание предполагать, что от стадии развития облака зависит также распределение в его зоне таких параметров атмосферы, как давление и влажность воздуха.

§ 5. Облака в стратосфере и мезосфере

Большая сухость воздуха в стратосфере и мезосфере препятствует образованию здесь облаков, однако существуют три области, где иногда облака все же наблюдаются. Это зона тропопавзы и непосредственно прилегающей к ней части стратосферы (сверхперистые облака), слой 20—30 км (перламутровые облака) и, наконец, верхняя часть мезосферы, где на высотах от 70 до 90 км появляются серебристые облака. Следует отметить, что стратосферные и мезосферные облака изучены в настоящее время еще недостаточно.

1. Сверхперистые облака. Сверхперистые облака, которые, вероятно, лучше было бы называть внетропосферными перистыми облаками, бывают двух типов. К первому из них относятся перистые облака тропосферного происхождения, которые по той или иной причине проникают в слой тропопавзы или даже выше. Такое явление может, например, наблюдаться при активном развитии конвекции, когда наковальни Сb «пробивают» тропопавзу. Верхняя часть наковален Сb, попав в нижнюю стратосферу, существует там иногда и после распада Сb. Обычно такие остатки наковален имеют вид, сходный с облаками Ci spiss. или Ci ing.

В верхнюю часть тропопавзы и нижнюю стратосферу иногда проникают и настоящие перистые и даже перисто-слоистые облака. Такое проникновение Ci и Cs может происходить через зоны разрыва тропопавзы, например вблизи струйных течений. Благодаря низкой влажности воздуха в верхней части тропопавзы и над ней проникшие сюда облака чаще всего быстро разрушаются. Однако иногда они существуют здесь несколько десятков минут. Чаще всего это случается в ночное время. Возможно, что радиационное охлаждение верхней поверхности этих облаков ночью приводит к их уплотнению или во всяком случае препятствует их разрушению.

Перистые облака иногда образуются и в самой стратосфере. Так, по исследованиям Н. И. Мазурина, при активном фронтогенезе, когда фронтальная поверхность простирается через всю тропосферу, на высоте в несколько километров над тропопавзой воздушные течения конвергируют, благодаря чему выше этой зоны возникают восходящие течения, благоприятствующие образованию стратосферных перистых облаков. Необходимая для этого влага может поступать сюда через уже упомянутые ранее

разрывы в тропопаузе. В пользу такого предположения говорит, например, тот факт, что стратосферные перистые облака чаще всего наблюдаются осенью, когда струйные течения усиливаются, а запасы влаги в атмосфере еще велики.

А. Д. Заморский назвал стратосферные перистые облака заревыми, поскольку они при наземных наблюдениях видны лучше всего на заре. Будучи освещенными находящимся за горизонтом солнцем, эти облака бывают окрашены в нежный розовый цвет. Днем стратосферные перистые облака с земли не видны.

2. Перламутровые облака. Перламутровые облака — это изредка наблюдающиеся зимой на высотах 20—30 км тонкие прозрачные облака, окрашенные в яркие радужные тона, — красный, золотистый, розовый, зеленый, голубой. Окрашенные участки перламутровых облаков располагаются пятнами или полосами, в которых порядок расположения цветов тот же, что и в радуге. Окраска перламутровых облаков вызвана дифракцией солнечного света в облачных элементах; она иногда настолько ярка, что снег на поверхности земли под ними также кажется окрашенным. Наиболее ярко окрашены те участки перламутровых облаков, которые располагаются на небольшом угловом расстоянии от солнца. По мере увеличения последнего яркость окраски постепенно уменьшается и части облаков, находящиеся от солнца на расстояниях больших 166° , бесцветны.

Перламутровые облака могут наблюдаться в любое время суток, но они представляют собой довольно редкое атмосферное явление. Так, с 1871 г. по настоящее время надежно зарегистрировано лишь около 200 случаев их появления. Бывают годы, когда они не наблюдаются вообще. В отдельные же периоды они видны очень часто. Так, зимой 1932 г. над Скандинавией зарегистрировано около 20 дней с перламутровыми облаками. Причина такой нерегулярности в их появлении до сих пор не выяснена.

Чаще всего перламутровые облака наблюдаются над горными районами Северной Европы и Америки, особенно над Англией, Скандинавией и Аляской. Однако в отдельных случаях они могут появляться и над другими районами. Так, при прожекторном зондировании стратосферы в Московской области (1949 г.) и на Кавказе (1953 г.) А. Я. Дривинг на высотах 20—25 км обнаружила аэрозольные слои, которые она отождествила с перламутровыми облаками. Визуально в эти дни перламутровые облака в районах исследований обнаружены не были. Возможно, что это было связано с малой плотностью облаков.

Тот факт, что перламутровые облака наблюдаются обычно над горными странами, причем чаще всего с подветренной стороны хребтов, а также их волнистообразная форма говорят в пользу предположения о связи этих облаков с орографическими волнами. Иногда (хотя и крайне редко) они, возможно,

имеют и другое происхождение. По некоторым данным, в дни с перламутровыми облаками температура воздуха на уровне облаков ниже ее среднего значения для данного периода. Благодаря этому облегчается конденсация водяного пара на высотах, где идет облакообразование.

Изучение оптических явлений в перламутровых облаках показало, что эти облака состоят из частиц воды. Диаметры облачных частиц, судя по наблюдениям за венцами, наблюдающимися в перламутровых облаках, колеблются в чрезвычайно узких пределах — от 2 до 3 мк.

Е. Хестведтом были рассчитаны значения средней водности $\bar{M}$ и объемной концентрации частиц в перламутровых облаках $\bar{n}$. По его расчетам, $\bar{n}$ принимает значения от 0,4 до 5,7 см⁻³, а $\bar{M}$ — от $0,5 \cdot 10^{-5}$ до $8 \cdot 10^{-4}$ г/м³. Таким образом, водность и концентрация частиц в этих облаках очень малы по сравнению с тропосферными облаками. Отметим, что надежно определить агрегатное состояние элементов перламутровых облаков пока не удалось. Имеются доводы как в пользу того, что они состоят из переохлажденных капель, так и в пользу предположения о том, что они состоят из ледяных кристаллов.

3. Серебристые облака. О серебристых облаках (рис. 8.27), открытых в 1885 г. В. К. Цераским, к настоящему времени накоплен обширный эмпирический материал. Особенно ценные данные были получены во время Международного геофизического года и после него (1957—1959 гг.), когда для наблюдений за серебристыми облаками была организована специальная сеть, состоящая из 213 станций.

Серебристые облака наблюдаются на высотах от 70 до 90 км, т. е. в верхней части мезосферы, причем только в теплое время года. В северном полушарии они видны с апреля по октябрь, но чаще всего наблюдаются в июле и в начале августа. Серебристые облака появляются лишь в зоне от 45 до 65° северной или южной широты, где они видны в сумеречное время после захода или перед восходом солнца. В другое время они не видны из-за того, что яркость их меньше яркости фона неба.

Цвет серебристых облаков обычно белый, иногда с голубоватым отливом. Вдали от горизонта они часто приобретают серебристый оттенок, а вблизи горизонта они слегка желтоватые. Временами серебристые облака настолько ярки, что у наземных предметов появляются тени. Поэтому серебристые облака часто называют светящимися. Спектр серебристых облаков подобен спектру солнца — в нем отчетливо видны фраунгоферовы линии и не обнаруживаются линии излучения. Это говорит о том, что они светятся рассеянным светом. Анализ многочисленных фотографий серебристых облаков, а также материалов замедленной киносъемки позволил Н. И. Гришину выявить ряд особенностей

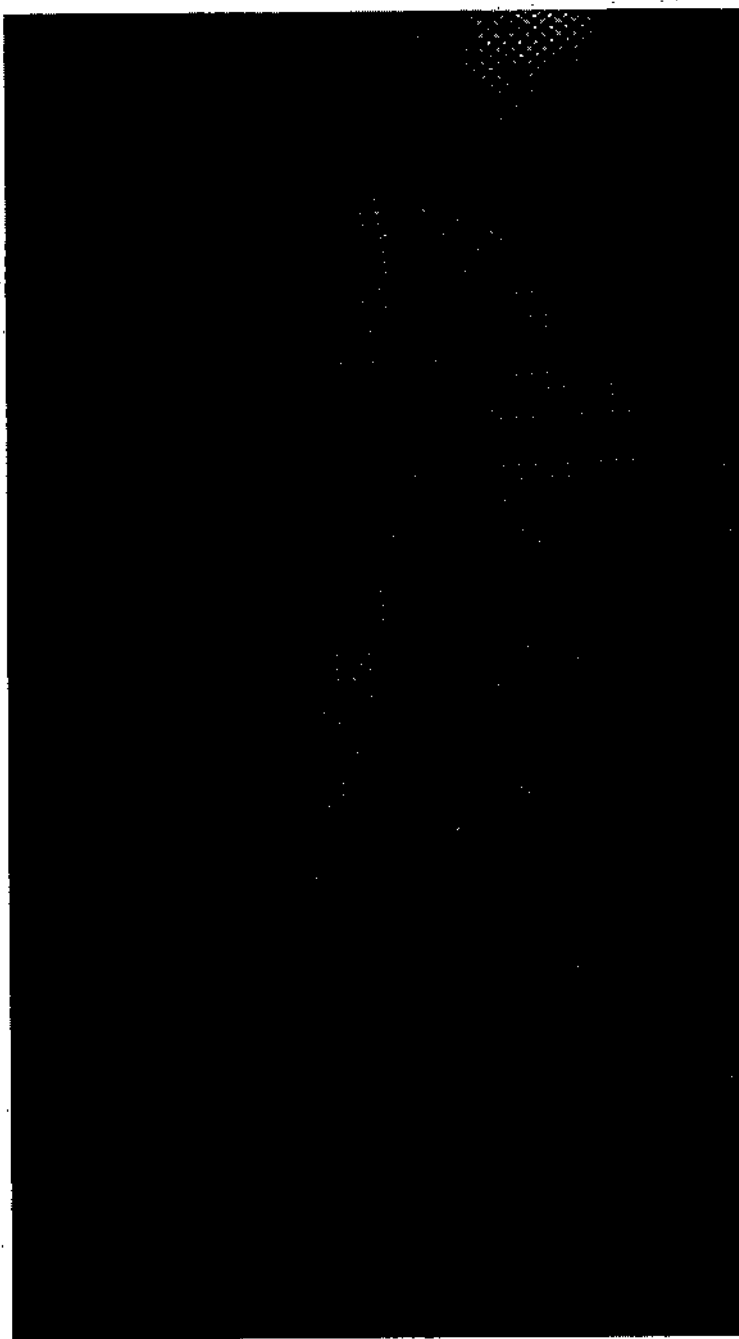


Рис. 8.27. Серебристые облака (фото Н. И. Гришина).

этих облаков и получить в том числе некоторые характеристики динамических процессов в последних.

Н. И. Гришин предложил разбить все многообразие серебристых облаков на четыре типа: флер, полосы, гребешки и, наконец, вихри. Простейшей формой их является флер — туманообразный слой, имеющий голубоватый оттенок и слабое, как бы мерцающее, сияние. Флер чаще всего представляет собой первичную форму серебристых облаков, предшествующую появлению других, более развитых форм.

Серебристые облака в форме полос представляют собой длинные, более или менее прямые или же слегка искривленные гряды, тянущиеся на сотни километров в длину. Они появляются группами, внутри которых гряды параллельны друг другу. Если наблюдатель смотрит вдоль гряд, то отмечает кажущееся (вследствие перспективы) схождение полос в одну точку. Полосы могут располагаться как в направлении потока, так и под углом к нему. В последнем случае они, по-видимому, имеют волновую природу.

Наиболее интересным типом серебристых облаков являются так называемые гребешки — многочисленные, часто расположенные, параллельные, резко очерченные облачные полосы, напоминающие рябь на воде. Кроме таких мелких гребешков, встречаются также более крупные и редкие гребни с хорошо заметными признаками волновых движений. Гребни и долины этих волн обнаруживают себя по изменению яркости всего поля серебристых облаков. Она максимальна в гребнях и минимальна — в долинах. Длина волны может достигать до 50 км и более. На фоне длинных волн хорошо просматриваются более мелкие морфологические образования. Иногда в хорошо развитых ярких серебристых облаках одновременно заметно наличие нескольких волновых систем, движущихся под разными углами друг к другу.

Как указывает А. Х. Хргиан, волны, наблюдающиеся в серебристых облаках, вероятно, являются гравитационными. Их образованию здесь благоприятствует наличие в термосфере над зоной серебристых облаков резкой инверсии температуры.

Четвертым типом серебристых облаков являются вихри. Могут наблюдаться как завихрения с малым радиусом (угловой размер $0,1—0,5^\circ$), так и мощные вихревые выбросы облачной массы в сторону от основного облака. Завихрениям могут подвергаться полосы, гребешки, а иногда даже и флер. Однако чаще всего они, по-видимому, встречаются в облаках, имеющих полосатое строение.

Вихри, вероятно, имеют турбулентную природу. Большие вертикальные градиенты ветра в верхней части мезосферы и над ней создают здесь благоприятные условия для интенсивной турбулентности. Действительно, радиолокационные наблюдения за ветром в ионосфере, определяемым по дрейфу ионосферных неод-

нородностей, показали, что на высотах, близких к 90 км, часто обнаруживается очень сильная турбулентность.

Природа серебристых облаков в настоящее время еще не ясна. Трудность выяснения ее усугубляется тем, что, светясь рассеянным светом, серебристые облака не позволяют использовать для решения задачи о их составе данные спектрографического анализа. Существуют две основ-

ные гипотезы о происхождении частиц этих облаков: метеорная и конденсационная. Согласно первой из них, серебристые облака состоят из метеорной пыли, образующейся при сгорании метеоров в верхней части атмосферы. Эта гипотеза была впервые выдвинута Л. А. Куликом в 1925 г. и позднее развита американским ученым Ф. Х. Ладламом. Конденсационная гипотеза была предложена в 1926 г. А. Вегенером и подробно развита (начиная с 1952 г.) в работах И. А. Хвостикова. Согласно этой гипотезе, серебристые облака состоят из кристалликов льда. В последние годы широкое распространение получила «компромиссная» гипотеза, согласно которой частицы серебристых облаков состоят из льда, являющегося продуктом сублимации водяного пара на частицах метеорной пыли.

В рамках предположения о метеорном происхождении серебристых облаков трудно объяснить, почему они наблюдаются только в определенные сезоны и не на всех широтах. Не находит своего объяснения и факт постоянства высоты слоя, в котором образуются серебристые облака. Значительно проще объясняются эти факты с помощью конденсационной теории.

На рис. 8.28 приведена кривая изменения с высотой атмосферного давления p и упругости насыщенного пара E по данным ракетных измерений в США. Очевидно, что конденсация водяного пара возможна лишь, если $E \leq p$, что имеет место в слоях AB и CD . Мы уже знаем, что действительно именно на этих высотах и образуются перламутровые и серебристые облака. Таким образом, если концентрация водяного пара будет в слое

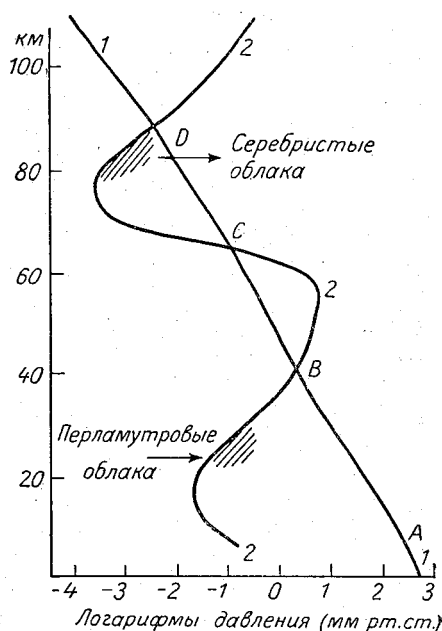


Рис. 8.28. Среднее изменение с высотой давления воздуха p (1) и упругости насыщенного пара (2).

CD достаточно большой, то при низких температурах здесь может произойти его конденсация (сублимация). Температура воздуха в верхней мезосфере в средних широтах ниже, чем в более низких широтах, и, кроме того, она ниже летом, чем зимой. Следовательно, конденсационная теория объясняет и относительное постоянство высоты образования серебристых облаков (как следствие постоянства высоты минимума температуры в мезосфере) и широтную и сезонную локализацию этих облаков.

Наиболее трудным является объяснение причин появления в верхней части мезосферы сравнительно большого количества водяного пара. Водяной пар может попадать в мезосферу из стратосферы благодаря вертикальному перемешиванию атмосферы на этих высотах. По расчетам И. А. Хвостикова, если удельная концентрация водяного пара q на высоте около 80 км

составляет $\frac{1}{4000}$, то пар может стать насыщенным при температуре 168° К. Скопление под мезопаузой такого количества водяного пара, поступающего из стратосферы, не является невозможным. Так, например, на высотах 30—40 км, по данным измерений влажности с помощью конденсационных гигрометров, поднятых на шарах-зондах в Японии в 1959—1960 гг., были зарегистрированы значения q , доходящие до $1/200$ — $1/500$.

Водяной пар в зоне мезопаузы может иметь и космическое происхождение, если он образуется при окислении атомов водорода, летящих от солнца, атомарным кислородом воздуха.

Таким образом, хотя происхождение водяного пара в верхней части мезосферы еще не совсем ясно, можно все же утверждать, что он может здесь скапливаться в количестве, достаточном для образования серебристых облаков.

В августе 1962 г. в районе Кронгарда (Швеция, $\varphi = 66^\circ$ с. ш.) американским и шведским ученым удалось произвести два пуска ракеты «Найк-Кеджун», снабженной коллекторами для сбора частиц метеорной пыли и серебристых облаков. Были использованы коллекторы (ловушки) трех типов — для забора твердых частиц, ледяных кристаллов и твердых частиц с намерзшим льдом. Ледяные частицы должны были улавливаться на пленку со слоем краски, на которой лед при испарении или таянии оставляет пятна. Частицы, покрытые льдом, улавливались на кальций, покрытый слоями парафина, алюминия и силиконового масла. Проникая в слой кальция, частица льда таяла и образовывала гидроокись кальция.

Один запуск был произведен при наличии серебристых облаков; другой (контрольный) — при их отсутствии. Все частицы, собранные во время контрольного пуска, были твердыми. Иная картина наблюдалась во время «облачного пуска». Приблизительно 20% собранных частиц были, как показали кальциевые ловушки, покрыты льдом. Это было видно по кольцевым следам

испарившейся воды на снимках следов частиц. Таким образом, несмотря на то что выводы из этого эксперимента не могут еще считаться окончательными, все же метеорно-конденсационная гипотеза получила весьма веское подтверждение.

§ 6. Макроструктура облачных полей по данным метеорологических спутников Земли

Ценные данные о макроструктуре облаков были получены в последние годы с помощью метеорологических искусственных спутников земли (МИСЗ). В течение 1960—1963 гг. в США было произведено шесть запусков МИСЗ типа «Тайрос». Орбиты этих спутников были близкими к круговым и их высоты в апогее и перигее отличались друг от друга не более чем на 100—150 км при средней высоте полета в 700—800 км над поверхностью Земли. Угол наклона орбиты обеспечивал просмотр облачности в полосе широт, равной приблизительно $\pm 55^\circ$.

На спутниках была установлена телевизионная аппаратура, позволяющая передавать на Землю изображение облачного покрова Земли. При этом на первых двух спутниках имелись по две телевизионные камеры: одна с широкоугольным, а другая — с узкоугольным объективом. Первая из них позволяла получать телевизионные фотографии облаков с полем зрения, равным площади 1200×1200 км, вторая — 120×120 км. Максимальная пространственная разрешающая способность широкоугольной камеры равнялась 2,5—3,0 км, а узкоугольной — 0,3 км. Таким образом, снимки, сделанные широкоугольным объективом, более всего пригодны для исследования структуры крупномасштабных облачных образований — облачных систем циклонов, линий шквалов и т. д. Что же касается снимков, полученных с помощью узкоугольной камеры, то они позволяют изучать детали облачных структур, строение отдельных кучевых облаков (начиная с *cu med.*) и т. д. На МИСЗ, начиная с «Тайрос-III», обе камеры работали как широкоугольные. Минимальный интервал времени между двумя последовательными снимками составлял 10 сек.

Полученные изображения записывались на магнитную ленту и затем по команде с Земли передавались. Качество изображений было достаточно высоким для того, чтобы по фотографии можно было бы оценивать и относительное, и абсолютное распределение яркости отдельных участков изображения. Благодаря этому с помощью фотометрирования снимков облаков в некоторых случаях оказалось возможным выяснить не только географическое распределение облаков над тем или иным участком земной поверхности, но и оценить их вертикальную мощност. Последовательное прослеживание облаков на сериях фотографий, относящихся к одной и той же территории, но для различных моментов времени, позволяет изучать процессы эволюции облачных систем.

С помощью МИСЗ впервые удалось изучить детали макро- и мезоструктуры облачных систем циклонов тропических и умеренных широт, которые ранее ускользали от анализа из-за относительной редкости сети метеорологических станций, особенно над океанами. Оказалось, что специфическая спиралевидная



Рис. 8.29. Распределение облачности 4 апреля 1960 г. в районе Тихого океана (22 час 52 мин по гринвичскому времени).

(вихревая) система облачности характерна не только для тропических циклонов (что было в основных чертах известно и ранее), но и для циклонов умеренных широт (рис. 8.29). Поперечник таких облачных систем иногда превосходит 1500 км. На фотографиях хорошо различимы фронтальные зоны, разделяющие различные воздушные массы.

Пример распределения облачности в зоне, занятой семейством циклонов, приведен на рис. 8.30. Верхний снимок представляет собою фотомонтаж из отдельных телевизионных снимков,

сделанных над смежными участками Земли. Внизу дана синоптическая карта, на которую нанесены облачные зоны.

Л. С. Минина сопоставила облачные вихри на снимках, сделанных с помощью МИСЗ, со структурой поля атмосферного давления на уровне моря и поля геопотенциала на поверхности 500 мб. Оказалось, что в тропической зоне ось вихря облачности почти всегда совпадает с центром как приземного, так и высотного циклонов, что является следствием того, что ось тропиче-



Рис. 8.30. Распределение облачности на территории, где располагается семейство циклонов. 20 мая 1960 г.

ских циклонов обычно почти вертикальна. В умеренных широтах центр вихря облачности совпадал с центром циклона на наземной синоптической карте чаще всего тогда, когда циклон находился в начальной стадии развития. Для развитых циклонов, у которых ось была наклонной, вихрь был обычно удален от приземного центра циклона в его тыловую часть, а размеры облачной системы были большими. В 23% случаев вихревая структура облачности наблюдалась не в самом циклоне, а на циклонической периферии высотной фронтальной зоны.

На многих фотографиях в распределении облачности заметно

наличие ячейистой структуры (рис. 8.31). Диаметр отдельных ячеек составляет несколько десятков километров и поэтому отношение диаметра ячеек к толщине облачного слоя здесь на порядок больше, чем в ячейках типа ячеек Бенара (см. § 3). Данные наблюдений говорят, что появление крупномасштабной ячейистой

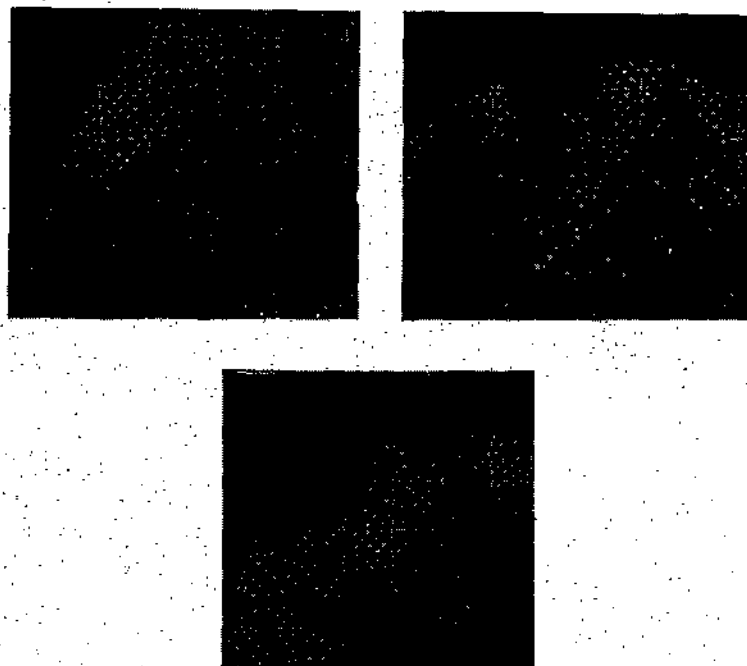


Рис. 8.31. Распределение ячейистой облачности по данным телевизионного прослеживания: 1 и 4 апреля 1980 г.

облачности связано с существованием выше 1,5 км устойчивого слоя, внутри которого скорость ветра с высотой не меняется. Следует указать, что благодаря чрезвычайно большим размерам ячеек в крупномасштабных ячейковых облаках при наблюдении с Земли и даже с самолета наблюдатель не может выявить наличие ячейистой структуры облачного покрова, что объясняет, почему этот тип облаков удалось открыть только с помощью фотографий, сделанных с МИСЗ.

Глава IX

АКТИВНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБЛАКА

Разработка методов искусственных воздействий на атмосферные процессы — одна из важнейших задач современной науки. Особые трудности ее решения связаны с тем, что процессы, определяющие погоду и климат, обладают энергией настолько большой, что прямое преодоление их естественного хода требует таких затрат энергии, которые в настоящее время практически невозможны. Так, по оценке Е. К. Федорова, на возникновение и развитие нескольких кучевых облаков среднего размера за 2—4 час затрачивается около 10^{14} кал энергии, что равно количеству энергии, вырабатываемой за это же время несколькими гидроэлектростанциями, равными по мощности Волжской ГЭС им. В. И. Ленина.

Однако при развитии многих процессов атмосфера подчас оказывается на грани неустойчивого равновесия, и при сравнительно небольших энергетических затратах можно добиться коренного изменения хода процесса. По этому пути и идут, например, при разработке методов активного воздействия на процессы образования (и распада) облаков.

§ 1. Физические основы искусственных воздействий на облака

Попытки искусственного регулирования развития облаков и, в частности, осаднения или рассеяния их, были предприняты впервые около 100 лет тому назад.

Однако из-за недостаточной изученности физических процессов, ответственных за образование и эволюцию естественных облаков, долгое время не удавалось продвинуться дальше доказательств принципиальной возможности искусственного регулирования развития облаков и туманов.

В СССР разработка методов воздействия на облака началась в 1931 г. в Ленинградском институте экспериментальной метеорологии (ЛИЭМ) под руководством выдающегося советского

метеоролога В. Н. Оболенского. После Великой Отечественной войны эти исследования продолжались во многих научно-исследовательских учреждениях ГУГМС и АН СССР. В последние годы наряду с серьезным развитием теоретических и лабораторных исследований (Е. К. Федоров, В. Я. Никандров, Б. В. Кирюхин, П. Н. Красиков, А. Д. Соловьев и др.) был сделан значительный шаг вперед и в разработке практических методов воздействия на переохлажденные облака и туманы, а также на градовые кучево-дождевые облака (И. И. Гайворонский, Г. К. Сулаквелидзе, А. И. Карцивадзе, Г. Ф. Прихотько и др.).

Важнейшим итогом работ, проведенных в последнее десятилетие как в СССР, так и за рубежом, было создание методов, позволяющих внутри переохлажденного облака образовывать ледяные кристаллы с помощью реагентов, вводимых в облако тем или иным способом. При этом используется тот факт, что переохлажденные облака находятся в коллоидально-неустойчивом состоянии и чрезвычайно чувствительны к вмешательству в их «жизнь». Внесение в такое облако, например, подходящих ядер кристаллизации в ничтожно малом по сравнению с массой облака количестве $\left(\text{около } \frac{1}{10^7} - \frac{1}{10^9} \right)$ приводит к частичной кристаллизации облака, образованию осадков и т. д. Е. К. Федоров указывает, что нескольких сот граммов твердой углекислоты достаточно, чтобы рассеять 1 км^3 переохлажденного облака, содержащего несколько сотен тонн воды.

Принудительная кристаллизация переохлажденных облаков производится в настоящее время с помощью разнообразных реагентов, но наиболее распространенными из них являются твердая углекислота (сухой лед) и йодистое серебро (AgI). В последние годы проводятся также опыты по воздействию на облака с помощью аэрозолей йодистого свинца (PbI_2) и некоторых других веществ.

Твердая углекислота относится к так называемым хладореагентам, т. е. к веществам, частицы которых сами по себе не являются ядрами кристаллизации. Однако, будучи введенной внутрь облака, она, испаряясь, приводит к значительному локальному понижению температуры, а значит, и к пересыщению водяного пара, благодаря чему зародышевые частицы льда могут образовываться непосредственно из комплексов молекул водяного пара. Эти ледяные зародыши могут вырастать в зоне воздействия до таких критических размеров, что их дальнейший рост уже может происходить при обычных пересыщениях над льдом, существующих в облаке или тумане.

Первые успешные опыты по воздействию на природные облака с помощью твердой углекислоты были предприняты в 1931 г. голландским ученым Фераартом. Однако широкое распространение этот метод приобрел лишь после того, как в 1944—

1947 гг. И. Лэнгмюру, В. Шеферу и В. В. Пиотровичу с помощью лабораторных опытов удалось получить ряд данных о механизме роста облачных частиц в переохлажденных облаках, подвергшихся воздействию с помощью твердой углекислоты, и оценить льдообразующую активность последней.

Йодистое серебро, впервые примененное для воздействия на облака Б. Воннегатом (1946 г.), а также йодистый свинец относятся к принципиально другому классу реагентов. В отличие от твердой CO_2 , частицы AgI и PbI_2 выполняют функцию ядер кристаллизации, т. е. являются подложкой для роста ледяных кристаллов. На частицах йодидов, введенных внутрь облака, происходит сублимация водяного пара, что приводит к частичной кристаллизации облака. Эффективность этих йодидов в качестве ядер кристаллизации определяется главным образом тем, что их кристаллы изоморфны льду, т. е. имеют гексагональную кристаллическую структуру, близкую к структуре льда.

§ 2. Искусственные воздействия на переохлажденные облака с помощью твердой углекислоты

Твердая углекислота (сухой лед) представляет собой белую кристаллическую массу, которая при нормальном давлении испаряется при температуре $-78,9^\circ\text{C}$. На испарение 1 г твердой CO_2 затрачивается около 150 кал, следствием чего является сильное охлаждение окружающего воздуха. Вызываемая этим степень пересыщения водяного пара может в непосредственной близости к кусочку CO_2 достигать до 250—300, что обуславливает здесь бурный конденсационный рост комплексов молекул воды.

По расчетам И. Лэнгмюра, процесс охлаждения воздуха сухим льдом происходит чрезвычайно быстро, и за время 10^{-4} — 10^{-5} сек на этих комплексах образуются ледяные зародыши, имеющие диаметр порядка 10^{-6} см. Этот размер достаточен для дальнейшего сублимационного роста, т. е. для того чтобы зародыши могли самостоятельно существовать и расти вне зоны искусственного охлаждения воздуха.

Для оценки эффективности твердой углекислоты важно знать «производительность» ее как источника зародышевых ледяных кристаллов. По расчетам И. Лэнгмюра и А. Д. Соловьева, если на охлаждение воздуха холодопроизводительность сухого льда используется полностью, то при испарении 1 г этого реагента может образоваться 10^{16} — 10^{17} зародышей критического размера. В реальных условиях их количество гораздо меньше и составляет 10^{13} — 10^{14} зародышей на 1 г твердой CO_2 . Естественно, что, чем ниже температура воздуха, тем больше образуется ледяных зародышей.

Введение в облака, на которые производится воздействие,

твердой углекислоты может осуществляться с помощью самолетов, специальных ракет, а также наземных генераторов. Первый способ наиболее широко применяется для воздействия на слоистообразные облака. Ракеты используются в настоящее время главным образом для воздействия на мощные кучевые или кучево-дождевые облака, хотя они могут оказаться полезными и для воздействия на облака других форм. Наконец, наземные генераторы нашли наибольшее распространение для целей раскрытия аэродромов от переохлажденных туманов. С помощью вентиляторной установки, являющейся частью такого генератора, создается вертикальный поток воздуха, позволяющий осуществить заброс внутрь тумана частиц твердой CO_2 на высоту около 10 м. Отсюда процесс кристаллизации распространяется вверх и в стороны благодаря турбулентной диффузии.

При использовании самолетов введение в облака твердой CO_2 может осуществляться тремя способами — путем испарения куска (брикета) углекислоты непосредственно с летящего самолета, с помощью сброса внутрь облака небольших кусочков (гранул) сухого льда и, наконец, введением в облако струи, состоящей из мелких кусочков (зерен) сухого льда, образующихся при выпуске из баллонов жидкой углекислоты непосредственно в воздух. Этот последний способ применяется весьма редко из-за того, что имеющиеся в настоящее время установки, использующие баллоны с жидкой CO_2 , очень ненадежны в работе, главным образом в связи с забиванием выводящих трубок твердой CO_2 .

В методе испарения брикеты сухого льда помещаются в специальную сетчатую коробку-испаритель, которая располагается снаружи самолетного иллюминатора или под фюзеляжем самолета. Здесь благодаря относительно высоким температурам воздуха и интенсивному обдуву брикетов потоком воздуха происходит интенсивное испарение твердой CO_2 и охлаждение окружающего воздуха.

При применении метода испарения самолет во время осуществления воздействия должен находиться внутри облака. Это приводит к большим техническим трудностям, связанным с обледенением самолета и испарителя внутри облака. Поэтому, несмотря на то что этот метод является чрезвычайно эффективным, он все же мало пригоден для воздействия на переохлажденные облака, особенно в тех случаях, когда водность их велика.

Наибольшее распространение получил метод засева переохлажденных облаков измельченной (гранулированной) твердой углекислотой. Основное преимущество его заключается в том, что сброс гранул осуществляется на высоте в несколько десятков метров над верхней кромкой облака и таким образом опасность обледенения самолета отсутствует. Кроме того, падающие гранулы создают зародышевые кристаллы на всем

пути падения, т. е. при соответствующем подборе их размеров — во всей толще облака. Это обстоятельство особенно важно в тех случаях, когда воздействие производится на облака, имеющие значительную толщину.

Гранулирование твердой CO_2 , а также дозировка ее производится с помощью специальных самолетных автоматических дозирующих установок. В качестве примера такого устройства может быть приведена разработанная в Центральной аэрологической обсерватории установка АДГ-1. Брикет сухого льда дробится специальной фрезой на гранулы диаметром 0,5—1,0 см. Дозирующий механизм позволяет регулировать норму сброса от 0,1 до 3,0 кг/мин, изменяя скорость вращения барабана. Механизмы установки приводятся в движение электромотором, который питается от самолетной бортовой сети.

Размеры гранул в конечном итоге определяют толщину зоны воздействия в облаке, поскольку путь, который гранула проходит от момента сброса до полного испарения, будет тем больше, чем она крупнее. Различные современные гранулирующие установки позволяют получать гранулы, имеющие размеры от нескольких миллиметров до 2—3 см.

Одним из наиболее трудных вопросов теории искусственных воздействий на облака является количественная оценка эффективности воздействия. В настоящее время полное решение этой проблемы отсутствует, и мы ниже остановимся лишь на результатах некоторых исследований, позволяющих приближенно рассчитать оптимальные нормы расхода реагентов. Этот вопрос весьма важен, ибо от его правильного решения во многом зависит повышение эффективности воздействия с помощью того или иного реагента.

В. Я. Никандровым в 1956 г. был предложен приближенный способ определения норм расхода твердой CO_2 при различных методах введения ее в облака. Здесь мы изложим такой расчет лишь применительно к методу сброса в облако гранулированной твердой CO_2 , поскольку, как уже говорилось, этот метод является наиболее распространенным. Обозначим через z расстояние, которое проходит при падении гранула сухого льда от момента сброса до полного испарения. Применительно к шарообразной грануле можно предположить, что на этом пути ее радиус R меняется от R_y до нуля. Одновременно с уменьшением R уменьшается как расстояние, на котором происходит общее охлаждение воздуха (Δl), так и расстояние (Δl_1), на котором температура воздуха уменьшается до -40°C и ниже. Эта величина взята потому, что, как показали исследования, ледяные зародыши могут возникать на комплексах молекул водяного пара лишь в тех случаях, когда температура воздуха опускается ниже -40°C . Очевидно, что при $R_y=0$ $\Delta l=\Delta l_1=0$.

Объем воздуха, внутри которого во время падения гранулы

температура воздуха понижается до -40°C , определяется выражением

$$V = \frac{\pi z}{3} [(R_y + \Delta l_1)^2 - R_y^2] \simeq \frac{2}{3} \pi z R_y \Delta l_1, \quad (9.1)$$

$$z = w\tau, \quad (9.2)$$

где w — скорость падения гранулы, а τ — время, за которое гранула полностью испаряется.

Согласно расчетам К. С. Шифрина и И. З. Гордона,

$$\tau = 60 \sqrt{\frac{\varepsilon m_y}{w}} \text{ сек}, \quad (9.3)$$

где $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см} \cdot \text{сек}/\text{г}$, $m_y = \frac{P_y}{g}$ — масса гранулы (P_y — вес гранулы). Подставляя в формулу (9.1) выражения (9.2) и (9.3), получим

$$V = 40\pi R_y \Delta l_1 \sqrt{\frac{\varepsilon P_y w}{g}}. \quad (9.4)$$

Можно показать, что

$$\Delta l_1 = \frac{2(T_e - T_y)}{T_b - T_y} \sqrt{\frac{\kappa R_y}{cw}}. \quad (9.5)$$

Здесь $T_e = -40^\circ \text{C}$; T_y — температура поверхности гранулы сухого льда, т. е. -79°C ; T_b — температура воздуха вне зоны охлаждения; c — теплоемкость воздуха, отнесенная к единице объема; κ — коэффициент теплопроводности воздуха.

Подставляя (9.5) в (9.4) и учитывая, что

$$R_y = \sqrt[3]{\frac{3V_{ш}}{4\pi}},$$

$$V_{ш} = \frac{P_y}{\gamma},$$

где $V_{ш}$ — объем гранулы, γ — удельный вес гранулы, получим, что

$$V = 80\pi \sqrt{\frac{3\varepsilon\kappa}{4\pi c g \gamma}} \frac{T_e - T_y}{T_b - T_y} P_y. \quad (9.6)$$

Поскольку $T_e = -40^\circ \text{C} = 233^\circ \text{K}$, $T_y = -79^\circ \text{C} = 194^\circ \text{K}$, $\gamma \simeq 1,4 \text{ г/см}^3$, $g = 981 \text{ см/сек}^2$, $\kappa = 5,3 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см} \cdot \text{сек}$, $c = 3 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{град}$, то получаем расчетную формулу в виде

$$V = 1,71 \cdot 10^4 \frac{P_y}{T_b - 194}. \quad (9.7)$$

Таблица 77

Суммарный объем воздуха (см^3), охлаждающийся до температуры ниже -40°C при падении сквозь него гранулы сухого льда (по В. Я. Никандрову)

Температура воздуха, $^\circ\text{C}$	Вес гранулы, г				
	0,01	0,1	1,0	5,0	10,0
-1	2,16	21,6	$2,16 \cdot 10^2$	$1,08 \cdot 10^3$	$2,16 \cdot 10^3$
-5	2,28	22,8	$2,28 \cdot 10^2$	$1,14 \cdot 10^3$	$2,28 \cdot 10^3$
-10	2,44	24,4	$2,44 \cdot 10^2$	$1,22 \cdot 10^3$	$2,44 \cdot 10^3$
-15	2,63	26,3	$2,63 \cdot 10^2$	$1,31 \cdot 10^3$	$2,63 \cdot 10^3$
-20	2,85	28,5	$2,85 \cdot 10^2$	$1,44 \cdot 10^3$	$2,85 \cdot 10^3$

В табл. 77 приведены значения V для гранул различного веса.

Как видно из формулы (9.7) и табл. 77, объем воздуха, охлаждающийся до -40°C , т. е. тот объем, в котором возникают ледяные зародыши, растет с увеличением размера (веса) гранул и понижением температуры воздуха. Другими словами, дозировка, вообще говоря, в первую очередь определяется размерами гранул и температурой воздуха. Однако в реальных условиях не всегда целесообразно идти по линии увеличения размеров гранул, поскольку в каждом конкретном случае гранулы начиная с определенного размера не будут успевать испаряться внутри облачного слоя и будут выпадать сквозь нижнюю границу облака, тем самым частично не участвуя в процессе воздействия. В табл. 78 приведены данные о длине пути z_y , который проходят гранулы сухого льда до своего испарения, т. е. данные о вертикальной протяженности зоны воздействия.

Таблица 78

Значения z_y для гранул различного веса (по В. Я. Никандрову)

P_y г	0,734	1,33	2,19	3,36	4,88	10,4	19,8
z_y м	100	200	300	400	500	750	1000

Поскольку при воздействии ледяные зародыши образуются только в переохлажденной части облака, то при определении наиболее эффективного размера гранул следует исходить из того, чтобы расчетное z_y не превосходило толщины переохлажденной части облака.

Зародышевые кристаллы, образовавшиеся в зоне испарения твердой углекислоты, благодаря турбулентной диффузии переносятся в те части облака, в которые твердая углекислота непосредственно не вносилась. Это приводит к значительному рас-

ширению зоны, в которой сказывается воздействие. Теоретическое исследование процесса горизонтального распространения ледяных зародышей под действием турбулентной диффузии было выполнено Л. И. Красновской. При расчете предполагалось, что ледяные зародыши ведут себя как пассивная примесь, т. е. выделение скрытой теплоты при сублимации водяного пара на их поверхности не влияет на ход процесса. Кроме того, не учитывалось гравитационное оседание образовавшихся ледяных кристалликов. Оценка погрешностей, вносимых в решение этими предположениями, показала, что они не велики и во всяком случае не влияют на качественные выводы, которые могут быть сделаны на основании анализа решения.

Поскольку предполагалось, что единственным механизмом, приводящим к расширению зоны воздействия, является турбулентная диффузия, весьма важно было правильно задать коэффициент турбулентного обмена, так как из-за спектральной структуры турбулентности его величина сильно зависит от масштаба явления. Что же касается этого последнего, то, согласно эмпирическим данным, в процессе воздействия происходит расширение зоны от нескольких метров в начале процесса до нескольких километров — в конце.

Л. И. Красновской был использован так называемый обобщенный (виртуальный) коэффициент турбулентной диффузии c в форме, предложенной ранее Сеттоном,

$$c^2 = \frac{4\nu^n}{(1-n)(2-n)\bar{u}^n} \left[\frac{(\bar{u}')^2}{\bar{u}^2} \right]^{1-n}, \quad (9.7')$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости, $\bar{u}'$ — средняя флуктуация скорости ветра, $\bar{u}$ — средняя скорость ветра, n — коэффициент, величина которого в зависимости от степени термической устойчивости атмосферы может изменяться в пределах от 0 до 1, увеличиваясь с уменьшением γ . Таким образом, величина c зависит от средней скорости ветра, его порывистости и степени устойчивости стратификации атмосферы. Чрезвычайно важно, что, если масштаб явления заключен в пределах от нескольких десятков метров до нескольких километров, c остается практически постоянным, что значительно упрощает решение задачи о турбулентной диффузии зародышей ледяных кристаллов.

Концентрация зародышей q для любого момента времени и в любой точке пространства может быть определена при решении уравнения турбулентной диффузии, которое в том случае, если ветер дует только вдоль оси ox (т. е. $v=w=0$), имеет вид

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} + u \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial q}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial q}{\partial z} \right). \quad (9.8)$$

Если предположить, что турбулентность изотропна ($k_x=k_y=k_z=k$),

$=k_z=k$), а $k \equiv c$, то решением (9.8) для мгновенного точечного источника будет

$$q(x, y, z, \tau) = \frac{Q}{\pi^{3/2} c^3 (\bar{u}\tau)^{3/2} (2-n)} \exp\left[-\frac{r^2}{c^2 (\bar{u}\tau)^{2-n}}\right], \quad (9.9)$$

где Q — обильность источника, τ — время, r — радиус-вектор точки, в которой ищется величина q .

При воздействии методом сброса в облако гранул твердой CO_2 с прямолинейно летящего вдоль оси ox самолета образующийся источник можно считать плоским, т. е. состоящим из расположенной в плоскости xoz совокупности мгновенных точечных источников ледяных зародышей. Такое предположение вытекает из того, что скорость полета самолета (60—70 м/сек) и скорость падения гранул (около 10 м/сек) по крайней мере на порядок больше, чем известная из экспериментов скорость расширения зоны воздействия вдоль любой из осей, а значит, и оси oy . Используя решение уравнения (9.8) для точечного источника [формула (9.9)], можно, заменяя r на $\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, x на $x - x_0$ и z на $z - z_0$, получить, что при воздействии

$$q(x, y, z, \tau) = \frac{Q e^{-\frac{y^2}{c^2 (\bar{u}\tau)^m}}}{\pi^{3/2} c^3 (\bar{u}\tau)^{3/2} m} \int_0^x e^{-\frac{(x-x_0)^2}{c^2 (\bar{u}\tau)^m}} dx_0 \times \\ \times \int_{-z}^0 e^{-\frac{(z-z_0)^2}{c^2 (\bar{u}\tau)^m}} dz_0. \quad (9.10)$$

Если искать решение вдалеке от краев зоны воздействия, то (9.10) можно записать в виде

$$q(x, y, z, \tau) = \frac{Q e^{-\frac{y^2}{c^2 (\bar{u}\tau)^m}}}{4 \sqrt{\pi} c (\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}}} \operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{2c (\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}}}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{2c (\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}}}\right), \quad (9.11)$$

где $\operatorname{erf}(\xi)$ — функция Крампа (интеграл ошибок).

В формулах (9.10) и (9.11) x_0 — длина линии засева облака гранулами сухого льда, z_0 — толщина облака, $m=2-n$. Начало координат помещено на верхней кромке облака. Из формулы (9.10) видно, что плотность зародышей в зоне воздействия зависит от расстояния точки от концов линии засева. Она наибольшая в центре зоны воздействия, т. е. в точке $\left(\frac{x_0}{2}, \frac{z_0}{2}\right)$.

С помощью формул (9.10) или (9.11) можно подсчитать удельную концентрацию зародышей в любой точке зоны воздействия и таким образом определить ширину ее в любой момент времени. За границу такой зоны удобно считать геометрическое место точек, где концентрация кристаллов $q=10^{-3}$ 1/см³, ибо та-

кая плотность зародышей была, например, принята Мейсоном в качестве критической для образования осадков из переохлажденных облаков. В этом случае полуширина зоны воздействия

$$y = c(\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}} \times \sqrt{\ln \frac{Q \cdot 10^3 \operatorname{erf}\left(\frac{x_0}{2c(\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}}}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{2c(\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}}}\right)}{\sqrt{\pi} c(\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}}}}. \quad (9.12)$$

Поскольку $\operatorname{erf}(\xi)$ не может быть больше единицы, то в первом приближении

$$y = c(\bar{u}\tau)^{\frac{m}{2}}. \quad (9.12')$$

Из формул (9.12) и (9.12') следует, что скорость расширения зоны воздействия зависит в первую очередь от скорости ветра и температурной стратификации атмосферы. Отметим, что расчеты по формулам (9.12) и (9.12') показывают, что средняя скорость расширения зоны составляет 0,5—1 м/сек, что хорошо согласуется с эмпирическими данными.

Рассмотренные выше факторы, конечно, не исчерпывают всего многообразия причин, определяющих оптимальную дозировку реагента и эффективность воздействия. Наряду с количеством и дисперсностью введенного реагента, температурной и ветровой стратификацией в зоне воздействия, толщиной облачного слоя и температурой в нем на эффект воздействия, вероятно, влияют и другие факторы, такие, как, например, микроструктура облака и скорости вертикальных движений в нем. От этих характеристик во многом должно зависеть оптимальное соотношение между числом кристаллов и капель, необходимое для того, чтобы в процессе воздействия кристаллы могли вырасти до размеров элементов осадков и выпасть из облака.

Последнее обстоятельство особенно важно. Если количество ледяных зародышей по сравнению с числом капель будет мало, то хотя элементы осадков и образуются, но в таком малом количестве, что после их выпадения облако не исчезнет. С другой стороны, при «перезасеве» облака ледяными зародышами облако быстро полностью кристаллизуется, но размеры образовавшихся кристаллов будут очень малы и они останутся во взвешенном состоянии, облако не даст осадков и не рассеется.

Опыты показали, что такое положение особенно часто наблюдается в слоистых облаках и туманах, характеризующихся незначительной водностью и мелкими каплями. Расчеты показывают, что для того, чтобы обеспечить эффективное рассеяние облаков, отношение числа ледяных зародышей к числу облачных

капель должно составлять от $\frac{1}{10}$ до $\frac{1}{1000}$ в зависимости от размеров капель в облаке. Чем крупнее облачные капли, тем большее число зародышей должно вноситься в облако. Столь большое количество факторов, влияющих на эффективность воздействия, чрезвычайно затрудняет подбор оптимальной дозировки реагентов, вводимых в облака с целью их осаждения. Невозможность учета всех этих факторов вынуждает пользоваться некими средними дозировками, что, естественно, существенно уменьшает эффективность ныне используемых методов воздействия на облака и туманы.

Из-за невозможности в настоящее время учесть вклад каждого фактора, влияющего на эффективность воздействия количественно, при полевых экспериментах пока еще приходится пользоваться главным образом нормами расхода твердой CO_2 , полученными эмпирически. В табл. 79 приведены данные о дозировках CO_2 , необходимых для рассеяния переохлажденных облаков различной мощности.

Таблица 79

Дозировки сухого льда (г/км) при воздействии на переохлажденные слоистообразные облака

Исследователи	Толщина облаков, м			
	≤ 100	101—200	201—300	301—400
В. Г. Морачевский и В. Я. Никандров	100	130	200	250
И. И. Гайворонский	120	150	250	300
А. В. Тарасов	80	100	150	200

При более толстых облачных слоях дозировка твердой CO_2 увеличивается до 400—500 г/км. При воздействии на переохлажденные туманы она несколько меньше и составляет от нескольких десятков до 100—150 г/км. Чем ниже температура воздуха в переохлажденном облаке (и тумане), тем при прочих равных условиях требуется меньше реагента.

Экспериментально установлено, что применение твердой CO_2 дает наибольший эффект при температуре меньше $4,0^\circ\text{C}$. Однако генерация зародышей происходит и при более высоких температурах (до $-1,0$, $-2,0^\circ\text{C}$).

Почти сразу же после введения в облако твердой CO_2 зона воздействия темнеет и приобретает волокнистое строение. Через 5—7 мин после засева в облаках появляются просветы. Вначале образуются отдельные локальные безоблачные зоны, а через 30—35 мин — полный просвет, ширина которого доходит (при одном заходе самолета) до 3—5 км. Образованию просветов сопутствует выпадение из облака осадков, правда, не всегда дохо-

дящих до земли. Продолжительность их выпадения чаще всего составляет около 0,5 час.

При слабых ветрах воздействие с помощью сухого льда дает наилучший результат при толщине облачного слоя, не превосходящей 600—800 м, а при сильных ветрах — 100—200 м. Таким образом, создание просветов в облачном слое затрудняется с увеличением толщины облаков и усилением ветра. Это связано с тем, что возникшие в результате воздействия просветы затягиваются благодаря турбулентной диффузии облачных элементов со стороны окружающих (т. е. не осажденных) частей облачного массива. Этот процесс идет тем быстрее, чем больше скорость ветра и чем толще облачный слой.

Отметим, что сказанное не противоречит ранее установленному факту [см. формулы (9.12) и (9.12')] увеличения скорости расширения зоны кристаллизации с усилением ветра, так как характеристики процесса кристаллизации и скорость распространения ледяных зародышей не зависят непосредственно от того, образовался ли в облаке просвет.

До сих пор мы говорили о методах рассеяния переохлажденных облаков применительно к тем случаям, когда воздействие осуществляется на сравнительно малые площади облачного покрова. В настоящее время развитие народного хозяйства все более настоятельно требует решения задачи рассеяния облаков на больших территориях, порядка 10^4 км². Это необходимо как для регулирования количества выпадающих осадков, так и для искусственного воздействия на погоду посредством регулирования радиационного баланса Земли. На возможность последнего указывают в своих работах Е. К. Федоров, В. И. Беляев и И. С. Павлова.

При использовании для воздействия на слоистообразные облака лишь одного самолета можно рассеять их на площади, не превышающей 2—2,5 тыс. км². Для раскрытия больших территорий применяется одновременно несколько самолетов. И. И. Гайворонскому и Ю. А. Серегину в 1958—1959 гг. при использовании двух-трех самолетов удалось в нескольких случаях при воздействии на St или туман рассеять их над площадью, достигающей до 8000 км². Сброс гранул сухого льда производился либо при полете самолетов параллельными курсами на расстоянии 3—5 км друг от друга, либо при полете их по расширяющейся спирали.

§ 3. Воздействия на облака и туманы с помощью йодидов

Как уже указывалось, наряду с сухим льдом рассеяние переохлажденных облаков и туманов может осуществляться аэрозолями веществ, изоморфных льду, например йодидами — йодистым серебром (AgI) или йодистым свинцом (PbJ₂). Лабораторные опыты, проведенные Н. О. Плауде, показали, что при ис-

пользовании этих веществ основным механизмом образования ледяных кристаллов является сублимация водяного пара на частицах аэрозоля.

Льдообразующая активность AgI и PbJ_2 приблизительно одинакова, причем она растет с увеличением степени дисперсности аэрозоля. Верхний температурный порог кристаллизации, т. е. температура, при которой при воздействии йодидами в облаке

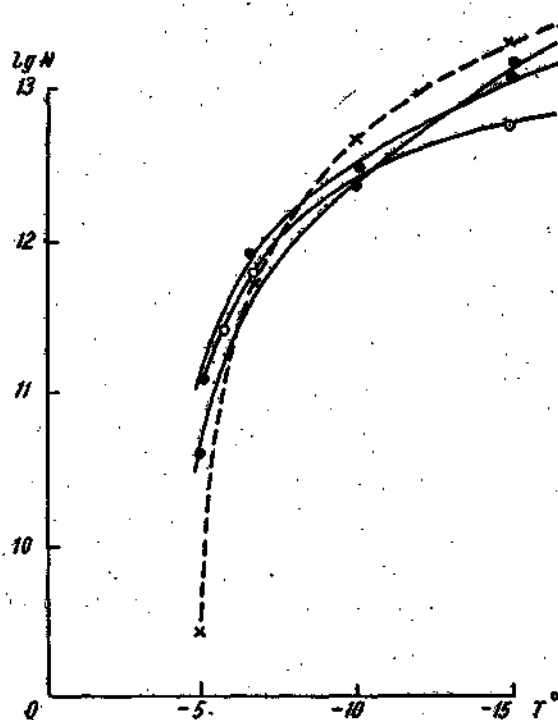


Рис. 9.1. Температурная зависимость выхода льдообразующих частиц при возгонке AgI и PbJ_2 в пиротехнических составах, содержащих:

- 1 — 34% перхлората аммония, 16% нитрола, 50% PbJ_2 ;
- 2 — 27% перхлората аммония, 13% нитрола, 60% PbJ_2 ;
- 3 — 32% перхлората аммония, 8% нитрола, 60% PbJ_2 ;
- 4 — 40% перхлората аммония, 10% нитрола, 50% AgI .

появляются ледяные кристаллы, равен для AgI , по данным различных авторов, от $-3,0$ до $-4,0^\circ\text{C}$, а для PbJ_2 — -4 — -5°C . При этом температурная характеристика эффективности йодидов сильно зависит от метода воздействия. Лабораторные исследования В. Н. Балабановой показали, что если на переохлажденный туман воздействуют с помощью аэрозоля AgI , то при понижении температуры от -6 до -10°C количество образующихся

кристаллов льда увеличивается на 60%. При дальнейшем понижении температуры воздуха в камере до -20°C количество кристаллов почти не менялось.

Получение аэрозоля йодидов обычно производится либо с помощью их возгонки в газовом пламени, либо при сжигании пиротехнических составов, содержащих примесь AgJ или PbJ_2 . На рис. 9.1 показана зависимость от температуры количества льдообразующих частиц при возгонке AgJ и PbJ_2 с помощью различных пиротехнических составов по результатам исследований, выполненных в ЦАО и ИГ АН ГрузССР. Из рисунка хорошо видна зависимость льдообразующей активности йодидов от способа получения их аэрозоля.

Опытным путем установлено, что она также сильно зависит от химической чистоты йодидов и ослабляется при их загрязнении посторонними веществами, особенно растворимыми в воде. Кроме того, льдообразующая активность AgJ быстро теряется под действием солнечного света. В этом случае в течение часа она ослабевает более чем в 10 раз.

Сравнение эффективности твердой CO_2 и AgJ , произведенное Л. И. Красновской, показало, что в интервале температур от -1 до -10°C твердая углекислота дает больше зародышей на грамм вещества, чем AgJ . При более низких температурах (-20°C) AgJ активнее, чем твердая углекислота.

При воздействии на облака и туманы с помощью йодидов получение их аэрозоля производится с помощью специальных наземных или самолетных генераторов. В этих генераторах возгонка йодидов может осуществляться, например, при горении угля, пропитанного раствором реагента, или с помощью сжигания пиротехнических смесей с йодидами. В наземных генераторах широко применяется возгонка в пламени газовой горелки 2%-ного раствора AgJ в ацетоне.

Наряду с разнообразными методами возгонки йодидов в настоящее время начали развиваться методы воздействия с помощью распыления водных растворов йодидов (ГГО). Этот способ удобно применять на самолете, так как он проще и безопаснее методов, основанных на термической возгонке йодидов.

§ 4. Методы активных воздействий на мощные кучевые и кучево-дождевые облака

В связи с проблемой борьбы с градобитиями как в СССР, так и за рубежом особое развитие в последние годы приобрели поиски методов воздействия на мощные кучевые и кучево-дождевые облака. При этом из-за опасности полета самолетов в зоне этих облаков наиболее удобным способом введения в них реагентов является использование специальных ракет. С их помощью воздействие может осуществляться при любых погодных

условиях и, кроме того, можно вводить реагенты в ту часть облака, где температурные и другие условия наиболее благоприятны для осуществления воздействия.

Большие исследовательские работы, связанные с использованием ракет для борьбы с градобитиями, были выполнены ЦАО совместно с ИГ АН ГрузССР. Была разработана и применена противоградовая ракета, позволяющая вводить реагент на высоту, превышающую 4 км. Ракета изготавливается из легких неметаллических материалов и после введения реагента дробится на мелкие части, падение которых на землю не опасно для населения.

Реагент (пиротехнический состав с йодидами или сухой лед) помещается в головной части ракеты. Введение реагента в облако производится с помощью дистанционного взрывного механизма. С помощью одной ракеты в облако вводится 75 г йодидов или 200—250 г твердой CO_2 .

В опытах ЦАО и ИГ АН ГрузССР в облако одновременно (или через короткий интервал времени) вводилось несколько ракет с общим количеством реагента, равным в разных случаях от 75 до 2000 г AgI или 500—1000 г сухого льда. В большинстве случаев облака полностью или частично разрушались, причем из них при этом выпадали слабые осадки в виде дождя или крупы, иногда достигавшие земли. Осадки начинались через 4—17 мин после начала воздействия, а разрушение облаков происходило через 30—60 м. Для воздействия на Сб наряду с противоградовыми ракетами можно также использовать зенитные орудия, стреляющие специальными снарядами, начиненными реагентами. Этот метод был в последние годы разработан и применен в широких размерах Г. К. Сулаквелидзе.

§ 5. Методы воздействия на «теплые» облака и туманы

Одной из наиболее трудных и не решенных до настоящего времени задач является разработка методов воздействия на теплые облака и туманы, т. е. такие, внутри которых температура воздуха выше 0° .

Один из первых методов, использованных для этой цели, состоял в засеве теплых облаков частицами гигроскопических веществ, например NaCl , CaCl_2 и др. Принцип этого метода заключается в следующем. Согласно закону Рауля, упругость насыщенного водяного пара над раствором гигроскопических веществ меньше, чем над водой, поэтому гигроскопические частицы, внесенные внутрь облака (тумана), бурно поглощают водяной пар и тем самым понижают относительную влажность воздуха в облаке. Если относительная влажность становится меньше 100%, облачные капли должны начать испаряться. Их испарение сопровождается диффузионной переконденсацией водяного пара на капли раствора гигроскопического вещества, которые благодаря этому начинают расти и выпадать из облака.

На рис. 9.2 приведены рассчитанные А. Д. Соловьевым кривые, иллюстрирующие скорость роста капель раствора NaCl, имеющих различные начальные размеры. Расчет сделан в предположении, что в начальный момент времени температура воздуха равнялась 5°С, влажность — 100%, а раствор NaCl был

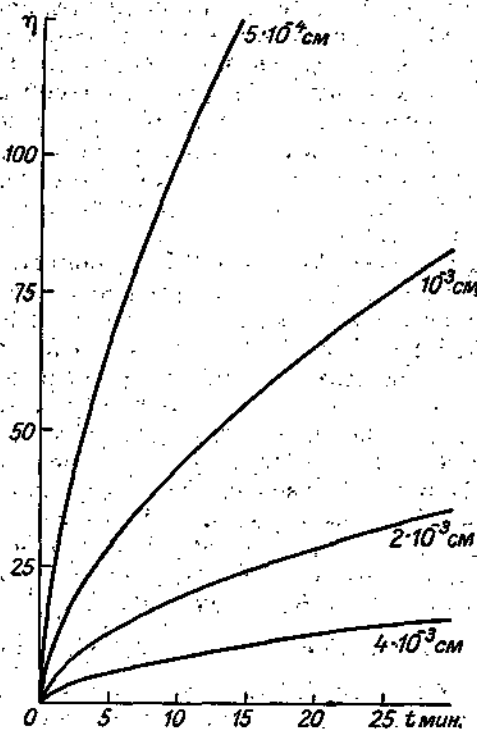


Рис. 9.2. Рост капель раствора NaCl при различных начальных радиусах.

насыщенным. По оси ординат отложены значения $\eta = \frac{V}{V_0} = \frac{r^3}{r_0^3}$

— отношения объема капли в момент t к его начальной величине. Очевидно, что $\eta - 1$ характеризует эффективность процесса диффузионной переконденсации водяного пара, т. е. относительное количество влаги, поглощенное каплей раствора гигроскопического вещества.

Из рис. 9.2 видно, что процесс роста капель раствора идет чрезвычайно быстро, особенно вначале. Так, например, капли, имевшие начальный радиус $5 \cdot 10^{-4}$ см, увеличиваются в 50 раз приблизительно за 4 мин. Даже сравнительно крупные капли,

радиус которых в начальный момент равнялся $4 \cdot 10^{-3}$ см, растут весьма быстро. Диффузионный рост капель по мере разбавления раствора и особенно уменьшения относительной влажности воздуха в облаке постепенно замедляется, и благодаря ему лишь в крайне редких случаях капли могут вырасти до размеров капель осадков. Однако капли, образовавшиеся на гигроскопических частицах, будучи более крупными, чем облачные, и имея благодаря этому большие скорости оседания, могут расти дальше за счет гравитационной коагуляции. Очевидно, что эффективность ее увеличивается с ростом толщины облачного слоя и вертикальных скоростей воздуха в облаке. Поэтому попытки рассеять тонкие слоистообразные облака или туманы, вводя в них гигроскопические частицы, не всегда могут привести к успеху, и, вообще говоря, этот метод, вероятно, лучше подходит для воздействия на облака вертикального развития. При этом в тех случаях, когда нижняя граница таких облаков расположена на малой высоте, частицы гигроскопических веществ можно вводить в облако с земли с помощью наземных генераторов. Дальнейший подъем их внутрь облака будет в этом случае осуществляться с восходящими конвективными токами.

Дессаном, Хоутоном, Редфордом и др. были проведены опыты по воздействию с использованием гигроскопических веществ на теплые туманы. Эти опыты показали, что на рассеяние 1 м^3 тумана затрачивается около 1 г гигроскопического вещества. По расчетам А. Д. Соловьева, для того чтобы осадить облачный слой мощностью 200 м при водности 10^{-7} г/см^3 и температуре $+5^\circ \text{C}$, необходимо затратить около 200 кг гигроскопических веществ (NaCl или CaCl_2) на раскрытие площади в 1 км^2 . Таким образом, для рассеяния, например, туманов и слоистообразных облаков требуются очень большие количества гигроскопических веществ, что затрудняет осуществление воздействия и часто делает его экономически невыгодным.

И. Лэнгмюром была выдвинута идея о рассеянии мощных кучевых облаков с помощью введения внутрь их с самолета крупных водяных капель. Метод основан на том, что эти капли, обладая большими, чем облачные, скоростями падения, должны начать опускаться внутри облака и расти при этом благодаря гравитационной коагуляции с облачными каплями. При этом в мощных облаках вертикального развития такие капли могут дойти до размера крупных дождевых капель с радиусом, равным 2,5 мм, находясь еще внутри облака. Такие капли должны дробиться на более мелкие, которые в свою очередь могут быть подняты восходящими токами в верхнюю часть облака, снова вырасти и т. д. Другими словами, возникает своего рода цепной процесс, при котором сравнительно малое количество введенной распыленной воды может привести к бурному процессу осадкообразования.

Согласно расчетам, при удачном подборе размеров вводимых в облако капель количество выпавшего дождя может в 10^6 раз быть большим, чем количество введенной воды. Опыты по применению описанного метода производились в ряде стран, в том числе и в СССР (И. И. Гайворонским). Однако, хотя в некоторых случаях был зарегистрирован благоприятный результат, все же окончательный вывод об эффективности этого метода сделать еще нельзя.

Выше были охарактеризованы многие (хотя, конечно, далеко не все) методы активных воздействий на облака и туманы. Некоторые из них, например воздействия с помощью хладореагентов, разработаны весьма полно и уже сегодня применяются в практических целях. Другие методы, например методы воздействия на теплые облака, не вышли еще из стадии экспериментов.

В настоящее время в основном решен вопрос о способах рассеяния переохлажденных облаков и туманов с целью раскрытия аэродромов, близок к решению вопрос о разрушении градовых облаков. Что же касается методов стимулирования осадков или хотя бы перераспределения количества их на значительных территориях, то эта проблема еще, по-видимому, далека от разрешения. Сравнительно скромные успехи в этом направлении частично связаны с отсутствием детально разработанного метода объективной оценки результатов воздействий на обширных территориях. Поэтому часто появляются противоречивые оценки эффективности того или иного реагента или метода. Наибольших успехов в разработке способов объективной оценки результатов воздействий, вероятно, следует ожидать от радиолокационных методов. Первые успехи в этом направлении, достигнутые применительно к градовым облакам В. В. Костаревым и А. М. Боровиковым, подтверждают такую точку зрения.

Согласно их исследованиям, для установления эффективности воздействия на градоносные облака могут быть использованы такие критерии, как:

- а) исчезновение или уменьшение площади зоны отражения от облака на экране радиолокатора после воздействия;
- б) уменьшение (или, тем более, исчезновение) после воздействия радиолокационной отражаемости облака;
- в) появление после воздействия радиолокационных признаков фазовой перестройки облака.

Естественно, что для оценки успешности воздействия необходим совместный анализ всей совокупности указанных критериев, поскольку выполнение отдельных из них может быть чисто случайным результатом естественного процесса развития облака.

ОСНОВНАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Боровиков А. М., Гайворонский И. И., Зак Е. Г., Костарев В. В., Мазин И. П., Минервин В. Е., Хргиан А. Х., Шмидт С. М. Физика облаков. Гидрометеиздат, Л., 1961.
2. Гандин Л. С., Лайхтман Д. Л., Матвеев Л. Т., Юдин М. И. Основы динамической метеорологии. Гидрометеиздат, Л., 1955.
3. Калиновский А. Б., Пинус Н. З. Аэрология, ч. I. Гидрометеиздат, Л., 1961.
4. Кондратьев К. Я., Филипович О. П. Тепловой режим верхних слоев атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1960.
5. Матвеев Л. Т. Общий курс метеорологии. ЛКВВИА им. А. Ф. Можайского, Л., 1958.
6. Никандров В. Я. Искусственные воздействия на облака и туманы. Гидрометеиздат, Л., 1959.
7. Тверской П. Н. Курс метеорологии. Гидрометеиздат, Л., 1963.
8. Хвостиков И. А. Высокие слои атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1964.
9. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. Физматгиз, М., 1958.
10. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Гидрометеиздат, Л., 1964.
11. Труды всесоюзного научного метеорологического совещания. Том I—VII. Гидрометеиздат, Л., 1962—1963.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

К главе I

1. Атмосферный озон (сб. статей). Изд. МГУ, 1963.
2. Березин В. М., Шафрин Ю. А. О расчете вертикального распределения озона. Геомагнетизм и аэрономия, IV, 1, 1964.
3. Бритаев А. С., Кузнецов А. П. Атмосферный озон и некоторые метеорологические процессы. Труды ЦАО, вып. 45, 1962.
4. Гущин Г. П. Озон и аэросиноптические условия в атмосфере. Гидрометеиздат, Л., 1964.
5. Данилов А. Д. Об образовании молекулярных ионов в верхней атмосфере. Искусственные спутники Земли, вып. 8, 1961.
6. Данилов А. Д. О молекулярном азоте в верхней атмосфере. Искусственные спутники Земли, вып. 10, 1961.
7. Данилов А. Д. К вопросу о диссоциации азота в верхней атмосфере. Геомагнетизм и аэрономия, I, 2, 1961.
8. Красовский В. И. Химия верхней атмосферы. Искусственные спутники Земли, вып. 17, 1963.
9. Кузнецов Г. И. О некоторых связях между общей циркуляцией и озоном атмосферы. Изв. АН СССР, серия геофиз., 3, 1961.

10. Кузнецов Г. И. О методике расчета вертикального распределения озона в атмосфере. Геомагнетизм и аэрономия, II, 2, 1962.
11. Малкевич М. С., Самсонов Ю. Б., Капрова Л. И. Водяной пар в стратосфере. Усп. физ. наук, LXXX, вып. 1, 1963.
12. Миртов Б. А. Газовый состав атмосферы Земли и методы его анализа. Изд. АН СССР, М., 1961.
13. Миртов Б. А. Исследования структурных параметров атмосферы на высотах более 90—100 км проводимых в СССР при помощи ракет и искусственных спутников Земли. Труды ВНМС, т. I. Гидрометеоздат, 1962.
14. Похунков А. А. Исследования нейтрального состава верхней атмосферы на высотах выше 100 км. Изв. АН СССР, серия геофиз., 11, 1960.
15. Похунков А. А. Гравитационное разделение, состав и структурные параметры ночной атмосферы на высотах от 100 до 210 км. Искусственные спутники Земли, вып. 13, 1962.
16. Похунков А. А. Об изменении среднего молекулярного веса воздуха в ночной атмосфере на высотах от 100 до 210 км по масс-спектрометрическим измерениям. Искусственные спутники Земли, вып. 12, 1962.
17. Хргиан А. Х., Кузнецов Г. И. Меридиональная циркуляция и планетарный перенос озона. Геофиз. бюлл., 11, Изд. АН СССР, 1962.
18. Хргиан А. Х. Атмосферный озон. Метеорология и гидрология, № 1, 1964.
19. Briggs J. and Roach W. T. Aircraft observations near jet streams. Quart. j. Roy. met. soc., vol. 89, 380, 1963.
20. Nicolet M. Density and energy in the upper atmosphere. J. Phys. soc. Japan, suppl. A-1, 17, 1962.
21. Rohrbough S. F. Determination of the mixing ratios of water vapor and carbon dioxide in the stratosphere. Science, 137, 1962.

К главе II

1. Гаевский В. Л. Измерение радиационных потоков в облаках. Труды ГГО, вып. 46, 1955.
2. Кастров В. Г. Измерение поглощения солнечной радиации в свободной атмосфере до 3—5 км. Труды ЦАО, вып. 8, 1952.
3. Кастров В. Г. Поглощение солнечной радиации в нижней тропосфере. Труды ЦАО, вып. 32, 1959.
4. Лопухин Е. А. Радиационные потоки в атмосфере над Ташкентом при облачном небе. Труды ГГО, вып. 13, 1957.
5. Лопухин Е. А. Радиационное нагревание или охлаждение воздуха вблизи поверхности облаков. Труды САНИГМИ, вып. 2 (17), 1959.
6. Кондратьев К. Я., Филипович О. П. К теории теплового режима верхней атмосферы. Метеорология и гидрология, № 12, 1959.
7. Кондратьев К. Я., Гаевская Г. Н., Никольский Г. А. Экспериментальные исследования радиационного баланса в свободной атмосфере. Сб. I, Проблемы физики атмосферы, изд. ЛГУ, 1963.
8. Костяной Г. Н. Предварительные результаты актинометрического радиозондирования атмосферы в 1961 г. в антициклональных условиях. Труды ЦАО, вып. 49, 1963.
9. Пятовская Н. П. Потоки коротковолновой радиации в свободной атмосфере. Труды ГГО, вып. 109, 1960.
10. Шляхов В. И. Исследование баланса длинноволновой радиации в тропосфере. Гидрометеоздат, Л., 1956.
11. Fenn R. W. and Weickmann. Atmospheric net radiation flux during winter in the Thule Area, Greenland. J. geophys. res., vol. 65, 11, 1960.
12. Kuhn P. M. and Suomi V. E. Infra-red radiometer soundings on a Synoptic Scale. J. geophys. res., vol. 65, 11, 1960.
13. Roach W. T. Some aircraft observations of fluxes of solar radiation in the atmosphere. Quart. j. Roy. met. soc., vol. 87, 373, 1961.

14. Suomi V. E., Staley D. O., Kuhn P. M. A direct measurement of infra-red radiation divergence to 160 mb. Quart. j. Roy. met. soc., vol. 84, 360, 1958.

К главе III

1. Алексеев П. П., Бесядовский Е. А., Голышев Г. И., Изаков М. Н., Касаткин А. М., Кокин Г. А., Лившиц Н. С., Масанова Н. Д., Швидковский Е. Г. Ракетные исследования атмосферы. Метеорол. и гидрол., № 8, 1957.
2. Белогуров Ю. А. О суточном ходе температуры по данным аэрологических наблюдений. Метеорол. и гидрол., № 4, 1959.
3. Глаголев Ю. А. Экспериментальные данные о микроструктуре температурного поля на высотах 20—30 км. Изв. АН СССР, 6, 1964.
4. Девятова В. А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1957.
5. Долгин И. М. Высота и температура нижней границы тропопавзы в Советской Арктике при основных формах циркуляции. Труды ААНИИ, т. 71, 1955.
6. Долгин И. М. Температура воздуха начала тропопавзы над Евразией. Труды ААНИИ, т. 217, 1959.
7. Дубенцов В. Р. Основные особенности распределения температуры в атмосфере в различные сезоны года (0—100 км). Метеорол. и гидрол., № 9, 1961.
8. Кастров В. Г., Бирюкова Л. А. О суточном ходе температуры в нижней и средней стратосфере. Метеорол. и гидрол., № 8, 1961.
9. Козаков Л. А. К вопросу о структуре тропопавзы и определении ее средних многолетних характеристик. Труды НИИАК, вып. 14, 1961.
10. Кравцова Л. М. Температурный режим свободной атмосферы над УССР. Труды НИИАК, вып. 3, 1957.
11. Мерцалова О. Б., Соколова В. М., Сычева Е. Ф. Климатические характеристики температуры модели стандартной атмосферы. Труды НИИАК, вып. 24, 1963.
12. Мордухович М. И. Некоторые результаты измерения температуры воздуха локальным акустическим методом. Изв. АН СССР, серия геофиз., I, 1960.
13. Петров А. В., Рязанова Л. А. О трех случаях внезапного потепления арктической стратосферы. Труды ЦАО, вып. 52, 1964.
14. Стельмах Ф. Н. Междусуточная изменчивость высоты и температуры тропопавзы над территорией СССР. Труды НИИАК, вып. 14, 1961.
15. Уранова Л. А. Сезонные особенности строения нижней стратосферы (изосферы) в высоких и умеренных широтах. Метеорол. и гидрол., № 3, 1963.
16. Хвостиков И. А. Тепловой режим атмосферы в зоне серебристых облаков. Труды совещания по серебристым облакам. I, Тарту, 1959.
17. Хвостиков И. А., Изаков М. Н., Кокин Г. А., Курилова Ю. В., Лившиц Н. С. Исследование стратосферы с помощью метеорологических ракет в СССР. Метеорол. и гидрол., № 1, 1963.
18. Ханевская И. В. Основные черты зимнего поля температуры в свободной атмосфере над северным полушарием. Труды НИИАК, вып. 14, 1961.
19. Ханевская И. В. Распределение температуры над северным полушарием летом. Труды НИИАК, вып. 9, 1963.
20. Швидковский Е. Г. Некоторые результаты измерений термодинамических параметров стратосферы при помощи метеорологических ракет. Искусственные спутники Земли, вып. 2, 1958.
21. Arnold A. and Lowenthal M. I. A sixteen-month series of mid-stratospheric temperature measurements. J. met., vol. 16, 6, 1959.

22. Kato Susumu. Joule heating and temperature in the upper atmosphere. *Pecment and space. Sci.*, 19, 1962.
23. Maeda Kaichi. Auroral dissociation of molecular oxygen in the polar mesosphere. *J. geophys. res.*, vol. 68, 1, 1963.
24. Maeda Kaichi. On the heating of polar night mesosphere. *Met. Abhand. Inst. Met. und Geophys. Freien. Berlin.* 36, 451—506, 1963.
25. Murgatroyd R. I. Wind and temperature to 50 km over England. *Geophys. met.*, 95, 1956.
26. Pant P. S. Diurnal variation of upper-air temperature. *Ind. j. met. geophys.*, 11, 4, 1960.
27. Smith I. W. The vertical temperature distribution and the layer of minimum temperature. *J. met.*, 2, 5, 1963.
28. Toth lenő. Über die Temperatur in der Stratosphäre und Mesosphäre. *Met. Rundschau*, 16, 1, 1963.

К главе IV

1. Бушканец Г. С. Поверхность нулевой годовой амплитуды плотности воздуха. *Труды НИИАК*, вып. 9, 1963.
2. Ивановский А. И. Приложение газокинетических уравнений к исследованию свойств верхней атмосферы. *Труды ВНМС*, т. V. Гидрометеоздат, Л., 1963.
3. Кокин Г. А. О некоторых вопросах неравновесного состояния газа в верхней атмосфере. *Труды ЦАО*, вып. 29, 1960.
4. Маров М. А. О плотности верхней атмосферы в годы минимума солнечной активности. *Космические исследования*, т. II, вып. 6, 1964.
5. Михневич В. В. Предварительные результаты определения плотности атмосферы выше 100 км. *Искусственные спутники Земли*, вып. 2, 1958.
6. Михневич В. В. Вариации плотности атмосферы выше 200 км. *Искусственные спутники Земли*, вып. 17, 1963.
7. Погосян Х. П. Изучение общей циркуляции атмосферы. *Труды ВНМС*, т. I, Гидрометеоздат, Л., 1962.
8. King-Hele D. G. Density of the atmosphere at heights between 200 and 400 km from analysis of artificial satellite orbits. *Nature*, 183, 1959.
9. Otto W. Thiele. Mesospheric density variability based on recent meteorological rocket measurements. *J. met.*, 2, 5, 1963.
10. Quiras R. S. Seasonal and latitudinal variations of air density in the mesosphere (30 to 80 km.). *J. geophys. res.*, vol. 66, 7, 1961.

К главе V

1. Дубенцов В. Р. Воздушные течения в стратосфере. *Метеорол. и гидрол.*, № 11, 1959.
2. Дубенцов В. Р. Воздушные течения и распределение температуры в стратосфере и мезосфере. *Гидрометеоздат*, М., 1965.
3. Казимировский Э. С. Горизонтальный дрейф неоднородностей ионизации в верхней ионосфере. *Геомагнетизм и аэрномия*, том III, 5, 1963.
4. Казимировский Э. С. Система ветров в нижней ионосфере. *Геомагнетизм и ионосфера*, том III, 3, 1963.
5. Пинус Н. З. Некоторые особенности обращения ветра в нижней стратосфере. *Геофиз. бюлл.* № 12, Изд. АН СССР, 1962.
6. Пинус Н. З. Тропопауза и уровень с максимальной скоростью ветра. *Метеорол. и гидрол.*, 3, 1961.
7. Решетов В. Д. Отклонение ветра от градиентного и явления нестатичности в атмосфере. *Гидрометеоздат*, М., 1960.
8. Attmannspracher W. Über die Existenz einer hochstratosphärischen Nullschicht. *Met. Rund.*, Bd 13, H. 2, 1960.

9. Batten L. S. Wind systems in the mesosphere and lower ionosphere. *J. met.*, vol. 18, 3, 1962.
10. Masterson I. E., Hubert W. E. and Carr T. R. Wind and temperature measurements in the mesosphere by meteorological rockets. *J. geophys. res.*, vol. 66, 7, 1961.
11. Miers B. T. and Beyers N. I. Rocketsonde wind and temperature measurements between 30 and 70 km for selected stations. *J. met.*, vol. 3, 1, 1964.
12. Miers B. T. Zonal wind reversal between 30 and 80 km over the Southwestern United States. *J. atmos. sci.*, vol. 20, 1963.
13. Murgatroyd R. I. Winds and temperature between 20 and 100 km. *Quart. j. Roy. met. soc.*, vol. 83, 358, 1957.
14. Probert-Iones I. R. An analysis of the fluctuation on the tropical stratospheric Wind. *Quart. I. R. Met. Soc.*, 90, 383, 1964.

К главе VI

1. Беляев В. П., Белтадзе Т. Г., Литовченко В. П., Литвинова В. Д., Ломинадзе В. П., Пинус Н. З., Софиев Е. М., Шур Г. Н. Некоторые результаты экспериментальных исследований турбулентности атмосферы с помощью радиозондов. *Труды ЦАО*, вып. 54, 1964.
2. Воронцов П. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. *Гидрометеоздат*, Л., 1960.
3. Гурвич А. С. Спектры пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра и их связи с микрометеорологическими условиями. *Труды ИФА АН СССР*, 4, 1962.
4. Гандин Л. С. Об образовании турбулентных движений на фронтах. *Труды ГГО*, вып. 76, 1958.
5. Дородницын А. А. Возмущения воздушного потока, вызванного неровностями на поверхности Земли. *Труды ГГО*, вып. 23, 1938.
6. Дородницын А. А. Некоторые задачи обтекания неровностей поверхности Земли воздушным потоком. *Труды ГГО*, вып. 31, 1940.
7. Дородницын А. А. Влияние рельефа земной поверхности на воздушные течения. *Труды ЦИП*, вып. 21 (48), 1950.
8. Дубов А. С. Определение коэффициента турбулентного обмена по ускорению самолета. *Труды ГГО*, вып. 98, 1959.
9. Заварина М. В., Юдин М. И. Уточнение и использование числа Ричардсона для выявления зон болтанки самолетов. *Метеорол. и гидрол.*, № 2, 1960.
10. Кокурин Ю. Л. Форма и движения малых неоднородностей в ионосфере. Сб. «Дрейфы и неоднородности в ионосфере». Изд. АН СССР, М., 1959.
11. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. *ДАН СССР*, т. 30, 299, 1941.
12. Лайхтман Д. Л. О волновых движениях на поверхности раздела в атмосфере. *Труды ГГО*, вып. 2 (64), 1947.
13. Лайхтман Д. Л., Шнайдман В. А. Критерии установившейся турбулентности в струйных течениях. *Метеорол. и гидрол.*, № 12, 1960.
14. Матвеев Л. Т. Количественные характеристики турбулентного обмена в верхней тропосфере и нижней стратосфере. *Изв. АН СССР, серия геофиз.*, 7, 1958.
15. Мусаелян Ш. А. Волны препятствий в атмосфере. *Гидрометеоздат*, Л., 1962.

16. Обухов А. М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока. ДАН СССР, т. 32, 22, 1941.
17. Панчев Ст. К вопросу о статистической структуре поля скорости ветра в свободной атмосфере. Метеорол. и гидрол., № 8, 1963.
18. Пинус Н. З., Шмистер С. М. Атмосферная турбулентность, влияющая на полет самолетов. Сб. «Атмосферная турбулентность, вызывающая болтанку самолетов». Гидрометеиздат, М., 1962.
19. Пинус Н. З. Статистические характеристики горизонтальной компоненты скорости ветра на высотах 6—12 км. Изв. АН СССР, серия геофиз., I, 1963.
20. Пинус Н. З., Щербакова Л. В. Спектральные характеристики флуктуаций скорости ветра в нижней половине тропосферы. Труды ЦАО, вып. 53, 1964.
- 20а. Пинус Н. З. Некоторые результаты мезо- и микроструктуры поля ветра на высотах 6—12 км. Труды ЦАО, вып. 53, 1964.
21. Пчелко И. Г. Аэросинооптические условия болтанки самолетов в верхних слоях тропосферы и нижней стратосферы. Гидрометеиздат, М., 1962.
22. Решетов В. Д. Исследование изменчивости и суточного хода ветра в атмосфере. Труды ЦАО, вып. 21, 1958.
23. Решетов В. Д. Изменчивость среднего ветра. Труды ЦАО, вып. 49, 1963.
24. Решикова А. А. Некоторые результаты исследований турбулентности на фронтах. Труды ЦАО, вып. 34, 1960.
25. Решикова А. А. О турбулентности в струйных течениях при ясном небе. Труды ЦАО, вып. 54, 1964.
26. Романов Н. Н. Анализ серии донесений экипажей о болтанке самолетов ТУ-104. Труды САНИГМИ, вып. 10 (25), 1963.
27. Спенбер К., Кушнеревский Ю. В. Некоторые свойства неоднородностей в нижней ионосфере по наблюдениям на длинных волнах. Геомагнетизм и аэрномия, 3, 5, 1963.
28. Трубников Б. Н. Пространственная задача обтекания возвышенности неограниченным сверху воздушным потоком. ДАН СССР, т. 129, 4, 1959.
29. Шмистер С. М. Некоторые характеристики турбулентности и поля температуры над горами. Метеорол. и гидрол., № 3, 1960.
30. Шур Г. Н. Экспериментальные исследования энергетического спектра атмосферной турбулентности. Труды ЦАО, вып. 43, 1962.
31. Юдин М. И. Вопросы теории турбулентности и структуры ветра с приложением к задаче о колебаниях самолета. Труды НИУ ГУГМС, сер. 1, вып. 35, 1946.
32. Юргенсон А. П. Исследование структуры турбулентных движений, вызывающих болтанку современных самолетов. Метеорол. и гидрол., № 10, 1960.
33. Maxwell A. Turbulence in the upper atmosphere. Phil. mag., vol. 45, 371, 1954.
34. Sheppard P. A. Dynamics of upper atmosphere. J. geophys. res., vol. 64, 11, 1959.

К главе VII

1. Боровиков А. М., Голышев Г. И., Кокин Г. А. Некоторые характеристики строения атмосферы южного полушария. Метеорол. и гидрол., № 3, 1962.
2. Борисенков Е. П. Вопросы энергетики атмосферных процессов. Гидрометеиздат, Л., 1960.
3. Воробьев В. И. Струйные течения в умеренных и высоких широтах. Гидрометеиздат, Л., 1960.

4. Гайгеров С. С. Аэрология полярных районов. Гидрометеиздат, М., 1964.
5. Гайгеров С. С. Вопросы аэрологического строения, циркуляции и климата свободной атмосферы Центральной Арктики и Антарктики. Изд. АН СССР, М., 1962.
6. Гутерман И. Г. Распределение ветра над северным полушарием. Гидрометеиздат, Л., 1965.
7. Е Ду-чжэн, Чжу Бао-чжэнь. Некоторые важнейшие вопросы общей циркуляции атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
8. Ильинский О. К. Предварительные результаты аэрологических наблюдений в Тихом океане на исследовательских судах «А. И. Воейков» и «Ю. М. Шокальский». Метеорол. и гидрол., № 3, 1962.
9. Кац А. Л. Воздухообмен в тропической зоне и его связь с общей циркуляцией. Метеорол. и гидрол., № 2, 1963.
10. Курилова Ю. В. Некоторые особенности струйных течений над территорией СССР. Труды ЦАО, вып. 33, 1960.
11. Общая циркуляция атмосферы (сб. статей). Изд. «Прогресс», М., 1964.
12. Погосян Х. П. Общая циркуляция атмосферы. Гидрометеиздат, М., 1959.
13. Погосян Х. П. Струйные течения в атмосфере. Гидрометеиздат, М., 1960.
14. Рил Г., Алака М. А., Джордан К. Л., Ренар Р. Дж. Струйное течение. ИЛ, М., 1959.
15. Kao S. K., Taylor V. R. Mean Kinetic energies of oddy and Mean currents in the atmosphere. Journ. geophys. res., 69, 6, 1964.
16. Kellogg W. W., Schilling G. F. A proposed model of the circulation in the upper atmosphere. J. met., 8, 1951.
17. Kochanski A. Circulation and temperatures at 70 to 100 kilometers height. J. geophys. res., vol. 68, 1, 1963.
18. Murgatroyd R. I. and Singleton F. Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere. Quart. j. Roy. met. soc., vol. 87, 372, 1961.
19. Pant P. S. Circulation in the upper atmosphere. J. geophys. res., 61, 3, 1956.
20. Reiter E. R. Meteorologie der strahlströme (Jet streams). Wun, 1961.

К главе VIII

1. Динамика кучевых облаков. Под ред. Ч. Э. Андерсена. Изд-во «Мир», М., 1964.
2. Баранов А. М. Особенности пространственной структуры фронтальных облаков над ЕТС. Труды ВНМС, т. V, Гидрометеиздат, Л., 1963.
3. Бронштэн В. А. Ракеты изучают серебристые облака. Природа, № 1, 1964.
4. Боровиков А. М. Некоторые результаты исследований структуры кристаллических облаков. Труды ЦАО, вып. 10, 1953.
5. Бурковская С. Н. Пространственное распределение влажности во фронтальных облаках. Труды ЦАО, вып. 28, 1960.
6. Вульфсон Н. И. Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. Изд. АН СССР, М., 1961.
7. Вульфсон Н. И. Влияние влажности воздуха на развитие конвективных движений в безоблачной атмосфере. ДАН СССР, т. 151, № 5, М., 1963.
8. Гандин Л. С. Упорядоченная свободная конвекция в атмосфере. Труды ГГО, вып. 6, 1953.
9. Герман М. А. О турбулентном обмене в облаках. Метеорол. и гидрол., № 10, 1963.

10. Гришин Н. И. О структуре серебристых облаков. Метеорол. и гидрол., № 1, 1955.
11. Гутман Л. Н. Стационарная осесимметрическая модель кучевого облака с учетом испарения водяных капель. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, М., 1964.
12. Дривинг А. Я. Некоторые сведения об облачных слоях в стратосфере. Сб. «Исследования облаков, осадков и грозового электричества». Изд. АН СССР, М., 1961.
13. Дюбюк А. Ф., Трубников Б. Н. Некоторые вопросы теории локальных атмосферных процессов. Труды ВНМС, т. II, Гидрометеиздат, Л., 1963.
14. Заморский А. Д. Сверхперистые (заревые) облака. Сб. «Исследования облаков, осадков и грозового электричества». Изд. АН СССР, М., 1961.
15. Зайцев В. А., Ледохович А. А. Приборы и методика исследования облаков с самолета. Гидрометеиздат, Л., 1960.
16. Каган Р. Л. К расчету вертикальных токов и конденсации в облаках. Труды ГГО, вып. 114, Л., 1960.
17. Кондратьев К. Я. Метеорологические спутники. Гидрометеиздат, Л., 1963.
18. Мазурин Н. И. Характеристика полей неконвективных облаков и связанных с ними зон осадков. Труды ВНМС, т. V, Гидрометеиздат, Л., 1963.
19. Матвеев Л. Т. Условия образования и эволюции облаков под влиянием вертикальных токов и турбулентного обмена. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1961.
20. Матвеев Л. Т. Некоторые вопросы теории образования и эволюции слоистообразной облачности. Труды ААНИИ, т. 228, вып. I, 1959.
21. Минервин В. Е. Водность облаков над ЕТС. Труды ВНМС, т. V, Гидрометеиздат, Л., 1963.
22. Минина Л. С. Структура облачности по данным метеоспутников. Метеорол. и гидрол., № 1, 1964.
23. Пчелко И. Г. Авиационная метеорология. Гидрометеиздат, Л., 1963.
24. Песков Б. Е. Некоторые особенности образования кучево-дождевых облаков и условий полета вблизи них. Метеорол. и гидрол., № 5, 1963.
25. Решикова А. А., Силаева В. И., Шмелер С. М. Турбулентность, вызывающая болтанку самолетов в зоне кучево-дождевых облаков. Труды ЦАО, вып. 53, 1964.
26. Фейгельсон Е. М. Изменение температуры слоистых облаков во времени. Сб. «Исследования облаков, осадков и грозового электричества». Изд. АН СССР, М., 1961.
27. Хвостиков И. А. О природе серебристых облаков. Сб. «Некоторые проблемы метеорологии». Изд. АН СССР, М., 1960.
28. Хргиан А. Х., Абрамович К. Г. Исследование условий возникновения слоистообразной облачности нижнего яруса. Труды ЦАО, вып. 28, 1960.
29. Хргиан А. Х. Новейшие исследования по физике слоистообразных облаков. Труды ЦАО, вып. 47, 1963.
30. Швеиц М. Е. О конденсации водяного пара в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1955.
31. Шишкин Н. С. Исследования распада конвективных облаков. Сб. «Исследования облаков, осадков и грозового электричества». Изд. АН СССР, М., 1961.
32. Шмелер С. М. Поле ветра в окрестностях кучево-дождевых облаков. Метеорол. и гидрол., № 11, 1962.
33. Шмелер С. М. Стадии развития кучево-дождевых облаков и особенности распределения метеорологических параметров в их зоне. Труды ЦАО, вып. 53, 1964.

34. Asai T. Numerical Experiment of Cumulus convection under pseudo—adiabatic Process. Papers in Meteor. and Geophys., v. XV, N 1, Tokyo, 1964.
35. Doi K. Formation and movement of precipitation bands. Geophys. mag., vol. 31, N 2. Tokyo, 1962.
36. James D. G. Observations from aircraft of temperatures and humidities near stratocumulus clouds. Quart. j. Roy. met. soc., vol. 85, No 364, 1959.
37. Newton Ch., Newton H. Dynamical interactions between large convective clouds and environment with vertical shear. J. met., vol. 16, No 5, 1959.
38. The Thunderstorm. U. S. Weather Bureau, Washington, 1949.

К главе IX

1. Аксенов М. Я., Вернидуб И. И., Гайворонский И. И., Плауде Н. О., Соловьев А. Д., Шишминцев В. В. Получение льдообразующего аэрозоля йодистого свинца с помощью пиротехнических составов. Труды ЦАО, вып. 44, 1962.
2. Балабанова В. Н., Бибилашвили Н. Ш., Карцивадзе А. И., Кирюхин Б. В., Сулаквелидзе Г. К. Опыты по воздействию на кучевую облачность в Алазанской долине. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1959.
3. Балабанова В. Н. Кристаллизация переохлажденных туманов йодистым серебром. Сб. «Исследования облаков, осадков и грозового электричества». Изд. АН СССР, М., 1961.
4. Бартишвили И. Т., Гайворонский И. И., Карцивадзе А. И., Кизиря Б. И., Окуджава А. М., Серегин Ю. А. Опыты воздействия на мощные кучевые облака с целью изыскания методов борьбы с градом. Труды ВНМС, т. V. Гидрометеиздат, Л., 1963.
5. Беляев В. И., Павлова И. С., Рябов В. М. О методике рассеяния облаков на больших площадях. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, 1963.
6. Беляев В. И., Павлова И. С. О возможности влияния на погоду искусственным рассеянием облачности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1962.
7. Вернидуб И. И., Жихарев А. С., Медалиев Х. Х., Правдун Н. С., Сулаквелидзе Г. К., Чумакова Г. Г. Исследование льдообразующих свойств аэрозолей йодистого свинца. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, 1962.
8. Гайворонский И. И., Серегин Ю. А. Опыты рассеяния облаков на больших площадях. Труды ЦАО, вып. 44, 1962.
9. Гайворонский И. И., Серегин Ю. А. Искусственные воздействия на облака с целью предотвращения градобития. Труды ЦАО, вып. 44, 1962.
10. Красиков П. Н., Нефедов А. С. Результаты лабораторных опытов по исследованию льдообразующей активности некоторых веществ в переохлажденных туманах. Труды ГГО, вып. 104, 1960.
11. Красновская Л. И. Исследование процесса горизонтального распространения зародышей ледяных кристаллов. Труды ЦАО, вып. 44, 1962.
12. Круцкая (Красновская) Л. И. Методы расчета числа ледяных ядер, образующихся при воздействии хладореагентами. Труды ЦАО, вып. 19, 1958.
13. Морачевский В. Г., Никандров В. Я. Эффективность частиц CO_2 и дыма AgI для рассеивания переохлажденных низких облаков и туманов. Труды ААНИИ, т. 228, вып. 1, 1959.
14. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Гидрометеиздат, Л., 1961.
15. Никандров В. Я. Элементарные процессы фазовых преобразований воды в атмосфере при активных воздействиях на переохлажденные облака и туманы с помощью твердой CO_2 . Сб. «Исследование облаков, осадков и грозового электричества». Изд. АН СССР, М., 1961.

16. Никандров В. Я. О применении гигроскопических солей в противорадиационных ракетах. Труды ГГО, вып. 126, 1962.
17. Плауде Н. О. К вопросу о механизме кристаллизации переохлажденного тумана аэрозолем йодистого серебра. Труды ЦАО, вып. 44, 1962.
18. Соловьев А. Д. Методы искусственного образования ледяных частиц в переохлажденных облаках. Труды ЦАО, вып. 17, 1956.
19. Соловьев А. Д. Поглощение влаги гигроскопическими частицами в облаке. Труды ВНМС, т. V. Гидрометеониздат, Л., 1963.
20. Федоров Е. К. Состояние и перспективы решения проблемы активного воздействия на погоду и климат. Труды ВНМС, т. I. Гидрометеониздат, Л., 1962.
21. Федоров Е. К. Активное воздействие на метеорологические процессы. Вестн. АН СССР, № 9, 1962.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Глава I. Газовый состав атмосферы Земли	11
§ 1. Состав воздуха в приземном слое атмосферы	11
§ 2. Озон в атмосфере	14
1. Общее содержание озона в атмосфере (14). 2. Вертикальное распределение озона (16). 3. Основы фотохимической теории образования озона (19). 4. Роль вертикального перемешивания и адвекции в пространственном распределении озона (25).	
§ 3. Водяной пар в свободной атмосфере	30
§ 4. Углекислый газ	35
§ 5. Кислород	35
§ 6. Азот	41
§ 7. Водород и гидроксил (ОН) в атмосфере	43
§ 8. Гравитационное разделение газового состава атмосферы	44
§ 9. Диссипация газов из земной атмосферы	50
Глава II. Радиационный режим свободной атмосферы	53
§ 1. Поглощение лучистой энергии в атмосфере	57
1. Спектр поглощения молекулярного кислорода и молекулярного азота (57). 2. Спектр поглощения озона (60). 3. Спектр поглощения водяного пара (61). 4. Спектр поглощения углекислого газа (62).	
§ 2. Нагревание атмосферы за счет поглощения радиации	62
§ 3. Некоторые характеристики радиационных процессов в свободной атмосфере	63
1. Потоки длинноволновой радиации (64). 2. Потоки коротковолновой радиации (67). 3. Общий радиационный баланс на высотах (69). 4. Радиационное нагревание атмосферы (72).	
Глава III. Тепловой режим свободной атмосферы	75
А. Тепловой режим тропосферы	75
§ 1. Градиенты температуры в тропосфере	75
§ 2. Инверсии температуры	76
§ 3. Тропопауза	82
§ 4. Широтное распределение температуры. Годовой ход	85
§ 5. Расчет вертикального распределения температуры в свободной атмосфере	91
Б. Тепловой режим стратосферы и мезосферы	92
§ 6. Температура разреженных газов	92
§ 7. Температурная стратификация стратосферы и мезосферы	95
§ 8. Годовой ход температуры	98
§ 9. Суточный ход температуры в свободной атмосфере	103
1. Теория суточного хода температуры (103). 2. Экспериментальные данные о суточном ходе температуры (106).	
§ 10. Широтное распределение температуры в стратосфере и мезосфере	109
В. Некоторые данные о тепловом режиме термосферы	113

§ 11. Основные источники тепла, разогревающие термосферу . . .	113
§ 12. Температурный режим термосферы . . .	115
Глава IV. Давление и плотность воздуха на высотах . . .	119
§ 1. Расчет давления на высотах . . .	119
§ 2. Высота применимости барометрической формулы . . .	120
§ 3. Однородная атмосфера . . .	123
§ 4. Экспериментальные данные об атмосферном давлении и плотности воздуха . . .	124
1. Зависимость давления от высоты (124). 2. Сезонные и суточные колебания давления на высотах (125). 3. Зависимость давления от широты (127). 4. Пространственные и временные колебания плотности воздуха (131).	
Глава V. Воздушные течения в свободной атмосфере . . .	135
§ 1. Причины возникновения воздушных течений. Основные уравнения динамики атмосферы . . .	135
§ 2. Геострофический ветер и его изменения с высотой . . .	137
§ 3. Отклонение действительного ветра от геострофического . . .	140
§ 4. Вертикальное распределение средней скорости ветра . . .	143
§ 5. Годовой ход средней скорости и направления ветра на высотах . . .	150
§ 6. Ветер в термосфере . . .	153
Глава VI. Структура воздушных течений . . .	162
§ 1. Природа турбулентности . . .	163
§ 2. Структурные характеристики турбулентности . . .	164
§ 3. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. Критерий Ричардсона . . .	167
§ 4. Влияние горизонтальных градиентов скоростей ветра на устойчивость воздушного потока и развитие турбулентности . . .	171
§ 5. Влияние орографии на воздушные течения . . .	172
1. Турбулентность на подветренной стороне гор (174). 2. Горные (подветренные) волны (175).	
§ 6. Турбулентность в области инверсий, тропопаузы и фронтальных разделов . . .	179
§ 7. Мезоструктура поля ветра . . .	181
§ 8. Временные и пространственные изменения коэффициента турбулентности . . .	183
§ 9. Вертикальное распределение интенсивности турбулентных пульсаций . . .	186
§ 10. Статистическое описание атмосферной турбулентности . . .	187
§ 11. Статистические характеристики флуктуаций компонентов скорости ветра . . .	193
1. Спектральные характеристики флуктуаций горизонтальной компоненты скорости ветра в тропосфере (195). 2. Спектральные характеристики вертикальной компоненты скорости ветра в тропосфере (197).	
§ 12. Турбулентность, вызывающая болтанку самолетов . . .	199
1. Характеристика турбулентных зон (200). 2. Условия развития турбулентности, вызывающей болтанку самолетов (202).	
§ 13. Турбулентность в верхних слоях атмосферы . . .	203
Глава VII. Общая циркуляция атмосферы. Струйные течения . . .	208
§ 1. Некоторые вопросы общей циркуляции атмосферы . . .	208
§ 2. Струйные течения . . .	220
1. Основные параметры струйных течений (220). 2. Особенности перемещений струйных течений (223). 3. Распределение скоростей ветра в струйных течениях над северным полушарием (224). 4. Типы струйных течений. Географическое положение главных струйных течений (227). 5. Турбулентность в струйных течениях (230). 6. Природа струйных течений (232).	
§ 3. Кинетическая энергия атмосферных движений . . .	235

Глава VIII. Облака	240
§ 1. Атмосферные процессы, приводящие к образованию облаков	240
§ 2. Слоистообразные облака	243
1. Роль упорядоченных вертикальных движений и турбулентности в образовании и эволюции слоистообразных облаков (248). 2. Поле температуры в слоистообразных облаках (250). 3. Пространственное распределение слоистообразных облаков (257). 4. Облачные системы теплого фронта (259). 5. Облачные системы холодных фронтов (262). 6. Облачные системы фронтов окклюзии (265). 7. Микроструктура слоистообразных облаков (265). 8. Водность слоистообразных облаков (270).	
§ 3. Волнистообразные облака	276
§ 4. Кучевообразные облака	284
1. Образование кучевых облаков и их структура (284). 2. Кучево-дождевые облака (301).	
§ 5. Облака в стратосфере и мезосфере	310
1. Сверхперистые облака (310). 2. Перламутровые облака (311). 3. Серебристые облака (312).	
§ 6. Макроструктура облачных полей по данным метеорологических спутников Земли	317
Глава IX. Активные воздействия на облака	321
§ 1. Физические основы искусственных воздействий на облака	321
§ 2. Искусственные воздействия на переохлажденные облака с помощью твердой углекислоты	323
§ 3. Воздействия на облака и туманы с помощью йодидов	332
§ 4. Методы активных воздействий на мощные кучевые и кучево-дождевые облака	334
§ 5. Методы воздействия на «теплые» облака и туманы	335
Литература	339

*Пинус Наум Зиновьевич
Шмелер Соломон Моисеевич*

АЭРОЛОГИЯ

Ответственный редактор *К. Я. Кондратьев*

Редактор *Л. Л. Беленькая*
Переплет художника *Е. Е. Персона*
Худож. редактор *Ю. Н. Шаромов*
Техн. ред. *М. И. Брайнина*
Корректоры: *З. В. Булатова, В. С. Игнатова*

Сдано в набор 10/V 1965 г. Подписано к печати
1/IX 1965 г. Бумага 60×90¹/₁₆. Бум. л. 11.
Печ. л. 22. Уч.-изд. л. 21,2. Тираж 5000 экз.
М-21330. Индекс МЛ-201
Гидрометеорологическое издательство
Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23.
Заказ № 269 Цена 89 коп.
Темплан 1965 г., № 29

Ленинградская типография № 8
Главполиграфпрома
Государственного комитета
Совета Министров СССР по печати.
Ленинград, Прачечный пер., д. 6