

П. Н. ТВЕРСКОЙ

# КУРС МЕТЕОРОЛОГИИ (ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ)

Под редакцией  
Е. С. СЕЛЕЗНЕВОЙ

*Д о п у щ е н о  
Министерством высшего и среднего  
специального образования СССР  
в качестве учебника  
для университетов  
и гидрометеорологических вузов*



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
*Ленинград • 1962*

## АННОТАЦИЯ

Книга содержит изложение курса метеорологии (физики атмосферы) в объеме программы, утвержденной для гидрометеорологических институтов и университетов.

На основе новейших исследований в книге систематически излагаются сведения о строении, свойствах и физических процессах и явлениях, происходящих в атмосфере.

Книга предназначена в качестве учебника для гидрометеорологических институтов и университетов. Может служить пособием для студентов-заочников, а также для практиков, работающих в области метеорологии.

*Тверской Павел Николаевич*

КУРС МЕТЕОРОЛОГИИ

Переплет художника *Е. Е. Персон*

Художественный редактор *Ю. Н. Шаронов*

Редактор *Ю. В. Власова*

Тех. редакторы: *М. И. Брайнина* и *Н. В. Волков*

Корректоры: *З. А. Белкина, В. В. Мамедова, Б. А. Минц*

---

Сдано в набор 26/IV 1962 г. Подписано к печати 29/X 1962 г. Бумага 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Бум. л. 21,88+2 вкл. Печ. л. 44,84 Уч.-изд. л. 47,9 Тираж 10 000 экз. М-06550

Индекс УМЛ-149

Гидрометеорологическое издательство. Ленинград. В-53, 2-я линия, д. № 23.  
Заказ № 447 Цена 1 руб. 83 коп.

---

Типография № 8 Управления полиграфической промышленности Ленсовнархоза  
Ленинград, Прачетный пер., д. № 6.



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Более 10 лет назад коллективом преподавателей в составе А. С. Зверева, Б. В. Кирюхина, К. Я. Кондратьева, Е. С. Селезневой и М. И. Юдина было издано под редакцией и при участии автора учебное пособие «Курс метеорологии (физика атмосферы)». Однако проблема создания учебника по этому курсу осталась неразрешенной.

Настоящая книга и предназначена в качестве учебника для студентов метеорологических специальностей гидрометеорологических институтов, университетов и других учебных заведений. В книге систематически излагаются основные сведения по метеорологии в соответствии с утвержденной программой гидрометеорологических институтов.

За последнее десятилетие наши знания по ряду разделов метеорологии значительно пополнились, особенно в связи с широкими исследованиями атмосферы в период Международного геофизического года (1957—1958 гг.). Получены новые данные о составе и строении верхней атмосферы, о метеорологических процессах в экваториальной зоне, над океанами, в Арктике и Антарктике. Разносторонние исследования проведены по физике облаков, достигнуты существенные успехи в области активных воздействий на облака и туманы. Большое развитие получили теоретические исследования атмосферных процессов.

При написании книги автор стремился отразить важнейшие результаты всех этих исследований.

Основой книги явился упомянутый «Курс метеорологии», а также лекции, прочитанные автором в течение ряда лет на физическом факультете Ленинградского государственного университета и Н. П. Тверской в Ленинградском гидрометеорологическом институте.

Раздел «Водный режим атмосферы» написан совместно с Б. В. Кирюхиным.

Автор выражает благодарность сотрудникам Главной геофизической обсерватории, кафедр физики атмосферы Ленинградского и Московского государственных университетов, принимавшим участие в обсуждении рукописи и делавшим критические замечания, а также В. А. Гаврилову, В. П. Колоколову, К. Я. Кондратьеву, М. П. Тимофееву и М. И. Юдину, просмотревшим отдельные разделы книги перед ее опубликованием.

Автор глубоко признателен Е. С. Селезневой, взявшей на себя труд редактирования книги и оказавшей неоценимую помощь при окончательной подготовке книги к изданию в связи с болезнью автора.

## Глава I

### ВВЕДЕНИЕ

#### § 1. Предмет метеорологии

Земной шар окружен газовой оболочкой, называемой атмосферой.

Всесторонним изучением земной атмосферы, ее строения, свойств и происходящих в ней физических процессов и явлений занимается *метеорология*.

Термин «метеорология» известен с давних времен. Еще в IV в. до н. э. греческий философ Аристотель написал сочинение под таким заглавием (по-гречески *μετεωρολογία*), что в дословном его переводе означает наука (греч. *λόγος*) об атмосферных явлениях (*μετεωρα*). В этом сочинении были собраны сведения о явлениях, наблюдаемых в атмосфере, и даже была сделана попытка философского, умозрительного их объяснения. Однако в то время до зарождения метеорологии как подлинной естественной науки было еще далеко. Это произошло значительно позже (по окончании мрачной эпохи средневековья) — в XVII в. На смену схоластического средневекового мировоззрения пришел новый естественнонаучный метод исследования явлений природы, основанный на точном эксперименте.

Требования общественной практики, прежде всего промышленности и торговли, изобретение первых метеорологических приборов (термометров в конце XVI в. и барометра в 1643 г.), сделавших возможным проведение инструментальных наблюдений, обусловили и развитие метеорологии. На основе установленных в это время законов механики и физики были предприняты первые попытки дать объяснение некоторых метеорологических явлений, обобщить обширные накопленные ранее разрозненные фактические данные. Вначале метеорология как наука развивалась в недрах физики, и лишь в первой половине XVIII в., не теряя связи с физикой, она выделилась в самостоятельную науку.

Почти все явления и процессы, происходящие в атмосфере, возникают и развиваются под прямым или косвенным воздействием энергии, поступающей к земле от солнца.

Сложными путями солнечная энергия переходит в другие формы энергии, вследствие чего в атмосфере возникают движения воздушных масс и происходят многочисленные и разнообразные термодинамические процессы; в ней имеет место постоянный обмен тепла и влаги между отдельными ее участками. В результате наблюдается изменение атмосферного давления, ветер, бури, изменение температуры воздуха, образование облаков, выпадение осадков и т. п. Вместе с тем в атмосфере происходят также разнообразные оптические, электрические, акустические и другие явления.

Следует подчеркнуть, что все атмосферные явления развиваются не изолированно, а в самой тесной связи не только между собой, но и с процессами, происходящими на земной поверхности — в поверхностном слое земной коры и в водной оболочке земли. Ввиду теснейшей связи этих процессов с процессами, происходящими в атмосфере, изучение некоторых из них частично также входит в круг вопросов метеорологии.

Изучая явления в атмосфере, метеорология стремится установить действительную связь этих явлений как между собой, так и с другими явлениями природы. Основной задачей метеорологии, как и любой другой науки, является изучение законов природы. Вместе с тем она не может ограничиться только наблюдением, описанием и объяснением атмосферных явлений. Передовая наука должна обеспечить удовлетворение практических потребностей человека и использовать полученные ею выводы для нужд человеческого общества, ставя конечной целью отыскание практической возможности управлять природными явлениями, изменяя их в желательном для нас направлении.

В соответствии с этим задачи, стоящие перед метеорологией, кратко сводятся к тому, чтобы:

- 1) получить ряд точных фактических данных, характеризующих атмосферу и наблюдаемые в ней явления, дать их описание и притом не только с качественной стороны, но и с количественной;

- 2) исходя из анализа наблюдаемых фактических данных, найти правильное объяснение атмосферных явлений и установить законы, управляющие их развитием;

- 3) используя найденные закономерности, разработать методы, позволяющие точно указать ход развития процессов, наблюдаемых в атмосфере, на некоторое время вперед;

- 4) применить найденные закономерности в развитии атмосферных процессов к тому, чтобы использовать силы природы в своей практической деятельности.

## § 2. Связь метеорологии с другими науками, ее внутреннее разделение

Метеорология тесно связана с рядом других естественно-научных дисциплин, так как она изучает многие из вопросов, которые с разных точек зрения решаются этими науками. Вместе с тем в метеорологии широко используются результаты, достигнутые смежными науками. В свою очередь выводы и данные метеорологии находят большое применение в этих науках.

Прежде всего метеорология непосредственно связана с геофизикой, которая представляет собой комплекс наук о физических свойствах Земли и о физических процессах, протекающих на ней. В геофизике выделяют три оболочки Земли: литосферу, гидросферу и атмосферу. Метеорология изучает физические явления, происходящие в одной из этих оболочек, и потому должна рассматриваться как один из основных разделов геофизики.

Метеорология, или физика атмосферы, по характеру решаемых ею задач и по методам, применяемым ею, является наукой физической и может успешно развиваться только на основе самого широкого применения и использования всех достижений физики. Наиболее близка связь ее с такими разделами физики, как механика и аэрогидродинамика, оптика, электричество, учение о теплоте и некоторые другие.

Вместе с тем метеорология, как и все геофизические дисциплины, тесно связана с отдельными географическими науками. Это определяется тем, что атмосферные процессы, находясь в тесном взаимодействии с процессами, происходящими на земной поверхности, протекают несколько по-разному в различных физико-географических условиях.

Связь метеорологии с географией особенно проявляется в том, что метеорология уделяет большое внимание выяснению общих закономерностей в географическом распределении метеорологических явлений и изучению многолетнего характерного для каждого географического района режима погоды, т. е. климата данного района. Наука о климате — *климатология* — является одной из важнейших частей метеорологии.

Учет географической обстановки необходим и при решении важнейшей практической задачи метеорологии, поставленной перед ней с первых же шагов ее развития и которой она всегда уделяет основное внимание, а именно задачи предсказания погоды. Хорошо всем известно, какую важную роль в жизни и деятельности человечества играет погода и как важно предвидеть ее изменения.

Широко привлекая результаты изучения физической стороны атмосферных процессов и явлений и используя специальные методы для комплексного анализа явлений, происходящих на больших территориях (в ряде случаев на всем земном шаре),

метеорология и решает задачу о прогнозе погоды. Изучение закономерностей в развитии атмосферных процессов на больших географических пространствах с целью предсказания погоды и разработки необходимых для этого методов составляет содержание большого достаточно самостоятельного раздела метеорологии, который носит название *синоптической метеорологии*.

Метеорология связана не только с физикой, геофизикой и географией, но и с рядом других наук, например с астрофизикой. Изучение солнечной радиации, связи между процессами, происходящими на Солнце и в земной атмосфере, вопроса о происхождении и характере строения атмосферы и ряда других является общим для физики атмосферы и астрофизики. Можно указать на связь метеорологии с общей астрономией, геодезией, физической химией и другими науками.

Вместе с тем метеорология тесно связана с целым рядом прикладных дисциплин, которые она обеспечивает необходимыми данными.

Всю обширную совокупность изучаемых в метеорологии процессов можно разделить на три группы в зависимости от того, насколько на их развитие воздействует земная поверхность. Несомненно, что это воздействие особенно сильно проявляется в нижнем прилегающем к земной поверхности относительно тонком так называемом приземном слое атмосферы, толщина которого оценивается в несколько десятков метров. Изучение этого слоя и особенностей в развитии метеорологических процессов в нем выделяется в последние годы в особый раздел метеорологии, получивший название *физики приземного слоя атмосферы*. Развитие исследований в этой области имеет исключительно большое практическое значение, так как именно в этом слое в основном развивается весь растительный и животный мир и протекает жизнь человека.

В начале XX в. изучение процессов, происходящих в более высоких слоях атмосферы (в так называемой свободной атмосфере), где непосредственное влияние на нее подстилающей земной поверхности становится уже значительно менее заметным, было выделено в особый раздел метеорологии, получивший название *аэрологии*, или, как теперь часто его называют, *физики свободной атмосферы*.

Изучение высоких слоев атмосферы является задачей раздела метеорологии — *физики верхних слоев атмосферы*, — весьма интенсивно разрабатываемого за последние годы.

Характерной особенностью этих слоев атмосферы является большая разреженность газов; здесь с особенной силой проявляется воздействие на атмосферу космических факторов, а влияние земной поверхности уже исчезает. Исследование верхней атмосферы, помимо общенаучного значения, за последнее время

приобрело и громадное практическое значение в связи с запуском ракет, искусственных спутников Земли и с проблемой межпланетных сообщений.

По мере развития метеорологии в ней постепенно выделился ряд разделов в зависимости от изучаемых явлений и процессов, а также от применяемых методов исследования. Число таких разделов с развитием метеорологии непрерывно увеличивается, и некоторые из них в настоящее время приобрели характер более или менее самостоятельных частных дисциплин. Назовем только некоторые из них. Так, изучение механизма и особенностей атмосферных процессов главным образом теоретическими методами на основе широкого использования теоретической физики, аэрогидромеханики, термодинамики составляет содержание *динамической метеорологии*. Всесторонним изучением лучистой энергии Солнца и ее превращений в атмосфере занимается *актинометрия*. С последней тесно связана *атмосферная оптика*, объединяющая изучение многочисленных оптических явлений в атмосфере. Изучение электрических свойств атмосферы и электрических явлений, происходящих в ней, составляет содержание раздела, получившего название *атмосферное электричество*.

В связи с большой ролью, которую играют облака и выпадающие из них разнообразного вида осадки, изучение всего сложного комплекса процессов, приводящих к образованию облаков и осадков, а также разработка методов активного воздействия на них выделяются в раздел *физика облаков и осадков*.

Наконец, в метеорологии очень большое внимание уделяется разработке приборов и вопросам методики метеорологических наблюдений. Эти вопросы излагаются в специальных курсах и руководствах, и мы на них останавливаться не будем.

### § 3. Практические приложения метеорологии

Атмосфера является той внешней средой, в которой протекает вся наша жизнь. Естественно, что результаты, полученные метеорологией, имеют обширные и разнообразные практические приложения.

Погода и климат, ряд особых явлений в атмосфере в большей или меньшей степени влияют на все стороны деятельности человека. Зная законы развития атмосферных процессов, можно использовать их не только для осуществления мер защиты от неблагоприятных изменений погоды, но и для активной борьбы с ними.

Насколько важен учет метеорологических факторов в сельском хозяйстве, хорошо известно всем. Рост, развитие и в конечном счете урожай сельскохозяйственных культур зависят от того количества тепла, света и влаги, которое они получают на различных стадиях своего развития. Используя прогнозы

погоды, можно планировать различные сельскохозяйственные работы, заблаговременно проводить меры защиты против воздействия таких вредных явлений, как заморозки, засуха и пр.

Не меньшее значение имеют данные метеорологии для авиации. Успешное проведение полетов требует правильного учета фактического состояния погоды и ожидаемых ее изменений. Туманы, условия видимости, облака, особенно грозовые, большие скорости воздушных течений и многие другие явления в атмосфере оказывают сильное влияние на успешность работы авиации. Все это требует глубокого изучения воздушного океана вплоть до очень высоких его слоев.

Значение условий погоды для морского и речного транспорта общеизвестно, не меньше оно и для железнодорожного и даже сухопутного транспорта. Успешная работа всех видов наземного транспорта часто затрудняется такими явлениями, как бури, метели, ливни, снежные заносы, гололед, туманы и пр.

Линии телеграфной и телефонной связи, а также линии высоковольтной передачи тоже подвержены влиянию со стороны атмосферных явлений: обильное образование гололеда на проводах часто влечет за собой их обрывы, работа линии связи и электропередачи нередко нарушается во время гроз.

Радиосвязь также зависит от состояния атмосферы, в частности, распространение радиоволн на большие расстояния происходит лишь благодаря ионизации высоких слоев атмосферы. Надежной радиосвязи часто мешают атмосферные помехи, вызванные такими явлениями в атмосфере, как грозы и некоторые другие.

Кроме названных, почти все другие отрасли народного хозяйства: промышленность, строительство, здравоохранение и т. д. в той или иной мере используют метеорологические данные.

При таком широком использовании данных метеорологии в практической деятельности издавна начали выделять из всей обширной совокупности вопросов метеорологии те из них, которые имеют наибольшее значение для той или иной области практики, и изучать их особенно углубленно и применительно к требованиям последней. Хотя «нет чистой и прикладной науки — есть наука и ее приложения» (акад. А. Н. Бах), но нередко говорят о прикладной метеорологии. Наиболее широкое развитие в этом направлении получила так называемая *сельскохозяйственная метеорология*, или *агрометеорология*, а также *авиационная метеорология*. Имеются попытки и стремление выделить и многие другие «отраслевые метеорологии», такие как морская, транспортная, лесная, военная, медицинская и др.

Русские ученые метеорологи, начиная с основоположника русской науки М. В. Ломоносова, в своей работе всегда руководствовались интересами народа и государства. Связь метео-



рологии с практикой особенно полно и ярко проявляется в нашей стране после Великой Октябрьской социалистической революции, а это в свою очередь и обеспечило бурный расцвет советской метеорологии.

#### **§ 4. Общая характеристика методов исследования, применяемых в метеорологии**

Методы исследования, применяемые в метеорологии, как и в других геофизических дисциплинах, являются главным образом физическими.

Основной фактический материал для всех своих выводов метеорология получает путем наблюдений в природных условиях. При этом наряду с простейшими наблюдениями, осуществляемыми с помощью очень несложных приборов (термометры, барометры, психрометры и т. п.), а иногда даже и без всяких приборов, проводятся многие специальные наблюдения, при которых применяется весьма сложная и совершенная физическая аппаратура и используются самолеты, ракеты, радиотехнические средства и др. Существенной особенностью метеорологических явлений и процессов является то, что они охватывают чрезвычайно большие пространства и притом сильно изменяются во времени, а место и момент их возникновения обычно заранее не известны. Все это вызывает необходимость такой организации наблюдений (как и при всех геофизических исследованиях), чтобы они позволили своевременно отметить возникновение любого явления и непрерывно проследить за ходом его развития во всем пространстве, охватываемом им.

Эта непрерывность наблюдений во времени и пространстве может быть достигнута путем организации *сети* наблюдательных пунктов, покрывающих достаточно густо поверхность всего земного шара, в которых регулярно проводятся наблюдения по единой общей программе с помощью однотипных приборов.

Число таких наблюдательных пунктов (станций) на всем земном шаре в настоящее время составляет многие тысячи. Особенно большое развитие получила *сеть метеорологических, а также аэрологических станций*, которые проводят наблюдения над важнейшими явлениями, происходящими в атмосфере, и регулярно сообщают основные количественные и качественные характеристики состояния атмосферы. Такие характеристики называются *метеорологическими элементами* (см. § 7). В специальных обсерваториях и в научно-исследовательских институтах осуществляются детальные физические исследования отдельных явлений и проводится изучение особо сложных из них с применением для этих целей специальных установок и зачастую очень сложной аппаратуры. Таковы исследования грозовых процессов, оптических и акустических явлений в атмосфере,

микрофизических характеристик облаков и осадков, включая изучение методов активного воздействия на них, и т. д. Особенно сложны и требуют высокой техники наблюдения над явлениями, происходящими в верхних слоях атмосферы.

Кроме наблюдений, проводимых на постоянно действующих станциях и в обсерваториях, в метеорологии широко используется также экспедиционный метод исследования, позволяющий осветить наблюдениями труднодоступные районы, а также провести исследование некоторых из явлений в наиболее благоприятных для их наблюдения условиях. Таковы, например, экспедиции в высокогорные районы, в глубь Арктики и Антарктики и т. п.

Наряду с наблюдениями в естественной обстановке в метеорологии с каждым годом все большее значение приобретают экспериментальные исследования.

Эксперимент, предполагающий в подлинном его понимании искусственное воспроизведение изучаемого явления, в природных условиях трудно осуществим. Невозможно искусственно вызвать в естественной обстановке такие явления, как, например, полярные сияния, грозы, шквалы и т. п. Поэтому мы в основном вынуждены ограничиваться лабораторными исследованиями интересующих нас явлений и их отдельных сторон главным образом посредством их моделирования. Наибольшие трудности при постановке опытов связаны с необходимостью обеспечить подобие лабораторных моделей их оригиналам в натуре.

Правда, наряду с исследованиями в лаборатории осуществляют опытные исследования в естественных условиях по искусственному воздействию на некоторые метеорологические явления; таковы, например, успешные опыты по борьбе с заморозками, засухой, опыты по искусственному воздействию на туманы, облака, осадки и некоторые другие явления. Однако в большинстве своем эти опыты проводятся пока еще в малых масштабах.

Для обобщения того обширного материала, который получается в результате наблюдений, и использования его для выводов научного и практического характера в метеорологии применяются разнообразные специально разработанные методы. Мы отметим лишь, что при этом часто широко применяются, особенно в климатологии, методы математической статистики. Существенное значение имеют также специальные графические методы как обработки материалов, так и их анализа.

При чрезвычайной сложности большинства метеорологических явлений указанные статистические методы позволяют установить закономерности эмпирического характера. Детальное изучение явлений и проведение точных количественных расчетов невозможны без создания их физико-математической теории, построенной на основе общих законов физики. Попытки создания такой теории для ряда явлений делались давно. Но только

в настоящее время накопленный обширный фактический материал о процессах, происходящих в атмосфере, позволяет перейти к их изучению на основе общих закономерностей, установленных в физике, широко используя для этого методы математического анализа.

Эти количественные теории, тщательно проверенные наблюдениями, позволяют глубже и полнее познать физическую сущность метеорологических явлений и в свою очередь намечают направления для дальнейшего их экспериментального изучения. Однако на пути создания точной теории встречаются большие трудности, обусловленные прежде всего сложностью изучаемых явлений и необходимостью учета многих факторов, не всегда достаточно хорошо известных. В результате этого уравниения, с которыми приходится иметь дело в теоретических исследованиях, оказываются очень сложными, что затрудняет получение общего их решения и часто заставляет переходить к рассмотрению более упрощенных схем. Тем не менее успехи в этом направлении весьма значительны; разработанные теории достаточно точно отображают наблюдаемые в природе соотношения и могут быть использованы для практических расчетов.

Из изложенного видно, что все разнообразные методы исследования, используемые в метеорологии, являются в своей основе физическими. Главнейшие из них:

- метод наблюдений в естественных условиях,
- 2) метод эксперимента,
- 3) метод теоретического анализа изучаемых явлений на основе законов физики и механики с помощью соответствующим образом примененного математического аппарата.

## **§ 5. Организация метеорологических исследований в СССР.**

### **Гидрометеорологическая служба СССР**

Важность и народнохозяйственное значение проблем, разрабатываемых в метеорологии, а также обширность их практических приложений во всех областях жизни и деятельности человеческого общества определили широкое развитие метеорологических исследований. Во всех странах мира существуют государственные учреждения, ведающие делом организации метеорологических наблюдений и их практического использования. В СССР, где наука призвана служить народу и направлена на решение задач, имеющих общее народнохозяйственное значение, содействуя тем самым построению коммунистического общества, метеорологические исследования являются делом государственной важности. Уже в июне 1921 г. В. И. Ленин указал на это, подписав декрет «Об организации метеорологической службы в РСФСР». Последующими решениями правительства СССР были разрешены вопросы, связанные с наилучшей организацией

работ по метеорологии, и предоставлены большие возможности для успешного ее развития.

Для обеспечения нужд народного хозяйства в области метеорологии в нашей стране существуют Главное управление гидрометеорологической службы при Совете Министров СССР (ГУГМС) и ряд подчиненных ему республиканских и областных управлений гидрометеорологической службы (УГМС). В проведении всей своей оперативной работы ГУГМС опирается на ряд входящих в его систему геофизических обсерваторий и научно-исследовательских институтов. Из них прежде всего должны быть названы старейшее научное учреждение в области метеорологии Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова (ГГО), а также такие крупнейшие научные центры, как Центральный институт прогнозов (ЦИП) и Центральная аэрологическая обсерватория (ЦАО).

Большая научная работа по важнейшим метеорологическим проблемам проводится в Институте физики атмосферы и Институте прикладной геофизики Академии наук СССР и в Академиях наук союзных республик. Метеорологические исследования ведутся также на соответствующих кафедрах университетов и специальных гидрометеорологических институтов, а кроме того, в большом числе других ведомств, решающих более узкие, специальные задачи, связанные с метеорологией. В научно-исследовательских институтах этих ведомств имеются отделы, проводящие работу в области метеорологии, например в Арктическом и Антарктическом научно-исследовательском институте, во Всесоюзном институте растениеводства и многих других.

Для обеспечения однородности наблюдений и сравнимости получаемых на сети станций данных ГУГМС издает инструкции и наставления как по проведению наблюдений, установке приборов и уходу за ними, так и по вопросу о способе записи наблюдений и их обработки. Инструкции, утвержденные ГУГМС, являются обязательными и для метеорологических станций других ведомств. Все эти вопросы подробно излагаются в специальных курсах по методам обработки и наблюдений.

При исследовании многих метеорологических явлений оказывается необходимым иметь согласованные наблюдения над ними в ряде стран, так как процессы в атмосфере развиваются и охватывают территории, занятые несколькими государствами. Это вызывает необходимость как взаимного обмена между странами результатами текущих наблюдений, так и проведения этих наблюдений по некоторой общей согласованной программе, что осуществляется через посредство Всемирной метеорологической организации при Организации Объединенных Наций, в которую входит и Советский Союз.

Для решения ряда наиболее важных проблем метеорологии, требующих особо сложных и согласованных наблюдений на

большой территории или даже на всем земном шаре, время от времени по взаимной договоренности между большинством стран проводились такие мероприятия, как 1-й и 2-й Международный полярный год (1882-83 и 1932-33 гг.), а также осуществленный в 1957—1958 гг. Международный геофизический год, в программе работ которого большое место уделено решению метеорологических проблем и в проведении которого СССР принимал весьма активное участие.

## § 6. Основные метеорологические элементы

Количественные и качественные характеристики состояния атмосферы, которые получают в результате непосредственных наблюдений на сети метеорологических станций, называются, как сказано выше, метеорологическими элементами. Их число достаточно велико и по мере расширения требований, предъявляемых к метеорологическим наблюдениям, непрерывно увеличивается. В дальнейших главах книги многие из них будут подробно рассмотрены; здесь перечислим лишь те из них, с которыми нам придется постоянно встречаться с первых страниц книги; укажем при этом единицы, принятые для их измерения.

1. *Температура воздуха* в метеорологии обычно выражается по столбчатой шкале Цельсия ( $t^{\circ}\text{C}$ ); при теоретических расчетах часто применяется также абсолютная шкала температур ( $T^{\circ}\text{K}$ ). Как известно,

$$T^{\circ}\text{K} = (273,16^{\circ} + t^{\circ}\text{C}) \approx 273(1 + \alpha t),$$

где  $\alpha$  — коэффициент объемного расширения газа, равный  $\frac{1}{273} = 0,003667$ .

2. *Атмосферное давление* (давление воздуха) представляет собой силу гидростатического давления воздуха, действующую на единичную площадку ( $1\text{ см}^2$ ). В неподвижном воздухе оно равно упругости воздуха и в каждой точке уравнивается весом вертикального столба воздуха единичного сечения ( $1\text{ см}^2$ ), расположенного выше рассматриваемого уровня.

Единицей для измерения давления в системе единиц CGS является бар, равный  $1\text{ дин/см}^2$ . Однако для метеорологических расчетов эта единица очень мала, поэтому в метеорологии баром называют единицу, в  $10^6$  раз большую <sup>1</sup>, а в качестве основной единицы измерения давления принимают миллибар ( $\text{мб}$ ), причем  $1\text{ мб} = 10^{-3}\text{ б} = 10^3\text{ дин/см}^2$ . На практике давление обычно измеряется высотой ртутного столба в барометре, выраженной в миллиметрах ( $\text{мм Hg}$ ). Но высота ртутного столба в барометре

<sup>1</sup> Метеорологический бар равен  $10^6$  физическим барам, что всегда следует иметь в виду.

зависит, как известно, не только от давления, но и от температуры ртути, а также от значения величины ускорения силы тяжести в точке наблюдения, которое изменяется как с высотой над уровнем моря, так и с широтой места. Поэтому показание ртутного барометра необходимо приводить к одной и той же температуре (обычно  $0^{\circ}\text{C}$ ) и к определенной высоте и широте места. Условились приводить его к уровню моря и широте  $45^{\circ}$  и за нормальное (стандартное) давление принять давление, измеряемое весом ртутного столба высотой 760 мм с основанием  $1\text{ см}^2$  при температуре  $0^{\circ}\text{C}$  на широте  $\varphi=45^{\circ}$ , где ускорение силы тяжести  $g_0=980,6\text{ см/сек}^2$ .

Найдем соотношение между двумя указанными единицами: миллибаром и миллиметром ртутного столба. Так как плотность ртути при  $0^{\circ}\text{C}$  равна  $\rho_0=13,596\text{ г/см}^3$ , то для силы  $P_0$ , соответствующей нормальному давлению (760 мм Hg), имеем

$$P_0 = 76 \rho_0 g_0 = 76 \times 13,596 \times 980,6 = 1\,013\,250\text{ дин/см}^2 = 1013,2\text{ мб}.$$

Отсюда нетрудно подсчитать, что давлению  $1\text{ б}=1000\text{ мб}$  соответствует высота ртутного столба 750,08 мм,  $1\text{ мм Hg} \approx 1,333\text{ мб} \approx \frac{4}{3}\text{ мб}$ , а  $1\text{ мб} \approx 0,75\text{ мм Hg} \approx \frac{3}{4}\text{ мм Hg}$ .

3. *Влажность воздуха.* Для характеристики влажности воздуха применяются следующие величины:

а) *упругость* (парциальное давление)  $e$  водяного пара, содержащегося в воздухе. Она выражается, как и упругость воздуха, в миллибарах или миллиметрах ртутного столба;

б) *абсолютная влажность*  $a$ , под которой понимается количество (масса) водяного пара, содержащегося в единице объема; она измеряется в граммах на  $1\text{ м}^3$  ( $\text{г/м}^3$ ) и разна плотности водяного пара ( $\text{г/см}^3$ ), умноженной на  $10^6$ ;

в) *удельная влажность*  $q$ , представляющая собой количество водяного пара, содержащегося в  $1\text{ г}$  или в  $1\text{ кг}$  влажного воздуха ( $\text{г/г}$ ) (на практике обычно в  $\text{г/кг}$ ), выраженное в граммах. Следовательно, удельная влажность является относительным числом, которое дает отношение массы водяного пара к общей массе влажного воздуха;

г) *отношение смеси*  $s$  — отношение массы водяного пара к массе сухого воздуха в данном объеме влажного воздуха. Выражается численно также в  $\text{г/г}$  или  $\text{г/кг}$ ;

д) *относительная влажность*  $f$  — отношение упругости водяного пара  $e$ , содержащегося в рассматриваемом воздухе, к упругости  $E$  насыщенного пара при той же температуре; она выражается в процентах, т. е.

$$f = \frac{e}{E} 100\%.$$

Напомним, что упругостью насыщенного пара  $E$  называют ту предельную упругость, которую он имеет при данной температуре, находясь в равновесии над плоской поверхностью чистой воды;

е) *дефицит влажности*  $d$  — разность при данной температуре между упругостью  $E$  и  $e$ , т.е.

$$d = E - e;$$

ж) *точка росы*  $\tau$  — температура, до которой нужно при неизменном давлении понизить температуру воздуха для того, чтобы пар, содержащийся в нем, достиг состояния насыщения.

Указанные величины, характеризующие влажность воздуха, связаны между собой и могут быть выражены одна через другую, что будет показано § 4 гл. II. Это очень важно, так как на практике могут быть измерены только некоторые из них.

4. *Скорость и направление ветра.* Ветром называется движение воздуха относительно земной поверхности. Так как горизонтальная слагающая этого движения значительно превосходит вертикальную, то при наблюдениях обычно ее и отмечают как ветер, характеризуя его по скорости и направлению. Направление ветра определяется указанием той точки горизонта, откуда дует ветер. В метеорологических наблюдениях направление дается по странам света с делением горизонта на 8 или 16 румбов. Иногда направление ветра характеризуют азимутом этой точки и выражают в градусах, ведя отсчет от севера через вос-

Таблица 1

Условные единицы для измерения скорости ветра

Характеристика ветра	Баллы	Скорость	
		м/сек	км/час
Штиль . . . . .	0	0—0,5	0—1
Тихое дуновение . . . . .	1	0,6—1,7	2—6
Легкий ветер . . . . .	2	1,8—3,3	7—12
Слабый ветер . . . . .	3	3,4—5,2	13—18
Умеренный ветер . . . . .	4	5,3—7,4	19—26
Свежий ветер . . . . .	5	7,5—9,8	27—35
Крепкий ветер . . . . .	6	9,9—12,4	36—44
Сильный ветер . . . . .	7	12,5—15,2	45—54
Очень крепкий ветер . . . . .	8	15,3—18,2	55—65
Шторм . . . . .	9	18,3—21,5	66—77
Сильный шторм . . . . .	10	21,6—25,1	78—90
Жестокий шторм . . . . .	11	25,2—29,0	91—104
Ураган . . . . .	12	>29	>104

ток, так что северное направление соответствует  $0^\circ$  (или  $360^\circ$ ), восточное —  $90^\circ$ , южное —  $180^\circ$  и западное —  $270^\circ$ .

Скорость ветра обычно измеряют в *м/сек* или *км/час*. Кроме того, иногда скорость ветра дается в условных единицах — баллах по шкале Бофорта, взятой из морской практики (табл. 1). Скорость ветра, выраженную в баллах, часто называют силой ветра.

При детальном изучении ветра производят также наблюдения над его структурой, т. е. изменениями скорости и направления, связанными с беспорядочными движениями воздуха и накладывающимися на среднее движение воздушных масс. Это явление носит название *порывистости ветра*.

**5. Облачность.** В результате конденсации водяного пара, содержащегося в атмосфере, возникают облака, совокупность которых, наблюдаемая на небесном своде, и образует так называемую облачность. Наблюдения над облачностью включают: оценку количества облаков, определение их формы, высоты, а также направления и скорости движения. Оценка количества облаков производится по 10-балльной шкале в зависимости от степени покрытия неба: 0 баллов соответствует чистому от облаков небу, 10 баллов — сплошной облачности.

При наблюдении над облаками определяют их форму и вид. На этом подробнее остановимся далее, здесь же ограничимся лишь тем, что приведем общепринятую так называемую морфологическую классификацию облаков. В основу ее положены два признака: высота расположения облаков и их внешний вид (морфология).

В соответствии с указанной классификацией проводится разделение облаков в зависимости от высоты их нижней границы на три яруса: верхний (выше 6 км), средний (от 2 до 6 км), и нижний (ниже 2 км). Кроме того, выделяется особую группу облака вертикального развития, к которым относятся отдельные облачные массы, распространяющиеся при развитии на значительный диапазон высот; их основание обычно находится в нижнем ярусе (ниже 2 км), а вершина часто располагается в верхнем ярусе.

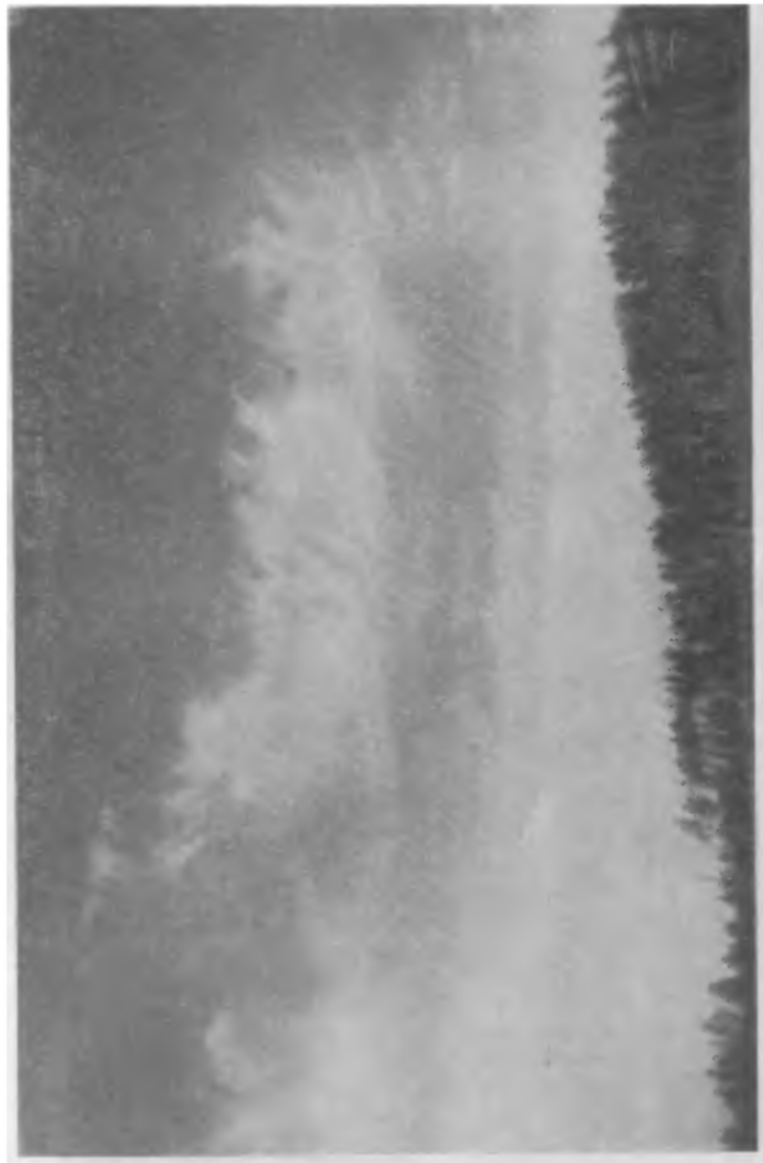
Особенно сложным при проведении наблюдений над облаками является отнесение их к той или иной из многочисленных разновидностей, которые предусматриваются их морфологической классификацией. Эта задача облегчается, если пользоваться Атласом облаков, где дается их описание и приводятся ряд характерных фотографических снимков<sup>1</sup>.

Каждой из форм облаков присвоено соответствующее название, причем наряду с русскими наименованиями употребляют в качестве международных и латинские названия.

---

<sup>1</sup> В 1957 г. в СССР издан новый Атлас облаков.

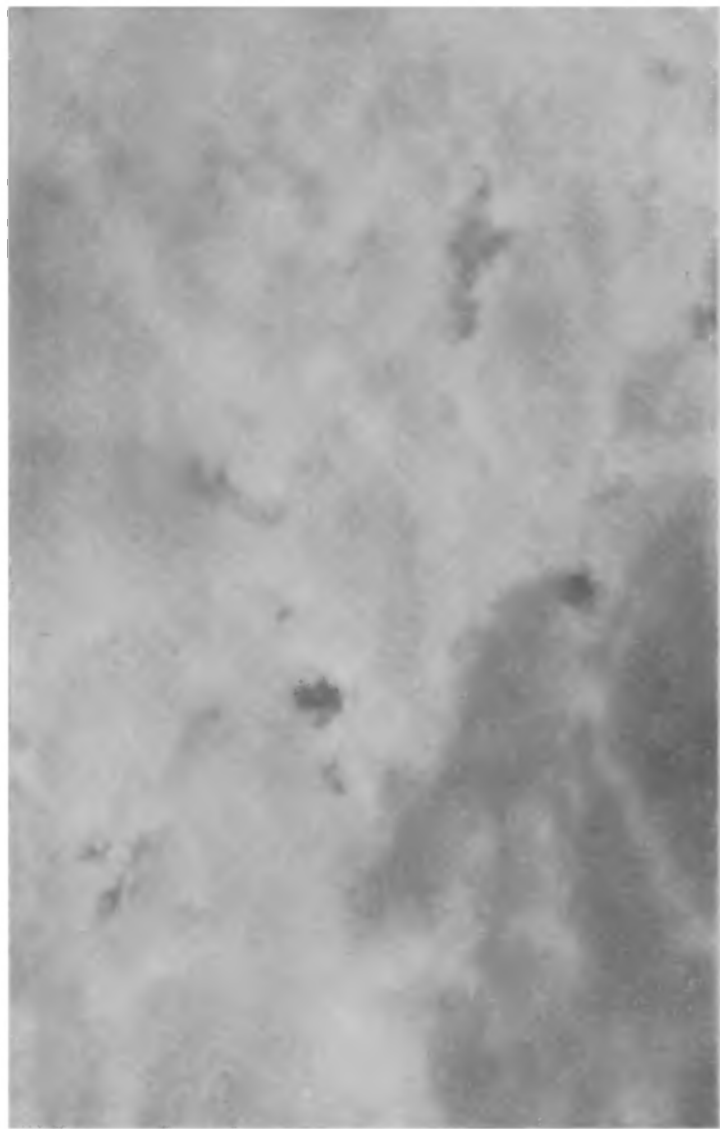




*Перистые облака (Ci).*



*Высоко-кучевые облака (Ас).*



*Слоисто-кучевые облака (Sc).*



*Кучевые мощные облака (Cu cong).*

Не входя в детали, отметим, что по общему внешнему виду выделяются: 1) облака, располагающиеся в виде отдельных, не связанных друг с другом облачных масс (кучевообразные формы); 2) облака, имеющие поверхность в виде однородной пелены и образующие при их развитии сплошной облачный покров (слоистообразные формы); 3) облака, нижняя поверхность которых имеет расчлененный вид, на ней образуется некоторый рисунок в виде валов, волокон, хлопьев, вспученностей (волнистообразные формы).

Облака, наблюдаемые на разных высотах, отличаются по плотности и размерам внешних элементов формы. Так, при низком облачном покрове волны имеют вид крупных валов, при высоких облаках — мелкой ряби; сплошная пелена высоких облаков напоминает тончайшую белую вуаль, низкие облака такого типа подобны плотному серому пологу. Небесные светила часто отчетливо просвечивают через высокие облака, а через низкий облачный слой они совершенно не видны.

В табл. 2 приведены основные формы облаков, а также их русские и латинские наименования и обозначения.

Таблица 2

**Классификация облаков по ярусам и основным формам**

Русское название	Международное название	Сокращенное обозначение
<b>А. Облака верхнего яруса (высота основания больше 6 км)</b>		
Перистые	Cirrus	Ci
Перисто-кучевые	Cirrocumulus	Cc
Перисто-слоистые	Cirrostratus	Cs
<b>Б. Облака среднего яруса (высота основания от 2 до 6 км)</b>		
Высоко-кучевые	Alto cumulus	Ac
Высоко-слоистые	Alto stratus	As
<b>В. Облака нижнего яруса (высота основания меньше 2 км)</b>		
Слоистые	Stratus	St
Слоисто-кучевые	Stratocumulus	Sc
Слоисто-дождевые	Nimbostratus	Ns
<b>Г. Облака вертикального развития</b>		
Кучевые	Cumulus	Cu
Кучево-дождевые	Cumulonimbus	Cb

Полная классификация облаков из упомянутого советского Атласа дана в приложении II.

# ОБЩИЕ СВОЙСТВА И СТРОЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

---

## Глава 2

### СОСТАВ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА

Атмосферный воздух представляет собой смесь различных газов, главными из которых являются азот  $N_2$ , кислород  $O_2$ , аргон  $Ar$ , углекислый газ  $CO_2$  и водяной пар  $H_2O$ . Другие газы содержатся в атмосфере в ничтожных количествах (обнаруживаются лишь «следы» некоторых из них) и могут не учитываться при изучении физических свойств воздуха и основных газовых законов.

В атмосфере всегда находится множество взвешенных твердых и жидких частичек естественного и индустриального происхождения (частички пыли, дыма, продукты конденсации водяного пара и т. п.), которые в совокупности образуют аэродисперсную систему, называемую *атмосферным аэрозолем*.

Если окружающий воздух очистить от аэрозольных частиц и водяного пара, то такой чистый сухой воздух будет характеризоваться большим постоянством газового состава. Это позволяет в метеорологии рассматривать атмосферный воздух как смесь сухого воздуха и водяного пара. Ниже приводятся основные физические характеристики сухого и реального влажного (содержащего водяной пар) воздуха, составляющего нижние слои атмосферы. Отдельно рассматривается состав верхних весьма разреженных слоев атмосферы.

#### § 1. Состав сухого воздуха в нижних слоях атмосферы

Состав сухого воздуха в отношении его основных компонентов остается постоянным до значительных высот. В табл. 3 приведены данные, принятые в настоящее время для нижних слоев атмосферы (до высоты 20—25 км). Из этих данных видно, что сухой воздух более чем на 99,0% состоит из молекулярного азота и кислорода; кроме постоянно входящих в его состав ар-

## Состав сухого воздуха

Газы	Молекулярный вес	Содержание в % по объему	Плотность		Критическая температура <sup>1</sup>
			абсолютная (г/л) при 760 мм и 0°	по отношению к сухому воздуху	
Азот	28,016	78,084±0,004	1250	0,967	—147,2 (33,5)
Кислород	32,000	20,946±0,002	1429	1,105	—118,9 (49,7)
Аргон	39,944	0,934±0,001	1786	1,379	—122,0 (48,7)
Углекислый газ	44,010	0,033±0,001	1977	1,529	31,0 (73,0)
Неон	20,183	(18,18±0,04)10 <sup>-4</sup>	900	0,695	—228,0 (26,0)
Гелий	4,003	(5,24±0,004)10 <sup>-4</sup>	178	0,138	—258 (2,3)
Метан	16,04	≈2,2·10 <sup>-4</sup>	717	—	—
Криптон	83,7	(1,14±0,01)10 <sup>-4</sup>	3736	2,868	—63 (54,0)
Оксид азота	44,016	(0,5±0,1)10 <sup>-4</sup>	1978	—	—
Водород	2,016	≈0,5·10 <sup>-4</sup>	90	0,070	—239 (12,8)
Ксенон	131,3	(0,087±0,001)10 <sup>-4</sup>	5891	4,524	16,6 (58,2)
Озон	48,000	Весьма изменчиво (0÷0,07·10 <sup>-4</sup> вблизи земной поверхности, (1—3)10 <sup>-4</sup> на высоте 20—30 км)	2140	1,624	—5 (92,3)
Сухой воздух	28,966	100	1293	1,000	—140,7 (37,2)

<sup>1</sup> В последней графе в скобках указано соответствующее данной температуре давление (в атмосферах).

гона и углекислого газа в количестве немного меньше 1%, на долю всех остальных газовых примесей приходится меньше 0,005% по объему. Молекулярный вес сухого воздуха равен  $28,966 \approx 29$ , что очень близко к значению молекулярного веса преобладающих газов — азота и кислорода.

Отметим характерную особенность земной атмосферы, а именно чрезвычайно малое содержание в ней как легких газов ( $H_2$ , He,  $CH_4$ ), так и тяжелых (Kr, Xe).

В дополнение к табл. 3 приведем в табл. 4 некоторые основные молекулярные характеристики сухого воздуха. Из этих данных видно, что сухой воздух примерно в 800 раз легче воды и 1 м<sup>3</sup> его весит при нормальных условиях температуры и давления ( $t=0^\circ$  и  $p=760$  мм Hg)  $1,293 \text{ кг} \approx 1,3 \text{ кг}$ . Его теплоемкость при постоянном давлении примерно в четыре раза меньше теплоемкости воды, а теплопроводность в 20—30 раз меньше теплопроводности воды и в тысячи раз меньше теплопроводности металлов; в то же время температуропроводность воздуха достаточно велика и больше температуропроводности почвы и металлов.





ную характеристику величины этого убывания в содержании кислорода. Во всяком случае, к высоте порядка 25—30 км это убывание составляет не более немногих десятых процента.

Некоторым изменениям подвержено содержание в атмосфере углекислого газа  $\text{CO}_2$  в среднем принятое равным 0,033%. Роль  $\text{CO}_2$  в атмосферных явлениях, несмотря на столь малое его содержание, чрезвычайно велика, так как он сильно поглощает, а следовательно, и излучает лучистую энергию в области больших длин волн. Кроме того, он необходим для развития растительного мира. Углекислый газ поступает в атмосферу из земной коры (вулканы и т. п.) и, являясь продуктом окисления всех органических соединений, выделяется при их горении и окислений, а также при дыхании животных организмов. В связи с этим содержание углекислого газа в воздухе несколько изменяется во времени и в зависимости от местных условий. Например, в дневное время его содержание меньше, чем в ночное; оно несколько различно в разное время года — больше зимой и меньше летом и осенью. Содержание  $\text{CO}_2$  несколько различно и в разных местах. Так, в полярных странах его содержание меньше, например, в Антарктике оно составляет около 0,02%. Оно больше над сушей и меньше над океанами. Это обстоятельство объясняется тем, что морская вода поглощает из воздуха углекислоту, которая затем и отлагается на дне океанов. Этот процесс осложняется многочисленными факторами (температурой, соленостью морской воды и др.), но несомненно, что океаны являются очень сложным регулятором содержания углекислого газа в атмосфере.

Содержание  $\text{CO}_2$  зависит также от чисто местных условий: оно больше вблизи вулканов, а также вблизи населенных и особенно промышленных пунктов, где иногда достигает 0,05% по объему.

Имеющиеся данные позволили установить факт непрерывного увеличения среднего содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере за последние десятилетия; так, до 1900 г. его содержание считалось равным  $292 \text{ см}^3/\text{м}^3$ , к 1935 г. оно возросло до  $310 \text{ см}^3/\text{м}^3$  и, продолжая увеличиваться, в настоящее время составляет около  $330 \text{ см}^3/\text{м}^3$ . Это увеличение содержания  $\text{CO}_2$ , возможно, следует связать с развитием промышленности.

С высотой, по крайней мере до 20 км, среднее содержание  $\text{CO}_2$  по-видимому, изменяется мало и лишь выше, судя по некоторым данным, имеет место его медленное убывание.

Что касается других газов, входящих в состав воздуха в ничтожных количествах, то из них наибольший интерес представляют самые легкие — водород и гелий, а также аллотропическое соединение кислорода — озон ( $\text{O}_3$ ). Вопрос о последнем ввиду его большой значимости будет подробно рассмотрен далее, в § 7. Здесь же мы ограничимся лишь указанием на то,

что в нижних слоях атмосферы (до высоты порядка 10 км) — содержание озона мало, непостоянно во времени и закономерно изменяется с высотой, его объемное содержание в этих слоях не превосходит  $0,07 \cdot 10^{-4} \%$ .

Содержание водорода принято в среднем у земной поверхности равным  $5 \cdot 10^{-5} \%$ ; изменение его содержания в нижних слоях атмосферы и с высотой мало изучено.

Что касается гелия, выделяющегося с земной поверхности как продукт распада радиоактивных веществ, то его содержание в приземных слоях атмосферы достаточно постоянно; если и отмечаются некоторые отклонения от указанного в табл. 1 его содержания, принятого равным  $5,24 \cdot 10^{-4} \%$ , то они ничтожны. С поднятием вверх содержание гелия несколько увеличивается. Так, в пробах воздуха, взятых в Англии с высоты 21—23 км, его содержание оказалось равным  $5,64 \cdot 10^{-4} \%$ . О некотором дальнейшем увеличении содержания гелия с высотой свидетельствуют и пробы, взятые с помощью ракет с высот 41—72 км. Вопрос о том, увеличивается ли и дальше и как велико содержание гелия на очень больших высотах, рассмотрим далее.

Кроме указанных в табл. 3 газов, в атмосфере присутствуют в совершенно ничтожных и чрезвычайно изменчивых количествах некоторые другие газы естественного и индустриального происхождения, а также ряд химических соединений, таких, например, как двуокись серы  $\text{SO}_2$ , окись углерода  $\text{CO}$ , перекись водорода  $\text{H}_2\text{O}_2$ , многочисленные соединения азота ( $\text{NO}$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2\text{O}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}_5$ ) и др. Весьма важно также присутствие в атмосфере радиоактивных эманаций, выделяющихся из земной коры, и продуктов их распада, излучения которых определяют в некоторой мере образование в атмосфере воздушных ионов. Содержание радона  $\text{Rn}$  ничтожно и по объему его можно принять равным для всей атмосферы  $6 \cdot 10^{-18} \%$ .

## § 2. Уравнение состояния сухого воздуха

Главными параметрами, характеризующими состояние газа, как известно, являются: температура  $T$ , давление (упругость)  $p$  и плотность  $\rho$  или удельный объем  $v = \frac{1}{\rho}$ . Между названными параметрами  $p$ ,  $T$  и  $\rho = \frac{1}{v}$  имеет место зависимость, называемая уравнением состояния. Для идеальных газов эта зависимость выражается формулой Менделеева — Клапейрона

$$p = \frac{\rho}{\mu} R^* T, \quad (1)$$

где  $\mu$  — молекулярный вес газа,  $R^*$  — универсальная газовая постоянная, численно равная работе (в эргах), которую может

совершить 1 моль газа при нагревании на  $1^\circ$ , если при этом давление остается постоянным. Численно  $R^* = 8,314 \cdot 10^7$  эрг/моль-град.

Обращаясь к уравнению (1), рассмотрим его применительно к сухому воздуху. Молекулярный вес такого воздуха  $\mu$  равен 28,966. Вместо универсальной газовой постоянной  $R^*$  удобно, как это обычно делается, ввести удельную газовую постоянную  $R$ , отнесенную к 1 г воздуха, причем

$$R = \frac{R^*}{\mu} = \frac{8,314 \cdot 10^7}{28,966} = 2,87 \cdot 10^6 \text{ эрг/г} \cdot \text{град.}$$

Вводя  $R$ , напишем уравнение состояния сухого воздуха (1) в виде

$$p = \rho RT, \text{ или } \rho = \frac{p}{RT}, \quad (2)$$

а вводя удельный объем  $v = \frac{1}{\rho}$ , получим

$$pv = RT. \quad (3)$$

При нормальном давлении  $p_0$  и температуре  $T_0 = 273^\circ\text{K}$  ( $t = 0^\circ\text{C}$ )  $\rho_0 = \frac{p_0}{RT_0}$ , следовательно при  $T = T_0(1 + \alpha t)$

$$\rho = \rho_0 \frac{pT_0}{p_0T} = \rho_0 \frac{p}{p_0} \frac{1}{1 + \alpha t}, \quad (4)$$

где  $\alpha = \frac{1}{273} = 0,00366$ ; значение  $\rho_0$ , как указано выше, при  $p = 1000$  мб составляет  $1,28 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>.

Из формулы (4) видно, что плотность сухого воздуха изменяется прямо пропорционально давлению  $p$  и обратно пропорционально абсолютной температуре  $T$ . При  $t = 20^\circ$  и  $p = 840$  мб плотность сухого воздуха равна  $1 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> и 1 м<sup>3</sup> его весит 1 кг.

### § 3. Уравнение состояния водяного пара. Соотношение между различными характеристиками влажности воздуха

Выше было указано, что критическая температура водяного пара выше температуры воздуха, встречающейся в ряде случаев в атмосфере, поэтому, строго говоря, его нельзя отнести к идеальным газам, однако экспериментальными исследованиями было установлено, что физические свойства водяного пара настолько мало отличаются от свойств идеального газа, что практически его можно считать идеальным газом и в соответствии с этим написать для него уравнение состояния в виде

$$e = \frac{R^*}{\mu_n} T_n p_n. \quad (5)$$

где  $e$  — упругость (парциальное давление) пара; все остальные величины имеют тот же смысл, что и раньше; индекс «п» означает, что они относятся к водяному пару.

Так как  $\mu_n = 18,016$ , то удельная газовая постоянная для водяного пара  $R_n$  равна

$$R_n = \frac{R^*}{\mu_n} = \frac{8,314 \cdot 10^7}{18,016} = 4,615 \cdot 10^6 \text{ эрг/г} \cdot \text{град},$$

причем  $R_n = R \frac{\mu_v}{\mu_n} = 1,608 R \approx 1,6R$ , где  $\mu_v$  и  $R$  относятся к сухому воздуху.

Учитывая сказанное, выведем некоторые соотношения между различными характеристиками влажности воздуха, приведенными в §7 гл. 1.

Из соотношения (5) видно, что абсолютная влажность как количество водяного пара в граммах в  $1 \text{ м}^3$  воздуха составляет

$$a = \rho_n \cdot 10^6 = \frac{e \cdot 10^3}{R_n T} 10^6 = \frac{217e}{T} \text{ г/м}^3. \quad (6)$$

Выражая температуру в шкале Цельсия, легко найдем, что

$$a = \frac{217e}{273(1 + \alpha t)} = 0,795 \frac{e}{1 + \alpha t} \text{ г/м}^3, \quad (7)$$

или приближенно

$$a = 0,8 \frac{e}{1 + \alpha t} \text{ г/м}^3. \quad (7')$$

Здесь  $e$  всюду приведено в миллибарах.

Если выразить  $e$  в миллиметрах ртутного столба, то

$$a = 290 \frac{e}{T} = 1,06 \frac{e}{1 + \alpha t} \text{ г/м}^3. \quad (8)$$

В этом случае коэффициент  $\frac{1,06}{1 + \alpha t}$  при  $t = 16,4^\circ$  равен единице и, следовательно,  $a = e$ .

Ввиду близости численных значений  $a$  и  $e$  иногда упругость пара  $e$  также называют абсолютной влажностью, что, конечно, является неточным.

Обозначая плотность сухого воздуха через  $\rho_v$  и выражая его массу и массу водяного пара, содержащегося в  $1 \text{ м}^3$ , через плотности  $\rho_v$  и  $\rho_n$ , для удельной влажности  $q$  и отношения смеси  $s$ , согласно определению, напишем

$$q = \frac{\rho_n}{\rho_n + \rho_v} \quad \text{и} \quad s = \frac{\rho_n}{\rho_v},$$

откуда

$$q = \frac{s}{s + 1} \quad \text{или} \quad s = \frac{1}{1 - q}. \quad (9)$$

Но

$$\rho_n = \frac{e}{R_n T} \quad \text{и} \quad \rho_v = \frac{p-e}{RT}, \quad (10)$$

где  $(p-e)$  — парциальное давление сухого воздуха, поэтому

$$q = \frac{\frac{e}{R_n T}}{\frac{e}{R_n T} + \frac{p-e}{RT}} \quad \text{и} \quad s = \frac{\frac{e}{R_n T}}{\frac{p-e}{RT}}. \quad (11)$$

Имея в виду, что  $R_n = 1,608R$ , получим

$$\left. \begin{aligned} q &= \frac{e}{1,608 \left[ p-e + \frac{e}{1,608} \right]} = \frac{0,622e}{p-0,378e} \text{ г/г} \\ s &= \frac{e}{1,608(p-e)} = 0,622 \frac{e}{p-e} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Так как в природе всегда  $p \gg e$  (и тем более  $p \gg 0,378e$ ), то вместо (12) приближенно можно принимать

$$q = s = 0,622 \frac{e}{p} \text{ г/г} = 622 \frac{e}{p} \text{ г/кг}. \quad (13)$$

В действительности, как это видно из (12),  $s$  всегда немного больше  $q$ , но эта разница очень мала.

#### § 4. Уравнение состояния влажного воздуха. Виртуальная температура

Учитывая сказанное в предыдущем параграфе, выведем уравнение состояния для реального (влажного) воздуха как смеси сухого воздуха и водяного пара.

Если в воздухе при температуре  $T$  и давлении  $p$  содержится водяной пар, парциальное давление которого  $e$  и, следовательно, парциальное давление сухого воздуха  $p-e$ , то из уравнения состояния для плотности сухого воздуха  $\rho_v$  получим уравнение

$$\rho_v = \frac{p-e}{RT} = \frac{p-e}{T} \frac{\mu_v}{R^*},$$

а для плотности водяного пара  $\rho_n$

$$\rho_n = \frac{e}{R_n T} = \frac{e}{T} \frac{\mu_n}{R^*},$$

где  $\mu_v$  и  $\mu_n$  — соответственно молекулярный вес сухого воздуха и водяного пара.

Очевидно, что плотность  $\rho$  влажного воздуха

$$\rho = \rho_v + \rho_n,$$

или

$$\rho = \frac{p-e}{RT} + \frac{e}{R_n T}.$$

Так как  $R_n = 1.608R \approx 1,6R$ , то

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{p-e}{RT} + \frac{e}{1,6RT} = \frac{p}{RT} \left[ 1 - \frac{e}{p} + \frac{e}{1,6p} \right] = \\ &= \frac{p}{RT} \left[ 1 - 0,378 \frac{e}{p} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Поскольку  $e \ll p$ , то приближенно можно написать

$$\rho \approx \frac{p}{RT \left[ 1 + 0,378 \frac{e}{p} \right]} \quad (14')$$

или, учитывая, что  $q = 0,622 \frac{e}{p}$ ,

$$\rho = \frac{p}{RT [1 + 0,608 q]}.$$

Это и есть уравнение состояния для влажного воздуха.

Если в последнюю формулу ввести некоторую условную температуру  $T_v$  соотношением

$$T_v = T \left[ 1 + 0,378 \frac{e}{p} \right] = T [1 + 0,608 q], \quad (15)$$

то она примет вид

$$\rho = \frac{p}{RT_v}, \quad (16)$$

аналогичный выражению (2).

Условная температура  $T_v$  получила название *виртуальной температуры*. Введение этой величины позволяет сохранить газовую постоянную сухого воздуха в уравнении состояния для влажного воздуха; в этом ее большое практическое значение. Физический смысл виртуальной температуры можно пояснить следующим образом: такую температуру должен иметь сухой воздух, чтобы его плотность при том же давлении равнялась плотности влажного воздуха.

Как следует из (15), виртуальная температура всегда выше обычной температуры воздуха, а потому при одинаковом  $p$  всегда плотность влажного воздуха меньше плотности сухого воздуха. В табл. 5 приведены значения так называемой виртуальной разности температур  $T_v - T$  для насыщенного водяного пара, для которого  $e = E$ . Эту разность найдем из (15), учитывая (13), а именно

$$T_v - T = 0,378 \frac{E}{p} T = 0,608 q T \approx 0,6 q T, \quad (17)$$

где  $q$  — удельная влажность.

## Виртуальные разности температур при насыщенном водяном паре

$p, \text{ мб}$	Температура (град.)								
	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40
1000	0,0	0,0	0,1	0,3	0,6	1,3	2,6	4,9	8,8
500	0,0	0,1	0,2	0,3	1,2	—	—	—	—

Как видно из этой таблицы, в предельных случаях при высокой температуре виртуальная поправка может достигать нескольких градусов, но чаще она не превышает  $1-2^\circ$  у земли, а на высотах (при низких температурах) составляет лишь незначительные доли градуса. При этом следует учесть, что разность  $T_{\text{в}} - T$  уменьшается с уменьшением влажности, которая также убывает с высотой. Так как такие значения не выходят за пределы точности аэрологических наблюдений, то для высот больше 3—4 км при вычислениях можно пользоваться обычной температурой  $T$  вместо  $T_{\text{в}}$ . Соответственно этому и различие в плотностях сухого и влажного воздуха при низких температурах не существенно, но оно должно учитываться при высоких температурах и большой влажности. Значения плотности при различных температурах даны в табл. 6.

Таблица 6

Плотность сухого и влажного воздуха при максимальной упругости водяного пара и при давлении 1000 мб

Плотность воздуха ( $10^{-3} \text{ г/см}^3$ )	Температура (град.)					
	-20	-10	0	10	20	30
Сухого . . . . .	1,38	1,32	1,276	1,231	1,189	1,150
Влажного насыщенного . . . . .	1,37	1,32	1,273	1,225	1,178	1,132

## § 5. Водяной пар в атмосфере

Водяной пар поступает в атмосферу в результате испарения воды с земной поверхности и распространяется в атмосфере вследствие перемешивания. В то же время максимальное содержание водяного пара ограничено его упругостью насыщения, при достижении которой происходит его конденсация.

Процессы испарения и конденсации сопровождаются затратой или выделением тепла, что сказывается на тепловом режиме

соответствующих слоев атмосферы. Большая роль принадлежит также водяному пару в процессах поглощения и излучения радиации. Все это определяет ту громадную роль, которую играет водяной пар во всех явлениях, происходящих в атмосфере, на чем мы подробно остановимся далее (раздел IV). Там же будет рассмотрено распределение водяного пара в атмосфере. Предварительно отметим, что в средних выводах упругость водяного пара  $e$  с высотой быстро убывает по закону

$$e = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{\beta}}, \quad (18)$$

где  $e$  и  $e_0$  — средняя упругость водяного пара на любой высоте и у земной поверхности. Коэффициент  $\beta$  находят из данных наблюдений. Для нижних слоев атмосферы  $\beta$  составляет около 5000 м (если  $z$  выражено в метрах). Отсюда следует, что к высоте 5 км  $e$  убывает в 10 раз, к высоте 1,5—2 км — в 2 раза, т. е. убывание упругости водяного пара в вертикальном направлении происходит гораздо быстрее, чем общего давления атмосферы.

Концентрация водяного пара (объемная  $g/cm^3$  или весовая  $g/g$ ) также убывает с высотой по экспоненциальному закону.

Таким образом, содержание водяного пара очень быстро убывает с высотой и уже на высоте порядка 8—10 км становится ничтожно малым; на больших высотах воздух, как правило, весьма сух. Однако это не исключает возможности скопления водяного пара на некоторых высотах, где при определенных условиях он сконденсируется и могут образоваться легкие облака. Например, на высоте 25—30 км иногда отмечаются так называемые перламутровые облака. Возможно, как считают некоторые исследователи, такова же природа и более высоких серебристых облаков (высота 80—85 км). Зная закон изменения с высотой  $a_z$ , можно найти полное количество водяного пара  $W$ , заключенное в столбе атмосферы единичного сечения ( $cm^2$ ), до любой высоты, а также и до верхнего предела атмосферы как интеграл

$$W = \int_0^{\infty} a_z dz = a_0 \int_0^{\infty} e^{-\frac{z}{\beta}} dz. \quad (19)$$

Но значение интеграла  $\int_0^{\infty} e^{-\frac{z}{\beta}} dz$  дает так называемую высоту однородной атмосферы водяного пара и численно равно  $H_n = 2080$  м, поэтому

$$W = H_n a_0 = 0,208 a_0 \text{ г/см}^2, \quad (20)$$

где  $a_0$  выражено в  $г/м^3$ .



Допустим, что весь водяной пар, содержащийся в вертикальном столбе атмосферы сечением  $1 \text{ см}^2$ , будет сконденсирован. Тогда образовавшийся в результате конденсации слой воды (если его высоту выразить в сантиметрах) и даст общую массу водяного пара, содержащегося в данном столбе воздуха. Высота слоя осажденной воды часто и принимается в качестве удобной характеристики для оценки общего содержания водяного пара в атмосфере.

## § 6. Озон в атмосфере

Среди газов, входящих в состав атмосферы, очень большое значение имеет озон  $\text{O}_3$ , который содержится в слое от земной поверхности до высоты 55—60 км.

Хотя общее количество озона и мало, его значение для атмосферных процессов и жизни на Земле очень велико. Это определяется тем, что озон сильно поглощает солнечную радиацию, особенно в области ультрафиолетовых лучей с длинами волн короче  $\lambda = 2900 \text{ \AA}$ , в результате чего эти весьма активные в биологическом отношении лучи не достигают земной поверхности и солнечный спектр у земной поверхности резко обрывается на длине волны несколько меньше  $300 \text{ м}\mu$  ( $\sim 280 - 290 \text{ м}\mu$ ).

Кроме ультрафиолетовых лучей, озон имеет полосы поглощения также в видимой и инфракрасной областях спектра, что подробно будет рассмотрено в § 3 гл. 8.

В результате поглощения солнечной энергии, происходящего уже в верхней части слоя озона, температура атмосферы на этих высотах значительно повышается и слой озона является своего рода резервуаром тепла в атмосфере.

Содержание озона в нижних слоях атмосферы (до высоты около 10 км) ничтожно. Его концентрация у земной поверхности, измеренная с помощью химических методов, составляет в среднем  $3 \cdot 10^{-5} \text{ г/м}^3$ , однако в зависимости от широты, времени года и различных местных факторов она изменяется в значительных пределах (от нуля до  $10^{-4} \text{ г/м}^3$ ).

С поднятием над земной поверхностью содержание озона вначале изменяется незакономерно, и только с высоты 10 км намечается его увеличение, особенно отчетливо выраженное выше 12—15 км. На высоте 20—25 км наблюдается максимум содержания озона, а выше количество озона постепенно убывает и становится ничтожным к высоте 55—60 км.<sup>1</sup>

Данные о содержании озона в более высоких слоях получаются как путем анализа проб воздуха, взятых на этих высо-

<sup>1</sup> Заметим, что если рассматривать относительное объемное содержание озона (отношение объемов озон/воздух), то максимум этого отношения располагается несколько выше, а именно на высотах около 30—35 км.

тах, так и главным образом с помощью специально разработанных оптических методов по измерениям интенсивности полос поглощения озона. Весьма ценные данные получены при подъемах на стратостатах, а за последнее время с помощью ракет, на которых поднимается спектрограф, регистрирующий солнечный спектр. По интенсивности поглощения в ультрафиолетовой

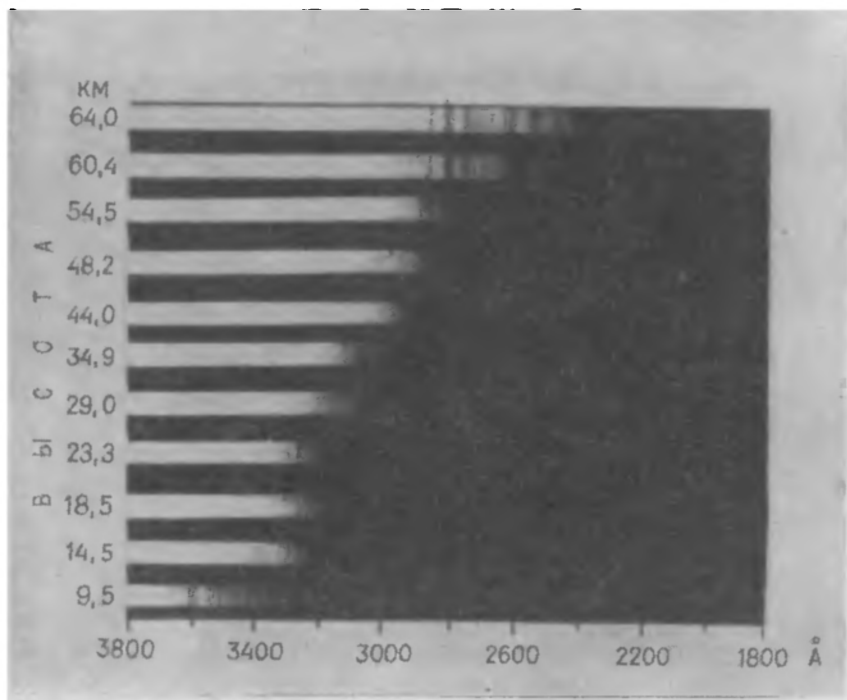


Рис. 1. Спектр Солнца, полученный при подъеме ракеты V-2 14/VI 1949 г

области спектра и может быть определено изменение с высотой количества озона. На рис. 1 приведен пример изменения солнечного спектра, сфотографированного при полете ракеты V-2 14/VI 1949 г.

Общее содержание озона в атмосфере принято выражать толщиной (в сантиметрах) слоя озона, который образовался бы, если весь озон, содержащийся в столбе атмосферы единичного сечения, привести к нормальным условиям давления (760 мм Hg) и температуры (273°K). Это так называемая приведенная толщина слоя озона. В среднем она для всей толщи атмосферы равна около 3,0 мм. Количество озона в разных слоях обычно также выражают толщиной приведенного слоя озона (в санти-

метрах), определенной для столба единичного сечения высотой 1 км.

Вертикальное распределение озона в разных пунктах не сколько различно и подвержено некоторым изменениям во времени. Эти изменения особенно заметны в нижней части слоя озона (10—25 км). Здесь колебания в содержании озона примерно в три раза больше, чем изменения общего его количества во всей толще атмосферы, причем они тем больше, чем больше общее содержание озона. Положение максимума концентрации в ряде случаев оказывается отличным от указанного его среднего положения, и иногда (при большом содержании озона) наблюдается появление вторичного максимума на высотах ниже 20 км.

На рис. 2 приведены некоторые примеры вертикального распределения озона.

Вопрос об образовании слоя озона (озоносферы) и характерных особенностях его распределения в некоторой мере решает фотохимическая теория, основы которой были заложены Чепмэном и которая была дальше разработана рядом исследователей. Согласно этой теории, первичной реакцией, приводящей к образованию озона  $O_3$ , является диссоциация молекулы кислорода  $O_2$ , происходящая при поглощении ультрафиолетовых лучей Солнца с длиной волны в диапазоне 1300—1750 Å, что может быть выражено в форме  $O_2 + h\nu \rightarrow O + O$ , где  $h\nu$  — энергия действующих лучей, причем  $h$  — постоянная Планка и  $\nu$  — частота.

Образовавшиеся атомы кислорода в результате соударений при участии третьей нейтральной молекулы  $M$  присоединяются к молекуле  $O_2$  и образуют молекулы озона согласно реакции  $O_2 + O + M \rightarrow O_3 + M$ . Кроме этой реакции, возможны и другие реакции, приводящие к образованию  $O_3$ , например,

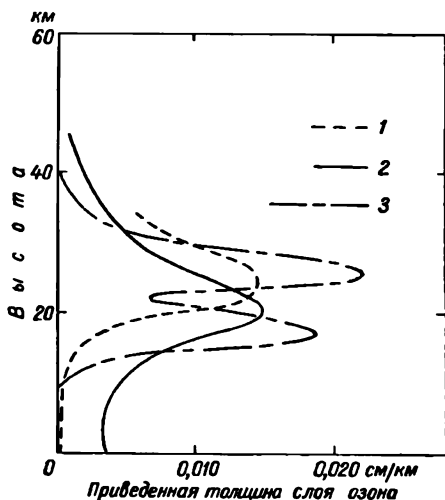
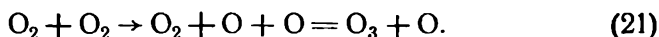


Рис. 2. Вертикальное распределение озона.

1 — по данным шара-зонда, поднимаемого вблизи Вашингтона, 1938 г. (по Кобленцу и Стейру); 2 — по расчетам на основании данных оптических измерений, Тромзо, 1935—1942 гг. (по Митхэму и Добсону); 3 — по данным ракеты V-2, Белые Пески, 1946 г. (по Ньюелу и Сайри).

Одновременно с образованием  $O_3$  происходит и его разрушение как путем фотодиссоциации, так и при соударениях его молекул с атомами кислорода. Так, при поглощении озоном солнечной радиации определенных длин волн имеет место обратная реакция  $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O^*$  ( $O^*$  — возбужденный атом кислорода), а при соударениях — реакция вида  $O_3 + O \rightarrow O_2 + O_2$ .

Указанные основные процессы образования и разрушения действуют одновременно, в результате чего должно было бы установиться равновесное состояние. Но в зависимости от места и времени интенсивность процессов несколько изменяется, в связи с этим наступившее равновесие может постоянно нарушаться, причем оно восстанавливается весьма медленно, что приводит к изменениям в содержании озона и его распределения по высоте. Процессы горизонтального и вертикального перемешивания, происходящие в атмосфере, могут определять перенос озона из одних районов в другие и при этом на значительные расстояния. Этим в значительной мере и можно объяснить те большие и непериодические изменения, которые наблюдаются на высотах от 10 до 20 км.

На содержание озона в нижних слоях атмосферы (до высоты 10 км) оказывают влияние такие факторы, как распад озона при столкновениях с облачными частицами, а также местные факторы, приводящие к образованию озона, например грозовые разряды, окисление некоторых органических веществ и др.

Общее количество озона, содержащегося в атмосфере, подвержено значительным изменениям во времени, а также различно на различных широтах; крайние из наблюдаемых значений заключаются в пределах примерно 1,5—5,5 мм. При этом установлено, что количество озона в атмосфере над экватором наименьшее; здесь малы и изменения его содержания в течение года. К высоким широтам оно растет, достигая наибольших значений в полярных областях, в то же время здесь наблюдаются и резко выраженные сезонные колебания с максимумом в весенние месяцы и минимумом осенью.

Этот характер годового хода устойчиво сохраняется и в отдельные годы, что подтверждается данными, полученными в период Международного геофизического года советскими озонметрическими станциями (рис. 3). Что касается суточных колебаний общего количества озона, то они невелики и большого различия между средним ночным и дневным значениями его не отмечается.

Особенный интерес представляют непериодические колебания. Так, среднее количество озона в различные годы оказывается несколько различным, но имеющийся материал наблюдений пока еще не позволяет установить какую-либо четкую закономерность в этих изменениях, например связь между ними

и 11-летним циклом солнечной деятельности, хотя на возможность наличия такой связи и указывают некоторые авторы.

Наблюдаются изменения и от одного дня к другому, особенно большие весной, а также непериодические изменения, происходящие в связи с изменяющимися условиями погоды, что представляет для метеорологов особенно значительный интерес.

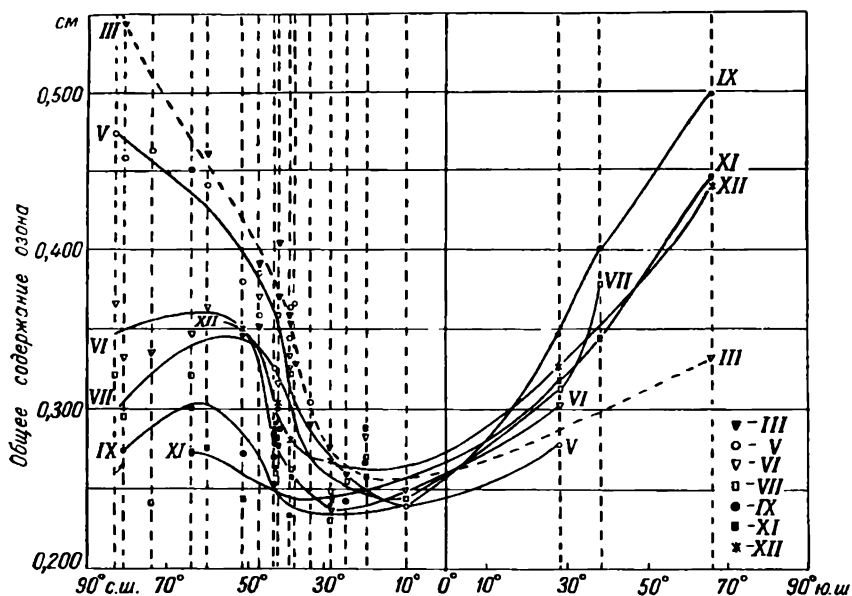


Рис. 3. Широтный ход общего содержания озона в атмосфере в разные месяцы по данным наблюдений в период Международного геофизического года (по Г. П. Гушину).

Так, установлено, что над некоторым районом земной поверхности содержание озона увеличивается, если в этот район на высотах около 16 км приходят потоки воздуха от высоких широт, и уменьшается при поступлении воздуха из тропических широт. Отмечена также связь содержания озона с изменениями давления (большему давлению у земной поверхности соответствует меньшее содержание озона), температуры и других метеорологических элементов. Отмечаются иногда также чрезвычайно быстро протекающие и притом резкие изменения в содержании озона, создающие впечатление, как будто бы над наблюдателем проходят «облака озона».

Несомненна связь содержания озона с вертикальными движениями в атмосфере.

Указанные непериодические колебания, происходящие в связи

с изменениями состояния погоды, свидетельствуют, по-видимому, о возможности переноса озона воздушными течениями в нижних частях озонового слоя. В пользу последнего говорят и особенности вертикального распределения озона.

## § 7. Атмосферные аэрозоли

В реальном атмосферном воздухе всегда содержатся во взвешенном состоянии мельчайшие частицы различных веществ в твердом и жидком состоянии, имеющие как естественное, так и индустриальное происхождение. По химическому составу, размерам, форме и физическим свойствам эти частицы весьма разнообразны. Некоторые из них могут быть электрически заряженными. К числу последних следует отнести и так называемые ионы (см. гл. 29).

В связи с малым размером частиц (радиус которых в основном не превышает 10—20  $\mu$ ) они длительное время остаются в атмосфере во взвешенном состоянии и переносятся вертикальными и горизонтальными течениями воздуха. Систему этих диспергированных частиц и объединяют под общим собирательным термином «аэрозоли». Атмосферу по аналогии с представлениями физической химии можно рассматривать как коллоидальный раствор, в котором, однако, растворителем является не жидкость, а газовая среда (воздух), растворенным же веществом, взвешенным в ней, — указанные мельчайшие примеси.

Наряду с этими частицами при определенных условиях в атмосфере находятся и более крупные частицы воды (капли осадков и ледяные кристаллы), а также и крупные частицы пыли, которые при их большой массе не могут долго удерживаться в атмосфере и довольно быстро выпадают на земную поверхность.

Все эти частицы имеют очень большое значение в развитии ряда атмосферных явлений. Например, значительная часть из них служит так называемыми ядрами конденсации (гл. 19, § 4), на которых начинается конденсация водяного пара в атмосфере и наличие которых совершенно необходимо для образования тумана и облаков и в конечном итоге элементов осадков (капель дождя, снежинок и т. д.). Вместе с тем наличие их определяет степень мутности атмосферы и оказывает сильное влияние на потоки солнечной радиации, а также является причиной ряда оптических явлений. С заряженными аэрозолями (ионами) связан ряд явлений атмосферного электричества. Наконец, запыленность атмосферы является важным санитарно-гигиеническим фактором, особенно вблизи промышленных городов. Все это определяет большой интерес к изучению аэрозолей и пыли, которое и проводится многочисленными и разнообразными методами.

По своему происхождению аэрозоли могут быть разделены на две большие группы: 1) частицы наземного происхождения и 2) частицы космического происхождения (космическая пыль), попадающие в атмосферу из космического пространства и образующиеся в ней при испарении метеоров.

К первой группе относятся:

а) частицы почвы и продуктов выветривания горных пород,  
б) частицы органического происхождения (микроорганизмы, пыльца растений и т. п.),

в) частицы дыма как индустриального происхождения, так и образующиеся при лесных и торфяных пожарах,

г) вулканическая пыль, выбрасываемая действующими вулканами и иногда проникающая на значительные высоты (до 30 км),

д) частицы морских солей (морские ядра), попадающие в атмосферу при испарении брызг морской воды,

е) частицы индустриального происхождения как продукт работы промышленных предприятий.

За последние годы особое внимание уделяется изучению аэрозольных частиц, которые в больших количествах попадают в атмосферу при испытании атомного оружия. В связи с наличием в них радиоактивных веществ они имеют важное биологическое значение.

На рис. 4 приведено среднее распределение частиц аэрозоля по их размерам на основании экспериментальных исследований Юнге. Наибольшее число частиц приходится на размеры порядка  $10^{-6}$ — $10^{-5}$  см.

Весь спектр аэрозольных частиц, как видно на рис. 4, простирается до значений  $r \approx 10^{-3}$  см.

Количество пыли и ядер конденсации, содержащихся в воздухе вблизи земной поверхности, в разных районах земного шара весьма различно. Естественно, что концентрация частиц аэрозолей больше вблизи источников, поставляющих их в атмосферу, и обычно мала в чистом загородном, горном и морском воздухе. Наиболее высокие концентрации частиц отмечаются в городах, особенно промышленных, где число их в  $1 \text{ см}^3$  составляет тысячи и даже сотни тысяч. Насколько велико загрязнение воздуха больших городов, показывают ориентировочные расчеты, согласно которым в воздухе над индустриальными городами содержатся десятки тысяч тонн сажи и пыли.

В табл. 7 приведены средние значения концентрации ядер конденсации в разных условиях (по Симпсону).

При малых размерах аэрозольных частиц они заносятся воздушными течениями на большие расстояния от источника своего образования и оседают из атмосферы весьма медленно, находясь в ней как бы во взвешенном состоянии. Ориентировочно

скорость падения пылинок можно оценить, исходя из следующих элементарных соображений.

Таблица 7

Концентрация ядер конденсации

Место наблюдений	Число ядер в 1 см <sup>3</sup>		
	среднее	максимальное	минимальное
Города . . . . .	150 000	4 000 000	3500
Сельская местность . . . . .	30 000	400 000	600
Океан . . . . .	900	40 000	2

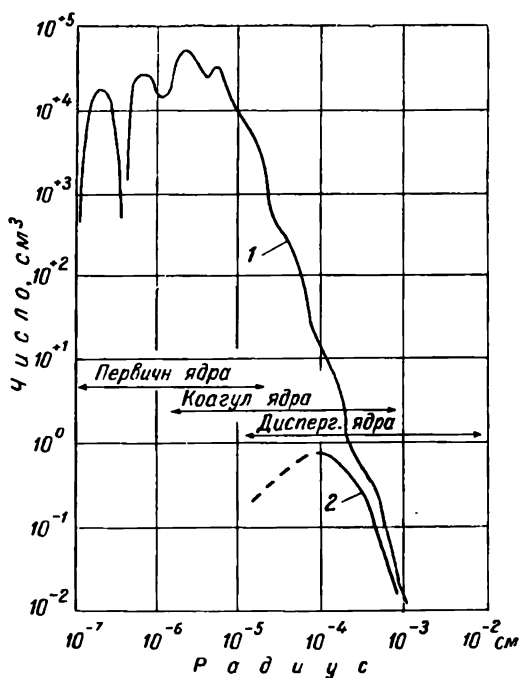


Рис. 4. Распределение ядер конденсации по размерам (по Юнге).

1 — ядра Айткена, большие и гигантские, 2 — частицы морской соли.

Обозначим массу пылинки через  $m$ , а ее радиус через  $r$  (предполагая, что она имеет сферическую форму). Тогда в спокойном неподвижном воздухе скорость ее равномерного падения определится из соотношения

$$mg = f. \quad (22)$$



Для сферических частиц малого размера сила сопротивления среды  $f$ , по Стоксу, выразится соотношением

$$f = 6\pi\eta r v, \quad (23)$$

где  $\eta$  — коэффициент внутреннего трения ( $\eta = 1,72 \cdot 10^{-4}$  г/см·сек при  $0^\circ$ ) и  $v$  — скорость падения.

Имея в виду, что вес частицы  $mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \delta$ , где  $\delta = \rho - \rho_v$ ,  $\rho$  — плотность частицы,  $\rho_v$  — плотность воздуха, найдем

$$v = \frac{mg}{6\pi\eta r} = \frac{2}{9} \frac{g}{\eta} r^2 (\rho - \rho_v) \quad (24)$$

или, учитывая малость  $\rho_v$  в сравнении с  $\rho$ , получим

$$v = \frac{2}{9} \frac{g}{\eta} \rho r^2. \quad (25)$$

В частности, полагая  $\rho = 1$ , что имеет место, например, для капелек воды, определим скорость их падения

$$v = 1,26 \cdot 10^6 r^2 \text{ см/сек} \quad (26)$$

и, полагая  $r = 10^{-4}$  см, найдем  $v = 1,26 \cdot 10^{-2}$  см/сек.

Приведенные формулы показывают, насколько мала должна быть скорость падения аэрозолей, преобладающие размеры которых составляют доли микрона.

Распределение аэрозольных частиц по вертикали определяется рядом факторов, основными из которых являются горизонтальное и вертикальное перемешивание в атмосфере, коагуляция частиц, их оседание под действием силы тяжести, а также удаление их из атмосферы в результате образования на них облачных и дождевых капель (или кристаллических элементов).

При некоторых частных предположениях можно найти закон распределения аэрозолей по вертикали теоретическим путем. В простейшем случае принимают, что при установившемся (среднем) распределении направленный вверх поток частиц, определяемый турбулентным перемешиванием, компенсирует поток оседающих частиц. Это условие можно записать в виде

$$vn = -k \frac{dn}{dz}. \quad (27)$$

Здесь  $n$  — концентрация частиц определенного размера, т.е. их число в 1 см<sup>3</sup>,  $v$  — скорость их падения,  $k$  — коэффициент турбулентности (см<sup>2</sup>/сек), характеризующий интенсивность перемешивания.

Интегрируя это уравнение в пределах от  $z=0$ , где  $n=n_0$ , до  $z$ , где  $n=n_z$ , при условии  $k = \text{const}$ , получим

$$n_z = n_0 e^{-\frac{v}{k} z}. \quad (28)$$

Из выведенного соотношения следует, что при более интенсивном перемешивании (большие значения  $k$ ) содержание пыли убывает с высотой медленнее и, следовательно, она распространяется на большую высоту. Очевидно также, что содержание более крупных и тяжелых частиц (скорость  $v$  больше) убывает с высотой быстрее, чем мелких и более легких. Но выведенное соотношение мало пригодно для практических расчетов прежде всего потому, что частицы имеют разные размеры, а также и потому, что существуют другие факторы, которые могут изменять число их в рассматриваемом объеме. В частности, при большой концентрации частиц существенное значение может иметь процесс коагуляции.

Е. С. Селезнева и М. И. Юдин решили задачу о вертикальном распределении аэрозолей с учетом коагуляции частиц. Принимая во внимание, что  $v$  для преобладающего числа частиц весьма мало ( $10^{-4}$ — $10^{-5}$  см/сек), оседанием частиц можно пренебречь. Тогда уравнение переноса аэрозолей можно написать в виде

$$k \frac{d^2 n}{dz^2} - \alpha n^2 = 0, \quad (29)$$

где  $\alpha$  — так называемая постоянная коагуляции и член  $\alpha n^2$  учитывает процесс коагуляции в аэрозоле.

После интегрирования (29) получим формулу

$$n_z = n_0 \frac{C^2}{(z + C)^2}. \quad (30)$$

Постоянная интегрирования  $C = \sqrt{\frac{6k}{\alpha n_0}}$  легко может быть найдена по данным наблюдений из условия

$$C = z \quad \text{при} \quad \frac{n_z}{n_0} = \frac{1}{4}.$$

Формула (30) проверена на большом материале наблюдений за ядрами конденсации, проведенных в период Международного геофизического года в Советском Союзе. Как видно на рис. 5, она хорошо описывает среднее распределение ядер конденсации до высоты 5—6 км. На том же рисунке видно, что экспоненциальный закон выполняется лишь в отдельных слоях атмосферы, в которых оправдывается линейное соотношение

$$\lg n = \lg n_0 - \alpha z.$$

Распределение в атмосфере крупных частиц аэрозолей ( $r > 1\mu$ ) изучали за границей Вудкок, Мур, Мейсон и другие ученые в связи с проблемой образования осадков. В последние годы обстоятельное исследование таких частиц провел А. Г. Лак-

тионов с помощью специально сконструированного оптического прибора. Этими исследованиями установлено, что в свободной атмосфере концентрация больших частиц составляет несколько десятков в 1 л воздуха.

В соответствии с общими теоретическими соображениями наблюдения показывают большие изменения в содержании пыли

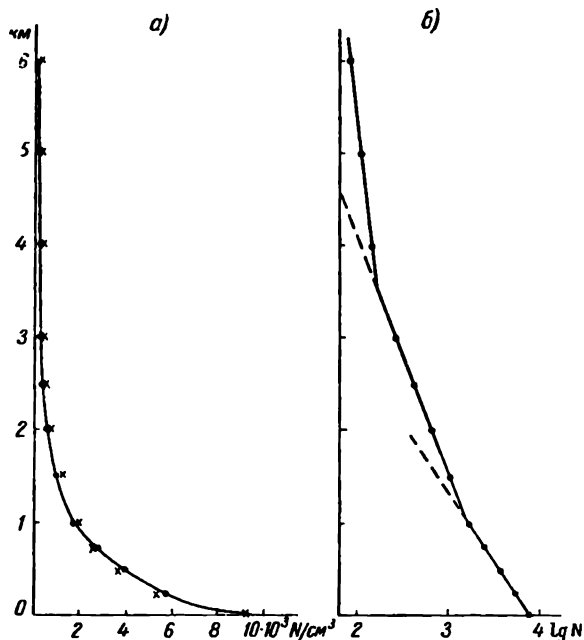


Рис. 5. Среднее распределение ядер конденсации по вертикали над Европейской территорией СССР по данным наблюдений в период Международного геофизического года (по Е. С. Селезневой).

*a* — изменение с высотой концентрации ядер ( $N$ ), *б* — изменение  $\lg N$ . Точками обозначены опытные данные, крестиками — данные, рассчитанные по формуле (30).

на различных высотах в течение суток. В ночные часы при ослаблении перемешивания частички сосредоточиваются в более низких слоях — происходит их оседание, а в дневные часы, наоборот, они распространяются на большие высоты. Однако характер суточного хода вообще является сложным, так как он зависит не только от указанной общей причины, но и от местных условий, определяющих поступление пыли в атмосферу, например, в городских условиях он может оказаться прямо противоположным указанному. Аналогично этому сложным оказывается и годовой ход содержания пыли. В населенных и особенно промышленных районах в приземном слое воздуха мак-

симальное содержание пыли часто приходится на зимние месяцы, а минимальное — на летние, в то время как вдали от промышленных районов наблюдается обратный ход.

В заключение упомянем о космической пыли в атмосфере. Ее раздельное исследование сопряжено с большими трудностями. Косвенные соображения приводят к выводу, что ее общее количество, поступающее в земную атмосферу, весьма значительно и приближенно может быть оценено во много десятков и даже несколько сотен тонн (до 1000 т) за сутки. Космическая пыль поступает в атмосферу в течение года неравномерно и из верхних слоев очень медленно проникает к земной поверхности, где и осаждается. Ее распределение по высоте и концентрации точно неизвестны, но, так как значительная ее доля образуется при испарении метеоров, можно думать, что максимум ее концентрации располагается на высоте порядка 70—90 км. Эта пыль, несомненно, играет некоторую роль в тепловом режиме высоких слоев атмосферы.

## § 8. Состав воздуха на больших высотах

Представление о составе атмосферного воздуха на больших высотах долгое время стремились получить, исходя из закона Дальтона, согласно которому общее давление смеси газов  $p$  равно сумме парциальных давлений отдельных газов  $p_i$ , т. е.

$$p = \sum_{i=1}^n p_i.$$

При этом предполагалось, что атмосферный воздух неподвижен и не подвержен никаким внешним воздействиям, кроме действия силы тяжести. При таком предположении в результате процесса теплопроводности во всей массе атмосферы должна иметь место изотермия, т. е. всюду должна установиться одна и та же температура  $T = \text{const}$ . В такой изотермической атмосфере давление  $p_i$  и плотность  $\rho_i$  любого газа будут изменяться с высотой по закону (см. гл. 5):

$$(p_i)_h = (p_i)_0 e^{-\frac{g\mu_i}{R^*T} h} = (p_i)_0 e^{-\frac{h}{H_i}},$$

$$(\rho_i)_h = (\rho_i)_0 e^{-\frac{g\mu_i}{R^*T} h} = (\rho_i)_0 e^{-\frac{h}{H_i}},$$

где  $(p_i)_0$  и  $(\rho_i)_0$  — значения  $p_i$  и  $\rho_i$  на начальном уровне,  $g$  — ускорение силы тяжести, которое принимается постоянным,  $\mu_i$  — молекулярный вес газа,  $R^*$  — универсальная газовая постоянная,  $T$  — абсолютная температура,  $h$  — высота и  $H_i$  — так называемая шкала высот, или высота однородной атмосферы, для рассматриваемого газа при температуре  $T$  (значения  $H$  см. табл. 13).

При указанном предположении по мере увеличения высоты в составе воздуха должно было бы увеличиваться относительное содержание все более легких газов (с меньшими значениями  $\mu_i$ ), парциальное давление которых убывает медленнее. Беря в качестве исходных данных значения  $(p_i)_0$  и  $(\rho_i)_0$  на некотором начальном уровне, определенные из наблюдений, можно было бы, казалось, рассчитать и состав воздуха на различных высотах. В этом состояла так называемая *гипотеза диффузионного разделения газов*. Так как данные наблюдений свидетельствовали о неизменности газового состава воздуха до высоты по крайней мере 20 км, то предполагалось, что перемешивание, препятствующее диффузионному распределению газов, имеет место до этой высоты, а выше начинается диффузионное разделение.

Многие исследователи, используя те или иные исходные данные, производили соответствующие расчеты, неизменно получая преобладание в составе воздуха на больших высотах легких газов, при этом обычно оказывалось, что с высоты около 100 км атмосфера Земли должна была бы состоять из гелия и водорода, а еще выше — только из водорода. Это, однако, противоречит всем данным исследований спектров полярных сияний, свечения ночного неба и других оптических явлений, которые наблюдаются в высоких слоях атмосферы, а также не подтверждается и другими полученными за последние десятилетия данными о составе атмосферы на больших высотах. Поэтому в настоящее время «гипотеза легких газов в атмосфере» полностью оставлена и представляет лишь исторический интерес.

Однако вопрос о разделении газов в верхних слоях атмосферы и роли молекулярной диффузии в протекающих здесь процессах остается весьма важным. Несомненно, что ветры и турбулентное перемешивание существуют до очень больших высот и это препятствует диффузионному разделению газов, однако и роль молекулярной диффузии в связи с увеличением длины свободного пробега молекул с высотой увеличивается. Но так как оба процесса — диффузия и перемешивание — действуют одновременно, то возникает важный вопрос о том, на какой высоте стремление к установлению диффузионного равновесия начинает преобладать над перемешиванием и как это может отразиться на изменении состава воздуха с высотой. Оценки, произведенные рядом авторов, приводят к определенному выводу, что в качестве самого низшего предела для уровня диффузии, т. е. того уровня, начиная с которого диффузия сможет преобладать над процессом перемешивания, следует принять значение, близкое к 150 км. Однако, по мнению некоторых других авторов, уровень разделения газов лежит значительно выше (между 300 и 400 км). Ракетные исследования, проводившиеся в СССР и других странах, подтверждают, что до вы-

соты 100 км нет оснований говорить о диффузионном разделении. Можно думать, что диффузионное разделение начинает проявляться примерно с высоты 200—300 км.

Для определения состава атмосферы на больших высотах используются данные наблюдений над спектрами полярных сияний, свечения ночного и сумеречного неба (гл. 33) и поглощения солнечной радиации, а при ракетных исследованиях применяются радиочастотные масс-спектрометры и проводится анализ проб воздуха, взятых с разных высот. На основании полученных данных установлено, что основными газами атмосферы до предельных высот, доступных исследованию спектроскопическими методами (около 1000 км), являются азот и кислород. На высоте 90—95 км относительное содержание этих газов мало отличается от их содержания у земной поверхности (примерно 20%  $O_2$  и 80%  $N_2$  по объему). Выше 90 км имеет место существенное отличие, заключающееся в том, что здесь начинается заметная диссоциация молекул кислорода  $O_2$ , которая очень быстро возрастает с высотой; на высоте примерно 130 км молекулы  $O_2$  присутствуют уже только в количестве около 25%.

На больших высотах азот также частично находится в атомарном состоянии. Однако механизм диссоциации азота значительно сложнее, чем кислорода, и еще не вполне ясен. Сведения о распределении и относительном содержании атомарного азота более ограничены. Существует все же ряд надежных доказательств того, что диссоциация азота начинается на большей высоте, чем кислорода (около 220 км), и что с высотой степень его диссоциации увеличивается сравнительно медленно. Так, выполненные на третьем советском спутнике наблюдения с помощью радиочастотного масс-спектрометра дали между высотами 230 и 820 км увеличение степени диссоциации азота только примерно в два раза. Таким образом, можно считать, как на это указывалось и ранее на основании спектроскопических исследований, что даже в области самых высоких полярных сияний (на высоте примерно 1000 км) еще находится молекулярный азот. Правда, число атомов азота здесь уже значительно больше числа его молекул.

В связи с диссоциацией кислорода и азота встает важный вопрос о молекулярном весе воздуха на высотах больше 100 км. При этом следует учесть, что на величину среднего молекулярного веса воздуха, помимо диссоциации, оказывает влияние и его динамическое состояние (т. е. перемешивание или диффузное разделение газов, так как при наличии последнего молекулярный вес должен убывать с высотой). Этот сложный вопрос решается различными исследователями по-разному. Однако установлено, что для высоты порядка 90 км молекулярный вес воздуха неизменен и равен 28,97 г/моль, выше он уменьшается вследствие диссоциации  $O_2$  до значения 23,95 г/моль на высоте

около 130 км. Еще выше молекулярный вес воздуха продолжает убывать в результате диссоциации азота и частично диффузии. Где кончается его дальнейшее убывание, пока еще сказать нельзя.

Наряду с кислородом и азотом в высоких слоях установлено наличие в небольших количествах ряда других газов. Особенно большое внимание исследователей привлекает вопрос о содержании в высоких слоях атмосферы наиболее легких газов — гелия He и водорода H<sub>2</sub>.

Что касается гелия, наличие которого, как указано выше, обнаружено в нижних слоях (до высоты несколько десятков километров), то спектроскопические данные не дают указаний на присутствие его в сколько-нибудь заметных количествах на высотах более 100 км. Возможно, что отсутствие спектральных линий излучения гелия может явиться следствием того, что для их появления на указанных высотах нет надлежащих условий. В то же время оценка общего его содержания в вертикальном столбе воздуха единичного сечения по данным о его содержании у земной поверхности приводит к значению, во много раз меньшему его количества, выделившегося из земной коры за время ее существования. Это говорит о том, что гелий, непрерывно выделяющийся из земной коры, не накапливается в земной атмосфере, а покидает ее. Согласно ориентировочным расчетам, из внешних слоев атмосферы в каждую секунду с каждого квадратного сантиметра должно уходить около  $10^5$  атомов гелия. Такого же рода ускользание (диссипация) из земной атмосферы в мировое пространство и даже еще более интенсивное имеет место и для водорода. Однако его линии, хотя и слабые, изредка наблюдаются в спектрах высоких полярных сияний. Некоторые косвенные признаки показывают наличие на высоте около 70 км тонкого слоя молекулярного водорода (H<sub>2</sub>) с несколько увеличенной его концентрацией (до величины  $\approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup>), на больших же высотах (>100 км) водород, несомненно, диссоциирован.

Смещение линий водорода ( $\lambda=4860,7 \text{ \AA}$  и  $\lambda=6563 \text{ \AA}$ ) в сторону ультрафиолетового конца спектра в спектрах некоторых полярных сияний говорит о наличии в высоких слоях атмосферы атомов водорода, движущихся с очень большой скоростью (примерно до 1500 км/сек и больше) по направлению к земной поверхности. Появление в атмосфере Земли атомов, обладающих такой скоростью, возможно в результате вторжения их от Солнца или из космического пространства.

В связи с изучением вопроса о наличии водорода в высоких слоях на высотах порядка 75—80 км был обнаружен гидроксил OH — соединение, которое совершенно отсутствует как в нижних слоях атмосферы, так, по-видимому, и на высотах больше 100 км. Его образование можно объяснить различными

реакциями, в частности, столкновением молекул озона и атомов водорода.

Наличие ОН весьма существенно, так как этим можно объяснить возможность образования на рассматриваемых высотах молекул водяного пара ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Вместе с тем оно свидетельствует о существовании в атмосфере свободного водорода, при наличии которого возможны реакции, в результате чего образуются различные его соединения.

В спектрах свечений ночного и сумеречного неба обнаружены также желтые линии натрия *D* (особенно ярко вспыхивающие во время сумерек), что свидетельствует о присутствии натрия в высоких слоях атмосферы. Установлено, что линии натрия излучаются двумя слоями, один из них расположен в области от 35 до 60 км, а второй — на высоте около 250 км. Представляется, однако, весьма вероятным, что натрий содержится во всем слое от 35 км до высоты около 250 км, причем его относительная концентрация на больших высотах увеличивается.

Общее содержание натрия приближенно оценивается величиной  $10^{10}$  атомов в вертикальном столбе атмосферы единичного сечения ( $1 \text{ см}^2$ ). Неоднородное распределение интенсивности линий излучения натрия по небесному своду и наличие сезонных колебаний (максимум зимой и минимум летом) свидетельствуют о неравномерном его распределении в атмосфере и наличии изменений в его содержании.

Вопрос о том, откуда поступает натрий в высокие слои атмосферы: с земной ли поверхности или из межпланетного пространства, окончательно еще не решен.

Некоторые наблюдения над спектром поглощения Солнца указывают на наличие в атмосфере также ряда изотопов, например  $\text{H}^2$ ,  $\text{C}^{13}$ ,  $\text{N}^{15}$ ,  $\text{O}^{17}$ ,  $\text{O}^{18}$ .

Таким образом, все имеющиеся данные свидетельствуют о том, что земная атмосфера во всей ее толще, так же как и в ее нижних слоях, состоит из азота и кислорода и является азотно-кислородной с тем лишь отличием, что в высоких слоях эти газы полностью либо частично диссоциированы и находятся в атомарном состоянии.

## Глава 3

### ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ В АТМОСФЕРЕ

#### § 1. Турбулентный характер движений в атмосфере

Атмосфера представляет собой чрезвычайно подвижную среду, в которой всегда происходят движения, самые разнообразные по масштабам, направлению и скорости. Эти движения лишь в исключительных случаях являются ламинарными, т. е.



спокойными, уравновешенными, когда движение каждой из частичек происходит по плавным траекториям, располагающимся параллельно одна другой. При таком движении взаимодействие между отдельными частицами потока осуществляется только благодаря тепловому движению молекул. Обычно же все движения в атмосфере являются турбулентными, характеризующимися непостоянством поля скоростей. При таком движении траектории отдельных частиц воздуха оказываются весьма неправильными, извилистыми и быстро изменяющимися во времени и в пространстве. Непрерывно возникают беспорядочные, меняющиеся по направлению, то сильные, то слабые потоки воздуха. Образуются самых различных размеров вихри; в потоке можно выделить элементарные массы воздуха, которые, зародившись и оторвавшись от общего потока, некоторое время движутся самостоятельно как целое образование, а затем постепенно распадается и смешиваются с окружающим воздухом. Все это приводит к интенсивному перемешиванию между различными частями среды и сильному их взаимодействию.

Различие в характере движения иллюстрируется хорошо известным из курса физики опытом над течением жидкости в длинных прямых трубах. Если в такой поток ввести тонкую окрашенную струю, то, наблюдая за последней, можно убедиться в том, что при медленном движении жидкости в трубе окрашенная струя сохраняет свою целостность и лишь слегка расширяется в направлении потока. С увеличением скорости потока окрашенная струя сначала становится извилистой, а затем разделяется на отдельные части, быстро разрушается и рассеивается по всему потоку. Этот тип движения жидкости и носит название турбулентного. В значительной мере оно является вращательным, но в этом вращении нет никакой упорядоченности, и путь каждой отдельной частицы весьма сложен и извилист, хотя в целом вся жидкость непрерывно движется в определенном направлении. Турбулентное движение (как это и показали опыты) возникает потому, что при увеличении скорости потока выше некоторого критического значения вязкость жидкости становится недостаточной для того, чтобы потушить те возмущения в поле скорости, которые вызываются неоднородностью скоростей или различного рода неровностями на поверхности стенок, вдоль которых происходит движение.

О турбулентном характере движений воздуха в атмосфере можно судить, наблюдая за распространением дыма, выходящего, например, из дымовой трубы. При малых скоростях ветра (в случае, если температура воздуха с высотой возрастает) дым распространяется на большое расстояние в виде тонкой струи. С увеличением скорости ветра струя становится извилистой, а иногда (при быстром убывании температуры с высотой) она разделяется на отдельные части.

Турбулентный характер движений воздуха в атмосфере отчетливо проявляется в так называемой порывистости ветра. Если производить наблюдения над скоростью и направлением ветра в некоторой точке с помощью малоинерционного прибора, то можно убедиться в том, что как скорость, так и направление ветра в каждый момент времени несколько различаются, отклоняясь от их осредненного значения за некоторый более или менее значительный промежуток времени.

Обозначим через  $u$ ,  $v$  и  $w$  мгновенные значения слагающих скорости ветра по координатным осям, измеренные в момент времени  $t_0$ . Средние значения этих слагаемых за промежуток  $T$  выразятся в виде:

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{t_0 - \frac{1}{2} T}^{t_0 + \frac{1}{2} T} u dt, \quad \bar{v} = \frac{1}{T} \int_{t_0 - \frac{1}{2} T}^{t_0 + \frac{1}{2} T} v dt, \quad \bar{w} = \frac{1}{T} \int_{t_0 - \frac{1}{2} T}^{t_0 + \frac{1}{2} T} w dt.$$

Таким образом, средние значения  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  и  $\bar{w}$  в общем случае являются функциями координат точки  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , времени  $t$  и периода осреднения  $T$ .

В любой момент времени  $t_0$  мгновенная скорость  $u$  будет отлична от ее значения  $\bar{u}$ , осредненного за период  $T$ , и для слагающих флуктуаций скорости — турбулентной скорости — по координатным осям можно написать:

$$u' = u - \bar{u}, \quad v' = v - \bar{v}, \quad w' = w - \bar{w}.$$

Если условия таковы, что средняя скорость является устойчивой, т. е. в разное время  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  и  $\bar{w}$  постоянны, то для такого потока будем иметь

$$\bar{u}' = \frac{1}{T} \int_{t_0 - \frac{1}{2} T}^{t_0 + \frac{1}{2} T} (u - \bar{u}) dt = 0.$$

Аналогично  $\bar{v}' = \bar{w}' = 0$ , т. е. в установившемся потоке осредненная турбулентная скорость равна нулю.

Сильно развитый турбулентный поток можно рассматривать как движение, в котором имеется очень большое число отдельных вихрей, беспорядочно распределенных. Это позволило в начальный период развития вопроса об атмосферной турбулентности рассматривать элементарные массы воздуха как некоторые частицы, которые ведут себя подобно молекулам и передают характеризующие их свойства (тепло, движение, удельную влажность и различные содержащиеся в них примеси) от одного слоя к другому.

Используя основные идеи кинетической теории газов, оказалось возможным построить картину кинетической теории турбулентности. Независимо от того, насколько правдоподобна подобная аналогия, несомненно, что эффект турбулентности приводит к перемешиванию большого масштаба, в результате чего значения коэффициента вязкости, полученные из наблюдений над движениями в атмосфере, оказываются в  $10^4$ — $10^5$  раз больше значений, определенных при лабораторных опытах с ламинарными движениями. Это объясняется тем, что внутреннее трение в лабораторных условиях при ламинарном характере движений вызывается неупорядоченным тепловым движением отдельных молекул (молекулярная вязкость), в то время как в атмосфере внутреннее трение осуществляется благодаря несравненно большему взаимодействию между частицами среды, определяемому турбулентным характером движения — турбулентной вязкостью, которая оказывается в среднем равной  $\mu_t = 10 \div 200$  г/см·сек.

Точно так же и турбулентная теплопроводность имеет значение порядка  $\lambda_t \approx 8$ — $12$  кал/см·град·сек, в то время как  $\lambda_{\text{мол}} = 5,6 \cdot 10^{-5}$ , а турбулентная температуропроводность  $a_t \approx 30$ — $45 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>·сек.

Важнейшим следствием турбулентного характера атмосферных движений является как вертикальный, так и горизонтальный обмен воздуха, благодаря чему в атмосфере наблюдается перемешивание отдельных газов, входящих в состав воздуха, и обеспечивается постоянство состава. В то же время вследствие перемешивания в атмосфере происходит перенос любых физических субстанций. Такой субстанцией может быть либо количество некоторой примеси, содержащееся в единичной массе (1 г) воздуха, например пыли, влаги и т. п., либо значение какого-либо свойства воздуха, например количества движения, теплосодержания и т. п.

## § 2. Коэффициент турбулентности

Изучению турбулентности в метеорологии уделяется большое внимание ввиду ее важности. В развитие теории турбулентности атмосферы наряду с исследованиями зарубежных ученых (Рейнольдса, Прандтля, Тейлора, Сеттона и др.) весьма большой вклад внесли советские исследователи (А. А. Фридман, Л. В. Келлер, А. Н. Колмогоров, А. М. Обухов, М. И. Юдин, Д. Л. Лайхтман и др.). Сложные теории турбулентности со всей подробностью излагаются в курсах динамической метеорологии. Здесь ограничимся лишь выводом некоторых основных соотношений. Для вывода необходимых соотношений, характеризующих турбулентность, рассмотрим в атмосфере поток какой-либо физической субстанции  $q$  в вертикальном направлении. Будем

понимать под потоком  $Q$  данной субстанции ее количество, протекающее за единицу времени (1 сек.) через площадку единичного поперечного сечения ( $1 \text{ см}^2$ ) в направлении нормали к площадке.

Возьмем на некотором уровне  $z$  горизонтальную площадку  $s \text{ см}^2$ . За единицу времени через нее будет протекать в вертикальном направлении множество воздушных частиц. Примем, что эти частицы при одинаковых физических свойствах будут отличаться одна от другой только значением величины  $q$ . Обозначим значение величины  $q$  в какой-либо  $j$ -той частице через  $q_j$ , а поперечное сечение последней через  $s_j$ . Тогда общее количество данной субстанции, переносимое за единицу времени через площадку  $s$ , очевидно, будет равно

$$\sum_{j=1}^N q_j \rho_j \omega_j s_j, \quad (1)$$

а среднее значение потока

$$\frac{1}{s} \sum_{j=1}^N q_j \rho_j \omega_j s_j. \quad (2)$$

Здесь  $N$  — общее число перемещающихся воздушных частиц,  $\rho_j$  — плотность и  $\omega_j$  — вертикальная составляющая скорости частицы.

На основании сказанного выше о турбулентном характере движений можно общий поток через выделенную площадку рассматривать как сумму осредненного общего переноса всех частиц и турбулентного потока, обусловленного наличием флуктуаций (отклонений от среднего) скорости, т. е.  $Q = \bar{Q} + P_{q, \tau}$ , где  $P_{q, \tau}$  — турбулентный поток субстанции  $q$ .

Осредненный общий перенос равен

$$\bar{Q} = q \bar{\rho} \bar{\omega}_z,$$

где  $\rho$  — средняя плотность и  $\bar{\omega}_z$  — средняя скорость потока по вертикали.

Следовательно, для вертикального турбулентного потока величины  $q$  можно написать

$$P_{q, \tau} = Q - q \bar{\rho} \bar{\omega}_z \quad (3)$$

или, если ввести удельное количество движения  $\bar{\rho} \bar{\omega}_z = \mu_z$  и  $\rho_i \omega_i = \mu_i$ ,

$$P_{q, \tau} = \frac{1}{s} \sum_{j=1}^N q_j \mu_j s_j - q \mu_z. \quad (4)$$

Это выражение могло бы служить для непосредственного определения потока  $P_{q, \tau}$ , если бы были известны одновременные значения  $q_j$  и  $\mu_j$  для всех частиц. В выражении (4) поток представлен через сумму очень большого числа слагаемых, значение каждого из которых, по существу, случайно, причем закономерности турбулентного потока в нем не выражены сколько-нибудь ясно. Вскрытие этих закономерностей и является задачей теории. На пути развития последней имеются, однако, большие трудности, которые окончательно еще не преодолены до настоящего времени.

Преобразуем полученное выражение для турбулентного потока величины  $q$  так, чтобы явно выразить величины физических факторов, определяющих перенос. Для этого положим, что общий осредненный перенос всех частиц равен нулю, т. е. что  $q\overline{w_z} = q\overline{\mu_z} = 0$  (такое допущение равносильно предположению, что рассматриваемая площадка  $s$  движется в направлении переноса с осредненной скоростью последнего). Тогда выражение (4) для  $P_{q, \tau}$  примет вид

$$P_{q, \tau} = \frac{1}{s} \sum_{j=1}^N q_j \mu_j s_j. \quad (4')$$

Разобьем все воздушные частицы, пересекающие в некоторый момент времени  $t$  площадку  $s$ , на две группы: 1) движущиеся снизу вверх, приняв их скорость положительной, и 2) движущиеся сверху вниз с отрицательной вертикальной скоростью.

Вертикальные составляющие общего количества движения частиц каждой из этих групп будут равны по величине, но противоположны по знаку. При этом на рассматриваемом уровне  $z$  в момент времени  $t$  для любой частицы получим

$$q_j(z, t) = \overline{q}(z, t) + q_j'. \quad (5)$$

Для каждой такой частицы можно определить некоторый предшествующий момент времени  $t_j < t$ , в который скорость частицы  $w_j$  последний раз (перед пересечением уровня  $s$ ) обращалась в нуль. В этот момент времени  $j$ -тая частица находилась на уровне  $z_j$ , который назовем начальным. Для этого уровня

$$q_{0, j}(z_j, t_j) = \overline{q}(z_j, t_j) + q_j''. \quad (6)$$

В выражениях (5) и (6) через  $\overline{q}$  обозначены средние количества  $q$  для всех частиц, которые находятся в соответствующие моменты времени  $t$  и  $t_j$  на уровнях  $z$  и  $z_j$ ; через  $q_j'$  и  $q_j''$  — отклонения от средних.

Разложим теперь величину  $\overline{q}(z_j, t_j)$  в ряд Тейлора, считая, что разности  $(z_j - z)$  и  $(t_j - t)$  настолько малы, что членами

разложения второго и более высоких порядков можно пренебречь, т. е. напишем

$$\bar{q}(z_j, t_j) = q(z, t) + (z_j - z) \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} + (t_j - t) \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t} \quad (7)$$

или

$$\bar{q}(z_j, t_j) - q(z, t) = (z_j - z) \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} + (t_j - t) \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t}. \quad (7')$$

Обозначим через  $\delta q_j$  изменение значения величины  $q_j$  в  $j$ -той частице за время ее перемещения с уровня  $z_j$  на уровень  $z$ . Тогда

$$\delta q_j = q_j(z, t) - q_{0,j}(z_j, t_j). \quad (8)$$

Имея в виду (6) и (7), получим

$$\begin{aligned} q_j(z, t) &= \delta q_j + \bar{q}(z_j, t_j) + q_j'' = \\ &= \delta q_j + \bar{q}(z, t) + (z_j - z) \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} + (t_j - t) \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t} + q_j''. \end{aligned} \quad (9)$$

Подставив найденное выражение в (4'), для турбулентного потока найдем выражение

$$\begin{aligned} P_{q, \tau} &= \bar{q}(z, t) \frac{1}{s} \sum_1^N \mu_j s_j + \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} \frac{1}{s} \sum_1^N \mu_j s_j (z_j - z) + \\ &+ \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial t} \frac{1}{s} \sum_1^N \mu_j s_j (t_j - t) + \frac{1}{s} \sum_1^N \mu_j s_j \delta q_j + \\ &+ \frac{1}{s} \sum_1^N \mu_j s_j q_j''. \end{aligned} \quad (10)$$

Обратимся к анализу выражения (10). В этом выражении на основании сделанного предположения о равенстве среднего потока нулю первый член строго равен нулю. Третьим членом также можно пренебречь, если учесть, что суммы положительных и отрицательных слагаемых в нем приближенно должны компенсировать друг друга. Поэтому, пренебрегая различиями в плотности и учитывая, что  $\mu_i = \rho_i w_i \approx \rho w$ , вместо (10) можно написать

$$\begin{aligned} P_{q, \tau} &= - \frac{\rho}{s} \frac{\partial \bar{q}(z, t)}{\partial z} \sum_1^N w_j s_j (z - z_j) + \frac{\rho}{s} \sum_1^N w_j s_j \delta q_j + \\ &+ \frac{\rho}{s} \sum_1^N w_j s_j q_j''. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь два последних члена отражают влияние вертикального движения на изменение значения  $q$  в частицах и обратное влияние значения  $q$  на перемещение частиц. Оказывается, что в процессе переноса большинства физических величин, имеющих важное метеорологическое значение, этими членами можно в первом приближении пренебречь, т. е. принять, что процесс изменения значений  $q$  в частицах не связан с характером движения последних. Тогда выражение (11) для вертикального турбулентного потока принимает простой вид

$$P_{q, \tau} = -\rho k_z \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}, \quad (12)$$

где через  $k_z$  обозначена величина

$$k_z = \frac{1}{s} \sum_{j=1}^N w_j (z - z_j) s_j, \quad (13)$$

называемая *коэффициентом турбулентности*. Эта величина характеризует интенсивность переноса различных физических величин в направлении  $z$  в результате турбулентности. Так как  $z_i$  — уровень, на котором  $w_i$  равно нулю, то для частиц приходящих на уровень  $z$  сверху,  $w_j < 0$ , причем и  $(z - z_j) < 0$ , а для частиц, приходящих снизу,  $w_j > 0$ , но и  $(z - z_j) > 0$ , поэтому для всех частиц произведение  $w_i(z - z_i)$  всегда больше нуля и, следовательно,  $k_z$  — существенно положительная величина.

Выведенное соотношение (12) можно написать в виде

$$P_{q, \tau} = -k_z \rho \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = -A_z \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}, \quad (14)$$

где

$$A_z = k_z \rho. \quad (15)$$

Величину  $A_z$  называют коэффициентом турбулентного обмена или перемешивания. Коэффициент турбулентного обмена  $A$  численно равен потоку субстанции  $q$  при единичном градиенте удельной концентрации —  $\frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$ .

Так как размерность потока  $г/см^2 \cdot сек$ , а размерность градиента  $см^{-1}$ , то размерность коэффициента обмена, очевидно, будет  $г/см \cdot сек$ , а размерность коэффициента турбулентности  $см^2/сек$  (или  $м^2/сек$ ).

Аналогично можно представить и турбулентные потоки субстанции  $q$  в горизонтальном направлении (вдоль осей  $x$  и  $y$ ), а именно

$$P_{x, \tau} = -\rho k_x \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} \quad \text{и} \quad P_{y, \tau} = -\rho k_y \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}, \quad (16)$$

где  $k_x$  и  $k_y$  — коэффициенты турбулентности в горизонтальном направлении.

Подчеркнем, что коэффициенты турбулентности не отражают никаких особых свойств величины  $q$  и являются лишь кинематической характеристикой свойств турбулентного течения; поэтому турбулентные потоки самых разнообразных физических величин всегда выражаются через те же самые коэффициенты  $k$ .

Вместе с тем, являясь кинематической характеристикой, коэффициенты турбулентности сильно зависят от скорости потока, расстояния от твердых тел, обтекаемых потоком, градиентов температуры и скорости ветра и многих других факторов.

Выражение (13) для коэффициента турбулентности можно представить в ином виде. Действительно, так как на уровне  $z_j$  для каждой частицы скорость  $w_j$  равна нулю, то можно с достаточной степенью приближения считать, что  $w_j$  пропорциональна  $(z - z_j)$ . Множитель пропорциональности, очевидно, должен иметь размерность градиента скорости. Л. Прандтль и предложил написать его в виде  $\alpha_j \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$ , где  $\alpha_j$  — некоторый безразмерный множитель. Следовательно, согласно Прандтлю, можно написать, что

$$w_j = \alpha_j (z - z_j) \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|,$$

после чего вместо (13) получим

$$k_z = \frac{1}{s} \sum \alpha_j (z - z_j)^2 s_j \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|. \quad (17)$$

Обозначив

$$\frac{1}{s} \sum \alpha_j (z - z_j)^2 s_j = l^2, \quad (18)$$

окончательно найдем

$$k_z = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|. \quad (19)$$

Величина  $l$ , введенная соотношением (17), имеет размерность длины и называется *путем смешения*.

Введение пути смешения оказывается иногда весьма удобным, особенно когда путь смешения можно определить из простых физических соотношений. Из выражения (17) видно, что если бы множитель  $\alpha_j$  можно было положить равным единице, то путь смешения представлял бы собою среднее квадратичное расстояние между начальным уровнем, на котором зарождается вихрь, и конечным уровнем, на котором он разрушается и сливается с окружающей средой.



Более подробные исследования показывают, что коэффициент турбулентности  $k_z$  в нижнем слое (до высоты несколько метров) растет линейно с высотой. На больших высотах его увеличение с высотой можно представить показательным законом, причем практически, уже начиная с высоты в несколько десятков метров, рост становится настолько малым, что  $k_z$  можно считать постоянным. В связи с этим во многих исследованиях коэффициент турбулентности представляется функцией высоты, имеющей излом на некоторой высоте (рис. 6).

Слой атмосферы, в котором происходит рост коэффициента турбулентности с высотой, носит название приземного слоя атмосферы. Этот слой простирается до высоты в несколько десятков метров, чаще всего до 50—100 м.

Выведенное выражение (14) для турбулентного потока совершенно аналогично по внешнему виду выражению для молекулярного потока  $Q_{\text{мол}}$

$$Q_{\text{мол}} = -\rho D \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (20)$$

где  $D$  — коэффициент молекулярной диффузии или обмена, имеющий ту же размерность, что и  $k$ , причем молекулярный поток также пропорционален градиенту удельной концентрации.

Величина коэффициента молекулярной диффузии, сильно зависящая от температуры, равна, например, при  $0^\circ$   $0,2 \text{ см}^2/\text{сек}$ , в то время как величина коэффициента турбулентности в десятки и сотни тысяч раз больше  $[(1,5—40) 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}]$ . Следовательно, и величина турбулентного потока в десятки и сотни тысяч раз больше величины молекулярного потока.

Подчеркнем здесь, что указанная аналогия между выражениями (14) и (19) является чисто внешней и никак не отражает существенного различия их физического смысла.

Для определения коэффициента турбулентности в настоящее время разработано большое число способов. Определение коэффициента обмена в приземном слое производится на основании так называемых градиентных наблюдений при использовании формул, связывающих коэффициент турбулентности с изменениями различных физических величин (скорости ветра, температуры и др.) по высоте. Эти методы подробно описываются в соответствующих инструкциях и на некоторых из них мы остановимся далее. Такие наблюдения показывают, как уже упомянуто выше, что величина коэффициента турбулентности в атмосфере сильно изменяется во времени и в пространстве; она за-

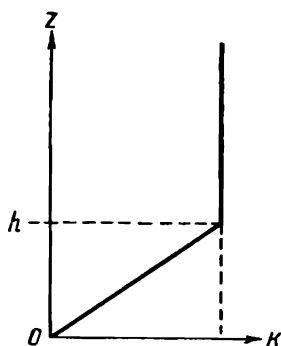


Рис. 6. Изменение коэффициента турбулентности с высотой.

висит от величины вертикального градиента скорости ветра и температуры, от термической неоднородности подстилающей поверхности и многих других факторов.

При весьма широком диапазоне значений  $k_z$ , изменяющихся примерно от величин порядка коэффициента молекулярной диффузии до  $10^4$ — $10^5$   $\text{см}^2/\text{сек}$ , средние значения  $k_1$  на высоте 1 м в дневных условиях в теплое время года на суше имеют порядок 1500—2000  $\text{см}^2/\text{сек}$ . Значения  $k_1$  сильно зависят от распределения температуры с высотой и скорости ветра, что опре-

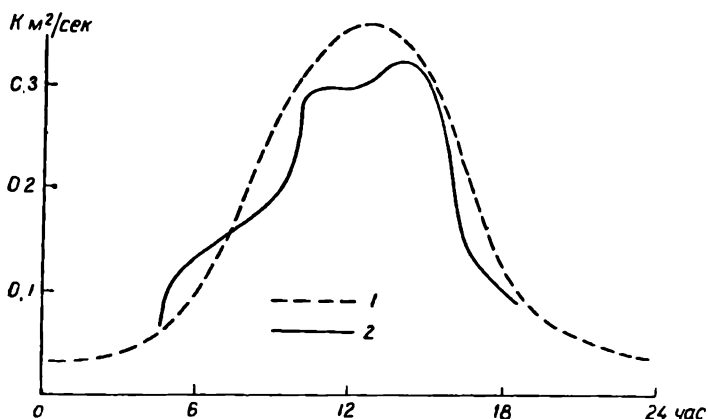


Рис. 7. Суточный ход коэффициента турбулентности.

1 — рассчитанный; 2 — по М. П. Тимофееву.

деляет суточный и годовой ход  $k_1$ . В суточном ходе, особенно резко выраженном в ясную (безоблачную) погоду, в теплое время года наибольшие значения наблюдаются в послеполуденные часы и наименьшие — в ночные и ранние утренние часы. Это иллюстрируется рис. 7, на котором приведено изменение  $k_1$  в течение суток для  $60^\circ$  с. ш. по расчетным (1) и опытным (2) данным. В годовом ходе в умеренных широтах коэффициент обмена имеет наибольшие значения летом, наименьшие зимой. Над обширными водными поверхностями, где вертикальные градиенты температуры воздуха сравнительно невелики, коэффициент обмена в приземном слое воздуха зависит от скорости ветра и отчасти от степени волнения.

Относительно закономерностей горизонтального перемешивания воздуха в настоящее время известно, что его интенсивность сравнительно мало зависит от высоты над поверхностью земли, а пропорциональна скорости воздушного потока и размерам образующихся турбулентных вихрей. Если отдельные циклоны и антициклоны рассматривать как турбулентные образования, то для коэффициента горизонтального перемешивания получаются значения порядка  $10^6$   $\text{м}^2/\text{сек}$ .

### § 3. Уравнение турбулентного перемешивания

Для определения изменения во времени некоторой субстанции  $q$ , обусловленного турбулентным обменом, рассмотрим находящийся на высоте  $z$  элемент объема высотой  $dz$  и сечением  $1 \text{ см}^2$ . Поток этой субстанции через нижнее основание рассматриваемого объема составит

$$Q_z = -A_z \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (21)$$

а через его верхнее основание (на высоте  $z + dz$ )

$$\begin{aligned} Q_{z+dz} &= -A_{z+dz} \left( \frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z+dz} = -A_z \frac{\partial q}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( A_z \frac{\partial q}{\partial z} \right) dz = \\ &= - \left[ A_z \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{\partial A_z}{\partial z} dz \frac{\partial q}{\partial z} + A_z \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} dz \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Вычитая (21) из (22), для изменения количества субстанции в указанном объеме за единицу времени получим

$$dQ = Q_{z+dz} - Q_z = - \left[ \frac{\partial A_z}{\partial z} \frac{\partial q}{\partial z} + A_z \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right] dz. \quad (23)$$

Так как масса рассматриваемого объема равна  $\rho dz$ , то увеличение количества субстанции  $q$  за единицу времени, отнесенное к единице массы, будет

$$\frac{dQ}{\rho dz} = \frac{\partial q}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial A_z}{\partial z} \frac{\partial q}{\partial z} + A_z \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right] = - \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{A_z}{\rho} \frac{\partial q}{\partial z} \right] \quad (24)$$

и, если  $A_z$  не зависит от  $z$ ,

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \frac{A}{\rho} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2}. \quad (25)$$

Это есть широко применяемое в метеорологии уравнение турбулентного перемешивания.

При выводе приведенных выше соотношений, как уже указывалось, подразумевалось, что рассматриваемая субстанция обладает свойством консервативности, т. е. ее значение в каждой элементарной частице воздуха сохраняется при ее движении неизменным, а при смещении двух воздушных частиц величины  $q$  просто складываются, и что ее примесь к воздуху не оказывает влияния на характер движения воздушных частиц — субстанция «пассивна», поэтому в уравнении (11) отброшены два последних члена.

В случаях когда эти два условия не соблюдаются, задача, как увидим дальше, существенно осложняется.

## СТРОЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

## § 1. Методы исследования высоких слоев атмосферы

Уже в XVIII в. была понята необходимость исследования атмосферы путем проведения наблюдений на разных высотах над земной поверхностью. В 1754 г. М. В. Ломоносов демонстрировал на заседании Академии наук изобретенную им «аэродромическую» машину, «которая бы вверх поднимала термометры и другие малые инструменты метеорологические».

С рождением воздухоплавания почти при всех полетах воздушных шаров проводились метеорологические наблюдения. Однако развитие методов исследования свободной атмосферы происходило медленно и только к концу прошлого — началу текущего столетия были разработаны основные аэрологические методы, позволившие с помощью сравнительно простых средств производить необходимые и достаточно регулярные наблюдения в свободной атмосфере. Эти методы в основном стали развиваться после изобретения в 1930 г. П. А. Молчановым радиозонда.

С развитием авиации самолет был также использован для проведения зондирования атмосферы. В настоящее время на самолетах создаются специально оборудованные летающие метеорологические лаборатории. Однако высота, до которой этими средствами удастся получить необходимые сведения об атмосфере, сравнительно невелика. Для метода радиозондов она составляет 20—25 км, и лишь в отдельных случаях радиозонды достигают высоты 30—35 км. Высота самолетного зондирования определяется потолком самолетов и также невелика. Использование идей К. Э. Циолковского, обеспечившее успешное развитие ракетной техники, позволило применить для изучения высоких слоев атмосферы специальные геофизические и метеорологические ракеты (рис. 8). Одна из ракет, запуск которой был осуществлен в СССР 21/II 1958 г., имея вес 1520 кг, достигла рекордной высоты для одноступенчатых ракет этого класса — 473 км над земной поверхностью, а 27/VIII того же года ракета поднялась на высоту 450 км, имея вес 1690 кг.

Особенностью геофизических ракет является то, что они сбрасывают на заданной высоте так называемые контейнеры, несущие всю необходимую научную аппаратуру, которые затем на парашютах опускаются на земную поверхность. В метеорологических ракетах Центральной аэрологической обсерватории измерительная аппаратура размещена в головной части ракеты, спуск которой также происходит на парашюте.

Запуск космических ракет и искусственных спутников позво-

лил проникнуть на еще большие высоты и получить ряд ценных геофизических сведений не только о земной атмосфере, но и о ближайшем космическом пространстве. С помощью метеорологических ракет могут быть получены вполне надежные данные до высоты около 80—100 км. Для больших высот данные становятся менее точными и число подъемов уменьшается.

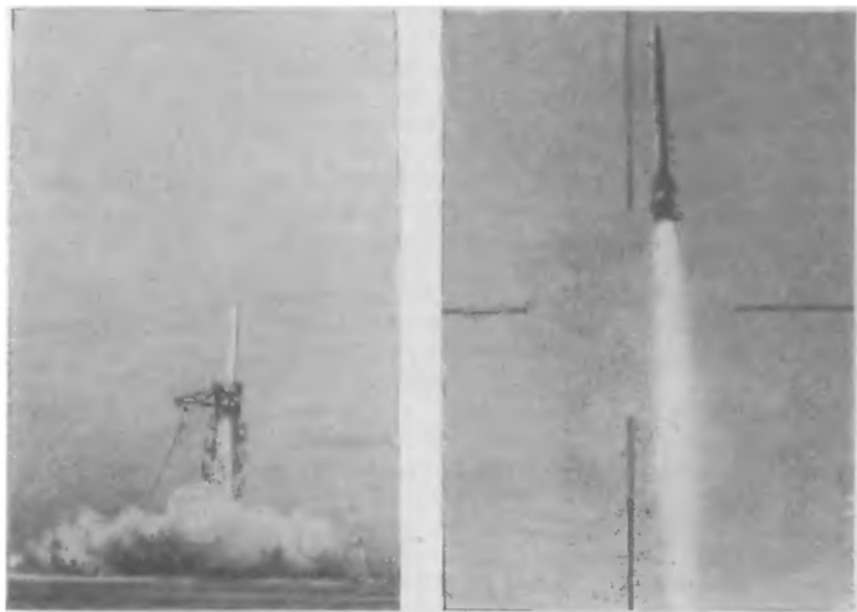


Рис. 8. Запуск метеорологической ракеты.

Следует указать, что получение необходимых данных с помощью ракет и спутников представляет не только сложную с технической стороны задачу, но и требует разработки специальной аппаратуры. Далеко не все физические характеристики состояния атмосферы могут быть непосредственно измерены (особенно в высоких слоях атмосферы) из-за большой скорости движения ракеты и из-за большой разреженности воздуха. Поэтому даже такие важные характеристики, как температура и плотность воздуха, обычно рассчитываются по измерениям некоторых параметров.

Наряду с этими экспериментальными методами изучения высоких слоев атмосферы применяются так называемые косвенные физические методы, которые по способу их использования могут быть разделены на пассивные и активные.

Активными методами можно назвать методы, при которых проводятся наблюдения над воздействиями, оказываемыми атмосферой на посылаемые вверх световые лучи (прожекторный метод), звуковые волны, образующиеся при мощных взрывах (звуковой метод), или, наконец, на распространение радиоволн (радиофизические методы). Исследуя преломление, отражение, рассеяние, поляризацию и другие процессы, которые наблюдаются при распространении этих волн, можно, используя теоретические соображения, получить важные данные о состоянии атмосферы до высот, на которые проникают эти волны.

Пассивные методы исследования высоких слоев атмосферы основаны на изучении ряда явлений, которые естественным образом возникают в разных слоях атмосферы и характер развития которых зависит от состояния этих слоев. К таким явлениям, например, относятся так называемые перламутровые облака, которые наблюдаются на высоте 22—27 км, а также серебристые облака, которые иногда появляются на небе с наступлением сумерек и исчезают после их окончания. Они располагаются на высотах между 80 и 85 км (в среднем на высоте 82 км) и светятся серебристым чуть синеватым довольно ярким светом. Хотя происхождение их еще не вполне выяснено, но есть основания полагать, что они, как и обычные облака, состоят из капелек воды или кристалликов льда. По скорости их движения можно судить о скорости воздушных течений на этих высотах.

Существенные данные о плотности и температуре высоких слоев можно получить из наблюдений над метеорами (падающими звездами), которые представляют собой космические тела разных размеров — от мельчайших (с массой в несколько миллиграммов) до очень крупных в редких случаях. Яркий свет на пути падения метеора от момента его возгорания до потухания оставляет впечатление стремительно падающих и быстро угасающих звезд. Наблюдения за высотой возгорания и потухания метеоров, а также за перемещением оставляемых ими так называемых метеорных хвостов в виде светящихся образований ночью и пылевых следов в дневное время позволяют получить ценные данные о плотности атмосферы и движениях в ней на этих высотах.

Еще более обширные данные можно получить из оптических наблюдений над такими явлениями, как сумерки, свечение ночного неба, полярные сияния.

Спектральные, спектрофотометрические, а также поляризационные наблюдения наряду с теоретическими данными позволяют судить о составе атмосферы на высотах, а также о процессах диссоциации, возбуждения, ионизации и многих других, которые происходят в разреженной газовой среде на этих высотах.

Большинство из названных методов будет рассмотрено в соответствующих разделах курса, посвященных описанию указанных явлений.

Можно считать, что в настоящее время сведения об атмосфере до высоты порядка 100 км вполне достоверны и определены, хотя еще и не всегда полны. Для более высоких слоев они пока еще ограничены и менее точны. Что же касается наиболее высоких слоев атмосферы (500 км), то они зачастую носят еще гипотетический характер и для этих слоев можно дать лишь более или менее вероятную общую схему их строения. Однако исследования, проводимые с помощью ракет и спутников, с каждым днем позволяют получить все новые данные, зачастую не вполне соответствующие прежним представлениям, которые в силу этого непрерывно изменяются и уточняются.

## §2. Слоистость строения атмосферы

Атмосфера на своем протяжении не является однородной. Ее состояние и свойства значительно изменяются как с высотой, так и при переходе от одних точек к другим. Особенно резко изменяются ее свойства по вертикали. По составу, температурному режиму, электрическим характеристикам и другим физическим свойствам атмосфера в вертикальном направлении может быть разделена на ряд слоев, наиболее крупные из которых получили название сфер. Особенно отчетливо различие в свойствах этих слоев проявляется в распределении температуры по высоте. В связи с этим в метеорологии с начала текущего столетия было принято разделять атмосферу на две части: *тропосферу* (нижний слой) и *стратосферу*, под которой вначале понимались все слои атмосферы, расположенные выше тропосферы.

*Тропосфера* — это нижний слой атмосферы, тонкий по сравнению с ее общей протяженностью, в котором, однако, сосредоточена основная масса всей атмосферы — около  $\frac{3}{4}$  ее. Верхняя граница тропосферы располагается на высотах от 7 до 18 км в зависимости от географической широты, времени года, свойств земной поверхности; средняя высота ее в умеренных широтах принимается равной примерно 10—11 км. Наиболее характерной особенностью тропосферы является наблюдаемое в ней понижение температуры с высотой примерно на  $6^\circ$  на 1 км (в средних выводах). Тропосфера — область атмосферы, где происходит особенно резко выраженное перемешивание по вертикали и теплообмен с земной поверхностью, свойства которой оказывают существенное влияние на все процессы, происходящие в тропосфере. В ней содержится почти весь водяной пар, происходит образование всех обычно наблюдаемых облаков и протекают основные процессы погоды. В данной книге основное внимание

и будет сосредоточено на явлениях, происходящих в тропосфере.

Все слои атмосферы, располагающиеся над тропосферой и объединявшиеся ранее под общим названием «стратосфера», в настоящее время в свою очередь разделяются на ряд сфер, наименование и средняя высота которых приведены в табл. 8.

Таблица 8

Основные слои (сферы) атмосферы

Название	Средняя высота (км)	Переходный слой	Средняя высота (км)
Тропосфера	0—10	Тропопауза	10—11
Стратосфера	11—50	Стратопауза	50—55
Мезосфера	55—80	Мезопауза	80—85
Термосфера	85—500	Термопауза	—
Экзосфера	выше 500		

Примечание. Высоты указаны для умеренных широт.

Переход от каждой из этих сфер к другой всегда происходит через некоторый промежуточный слой большей или меньшей протяженности, также обладающий рядом особенностей. Принято давать таким переходным слоям специальные названия, образованные заменой в названии нижнего слоя слова «сфера» словом «пауза». Так, например, наиболее изученный переходный слой от тропосферы к стратосфере получил название тропопаузы; аналогично можно говорить о стратопаузе, мезопаузе и термопаузе.

*Стратосфера* характеризуется тем, что в ней температура с высотой остается почти неизменной или повышается. Наиболее низкая ее температура, как и температура тропопаузы, наблюдается в экваториальной области, где она составляет  $-70^{\circ}$ ,  $-80^{\circ}$ . В средних широтах она равна примерно  $-55^{\circ}$ ,  $-60^{\circ}$ .

С высоты около 35 км происходит значительный рост температуры, и к слою *стратопаузы* (50—55 км) температура повышается приблизительно до  $0^{\circ}$ . Этот рост температуры объясняется поглощением солнечной радиации в расположенном на этих высотах слое озона. Выше 55 км располагается *мезосфера*, характеризующаяся убыванием температуры, продолжающимся до *мезопаузы* (80—85 км), где температура опускается до  $-70^{\circ}$ . Затем имеет место переход от мезосферы к следующему слою, получившему название *термосферы*. Это слой самой большой мощности, и в нем происходит непрерывный рост температуры с высотой до верхней границы, располагающейся на высоте в несколько сотен километров. Над термосферой располагаются



внешние слои атмосферы — *экзосфера*, температура в области которой с высотой не изменяется или, возможно, несколько растет и оценивается очень высокими значениями (больше 1000—1500° K). Эта самая наружная сфера характеризуется тем, что в ней происходит ускользание газов из земной атмосферы в меж-

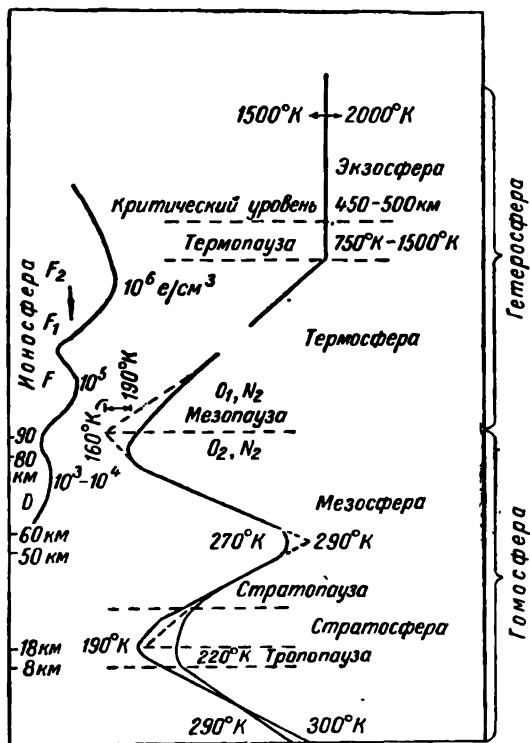


Рис. 9. Схема вертикального строения атмосферы, по Койперу.

планетное пространство. Она простирается до высоты 2000—3000 км, где земная атмосфера соприкасается с межпланетным газом.

Термосфера и особенно экзосфера изучены значительно меньше, чем слои, расположенные ниже. Их отличительной особенностью является чрезвычайно малая плотность воздуха и то, что здесь под сильным влиянием проникающих в эти слои космических излучений и ультрафиолетовых лучей Солнца интенсивно протекают разнообразные реакции возбуждения, диссоциации, ионизации и обратные им процессы излучения, рекомбинации и т. д. Это и вызывает развитие в указанных слоях

таких явлений, как образование слоев большой проводимости, полярных сияний, свечения ночного неба и др.

Принимая во внимание рассмотренные различия между тропосферой, с одной стороны, и термосферой и экзосферой, с другой, часто говорят о *нижней атмосфере*, имея в виду тропосферу и нижнюю стратосферу, и о *верхней атмосфере*, подразумевая под этим слои, расположенные выше 30—40 км.

Наряду с основными слоями, выделяемыми по температурному признаку, различают еще слой, отличающийся высокой электрической проводимостью воздуха и наличием в нем большого числа ионов и электронов, называемый ионосферой (см. гл. 30). Нижний край ее располагается на высоте около 60—80 км. Ионосфера простирается до высоты нескольких сотен километров.

Отметим дополнительно, что в пределах тропосферы, стратосферы и мезосферы (0—80 км) состав атмосферы в отношении основных газов (а поэтому и средний молекулярный вес воздуха) остается примерно одинаковым, несмотря на наличие небольшого количества некоторых дополнительных газов (например, таких, как озон и пр.). Поэтому эту область земной атмосферы предложено называть *гомосферой*, в отличие от расположенной выше части атмосферы — так называемой *гетеросферы*, где молекулярный вес воздуха изменяется с высотой в результате процессов диссоциации кислорода и азота.

На рис. 9 схематически приведено это деление атмосферы на перечисленные слои.

### § 3. Вертикальная протяженность атмосферы. Ускользание (диссипация) газов из атмосферы

Когда мы говорим об атмосфере, то, естественно, встает вопрос о ее протяженности по вертикали или о высоте ее верхней границы. Так как плотность воздуха с высотой непрерывно уменьшается и атмосфера Земли постепенно переходит в межпланетное пространство, то она не имеет естественной сколько-нибудь четко выраженной верхней границы. Последняя может быть лишь условно установлена как по некоторым физическим данным, так и на основе теоретических соображений. Например, можно было бы принять за верхнюю границу атмосферы ту высоту, до которой ее присутствие подтверждается наблюдаемыми в ней теми или иными физическими явлениями. Эта так называемая метеорологическая высота может быть принята равной максимально 1000—1200 км, где еще изредка наблюдаются полярные сияния.

Установить верхнюю границу атмосферы можно исходя и из иных соображений. Действительно, молекулы и атомы газов, составляющих атмосферу, находятся в состоянии беспорядоч-

ного (теплового) движения, средняя скорость которого тем больше, чем выше температура. С увеличением высоты при уменьшении плотности атмосферы число молекул столкнется все меньше, тем самым уменьшается и вероятность столкновений частиц между собой и длина свободного пробега атомов становится больше. В таких условиях на некоторой высоте может оказаться, что частица, получившая при столкновении в какой-то момент времени движение вверх, не встретит на своем дальнейшем пути других частиц и будет при этом двигаться, подвергаясь только действию силы тяжести.

Так как кинетическая энергия молекулы  $W_m = \frac{mv^2}{2}$ , где  $m$  — масса молекулы и  $v$  — скорость ее движения, а потенциальная энергия в поле земного тяготения  $W_n = \int_z^{\infty} mgdz$ , где

$g$  — ускорение силы тяжести, равно  $\frac{\gamma M}{r^2}$  ( $\gamma$  — постоянная тяготения,  $M$  — масса Земли,  $r$  — расстояние молекулы от центра Земли), то очевидно, что если  $W_m$  окажется больше, чем  $W_n$ , тогда молекула сможет уйти в межпланетное пространство, покинув земную атмосферу. Это явление называется ускользанием газов атмосферы, или диссипацией последней. Для того чтобы ускользание могло осуществиться, необходимо, чтобы тепловая скорость движения молекулы достигла некоторого критического значения  $v_{кр}$ , которое и можно найти из неравенства  $W_m \gg W_n$  и выразить соотношением

$$v_{кр} \geq \sqrt{\frac{2\gamma M}{r}}.$$

Численное значение  $v_{кр}$  составляет примерно около 11 км/сек (на высоте 800 км над земной поверхностью  $v_{кр} = 11,85$  км/сек).

Высота, на которой становится возможным ускользание газов, носит название критического уровня.

Сложный вопрос об ускользании газов из земной атмосферы (а также из атмосфер других планет) изучался многими исследователями, которые стремились установить интенсивность (скорость) ускользания и вычислить высоту, с которой оно начинается.

Напомним, что средняя квадратичная скорость движения молекул определяется соотношением  $v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ , где  $k$  — постоянная Больцмана и  $m$  — масса молекулы. Следовательно,  $v$  зависит от температуры газа  $T$  и его молекулярного веса. Примем также во внимание, что для любого газа в силу максвелловского распределения молекул по скоростям некоторые из

его молекул всегда будут иметь скорости больше критической. Учитывая это, приходим к выводу, что покидает атмосферу тем большее число молекул любого газа, чем выше его температура и чем он легче. Такими газами в земной атмосфере прежде всего являются водород и гелий.

Процесс ускользания газов происходит весьма медленно, особенно для газов с большим молекулярным весом. Расчеты показывают, что за время существования Земли (около  $3 \cdot 10^9$  лет) ее атмосферу могли бы полностью покинуть только те газы (конечно, при отсутствии постоянных источников их пополнения), для которых  $v_{\text{ср}} > v_{\text{кр}}$ . Как быстро протекает ускользание самых легких газов, видно из ориентировочных данных для времени полной диссипации водорода и гелия, приведенных в табл. 9.

Таблица 9

Время  $\tau$  полной диссипации водорода и гелия

	Гелий ( $v_{\text{кр}} = 1300$ м/сек при $0^\circ$ )			Водород ( $v_{\text{кр}} = 1833$ м/сек при $0^\circ$ )		
$T^\circ \dots \dots$	273	500	1000	273	500	1000
$\tau$ годы . .	$7 \cdot 10^{40}$	$2,6 \cdot 10^{19}$	$1,4 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^6$	4,0

Из таблицы видно, что при высоких температурах, которые, несомненно, имеются в верхних слоях атмосферы, водород должен очень быстро ускользать из нее. Ускользание гелия происходит медленнее, но и для него период времени полной диссипации при температуре около  $1000^\circ$  меньше времени существования Земли. Поэтому и не происходит накопления гелия в земной атмосфере, несмотря на то что он непрерывно выделяется из земной коры. Подсчитано, что для диссипации гелия, выделяющегося из земной коры, требуется температура  $1500\text{—}2000^\circ \text{K}$ , а также уменьшение плотности до значения примерно  $3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ .

Многие авторы, производя подсчеты высоты, на которой выполняются эти условия, получали значения от 500 до 1000 км. Отсюда делается вывод, что высота критического уровня располагается где-то между этими высотами. Например, Митра считает наиболее вероятной высотой нижнего основания экзосферы 800 км.

Отметим еще одно обстоятельство. Молекулы и атомы, скорость которых меньше критической, при их движении в экзосфере также могут избежать соударений, но они не уйдут из атмосферы, а, описав эллиптическую траекторию, достигнут некоторой большой высоты, определяемой их скоростью и зна-

чением ускорения силы тяжести в точке соударения, и возвращаются обратно. Время, затрачиваемое атомом на этот подъем и обратный спуск на критический уровень, оказывается незначительным и измеряется несколькими минутами. Таким образом, мы приходим к выводу, что с некоторой высоты в атмосфере начинается область, в которой столкновениями атомов можно пренебречь. Атомы, попавшие в эту область снизу, поднявшись на некоторую высоту, вновь падают обратно вниз, и только некоторые из них, скорость которых больше критической, смогут ускользнуть из земной атмосферы. Область, в которой это происходит, как указано выше, и получила название экзосферы, т. е. внешней сферы.

По наиболее достоверным оценкам можно принять, что экзосфера, начинаясь с высоты критического уровня, расположенного в среднем где-то между 500 и 1000 км (близко к 800 км), простирается до высоты 2000—2500 км, где плотность (число частиц в 1 см<sup>3</sup>) ориентировочно достигает значения 1 см<sup>-3</sup>; это соответствует плотности межпланетного газа.

#### **§ 4. Гипотезы о происхождении и эволюции атмосферы**

В тесной связи с вопросом о диссипации атмосферы находится вопрос о ее происхождении и возможных изменениях ее состава за геологические периоды.

Астрофизиками установлен вероятный состав атмосфер разных планет солнечной системы и показано, что состав земной атмосферы существенно отличается от состава других, особенно больших планет, имеющих атмосферы, состоящие в основном из водорода, гелия и метана.

Вопрос об образовании и эволюции атмосфер планет впервые поставлен как проблема большого космогонического значения академиком В. Г. Фесенковым. Все же этот вопрос еще далек от окончательного решения. То же можно сказать и относительно происхождения земной атмосферы и эволюции ее состава за время существования Земли. Тем не менее мы кратко остановимся на этом вопросе.

Очевидно, формирование первичной атмосферы определялось процессом образования нашей планеты. Согласно гипотезе о возникновении планет солнечной системы из расплавленной материи, выброшенной Солнцем, первичная атмосфера должна была состоять из тех же легких раскаленных газов, что и атмосфера Солнца. Вследствие высокой температуры и небольшой массы Земли такая атмосфера быстро рассеялась в межпланетном пространстве. Вторичная атмосфера создавалась уже в результате процесса остывания земного шара и разнообразных химических реакций, протекающих на нем.

В настоящее время принята гипотеза «холодного» проис-

хождения планет, выдвинутая академиком О. Ю. Шмидтом. По этой гипотезе планетизмальная материя выделила основные газы, составляющие атмосферу. Последующий процесс разогревания земного шара также привел к потере легких газов из первичной атмосферы.

Второй вопрос о возможных изменениях состава атмосферы в течение геологического времени можно пытаться решить на основании геологических данных о составе горных пород, процессе их образования, содержании в них газов, а также привлекаемые данные о распространенности химических элементов и их содержании на Земле и в космическом пространстве.

В настоящее время, по-видимому, можно утверждать, что и в далеком геологическом прошлом климатические и атмосферные условия не сильно отличались от современных условий и в атмосфере всегда было достаточно большое количество кислорода и сравнительно небольшое количество углекислого газа. Это не исключает, конечно, тех циклических изменений, охватывающих длительные промежутки времени (сотни тысяч и миллионы лет), которые, несомненно, происходили на Земле и на протяжении которых земная атмосфера периодически несколько изменяла свой состав. Но эти изменения, вероятно, были не очень велики.

Можно считать, что почти все газы, входящие в состав атмосферы, поступают в атмосферу из земной коры главным образом при вулканических извержениях. Из атмосферы они вновь сложными путями возвращаются на земную поверхность, как это, например, имеет место с углекислым газом, расходуемым на дыхание растений и на образование осадочных пород. Значительное преобладание в атмосфере Земли азота можно объяснить тем, что он, выделившись в начальной стадии образования атмосферы, сохранился в ней в гораздо большем количестве, чем другие газы, в силу относительно большой инертности.

Наибольшие затруднения встречает объяснение наличия в атмосфере большого количества кислорода, поскольку свободный кислород не выделяется при извержении вулканов и количество его, поступающее из недр Земли, не может быть сколь-нибудь значительным. В связи с этим возникла гипотеза о биогенном происхождении кислорода, согласно которой в результате фотосинтетического действия растений выделяется его значительное количество, что находит достаточное подтверждение.

## **§ 5. Распределение температуры, давления и плотности в верхних слоях атмосферы**

Выше было указано, каков общий характер распределения температуры с высотой. Рассмотрим сейчас более подробно вопрос об основных параметрах, характеризующих состояние

верхних слоев атмосферы: температуре, давлении и плотности. Предварительно заметим следующее. Обычно, говоря о температуре газа, мы всегда имеем в виду его газокинетическую температуру  $T$ , связанную со средней арифметической скоростью

движения молекул  $\bar{v}$  соотношением  $\bar{v} = \sqrt{\frac{8R^*T}{\pi\mu}}$ , где  $R^*$  — уни-

версальная газовая постоянная и  $\mu$  — молекулярный вес. Приведенное соотношение справедливо в условиях максвелловского распределения скоростей, когда при достаточной плотности газа число столкновений между его молекулами будет велико и средняя кинетическая энергия любой молекулы будет одна и та же. В этом случае для описания состояния газа можно применять все основные газокинетические соотношения.

Если же газ находится в состоянии большого разрежения, то столкновения между частицами становятся редкими, а длина свободного пробега молекул большой. Тогда достижение теплового равновесия между газом и помещенным в него термометрическим телом (шариком термометра) невозможно — число молекул, ударяющихся о тело термометра, будет мало и последний покажет совершенно иную температуру, чем температура окружающего его газа, определяемая приведенным выше соотношением. Отсюда понятны трудности и даже невозможность применения для измерения температуры сильно разреженного газа прямых термометрических методов. Поэтому обычно для определения температуры в высоких слоях атмосферы и пользуются различными косвенными методами, при которых измеряются те или иные параметры, связанные с газокинетической температурой. Так, при ракетных исследованиях обычно температура и плотность воздуха рассчитываются на основании соотношений, которые вытекают из газодинамического соотношения (видоизмененного уравнения Бернулли)  $p_0 = 3\rho v^2 + \frac{1}{2} Bp$ , связывающего скорость движения ракеты  $v$  с атмосферным давлением  $p$  и так называемым давлением торможения  $p_0$ , из уравнения состояния для идеального газа  $p = \frac{R^*}{\mu} \rho T$  и из основного уравнения статики  $dp = -\rho g dh$ .

Для исследований с помощью геофизических и метеорологических ракет в СССР был разработан метод прямого определения температуры посредством термометров сопротивления, обеспечивший до высоты 75—80 км точность  $\pm 20^\circ$ . На больших высотах, однако, и этот метод становится непригодным и температура обычно рассчитывается по измеряемому давлению. Но при таких расчетах встречаются большие трудности, вызванные многими причинами, среди которых, например, укажем на изменение с высотой (выше 100 км) молекулярного веса воздуха вследствие диссоциации кислорода и азота.

Насколько большими могут быть расхождения в значениях температуры, рассчитанных при постоянном значении молекулярного веса ( $\mu=28,97$ ) и при его значениях, изменяющихся с высотой, можно видеть из табл. 10.

Таблица 10

Температура, по ракетным данным, в зависимости от значения  $\mu$

Высота (км)	$T^{\circ}\text{K}$ при $\mu = 28,97$	$\mu$	$T^{\circ}\text{K}$
80	205	28,97	205
100	240	26,22	217
120	330	23,95	273
150	503	20,06	348
200	792	15,79	432

Из таблицы видно, что при наличии диссоциации (уменьшение  $\mu$ ) получены более низкие значения температуры.

Встает также важный вопрос о том, до какой высоты в атмосфере остается справедливым максвелловское распределение скоростей молекул, в условиях которого еще применимы газокINETические соотношения. Анализируя этот вопрос, Герзон пришел к выводу, что до значительных высот (не менее 400 км) имеет место тепловое равновесие и с полным основанием можно говорить о газокINETической температуре этих слоев. На больших высотах такого равновесия может и не быть.

Таким образом, результаты определения  $T$ , приводимые различными исследователями до высоты 100 км, достаточно близки между собой; для больших высот вследствие различия в оценке исходных условий они значительно расходятся и, например, для одной и той же высоты (около 300 км) они могут отличаться на несколько сотен градусов (примерно  $500^{\circ}\text{K}$  и больше), а на очень больших высотах они вообще имеют сугубо оценочный характер.

Имеющиеся в настоящее время представления о распределении в атмосфере температуры, давления и плотности, несомненно, непрерывно будут уточняться, и приводимые далее численные значения не следует рассматривать как точные и окончательные. Термические условия в разные периоды времени могут быть различными, так как температура на рассматриваемых высотах определяется в основном поглощением ультрафиолетового излучения Солнца. Следовательно, должны иметь место значительные сезонные и суточные колебания температуры. Это подтверждается наблюдениями, которые показывают, что даже разности между дневными и ночными значениями  $T$



на одной и той же высоте могут достигать нескольких сотен градусов. В некоторые же моменты, например при вспышках ультрафиолетового излучения, температура может достигать и весьма высоких значений (3000—4000° K), которые и дают некоторые исследования.

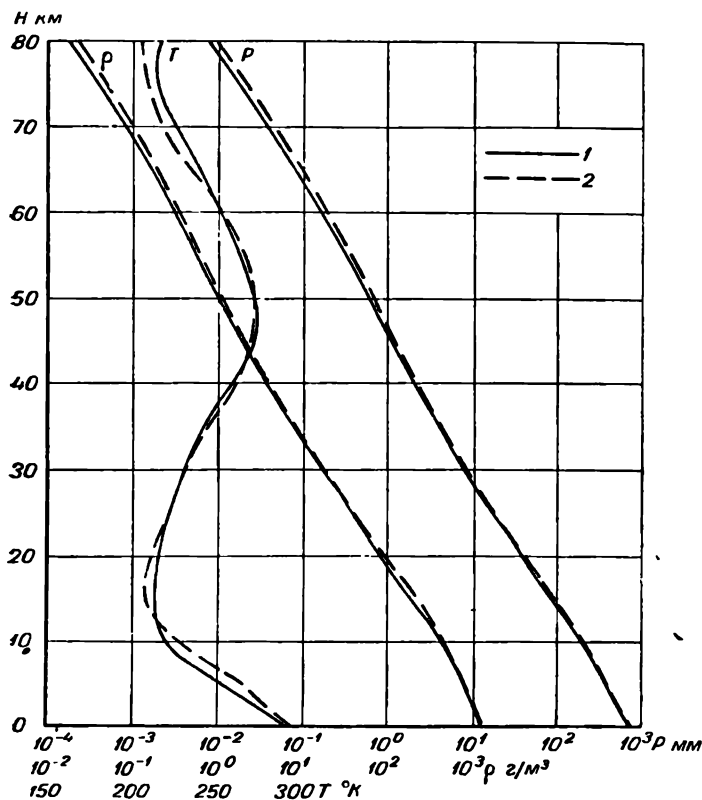


Рис. 10. Распределение по высоте давления ( $p$ ), температуры ( $T$ ) и плотности ( $\rho$ ) по ракетным данным.

1 — данные ЦАО, 2 — данные США.

Анализ многочисленных данных, полученных различными косвенными методами, позволил объединить их в 1947 г. и определить так называемую стандартную атмосферу НАСА, рекомендованную Национальным комитетом по авионавтике США для различных расчетов. Однако уже первые обобщения ракетных данных, опубликованные в 1952 г., показали значительное расхождение между ними и данными НАСА. В табл. 11 (в ее левой части) и на рис. 10 представлены результаты ракетных исследований до высоты 80 км, выполненных в СССР (ЦАО) и в США.

Стремление уточнить эти данные и получить характеристики для более высоких слоев вызвало появление ряда исследований, в которых на основании тех или иных моделей строения атмосферы приводятся значения характеризующих ее параметров до высот около 300 км. В правой части табл. 11 приведены эти

Таблица 11

Температура, давление и плотность атмосферы

Высота (км)	Темпе- ратура (°° К)	Давление (мм)	Плотность (г/см³)	Высота (км)	Темпе- ратура (°° К)	Давление (мм)	Плотность (г/см³)
0	294	757	1190	90	211	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$4,12 \cdot 10^{-3}$
2	278	598	989	100	237	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$8,29 \cdot 10^{-4}$
4	261	466	815	110	267	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,97 \cdot 10^{-4}$
6	247	358	661	120	301	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$5,61 \cdot 10^{-5}$
8	233	270	530	130	340	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,90 \cdot 10^{-5}$
10	220	201	420	140	380	$7,4 \cdot 10^{-6}$	$7,57 \cdot 10^{-6}$
12	217	149	317	150	418	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$3,40 \cdot 10^{-6}$
16	215	79,0	171	160	461	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$1,65 \cdot 10^{-6}$
20	216	41,9	89,7	180	553	$6,8 \cdot 10^{-7}$	$4,73 \cdot 10^{-7}$
30	231	9,22	18,6	200	647	$2,8 \cdot 10^{-7}$	$1,66 \cdot 10^{-7}$
40	258	2,29	4,12	220	732	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$6,82 \cdot 10^{-8}$
50	272	$6,38 \cdot 10^{-1}$	1,09	240	798	$6,6 \cdot 10^{-8}$	$3,11 \cdot 10^{-8}$
60	252	$1,71 \cdot 10^{-1}$	$3,16 \cdot 10^{-1}$	260	853	$3,6 \cdot 10^{-8}$	$1,52 \cdot 10^{-8}$
70	226	$3,74 \cdot 10^{-2}$	$7,69 \cdot 10^{-2}$	280	887	$2,1 \cdot 10^{-8}$	$7,93 \cdot 10^{-9}$
80	214	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-2}$	300	901	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$4,42 \cdot 10^{-9}$

данные, рассчитанные на основании одной из последних моделей,<sup>1</sup> в которой принимается, что:

1) давление, плотность и температура должны совпадать с ракетными данными до высоты 100 км;

2) молекулярный кислород начинает диссоциировать на высоте 90 км, и на высоте 130 км еще присутствуют молекулы O<sub>2</sub> примерно в количестве  $25 \pm 5\%$ ;

3) молекулярный азот N<sub>2</sub> начинает диссоциировать на высоте более 220 км;

4) убывание концентрации O<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> с высотой происходит экспоненциально;

5) кинетическая температура в экзосфере принимается постоянной. У основания экзосферы (критический уровень) температура должна быть выше 500° К и ниже 2000° К. Градиент температуры в слое от 100 до 300 км не может превышать 5° на 1 км;

6) плотность нейтральных частиц соответствует ионосферным данным и на критическом уровне она не меньше чем  $10^7$  частиц см<sup>-3</sup>;

<sup>1</sup> «Советские спутники и космические ракеты». Изд. АН СССР, М., 1959.

7) влияние диффузионного разделения на давление и плотность до высоты 300 км мало и его можно не учитывать.

Что касается температуры в слоях выше 300 км и в экзосфере, то для нее имеются лишь оценочные данные, приведенные ранее, согласно которым, по данным различных авторов, температура здесь достигает очень высоких значений (1000—3000° K).

В связи с этим большой интерес приобретают данные, полученные с помощью искусственных спутников. Приведем результаты обработки измерений, произведенных на 15-м витке (16/V 1958 г.) третьего советского спутника (табл. 12).

Таблица 12

Структурные параметры атмосферы на высоте 225—500 км для 16/V 1958 г. по данным третьего искусственного спутника

Высота (км)	Молекуляр- ный вес (г/моль)	$N \text{ см}^{-3}$	$\rho \text{ г/см}^3$	$T^\circ K$	$p \text{ мм Hg}$
225	21,28	$6,01 \cdot 10^9$	$2,12 \cdot 10^{-13}$	936	$6,25 \cdot 10^{-7}$
250	20,15	$3,3 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^{-13}$	958	$3,54 \cdot 10^{-7}$
300	18,50	$1,15 \cdot 10^9$	$3,53 \cdot 10^{-14}$	1048	$1,37 \cdot 10^{-7}$
350	17,47	$4,82 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^{-14}$	1185	$6,58 \cdot 10^{-8}$
400	16,84	$2,36 \cdot 10^8$	$6,6 \cdot 10^{-15}$	1373	$3,79 \cdot 10^{-8}$
450	16,43	$1,32 \cdot 10^8$	$3,6 \cdot 10^{-15}$	1614	$2,53 \cdot 10^{-8}$
500	16,16	$8,24 \cdot 10^7$	$2,21 \cdot 10^{-15}$	1953	$1,94 \cdot 10^{-8}$

Из приведенных в табл. 12 данных, а также из результатов ряда других исследований видно, что плотность воздуха на больших высотах очень мала. Она так же, как и давление, к высоте 100 км уменьшается примерно в  $10^6$  раз, а к высоте 200 км — в  $10^{10}$  раз. Примерно в такой же пропорции уменьшается и число молекул в единице объема и увеличивается длина их свободного пробега, так что к высоте примерно 300 км путь свободного пробега молекул измеряется километрами.

Несмотря на приближенность данных для высот более 300 км, можно все же утверждать, что здесь имеют место очень высокие температуры, довольно сильно изменяющиеся во времени (в течение года). Несомненно также, что в этих слоях давление и плотность сравнительно медленно убывают с высотой.

Обращает на себя внимание, что значения плотности воздуха на больших высотах, определенные из наблюдений за орбитами трех советских спутников и американских спутников «Эксплорер-1» и «Авангард-1», почти на порядок величины превышают значения, которые принимаются почти во всех теоретических моделях. Так, для высоты около 220 км были получены

значения  $3,0 \cdot 10^{-13}$ ,  $3,5 \cdot 10^{-13}$ ,  $4,5 \cdot 10^{-13}$  г/см<sup>3</sup> по данным советских спутников и  $9,6 \cdot 10^{-15}$  г/см<sup>3</sup> на высоте 405 км по данным американских спутников. Причина этого окончательно еще не выяснена и возможно, что она кроется в значительных суточных вариациях плотности верхних слоев атмосферы.

## **§ 6. Воздушные течения в атмосфере. Общая циркуляция атмосферы. Струйные течения**

Воздушные течения исследованы в атмосфере сравнительно полно аэрологическими методами лишь в слоях до высот 20—30 км. Для более высоких слоев наши сведения весьма ограничены и получены в основном косвенными методами в результате наблюдений за движением облаков (перламутровых и серебряных) и метеорных следов, а также из ионосферных наблюдений за перемещением неоднородностей ионизации в ионосферных слоях и из наблюдений за перемещающимися полярными сияниями. За последние годы ряд данных получен на основании наблюдений с помощью ракет. Однако все эти данные еще очень ограничены и дают возможность получить лишь самое общее схематическое представление о циркуляции атмосферы в ее высоких слоях.

Совокупность основных видов воздушных движений крупного масштаба в пределах нижней атмосферы, посредством которых осуществляется обмен больших масс воздуха в горизонтальном и вертикальном направлениях, называется общей циркуляцией атмосферы. К таким движениям относятся прежде всего те, которые обусловлены разностью температуры между высокими и низкими широтами, затем движения, вызванные разностью температуры между океанами и континентами (муссоны); важными звеньями общей циркуляции атмосферы являются циклоны и антициклоны, посредством которых осуществляется обмен воздуха между широтами.

Изучение общей циркуляции атмосферы — очень важная и в то же время весьма сложная проблема метеорологии, всегда привлекавшая большое внимание исследователей, так как указанные виды течений, с которыми связан также перенос тепла и влаги в атмосфере, являются главнейшими факторами, определяющими погоду и формирование климата. Естественно поэтому, что вопросы общей циркуляции атмосферы представляют собой основные вопросы климатологии и синоптической метеорологии. В климатологии они изучаются главным образом на основе использования климатологических данных о давлении и ветре, осредненных за значительные промежутки времени (месяц, сезон, год). Однако при использовании таких осредненных данных затушевываются многие индивидуальные особенности атмосферных процессов, в результате чего эти средние могут

дать неправильное представление о характере многих атмосферных процессов.

В синоптической метеорологии общая циркуляция изучается с помощью ежедневных синоптических карт с привлечением данных аэрологических наблюдений. Наряду с указанными исследованиями этот вопрос разрабатывался и с теоретической стороны, что подробно рассматривается в курсах динамической метеорологии. В результате проведенных работ был предложен ряд схем и теоретических моделей общей циркуляции атмосферы, однако большие математические трудности, связанные с решением этой проблемы, и отсутствие ряда надежных исходных данных, правильно отображающих действительность, являются причиной того, что проблема создания теории общей циркуляции атмосферы до настоящего времени еще далека от окончательного решения.

Не будем останавливаться здесь на теории вопроса, а ограничимся лишь тем, что приведем некоторые основные экспериментальные данные и изложим кратко современные воззрения на отдельные вопросы рассматриваемой проблемы.

Начальной причиной всех атмосферных движений является неодинаковое нагревание различных частей земной поверхности и соответственных участков атмосферы, что приводит также к неоднородности не только температуры, но и давления воздуха в горизонтальном направлении. Разность давлений в точках, расположенных на некоторой одной и той же уровневой поверхности (в частности, на уровне океана), и является непосредственной причиной возникновения воздушных течений. Но если бы на воздушные частицы действовала только сила, возникающая в результате разности давлений (сила барического градиента), то движение их совершалось бы в направлении падения давления подобно стоку воды с более высокого уровня на низкий. Однако этого не наблюдается, так как на движущийся воздух действуют и другие силы, к которым относится отклоняющая сила вращения Земли (кориолисово ускорение), сила трения и при криволинейном движении центробежная сила. Эти силы и вопрос о возникновении движений в атмосфере более подробно рассмотрим в гл. 22.

В ряде предложенных ранее схем общей циркуляции атмосферы учитывался лишь один источник движения (разность температур экватор — полюс). Тогда совершающуюся при этом работу можно было рассматривать как результат действия огромной тепловой машины с нагревателем у экватора и холодильником у полюса. Такую машину, имеющую, конечно, несколько условный характер, акад. В. В. Шулейкин называет тепловой машиной первого рода. Одной из простейших схем среди множества других предложенных для описания циркуляции, возникающей в этом случае на однородной поверхности

Земли при учете отклоняющего действия вращения Земли, является схема, приведенная на рис. 11. Согласно этой схеме в каждом полушарии существуют три кольца циркуляции. Первое из них — в тропиках с восходящим движением у экватора и нисходящим около параллели  $30^\circ$ . В нижней части этого кольца имеют место северо-восточные пассатные ветры, а в верхней части — западные антипассатные ветры. Второе кольцо по этой схеме характеризуется нисходящим движением у полюса и восходящим у параллели  $60^\circ$ . У земной поверхности наблюдаются северо-восточные ветры, а в верхней части кольца — западные. Третье кольцо схемы — тропосферно-стратосферное — соединяет оба первых кольца в единую схему, и в нижней его части имеют место западные ветры, а в верхней — восточные.

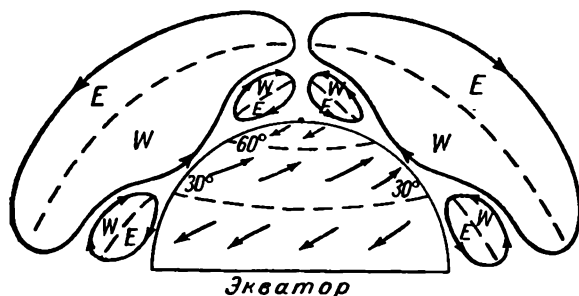


Рис. 11. Схема циркуляции для однородной земной поверхности.

В приведенной схеме отражены некоторые важные черты атмосферной циркуляции, но она, как показали исследования последних лет, далека от действительности. Это объясняется в первую очередь тем, что в ней не учитывается неоднородность земной поверхности, выражающаяся прежде всего в наличии континентов и океанов. Условия нагревания и охлаждения поверхности океанов и континентов различны и к тому же имеют сезонный характер. Действительно, в холодное полугодие, особенно в средних и низких широтах, материка быстро и сильно охлаждаются и являются источниками холода, в то время как океаны, накапливая летом тепловую энергию, зимой охлаждаются значительно медленнее и меньше, а потому становятся источниками тепла.

В летнее полугодие наблюдается обратное соотношение. Материки, нагреваясь быстрее, служат источниками тепла, а океаны — холода. Вследствие этого имеет место сезонная смена разности температур между сушей и океаном, что приводит к возникновению вторичной сезонной циркуляции между ними. Такую тепловую машину можно назвать (по В. В. Шулейкину) тепловой машиной второго рода. Циркуляция, обус-

ловленная работой этой машины, менее мощная, чем циркуляция, создаваемая тепловыми различиями между экватором и полюсами, и в значительной мере поглощается последней. Однако вторичная циркуляция проявляется в сезонной смене воздушных течений у поверхности Земли между океанами и континентами, известных под названием муссонов.

Еще более усложняется действительная циркуляция атмосферы постоянным развитием многочисленных перемещающихся циклонов и антициклонов, поэтому в явном виде работу указанных тепловых машин наблюдать почти невозможно. В один и тот же момент времени вдоль различных меридианов условия циркуляции могут быть совершенно различными и сильно изменчивыми во времени. В связи с этим оказывается невозможным представить действительную, непрерывно изменяющуюся атмосферную циркуляцию для всего земного шара в виде какой-то единой схемы, и все такие схемы, предложенные рядом исследователей, практически оказываются бесполезными. Действительный характер циркуляции в каждом районе необходимо изучать на основе выявления из повседневного опыта типичных форм циркуляции, ее интенсивности и смены в сезонном разрезе.

Переходим к рассмотрению общего характера воздушных течений в атмосфере. В тропосфере, где воздушные течения изучены наиболее подробно, они имеют в средних широтах западное направление, причем их скорость увеличивается с высотой, достигая максимальных значений у тропопаузы (9—12 км). Выше тропопаузы скорость ветра в среднем убывает с высотой. В летнее время на высотах 22—25 км скорости становятся наименьшими и направление ветра изменяется, переходя постепенно на обратное, т. е. на восточное. В зимнее время на всех широтах, кроме экватора, ветер продолжает сохранять западное направление до значительных высот. Указанное уменьшение скорости ветра с высотой выше тропопаузы объясняется тем, что на этих высотах изменяется направление горизонтального градиента температуры. Одной из наиболее важных и интересных особенностей циркуляции атмосферы является существование в верхней тропосфере так называемых струйных течений. Их изучение имеет не только научное, но и большое практическое значение.

Струйным течением называют узкий поток воздуха с квазигоризонтальной осью, располагающийся в верхней тропосфере обычно на высоте 9—12 км. Струйные течения имеют тысячи километров в длину, сотни в ширину и несколько (2—4) километров в толщину (по вертикали). Наиболее сильные ветры наблюдаются в центральной части струи, где их скорость больше 30 м/сек и достигает в некоторых случаях 100—150 м/сек и даже несколько более (200 м/сек). Горизонтальные градиенты ско-

рости ветра в этом течении очень велики: на 100 км расстояния разность скорости составляет 10—15 м/сек, увеличиваясь иногда до 25—30 м/сек на 100 км. Вертикальный градиент скорости ветра в струе составляет от 1 до 4 м/сек на 100 м высоты. Располагается струйное течение обычно не строго по широте, а образует на отдельных участках изгибы и иногда принимает даже меридиональное направление.

Струйные течения наблюдаются почти над всеми районами земного шара, имея различную повторяемость и ряд особенностей в разных районах. Существенно отметить тесную связь струйных течений с наличием в атмосфере зоны, в которой наблюдаются большие горизонтальные контрасты температуры, получившей название высотной планетарной фронтальной зоны (рис. 12). Отметим также, что в области основного (субтропического) струйного течения (рис. 13), располагающегося на широтах 30—35° на высоте 12—12,5 км, тропопауза претерпевает как бы разрыв: к югу от струйного течения она располагается выше (14—15 км) и оказывается более холодной (—60, —70°), а к северу тропопауза ниже (10—11 км) и теплее (—45, —50°). Имеющиеся в настоящее время данные еще недостаточны для того, чтобы теоретически объяснить, почему и как образуются струйные течения и связанная с ними высотная планетарная фронтальная зона.

Воздушные течения на высотах более 30 км характеризуют на основании данных, полученных косвенными методами.

Аэрологические наблюдения за распределением температуры и давления позволяют уточнить сведения о воздушных течениях в слое от 35 до 100 км. На рис. 14 приведен меридиональный разрез в летнее и зимнее время для северного полушария, составленный В. Р. Дубенцовым. На этом разрезе видно, что летом в тропосфере от полюса до тропиков преобладают относительно слабые западные течения, а к югу от тропиков — восточные. Выше 20 км (в стратосфере) над всем полушарием ветер принимает восточное направление, достигая максимума скорости на высоте 50—70 км (порядка 60—70 м/сек), выше 80—90 км воздушные течения опять переходят на западные. В зимнее время, как уже и указано, такого изменения направления ветра не наблюдается и ветер над всем полушарием (кроме экватора) продолжает сохранять западное направление до высоты 40—50 км.

По данным звукометрических наблюдений, скорость ветра с высотой увеличивается и наибольшие их скорости наблюдаются на высотах 50—60 км, где отмечены средние максимальные скорости около 70—100 м/сек. Такого же порядка скорости получаются из наблюдений за метеорными следами. Наблюдения над перемещающимися полярными сияниями дают для скорости восточного ветра на высоте около 100 км значения,



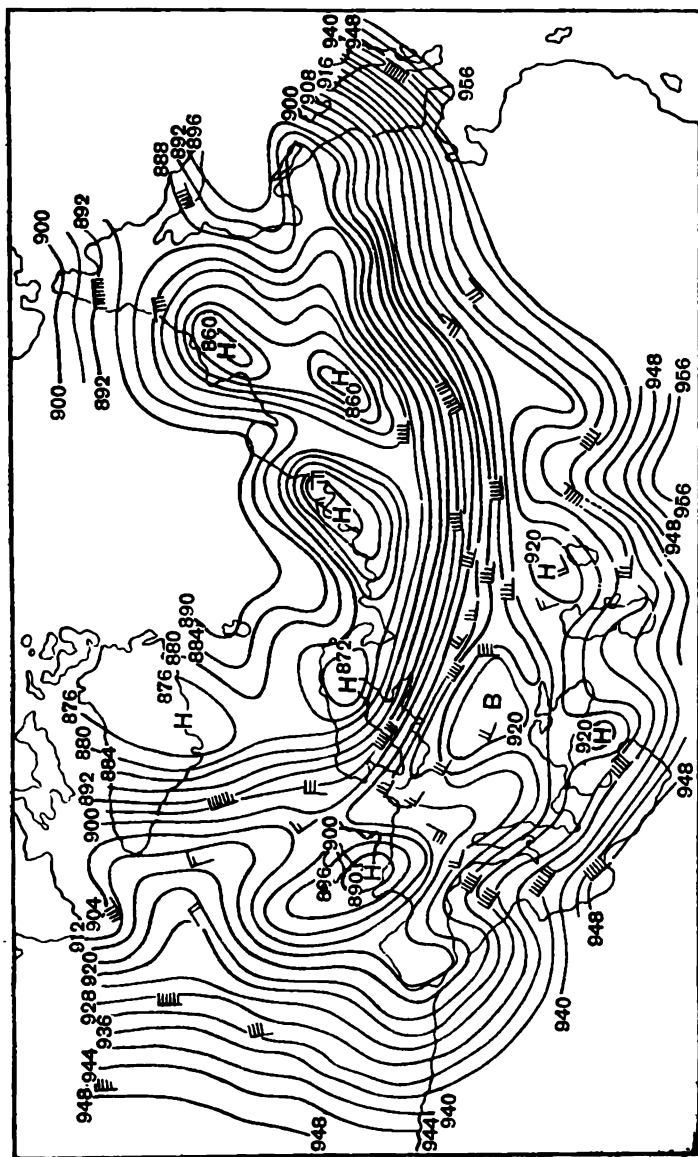


Рис. 12. Планетарные высотные фронтальные зоны и струйные течения.

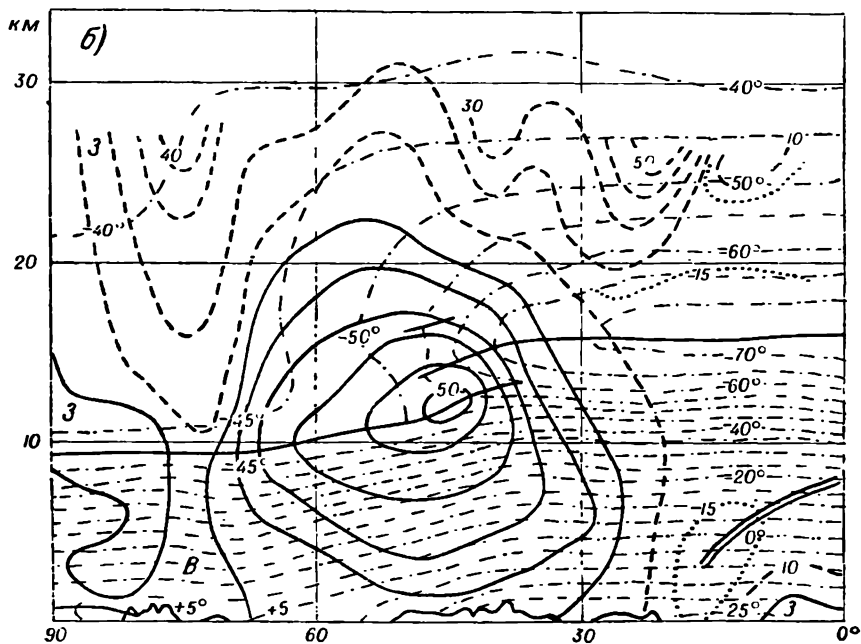
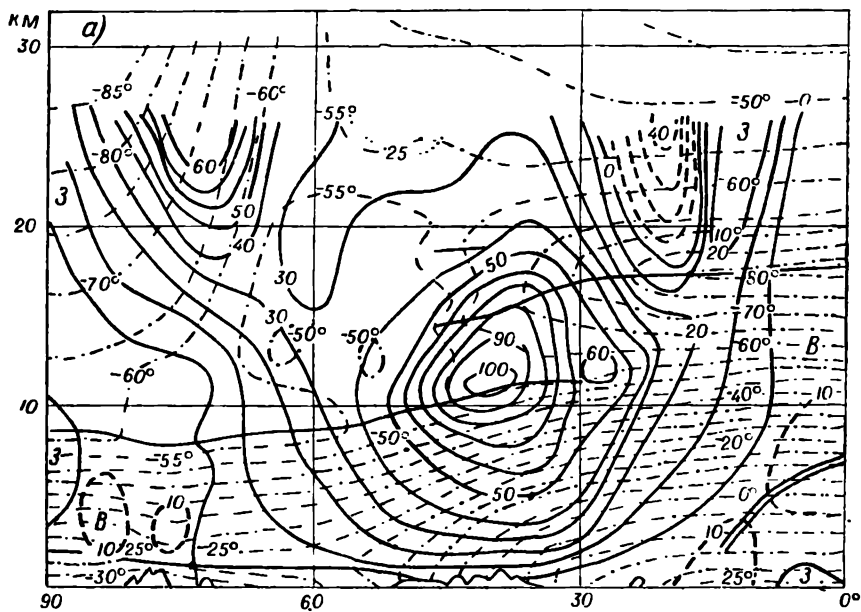


Рис. 13. Вертикальный разрез через струйное течение вдоль меридиана  $80^\circ$  з. д.  
 а — в январе, б — в июле. Сплошные линии — изотакс западного ветра, пунктирные —  
 изотакс восточного ветра, пунктир с точкой — изотермы.

доходящие до 200—300 м/сек. Следует, однако, иметь в виду, что в высоких слоях на движения атмосферы может оказывать существенное влияние ряд факторов, не имеющих значения для движения в нижней атмосфере. Такими факторами являются электромагнитные силы, действующие на заряды, приливо-отливные движения, неоднородность поглощения радиации и многие другие.

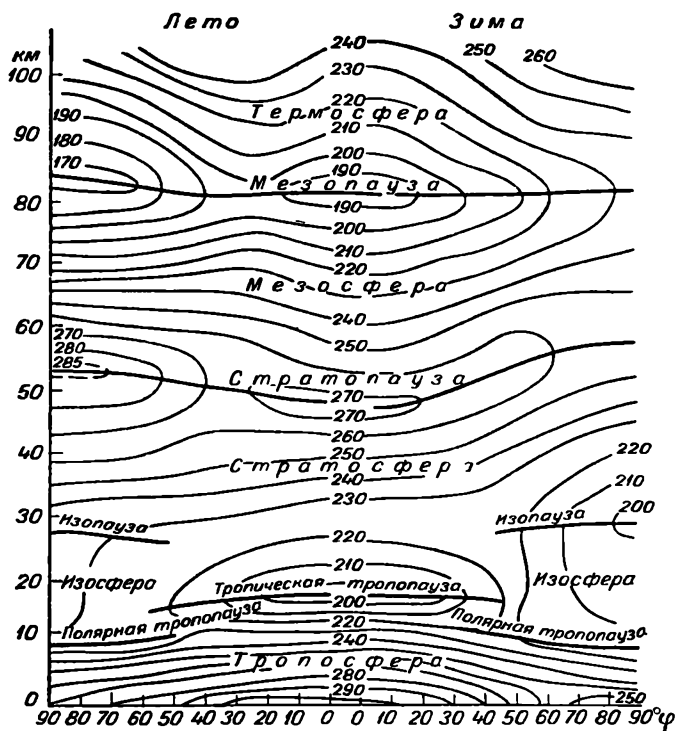


Рис. 14. Средний меридиональный разрез атмосферы (по В. Р. Дубенцову).

На основании приведенных разрезов и аналогичных схем зарубежных авторов (Келлога В. и Шиллинга, Панта и др.) можно сделать общее заключение, что атмосфера по характеру воздушных течений делится на три слоя: внизу до высот порядка 20—25 км летом и до 40—50 км зимой преобладают западные ветры, выше до высоты порядка 60—70 км располагается значительный слой восточных ветров, еще выше слой ветров переменного направления и в области между 80 и 200 км, по-видимому, имеют место восточные ветры в низких и высоких широтах и западные в средних широтах.

## § 7. Горизонтальная неоднородность тропосферы.

### Воздушные массы и фронты

Анализ состояния атмосферы на больших пространствах показывает, что атмосфера неоднородна по физическому состоянию не только в вертикальном, но и в горизонтальном направлении. Эта неоднородность наиболее резко выражена в тропосфере, где сильнее всего проявляется влияние неоднородности земной поверхности. Различное нагревание и охлаждение воздуха над разными участками земной поверхности, неодинаковое его увлажнение, разнородные движения и турбулентность — все это определяет различие в свойствах воздуха. Однако в атмосфере всегда имеются достаточно большие по объему области с относительно однородными условиями погоды, характеризующиеся определенными общими физическими свойствами. Характерные размеры таких областей в горизонтальном направлении составляют тысячи километров, в то время как в вертикальном направлении они равны единицам километров, хотя нередко распространяются и на всю толщу тропосферы. Такие однородные объемы атмосферного воздуха называются воздушными массами. Последние непрерывно перемещаются по земной поверхности, длительно сохраняя свои свойства. Со сменой воздушных масс связаны все наиболее резкие неперiodические изменения погоды в любом пункте (районе).

Разнородные воздушные массы соприкасаются одна с другой, и между ними возникают сравнительно узкие переходные так называемые *фронтальные зоны*, на протяжении которых ряд метеорологических элементов (температура, влажность, ветер) испытывает значительные изменения. Ширина фронтальных зон, не превышающих вообще нескольких сотен километров, часто бывает настолько небольшой, а изменения метеорологических элементов в ней настолько резкими, что ее можно рассматривать как поверхность раздела двух соприкасающихся воздушных масс. В этом случае ее называют *фронтальной поверхностью, или фронтом*.

Фронтальные поверхности располагаются под некоторым малым углом к горизонтальной поверхности, и линии их пересечения с поверхностью земли носят название *линий фронта*. При переходе через эту линию (точнее узкую полосу) имеет место указанное резкое скачкообразное изменение ряда метеорологических элементов.

Выявление и изучение свойств воздушных масс и фронтов производится с помощью синоптических карт. Так называются обычные географические карты той или иной достаточно обширной территории (иногда всего земного полушария), на которые нанесены метеорологические или аэрологические данные (основ-

ные метеорологические элементы) за какой-нибудь момент времени по наблюдениям, произведенным во многих пунктах.

Имея карту с нанесенными на ней в ряде точек значениями метеорологических данных, можно сделать общий обзор состояния атмосферы над соответствующей территорией. Составляя такие карты для ряда последовательных моментов времени, получают возможность следить за развитием процессов, совершающихся в атмосфере и охватывающих большие пространства.

Метод пространственного изучения физических свойств атмосферы и процессов, совершающихся в ней, с помощью таких карт носит название синоптического метода, который широко используется в метеорологии. Наибольшее значение имеет его применение в целях предсказания погоды, в связи с чем синоптические карты часто называют также картами погоды.

Опыт работы с синоптическими картами показывает, что в атмосфере происходит непрерывное перемещение различных по своим свойствам воздушных масс. Воздушные массы, поступающие в любой данный район, имеют различные свойства в зависимости от того, в каких географических условиях они сформировались и над какой подстилающей поверхностью проходили перед поступлением в данный район.

В связи с этим было введено понятие о так называемых очагах формирования воздушных масс. Действительно, если некоторая масса воздуха длительное время задерживается, например, над ледяными полями Арктики, то она приобретает там одни свойства, если же она находится в субтропиках над открытым океаном — совсем другие, а над раскаленными песками Сахары — еще иные.

В соответствии со сказанным широкое распространение в начальной стадии изучения этого вопроса получила так называемая географическая классификация воздушных масс, которая в наиболее общем виде сводится к выделению следующих географических типов воздушных масс:

1) арктического воздуха (АВ), формирующегося в Арктическом бассейне и примыкающих к нему частях материков (в основном за полярным кругом);

2) воздуха умеренных широт (УВ), или полярного воздуха (ПВ);

3) тропического воздуха (ТВ), формирующегося в тропических и субтропических областях, а летом частично и в южных частях умеренной зоны над континентом. Каждый из этих типов в свою очередь разделяется на морской и континентальный воздух в зависимости от того, формируется ли он над океанами или над континентами;

4) экваториального воздуха (ЭВ), переходящего из одного полушария в другое.

Вместе с тем каждая воздушная масса, начав перемещаться от места своего формирования, подвергается воздействию подстилающей поверхности тех районов, над которыми она проходит, и поэтому все время меняет свои свойства. В любой момент времени воздушная масса находится на определенной стадии своего развития, в результате чего ее физические свойства, которыми она обладала в некоторый начальный момент времени, могут коренным образом изменяться. Такой процесс называется трансформацией воздушных масс. Отсюда следует, что географическая классификация воздушных масс является недостаточной и неполной.

Детальное изучение воздушных масс, особенно с привлечением аэрологических данных, показало, что физически правильное их классификация по термодинамическим свойствам.

Наиболее общим является разделение воздушных масс на теплые и холодные: массу называют теплой (или холодной), если она теплее (или холоднее) массы, расположенной по соседству с ней. Эти же воздушные массы оказываются обычно теплее (или холоднее) и подстилающей поверхности. Тогда их называют соответственно устойчивыми (или неустойчивыми) массами воздуха в связи с характерной для них температурной стратификацией.

При движении воздушных масс в атмосфере перемещаются и поверхности раздела между ними — *фронты*. Направление и скорость перемещения фронта определяются распределением вблизи него воздушных течений. При этом по особенности перемещения линии фронта отмечают два основных типа фронтов:

1) *теплые фронты* — фронты, перемещающиеся в сторону холодной воздушной массы. Теплый воздух при этом обычно совершает восходящее движение вдоль клина холодного воздуха, отступающего перед наступающим теплым воздухом;

2) *холодные фронты* — фронты, перемещающиеся в сторону теплой воздушной массы. В этом случае холодный воздух как бы подтекает под теплый, оттесняя последний.

Не останавливаясь на вопросе о классификации фронтов, что подробно рассматривается в курсах синоптической метеорологии, отметим лишь, что среди них выделяют основные, или главные, фронты и вторичные фронты. Первые имеют большое протяжение и, исходя из географической классификации воздушных масс, к ним относятся:

1) *арктический* — между арктическим и полярным воздухом,

2) *полярный* — между полярным (умеренным) и тропическим воздухом и

3) *тропический* — между тропическим и экваториальным воздухом.

Второстепенные фронты имеют гораздо меньшее протяжение и обычно разделяют разнородные части воздушной массы одного типа.

На рис. 15 схематически представлено сечение фронтальной зоны (поверхности фронта) вертикальной и горизонтальной плоскостями.

Поверхности раздела воздушных масс (фронтальные поверхности) обладают некоторыми специфическими особенностями.

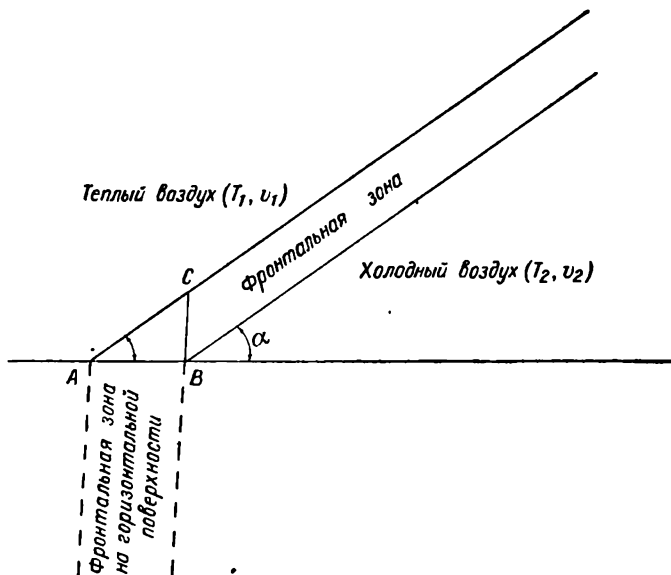


Рис. 15. Схема фронтальной зоны.

Основной из них является то, что метеорологические элементы претерпевают резкое изменение (разрыв). Такие изменения наблюдаются в ходе температуры, плотности, влажности, скорости ветра, нормальной по отношению к поверхности раздела составляющей градиента давления, но давление при переходе через поверхность раздела изменяется непрерывно (не терпит разрыва). Наиболее существенным является разрыв температуры, которая при переходе из теплой массы в холодную может изменяться на несколько градусов (иногда до  $10\text{--}15^\circ$ ).

Как уже указано, фронтальная поверхность всегда располагается под малым углом к горизонтальной поверхности. Это является необходимым следствием того, что под влиянием отклоняющей силы вращения Земли равновесное состояние двух воздушных масс, обладающих различной температурой, возможно лишь в том случае, когда они движутся относительно друг друга, будучи разделенными наклонной поверхностью раздела.

В простейшем случае, как показывает теория, угол наклона поверхности раздела  $\alpha$  выражается через ширину фронтальной зоны  $AB$  и ее толщину по вертикали  $BC$  (рис. 15) соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{BC}{AB} = \frac{2 \omega \sin \varphi}{g} \frac{T_1 v_2 - T_2 v_1}{T_1 - T_2},$$

где  $\varphi$  — широта места,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\omega$  — угловая скорость вращения Земли,  $T_1$  и  $v_1$  и соответственно  $T_2$  и  $v_2$  — температура и скорость ветра в теплой (индекс 1) и холодной (индекс 2) массах.

Из приведенного соотношения видно, что угол наклона  $\alpha$  зависит от широты места, увеличиваясь с возрастанием последней, и является функцией разрывов температуры и скорости ветра, причем он зависит также от значений этих величин. Для характеристики численных значений  $\alpha$  укажем, что на средних широтах при значениях  $T_2 = 273^\circ \text{K}$ ,  $\Delta T = T_1 - T_2 = 2,5^\circ$  и  $v_1 = 0$  найдем значения  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{177}$  при  $v_2 = 5 \text{ м/сек}$  и  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{88}$  при  $v_2 = 10 \text{ м/сек}$ .

Обычно угол наклона действительно очень мал:  $\operatorname{tg} \alpha \approx \frac{1}{100} \div \frac{1}{200}$ , т. е.  $\alpha$  составляет лишь несколько десятых градуса.

Так как различные воздушные массы отличаются по своим свойствам, а вблизи фронтальных поверхностей развиваются весьма сложные процессы в атмосфере, то их перемещение, образование и разрушение сопровождаются в любом пункте земной поверхности изменениями погодных условий. При перемещении фронтов наблюдаются характерные изменения облачности, выпадение осадков, происходит изменение температуры, влажности и прочих метеорологических элементов, которыми мы характеризуем погоду. Поэтому детальное изучение фронтов, их свойств, движения, условий образования и разрушения составляет одну из основных задач синоптической метеорологии. Рассмотрение этих вопросов выходит за пределы данного курса, ограничимся здесь приведенными основными понятиями и определениями, которыми в дальнейшем придется пользоваться.

## Глава 5

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

#### § 1. Уравнение статики атмосферы

Рассмотрим в атмосфере вертикальный столб воздуха единичного сечения, причем положим, что: 1) воздух находится в покое относительно земной поверхности; 2) его можно рассматривать как идеальный газ и 3) состав воздуха с высотой не ме-



няется. Тогда на любом уровне на высоте  $z$  для равновесия воздуха необходимо, чтобы его упругость  $p$  уравновешивала вес  $Q$  всего столба, расположенного выше данного уровня, т. е. чтобы

$$Q = p. \quad (1)$$

Из этого равенства следует, что по мере поднятия вверх упругость воздуха  $p$  уменьшается вследствие уменьшения веса  $Q$  и что, измеряя упругость воздуха, мы тем самым измеряем силу, действующую на единицу поверхности, обусловленную весом воздушного столба, расположенного над данным уровнем. Эту силу определяем как силу атмосферного давления, обозначая ее так же, как и упругость, через  $p$ .

В случае если воздух находится в движении, соотношение (1), строго говоря, не выполняется, но подробный анализ этого вопроса показывает, однако, что в реальных условиях в атмосфере движения воздуха и ускорения в большинстве случаев настолько малы, что практически их влиянием можно пренебречь. Лишь в случае очень больших скоростей движений и особенно значительных вертикальных ускорений можно отметить некоторое незначительное их влияние на давление.

Рассмотрим условие, при котором отсутствуют вертикальные перемещения воздуха. Для этого на любой высоте в атмосфере выделим столб единичного сечения. Пусть давление на его нижнем основании будет  $p$ , а на верхнем  $p - dp$ . Тогда очевидно, что при отсутствии разности давлений в горизонтальном направлении уменьшение давления  $-dp$ , согласно (1), будет определяться весом столба воздуха. Если  $\rho$  — плотность воздуха на данной высоте  $z$ , а  $g$  — ускорение силы тяжести, то

$$-dp = \rho g dz. \quad (2)$$

Это хорошо известное из курса физики соотношение связывает давление и плотность с высотой для идеального газа, находящегося под действием силы тяжести. Оно справедливо при указанных выше условиях статического равновесия воздуха, и его обычно называют основным *уравнением статики атмосферы*. Из него непосредственно вытекает, что падение давления с высотой прямо пропорционально плотности воздуха.

## § 2. Барометрические формулы

Исходя из уравнения статики (2), легко получить общий закон изменения давления и плотности с высотой. Действительно, воспользуемся уравнением состояния (Менделеева — Клапейрона)

$$\rho = p \frac{\mu}{R^* T} = \frac{p}{RT}$$

и подставим значение  $\rho$  в уравнение (2). Тогда последнее примет вид

$$-dp = p \frac{\mu g}{R^* T} dz = \frac{p g}{R T} dz. \quad (3)$$

Отсюда, разделяя переменные и интегрируя в пределах от  $z=0$ , где давление  $p_0$ , до  $z=z$ , где  $p=p_z$ , получим так называемую барометрическую формулу в ее общем виде

$$p_z = p_0 e^{-\int_0^z \frac{g dz}{R T}} = p_0 e^{-\int_0^z \frac{g \mu}{R^* T} dz}, \quad (4)$$

определяющую закон изменения давления с высотой.

Далее, так как  $\rho_z = \frac{p_z}{R T_z}$  и  $\rho_0 = \frac{p_0}{R T_0}$ , откуда

$$\frac{p_z}{p_0} = \frac{\rho_z T_z}{\rho_0 T_0},$$

мы получим и общий закон изменения плотности с высотой

$$\rho_z = \rho_0 \frac{T_0}{T_z} e^{-\int_0^z \frac{g \mu}{R^* T} dz}, \quad (4')$$

а так как  $\rho = n m$ , где  $n$  — число молекул в  $1 \text{ см}^3$  и  $m$  — средняя масса молекулы, то также

$$n_z = n_0 \frac{T_0}{T_z} e^{-\int_0^z \frac{g \mu}{R^* T} dz}, \quad (4'')$$

что дает изменение с высотой числа молекул в единице объема.

Как видно из последних формул, изменение в атмосфере давления и плотности любого газа с высотой зависит от типа газа (молекулярный вес  $\mu$ ), изменения температуры  $T$  и ускорения силы тяжести  $g$ .

В связи с тем, что закон изменения температуры воздуха с высотой в общем виде нельзя выразить простой аналитической формулой, то и интегрирование уравнения (4) не может быть выполнено в общем виде. Его можно провести лишь приближенно или для отдельных частных случаев с заданным распределением температуры по высоте. При этом обычно считают состав воздуха неизменным ( $\mu = \text{const}$ ) и пренебрегают изменением  $g$  с высотой, принимая  $g(z) = \text{const}$ , что, конечно, вносит некоторую неточность и допустимо до высот около 80—100 км.

Обычно в метеорологии рассматривают следующие частные случаи:

1) плотность атмосферы  $\rho$  с высотой не изменяется; это так называемая *однородная атмосфера*;

2) температура в атмосфере с высотой остается неизменной ( $T = \text{const}$ ) — *изотермическая атмосфера*;

3) температура воздуха в атмосфере убывает с высотой по линейному закону  $T_h = T_0 - \gamma z$ , где  $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$  — вертикальный температурный градиент; это так называемая *политропная атмосфера*.

Выделение таких случаев имеет смысл потому, что хотя в целом для атмосферы они и неприменимы, но атмосфера до изучаемой высоты может быть разбита на ряд отдельных слоев, каждый из которых более или менее близко соответствует одному из указанных условий. Рассмотрим изменение давления при этих условиях.

1. Однородная атмосфера. В ней  $\rho(z) = \text{const} = \rho_0$ , а так как и  $g = \text{const} = g_0$ , то интегрирование уравнения (2) дает

$$p_z = p_0 - g\rho_0 z. \quad (5)$$

Следовательно, давление в такой однородной атмосфере (условной) убывает по линейному закону и становится равным нулю на высоте

$$Z = \frac{p_0}{\rho_0 g_0} = \frac{R^* T}{\mu g_0} = \frac{RT}{g_0} = H. \quad (6)$$

Эта высота, которую обычно обозначают через  $H$ , носит название высоты однородной атмосферы. Ее численное значение, например, для сухого воздуха ( $\mu = 28,966$ ) при  $g_0 = 9,8 \text{ м/сек}^2$  и  $T = T_0 = 273^\circ \text{ К}$  равно  $H_0 = 7990 \text{ м} \approx 8000 \text{ м}$ .

При температуре  $T$ , отличной от  $T_0 = 273^\circ \text{ К}$  ( $0^\circ \text{ C}$ ), как нетрудно видеть

$$H = \frac{RT}{g_0} = \frac{RT_0 T}{g_0 T_0} = H_0 \frac{T}{T_0} = H_0 (1 + \alpha t). \quad (6')$$

Для некоторых отдельных газов, входящих в состав атмосферного воздуха, значение  $H_0$  приведено в табл. 13.

Таблица 13

Высота однородной атмосферы ( $H_0$ ) для различных газов

Газ	Азот $\text{N}_2$	Кислород $\text{O}_2$	Аргон $\text{Ar}$	Углекислый газ $\text{CO}_2$	Водород $\text{H}_2$	Воляной пар $\text{H}_2\text{O}$	Воздух
$H_0, \text{ м}$	8 860	7 230	5 800	5 225	114 980	12 830	7 990

Как в такой однородной атмосфере должна изменяться с высотой температура, можно найти из уравнения состояния, из которого следует, что  $T = \frac{p}{R\rho}$ . Продифференцировав это соот-

ношение по  $z$  при условии  $\rho = \text{const}$  и приняв во внимание основное уравнение статики (2), получим

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{\rho R} \frac{dp}{dz} = - \frac{g}{R} = - 3,42^\circ/100 \text{ м.} \quad (7)$$

Это и есть значение вертикального градиента температуры для однородной атмосферы.

Введенное понятие о высоте однородной атмосферы  $H$  является условным, но эта величина имеет значение некоторой вспомогательной константы, часто используемой при многих расчетах. С помощью этой величины можно придать уравнению статики [уравнение (2)] иной вид. Действительно, из (3), учитывая (6), получим

$$- \frac{dp}{p} = \frac{g}{RT} dz = \frac{1}{H} dz, \quad (8)$$

откуда видно, что  $H = \frac{RT}{g}$  может быть выбрано в качестве единицы при измерении высот.

2. Изотермическая атмосфера Если  $T = \text{const}$ , то, интегрируя уравнение статики (3) в пределах  $(p_0, p_z)$  и  $(0, z)$ , найдем

$$\ln \frac{Tp_z}{p_0} = - \frac{g_0 z}{R^* T} = - \frac{g_0 z}{RT}, \quad (9)$$

или

$$p_z = p_0 e^{- \frac{g_0 z}{R^* T}} = p_0 e^{- \frac{g_0 z}{RT}}. \quad (9')$$

Так как согласно предыдущему  $\frac{\mu g_0}{R^* T} = \frac{1}{H}$ , то

$$p_z = p_0 e^{- \frac{z}{H}}, \quad (9'')$$

т. е. давление в изотермической атмосфере убывает с высотой по экспоненциальному закону.

Отсюда видно, что изотермическая атмосфера не имела бы верхней границы и простиралась бы до бесконечности, а на высоте  $z = H$  давление в ней уменьшилось бы только в  $e$  раз, в то время как в однородной атмосфере на этой высоте оно было бы равно нулю.

Из (9'') видно, что высоту  $z$ , на которой в изотермической атмосфере давление равно  $p_z$ , можно выразить формулой

$$z = H \ln \frac{p_0}{p_z} \quad (10)$$

или, учитывая (6') и переходя к десятичным логарифмам,

$$z = H_0 (1 + \alpha t) 2,3 \lg \frac{p_0}{p_z}.$$

Принимая  $H_0=8000$  м, последнее уравнение перепишем в виде

$$z = 18\,400(1 + \alpha t) \lg \frac{p_0}{p_z}. \quad (10')$$

Из формулы (10'), в частности, легко найдем, что в изотермической атмосфере давление уменьшилось бы (при  $t=0^\circ$ ) в 10 раз на высоте 18,4 км и в 100 раз на высоте около 37 км. В действительности эта высота несколько меньше, так как средняя температура такого слоя меньше нуля.

3. Политропная атмосфера. В такой атмосфере предполагается, что температура с высотой изменяется по линейному закону

$$T = T_0 - \gamma z.$$

где  $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$  — вертикальный градиент температуры.

Для такой атмосферы уравнение статики (3) имеет вид

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g dz}{RT} = -\frac{g dz}{R[T_0 - \gamma z]} = \frac{g}{R\gamma} \frac{dT}{T}. \quad (11)$$

Интегрирование его в пределах от  $p_0$  до  $p_z$  и от  $T_0$  до  $T_z$  при  $g = \text{const}$  дает

$$\ln \frac{p_z}{p_0} = \frac{g}{R\gamma} \ln \frac{T_z}{T_0},$$

или

$$\frac{p_z}{p_0} = \left[ \frac{T_z}{T_0} \right]^{\frac{g}{R\gamma}} = \left[ 1 - \frac{\gamma z}{T_0} \right]^{\frac{g}{R\gamma}}, \quad (12)$$

что и выражает закон изменения давления с высотой в политропной атмосфере.

Высота  $z$ , на которой в политропной атмосфере давление равно  $p_z$ , найдется из (12), а именно:

$$z = \frac{T_0}{\gamma} \left[ 1 - \left( \frac{p_z}{p_0} \right)^{\frac{\gamma R}{g}} \right], \quad (13)$$

т. е. высота зависит от численного значения вертикального температурного градиента.

Верхнюю границу политропной атмосферы, т. е. высоту, на которой  $p_z=0$ , получим из (13)

$$Z = \frac{T_0}{\gamma}. \quad (14)$$

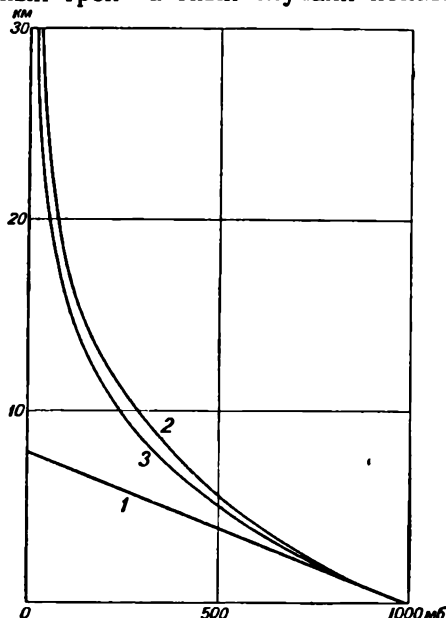
Например, при  $T_0=273^\circ$  и  $\gamma=6^\circ/\text{км}$   $Z=45$  км, а при  $\gamma \rightarrow 0$   $Z \rightarrow \infty$ .

Легко показать, что однородная атмосфера является частным случаем политропной. Действительно, в однородной атмосфере

$$\gamma = \frac{g}{R} = 3,42^\circ/100 \text{ м, и при } T_0 = 273^\circ \text{ из (14) найдем}$$

$$Z = \frac{T_0}{\gamma} \approx 8000 \text{ м.} \quad (15)$$

Сопоставление изменения давления с высотой в рассмотренных трех частных случаях показывает (рис. 16), что быстрее



всего оно убывает в однородной атмосфере, а в изотермической атмосфере оно убывает несколько медленнее, чем в политропной.

Для разного рода практических расчетов (главным образом применительно к авиации) вводится в рассмотрение некоторая условная так называемая стандартная атмосфера, характеризующаяся распределением метеорологических элементов по высоте, близким к среднему их распределению. Для такой атмосферы принимается, что температура убывает до высоты 11 км линейно с градиентом  $0,0065^\circ/\text{м}$ , а выше 11 км до высоты 30 км она остается неизменной и равной  $216^\circ,5\text{К}$ , или  $-56^\circ,5\text{С}$ . Таким образом, стандартная атмосфера является политропной до

Рис. 16. Изменение давления в однородной (1), изотермической (2) и политропной (3) атмосфере.

высоты 11 км, а выше 11 км изотермической, так что убывание давления выражается соответствующими формулами.

### § 3. Полная барометрическая формула (формула Лапласа)

Рассмотрев частные случаи, обратимся к барометрической формуле в общем виде [уравнение (4)] и напишем ее в форме

$$p_2 = p_1 e^{-\int_{z_1}^{z_2} \frac{g}{RT} dz}, \quad (16)$$

где  $p_1$  и  $p_2$  — давление соответственно на уровнях  $z_1$  и  $z_2$ .

При рассмотрении в предыдущем параграфе частных случаев задавался закон изменения температуры с высотой. Однако можно атмосферу разбить на ряд сравнительно тонких слоев и для каждого из них ввести так называемую среднюю барометрическую температуру, определяемую соотношением

$$\bar{T}_{\text{бар}} = \frac{z_2 - z_1}{\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{T}}. \quad (17)$$

Тогда вместо (16) можем написать

$$p_2 = p_1 e^{-\frac{g}{R} \frac{z_2 - z_1}{\bar{T}_{\text{бар}}}}, \quad (18)$$

и разность двух высот в атмосфере ( $z_2 - z_1$ ) определится формулой

$$z_2 - z_1 = \frac{R}{g} \bar{T}_{\text{бар}} \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (19)$$

Смысл введенной здесь  $\bar{T}_{\text{бар}}$  ясен. Это такая температура фиктивного изотермического слоя, при которой толщина последнего и разность давлений на его границах равны толщине и разности давлений на границах реально изучаемого слоя. На практике, однако, редко вычисляют среднюю барометрическую температуру  $\bar{T}_{\text{бар}}$ , а обычно пользуются средней арифметической температурой  $\bar{T} = \frac{T_1 + T_2}{2}$ , причем последняя несколько больше средней барометрической ( $\bar{T} > \bar{T}_{\text{бар}}$ ).

Ошибка в определении давления, происходящая от замены средней барометрической температуры средней арифметической, мала и только для слоев большой толщины [ $(z_2 - z_1) > 5 \text{ км}$ ] и при больших значениях вертикального температурного градиента ( $\gamma = 1^\circ/100 \text{ м}$ ) она может быть больше 1 мб, т. е. превзойти точность измерения давления при аэрологических наблюдениях.

Введем в формулу (19) среднюю температуру  $\bar{T}$  слоя  $z_2 - z_1$ . Тогда после интегрирования придем к выражению

$$z_2 - z_1 = \frac{R}{g} \bar{T} \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (20)$$

Во всех предыдущих выводах не учитывалось, что реальный воздух всегда является влажным, а также что ускорение силы тяжести изменяется с широтой места и с высотой. Для учета влияния содержащегося в воздухе водяного пара, как было

показано в § 4 гл. 2, следует вместо реальной температуры ввести в уравнение состояния виртуальную температуру

$$T_b = T \left[ 1 + \beta \left( \frac{e}{p} \right) \right] = T_0 (1 + \alpha t) \left[ 1 + \beta \left( \frac{e}{p} \right) \right],$$

где  $\beta = 0,378$ .

Тогда все выведенные соотношения будут справедливы и для влажного воздуха и вместо (20) мы напишем

$$z_2 - z_1 = \frac{R}{g} \bar{T}_b \ln \frac{p_1}{p_2} = \frac{R}{g} T_0 (1 + \alpha \bar{t}) \left[ 1 + \beta \left( \frac{\bar{e}}{p} \right) \right] \ln \frac{p_1}{p_2}, \quad (21)$$

где  $T_0 = 273^\circ \text{K}$ ,  $\bar{t}$  и  $\left( \frac{\bar{e}}{p} \right)$  — средние арифметические значения этих величин для рассматриваемого слоя.

Изменение ускорения силы тяжести с высотой и широтой, как известно, определяется соотношением

$$g = g_{0,45} (1 - a \cos 2\varphi) (1 - b h).$$

Здесь  $\varphi$  — широта места,  $h$  — высота над уровнем моря,  $g_{0,45} = 980,6 \text{ см/сек}^2$  (значение ускорения силы тяжести на уровне моря на широте  $\varphi = 45^\circ$ ),  $a = 0,00264$  и  $b = 3,14 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$ .

Для введения поправки, учитывающей изменение ускорения силы тяжести, следует вместо  $g$  ввести в формулы

$$g = g_{0,45} (1 - a \cos 2\varphi) (1 - b \bar{h}), \quad (22)$$

где  $\bar{h} = \frac{z_1 + z_2}{2}$  — средняя высота слоя.

Тогда вместо (21) получим

$$z_2 - z_1 = \frac{RT_0 (1 + \alpha \bar{t}) \left[ 1 + \beta \left( \frac{\bar{e}}{p} \right) \right]}{g_{0,45} (1 - a \cos 2\varphi) (1 - b \bar{h})} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (23)$$

или, учитывая малость  $a \cos 2\varphi$  и  $b \bar{h}$ .

$$z_2 - z_1 = \frac{RT_0}{g_{0,45}} (1 + \alpha \bar{t}) \left( 1 + \beta \left( \frac{\bar{e}}{p} \right) \right) (1 + a \cos 2\varphi) \times \\ \times (1 + b \bar{h}) \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (24)$$

Выведенная формула носит название *формулы Лапласа*. Заменяя в ней натуральный логарифм на десятичный и подставляя численные значения входящих в нее величин, получим формулу Лапласа в окончательном виде

$$z_2 - z_1 = 18\,400 (1 + 0,00356 \bar{t}) \left[ 1 + 0,378 \left( \frac{\bar{e}}{p} \right) \right] \times \\ \times (1 + 0,00264 \cos 2\varphi) (1 + 3,14 \cdot 10^{-7} \bar{h}) \lg \frac{p_1}{p_2}. \quad (25)$$



Эта формула позволяет точно определить разность высот  $z_2 - z_1$  между двумя точками, давление в которых равно  $p_2$  и  $p_1$ . Однако на практике ею пользуются редко и применяют более простые формулы. В частности, если считать воздух сухим ( $\frac{e}{p} = 0$ ) и пренебречь зависимостью ускорения силы тяжести от широты и высоты, то получим формулу (10')

$$z_2 - z_1 = 18\,400 (1 + 0,00366 \bar{t}) \lg \frac{p_1}{p_2}. \quad (26)$$

#### § 4. Упрощенная барометрическая формула. Барометрическая ступень

В ряде случаев, когда рассматривается изменение давления в слоях малой толщины, применяют упрощенную барометрическую формулу (формулу Бабинне)

$$z_2 - z_1 = 2H_0 (1 + \alpha \bar{t}_B) \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2}, \quad (27).$$

где

$$2H_0 = 2 \frac{273 R}{g} \approx 16\,000 \text{ м.} \quad (27')$$

Это и есть *формула Бабинне*, которую, однако, можно применять лишь для сравнительно тонких слоев. Она может быть легко получена из уравнения (9''), которое напомним в виде

$$p_2 = p_1 e^{-\frac{z_2 - z_1}{H}}. \quad (28)$$

Разложение в ряд величины  $e^{-\frac{z_2 - z_1}{H}}$  дает возможность представить (28) приближенно

$$p_2 = p_1 \left( 1 - \frac{z_2 - z_1}{H} \right),$$

откуда найдем

$$z_2 - z_1 = H \frac{p_1 - p_2}{p_1}.$$

Учитывая, что  $H = H_0 (1 + \alpha \bar{t})$  и вводя среднюю виртуальную температуру, получим

$$z_2 - z_1 = H_0 (1 + \alpha \bar{t}_B) \frac{p_1 - p_2}{p_1}, \quad (28')$$

или численно

$$z_2 - z_1 = 8000 (1 + \alpha \bar{t}_B) \frac{p_1 - p_2}{p_1}.$$

Если не требуется большой точности, то изменение давления с высотой можно характеризовать величиной так называемой барической ступени, под которой понимают ту высоту (в метрах), на которую нужно подняться или спуститься для того, чтобы давление изменилось на 1 мб. Из основного уравнения статики (2), написанного в конечных разностях, для барической ступени имеем

$$-\frac{\Delta z}{\Delta p} = \frac{1}{g\rho} = \frac{RT}{gp} = \frac{8000(1+\alpha t)}{p}, \quad (29)$$

т.е. величина барической ступени обратно пропорциональна плотности воздуха  $\rho$  и, следовательно, увеличивается с высотой. При одном и том же давлении  $p$  барическая ступень больше в теплом воздухе, чем в холодном. Выражение для барической ступени можно легко получить и из упрощенной барометрической формулы, из которой сразу находим (29).

Из формулы (29) видно, что при  $p=1000$  мб и  $t=0^\circ \frac{\Delta z}{\Delta p} = 8$  м/мб. При других  $p$  и  $t$  значения барической ступени приведены в табл. 14. Таблица иллюстрирует указанную зависимость барической ступени от высоты (давления) и температуры.

Таблица 14

Значения барической ступени (м/мб)

Давление (мб)	Температура (град.)				
	-40	-20	0	+20	+40
1000	6,7	7,4	8,0	8,6	9,3
500	13,4	14,7	16,0	17,3	18,6
100	67,2	73,6	80,0	86,4	92,8

Величина, обратная барической ступени, дает изменение давления при поднятии на единицу высоты, т.е. вертикальную составляющую градиента давления — вертикальный барический градиент. Обозначим его через  $G_z$  и, так как давление с высотой убывает, то напомним

$$G_z = -\frac{\partial p}{\partial z}. \quad (30)$$

Имея в виду, что

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho = -\frac{g}{R} \frac{p}{T},$$

найдем

$$G_z = \frac{981}{2,87 \cdot 10^6} \frac{p}{T} = 3,42 \frac{p}{T} \text{ мб/100 м.} \quad (30')$$

Пользуясь (30'), легко получить значения  $G_z$  для разных  $p$  и  $t$ . Они приведены в табл. 15.

Таблица 15

Значения вертикального градиента давления  
(мб/100 м) для разных  $p$  и  $t$

Температура (град.)	Давление $p$ мб		
	1000	500	100
—40	14,68	7,34	1,47
0	12,52	6,26	1,25
+40	10,92	—	—

Как видно из этих данных, вертикальный градиент давления наибольшие значения имеет в нижней тропосфере, особенно при низких температурах; с высотой он быстро уменьшается. Отметим, что вертикальные градиенты давления во много раз больше горизонтальных. Как увидим дальше, средний горизонтальный градиент давления составляет около 1 мб/100 км.

## § 5. Применения барометрической формулы

Барометрическая формула связывает между собой три основные величины: давление  $p$ , виртуальную температуру  $T_v$  и высоту  $z$ . Определяя из наблюдений две из них, можно, пользуясь выведенными соотношениями, найти третью. На практике решаются следующие задачи.

1) **Вычисление распределения давления по высоте.** Задача состоит в определении величины давления  $p_2$  на некотором уровне  $z_2$  по заданному значению  $p_1$  на уровне  $z_1$  и среднему значению  $\bar{t}_v$  в слое  $z_2 - z_1$ . Обычно при этих расчетах применяются формулы для изотермической атмосферы.

2) **Барометрическое нивелирование.** Оно применяется, когда ставится задача определить разность высот двух точек  $z_2 - z_1$  по значениям давления в них  $p_2$ ,  $p_1$  и виртуальной температуры  $(t_v)_2$  и  $(t_v)_1$ . При необходимости получения большой точности расчеты следует вести по формуле Лапласа. На практике, однако, часто проводят вычисления по формуле для изотермической атмосферы, используя ее последовательно для небольших слоев (1—2 км), к каждому из которых и применяется формула (10'), которую пишут в виде

$$\Delta z = \Delta z_0 \alpha \bar{t}_v, \quad (31)$$

где  $\Delta z_0 = 18\,400 \lg \frac{p_1}{p_2}$  — толщина слоя, в котором давление изменилось бы от  $p_1$  до  $p_2$  при  $\bar{t}_v = 0^\circ$ .

На практике для барометрического нивелирования обычно используются так называемые гипсометрические таблицы и номограммы.

**3) Приведение давления к уровню моря.** Известны  $p_2$ ,  $(t_в)$ ,  $z_2$ ,  $z_1$  и  $(t_в)_1$ . Требуется найти  $p_1$ . Эта задача имеет широкое применение в метеорологии, когда давление  $p_2$ , наблюдаемое на некоторой станции на высоте  $z_2$ , приводится к давлению  $p_1$  на уровне моря. Практически это осуществляется при помощи готовых таблиц.

**4) Определение средней температуры слоя  $\bar{t}_в$ .** В этом случае известны  $p_1$  и  $p_2$  на высотах  $z_1$  и  $z_2$  и требуется найти  $(\bar{t}_в)_1$ , что и осуществляется с помощью приведенных выше формул.

## § 6. Применимость барометрической формулы для верхних слоев атмосферы

Используя барометрическую формулу для расчетов давления на больших высотах в атмосфере, очевидно, нельзя принимать ускорение силы тяжести постоянным, а следует учитывать его изменение с высотой, которое определяется соотношением

$$g_h = g_0 \left( \frac{a}{a+h} \right)^2,$$

где  $a$  — радиус Земли.

Имея это в виду, мы должны написать барометрическую формулу в ее общем виде следующим образом:

$$-dp = \frac{p}{RT} g_0 \left( \frac{a}{a+h} \right)^2 dz,$$

откуда и получим

$$p_h = p_0 e^{-\frac{g_0}{RT} \left( \frac{a}{a+h} \right) h}. \quad (32)$$

Из этого выражения видно, что давление (а также и плотность) убывает с высотой медленнее, чем при  $g = \text{const}$ , причем эта разница становится заметной на уровне порядка 100 км и увеличивается с высотой, что видно из табл. 16, в которой приведены значения отношения давления  $\bar{p}_h$ , рассчитанного с учетом убывания  $g$  с высотой, к давлению  $p_h$ , вычисленному без этого учета.

Наряду со сказанным следует учесть, что температура воздуха в высоких слоях атмосферы является очень сложной функцией высоты, до настоящего времени еще не изученной достаточно точно.

Наконец, встает вопрос о том, насколько понятие о давлении газа применимо к высоким слоям атмосферы, где имеет место большое разрежение и число молекул очень мало, а соударения

Значения отношения  $\frac{\bar{p}_h}{p_h}$ 

	<i>h км</i>				
	100	200	300	400	500
$T = 300^\circ \text{K}$ . . . . .	1,19	2,00	4,63	14,63	62,8
$T = 900^\circ \text{K}$ . . . . .	1,06	1,26	1,67	2,45	3,98

между молекулами очень редки, в связи с чем и длина свободного пробега молекул становится сравнимой с высотой однородной атмосферы. Рассмотрение этого вопроса приводит, однако, к выводу, что, понимая под температурой газокINETическую температуру как меру средней энергии теплового движения молекул газа, мы можем применять барометрическую формулу и для очень разреженного газа вплоть до высот порядка 1000 км (но не выше).

## § 7. Масса атмосферы и ее распределение по вертикали

Для массы воздуха в столбе единичного сечения высотой  $dz$  можем написать

$$dm = \rho dz,$$

( $\rho$  — плотность воздуха).

Следовательно, для всего столба атмосферы

$$m_0 = \int_0^\infty \rho dz. \quad (33)$$

Общая масса атмосферы будет

$$M = m_0 s = s \int_0^z \rho dz, \quad (34)$$

где  $s$  — поверхность Земли, причем

$$\rho = \rho_0 \frac{T_0}{T} e^{-\int_0^z \frac{g}{RT} dz}. \quad (35)$$

Подстановка (35) в (33) дает выражение, из которого можно найти  $m_0$ , для чего, однако, нужно знать распределение температуры во всей толще атмосферы и, конечно, учесть изменение  $g$  с высотой.

В результате приближенного подсчета, полагая, что  $T = T_0$  и  $c$  высотой не изменяется, а  $g = \text{const}$ , получим

$$m_0 = \rho_0 \int_0^{\infty} e^{-\frac{z}{H}} dz = H \rho_0 \quad \text{г/см}^2.$$

Отсюда, считая  $\rho_0 = 1,27 \cdot 10^{-3}$  и  $H = 7991$  м, для всей массы  $M$  найдем

$$M = sm_0 = 4\pi a^2 H \rho_0 = 5,3 \cdot 10^{15} m,$$

где  $a = 6,37 \cdot 10^8$  см — радиус Земли.

Так как масса всей Земли оценивается примерно в  $6,0 \cdot 10^{21}$  т, то отсюда видно, что масса атмосферы в  $10^6$  раз меньше массы Земли.

При том же предположении изотермической атмосферы определим, как будет распределяться по вертикали масса атмосферы. Так как  $dm = \rho dz$ , найдем, что масса атмосферы до высоты  $z$  равна

$$m_z = \int_0^z \rho dz = H \rho \left(1 - e^{-\frac{z}{H}}\right) = m_0 \left(1 - e^{-\frac{z}{H}}\right), \quad (36)$$

или

$$\frac{m_z}{m_0} = 1 - e^{-\frac{z}{H}} = 1 - e^{-\frac{z}{8000}}. \quad (36')$$

Подсчеты дают, что в такой атмосфере до высоты  $z = 8$  км содержится около 63% всей массы атмосферы. Аналогично найдем, что в предположении изотермической атмосферы с температурой  $t = 0^\circ$  50% всей ее массы содержится до  $z = 5,5$  км, 90% до  $z = 18,4$  км и 99% до  $z = 36$  км.

В реальных условиях при убывании температуры с высотой приведенные числа несколько изменятся (но незначительно) и картина будет та же.

## § 8. Изменение давления под влиянием разных факторов

Обратимся к формуле

$$p = p_0 e^{\frac{-gz}{RT_B}}.$$

Логарифмируя и затем дифференцируя ее, получим

$$\frac{dp}{p} = \frac{dp_0}{p_0} + \frac{gz}{R} \frac{d\bar{T}_B}{\bar{T}_B^2}. \quad (37)$$

Формула (37) связывает изменение давления на верхнем и нижнем уровнях со средней температурой  $\bar{T}_B$  и ее изменениями

в слое, заключенном между этими уровнями. Рассмотрим следующие случаи.

1. Давление на начальном уровне (в частности, наземное) постоянно, т. е.  $p_0 = \text{const}$ , или  $dp_0 = 0$ . Тогда

$$dp = p \frac{gz}{R} \frac{dT_B}{\bar{T}_B^2}. \quad (38)$$

Отсюда видно, что если  $dT > 0$ , то и  $dp > 0$ , т. е. при неизменном наземном давлении с увеличением средней температуры воздушного столба давление  $p$  на определенном уровне  $z$  увеличивается, и наоборот.

2. Давление на уровне  $z$  остается неизменным, т. е.  $p = \text{const}$ , или  $dp = 0$ . Тогда

$$dp_0 = -p_0 \frac{gz}{R} \frac{d\bar{T}_B}{\bar{T}_B^2}, \quad (39)$$

т. е. при увеличении средней виртуальной температуры слоя при неизменном давлении на некоторой высоте давление внизу будет уменьшаться. Это уменьшение давления тем больше, чем больше  $dT_B$  и чем больше толщина слоя  $z$ . Оно будет больше при меньших значениях  $\bar{T}_B$ . В соответствии с этим, если воздух охлаждается, например, находясь над холодной подстилающей поверхностью, давление  $p_0$  будет возрастать. При нагревании воздуха над более теплыми поверхностями давление должно будет понижаться ( $dp_0 < 0$ ). К такому же эффекту приводит изменение температуры столба воздуха, вызванное и другими причинами.

3. Температура слоя остается постоянной, т. е.  $\bar{T}_B = \text{const}$  и, следовательно,  $d\bar{T}_B = 0$ . Тогда

$$\frac{dp}{p} = \frac{dp_0}{p_0}, \quad (40)$$

т. е. относительное изменение давления на некоторой высоте, происшедшее по какой-либо причине, равно такому же изменению давления на нижнем уровне. По абсолютной величине  $dp$  будет в  $\frac{p}{p_0}$  раз меньше, чем  $dp_0$ , т. е. малое изменение давления на высоте будет сопровождаться значительными изменениями давления внизу. Так, если  $p_0 = 1000$  мб, а  $p = 200$  мб, то изменение  $p$  на 1 мб вызовет изменение  $p_0$  на 5 мб.

Все указанные соотношения имеют большое значение, так как по характеру изменений давления, наблюдаемых на земной поверхности, они дают возможность судить об изменениях давления и на высоте, а также об изменении средней виртуальной температуры. Следует, однако, заметить, что в отдельные мо-

менты времени изменения давления как у земной поверхности, так и на высотах определяются совместным действием различных факторов, действующих во всем столбе атмосферы, поэтому общая картина изменений давления оказывается более сложной.

## § 9. Изобарические поверхности и изобары. Барические области

Проводя в атмосфере поверхности через точки, давление в которых одинаково, мы получим *изобарические поверхности*, имеющие в общем случае достаточно сложную форму.

При пересечении изобарических поверхностей с поверхностью уровня моря или с поверхностью любого другого уровня  $z$  образуются кривые линии — так называемые *изобары* этого уровня, т.е. линии равных значений давления. Очевидно, что изобары не могут ни касаться, ни пересекаться одна с другой и каждая из них характеризуется определенным значением давления. При пересечении изобарических поверхностей вертикальной плоскостью (например, плоскостью меридиана) на ней также получим ряд аналогичных линий (изобар), характеризующих распределение давления по высоте в данной плоскости.

На земной поверхности (вернее на уровне моря) изобары строятся по данным наблюдений метеорологических станций либо для конкретных моментов времени (на синоптических картах), либо по средним значениям давления за различные промежутки времени — месяц, сезон, год (на климатологических картах). При этом давление, наблюдаемое на метеорологических станциях, расположенных обычно на разной высоте, приводится к уровню моря по барометрической формуле. Изобары проводятся на картах через определенные интервалы значений давления, обычно через 5 мб.

На подобного рода картах (наземных или высотных) по густоте расположения изобар можно судить об изменениях давления в горизонтальном направлении. Количественно величина этого изменения характеризуется значением горизонтального барического *градиента*  $G_n = -\frac{\partial p}{\partial n}$ , который дает величину изменения давления по нормали  $n$  к изобаре и направлен в сторону падения давления. Барический градиент выражается в миллибарах на  $1^\circ$  меридиана (111 км).

На рис. 17 в качестве примера приведена карта распределения давления на уровне моря для Европейской территории СССР.

На картах изобар, построенных для достаточно обширной территории, при всей неоднородности распределения давления всегда можно выделить области пониженного и повышенного давления (рис. 17). Некоторые из этих областей в пределах рассматриваемой территории очерчены замкнутыми изобарами, дру-



гие — разомкнутыми. В зависимости от системы ветров, с которой они связаны, замкнутые изобарические области с низким давлением в центре называются *циклонами*, а с высоким давлением — *антициклонами*. Первые обозначаются на картах буквой *H*, а вторые — буквой *B*.

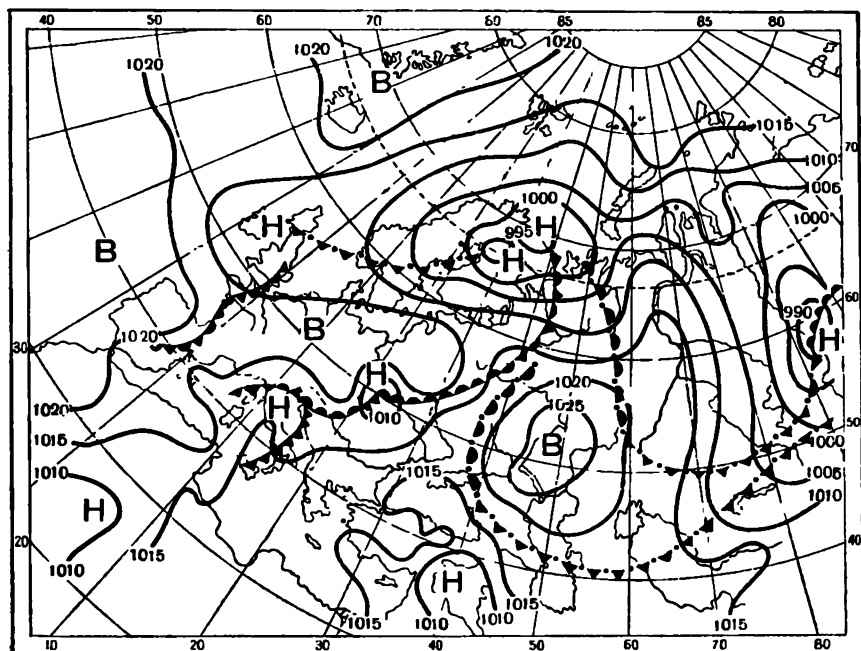


Рис. 17. Приземная карта погоды. Изобары на уровне моря.

Очевидно, что в циклоне горизонтальный барический градиент  $G$  направлен к центру, а в антициклоне, наоборот, — от центра к периферии, причем обычно в циклонах он больше, чем в антициклонах.

На окраинах циклонов часто имеются вытянутые в каком-нибудь направлении узкие области пониженного давления. Такие вытянутые области, очерченные обычно незамкнутыми изобарами, называются ложбинами. На окраинах антициклонов нередко наблюдаются вытянутые области повышенного давления, которые называются гребнями, или отрогами. Область между двумя парами циклонов и антициклонов носит название седловины. На рис. 18 схематически изображены эти основные формы барического рельефа.

Следует иметь в виду, что изобары на плоскости только отражают характер распределения давления в пространстве. При сложном виде изобарических поверхностей последние имеют

как бы свой рельеф и топографию — они приподняты над областями высокого давления и опущены над областями низкого давления.

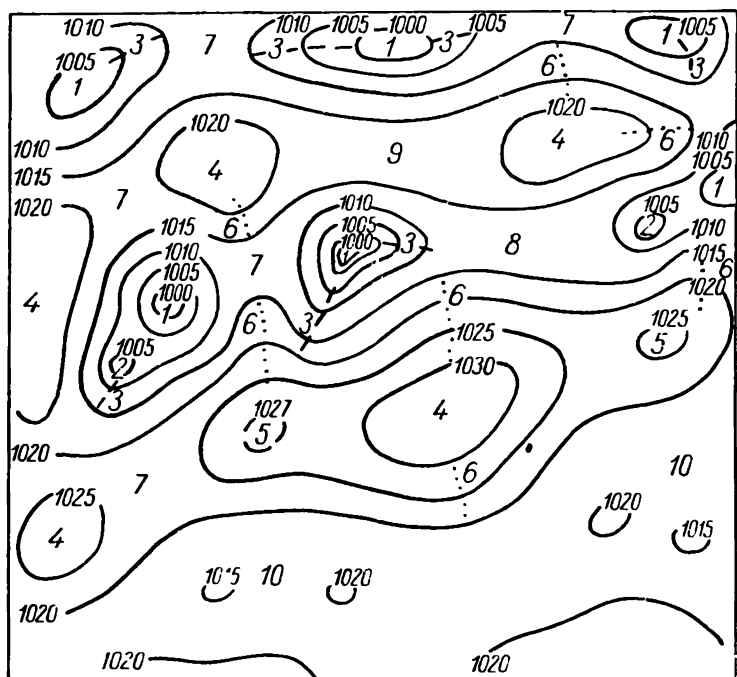


Рис. 18. Формы барического поля.

## § 10. Среднее распределение давления у земной поверхности

Среднее распределение давления у земной поверхности (на уровне моря) хорошо изучено на основании средних многолетних данных. В самом общем виде оно характеризуется тем, что в экваториальной зоне наблюдается пониженное давление. К югу и к северу от этой зоны давление увеличивается и достигает максимума у 30—40° северной и южной широт. Это так называемые субтропические пояса высокого давления. Далее к высоким широтам (60—70° широты) давление понижается и притом особенно в южном полушарии. И, наконец, от этой субполярной зоны пониженного давления к полюсам оно опять несколько увеличивается.

Такова схематически общая картина распределения давления по земному шару. В действительности даже в средних выводах оно оказывается значительно сложнее, как это и можно, например, видеть, рассматривая карты изобар (рис. 19 и 20),

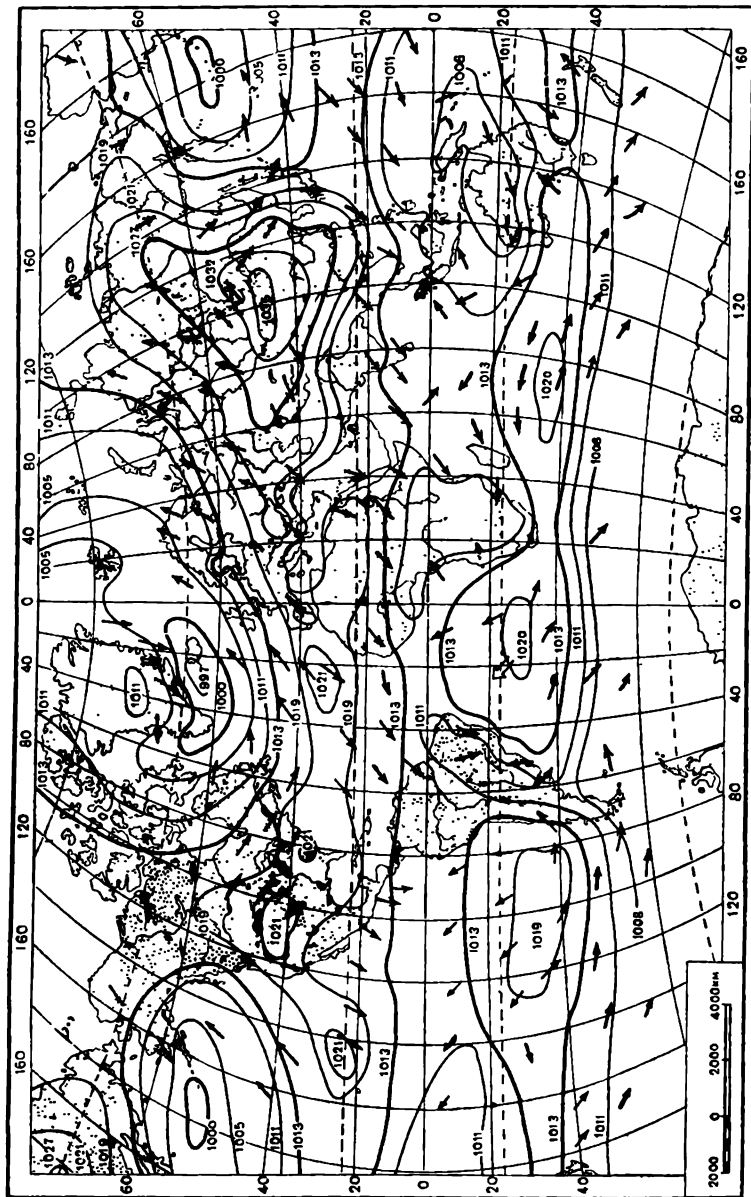


Рис. 19. Изобары на уровне моря. Январь.

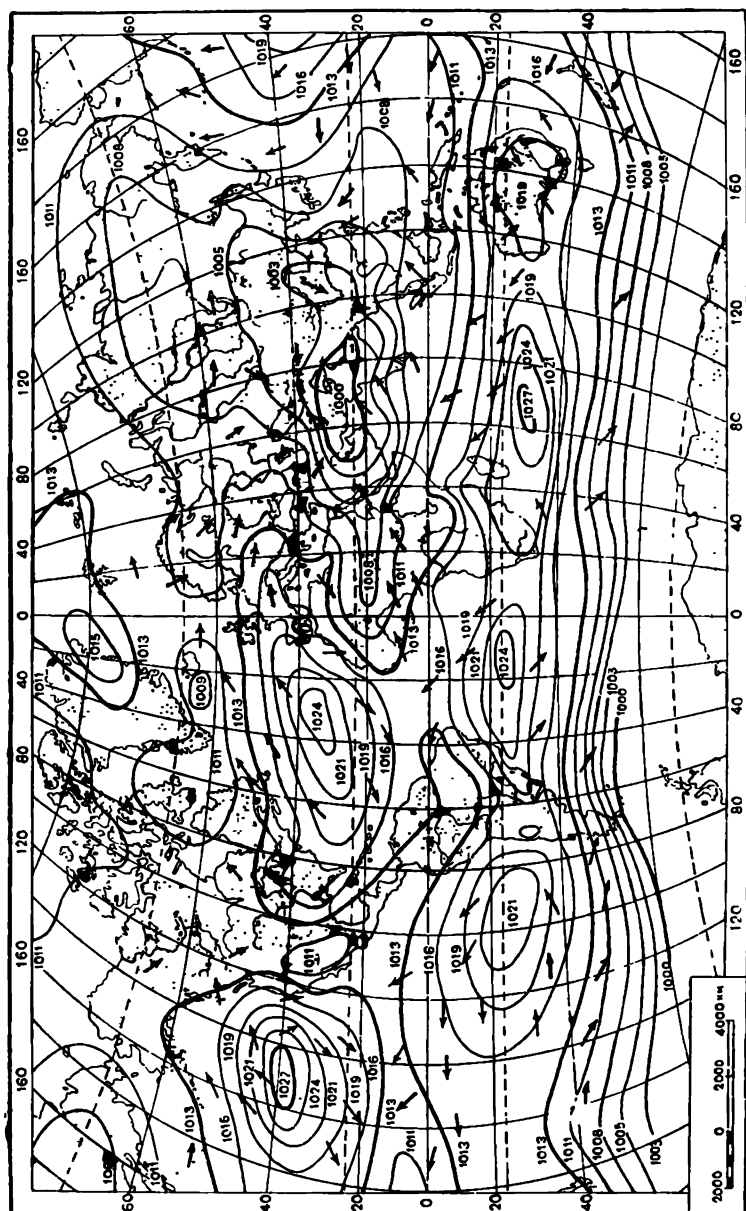


Рис. 20. Изобары на уровне моря. Июль.

на которых приведено среднее распределение давления на уровне моря в январе (зима) и в июле (лето).

Такое неравномерное и сложное распределение давления на земной поверхности определяется причинами термического, а также и динамического характера. К первым относится прежде всего термическое влияние земной поверхности. Оно проявляется в том, что над холодными поверхностями условия благоприятны для повышения давления вблизи земной поверхности, а над сильно нагреваемыми, наоборот, для понижения. В результате в холодное время года над континентами образуются области высокого давления, которые ослабевают и даже совсем исчезают в летнее время, когда они имеют тенденцию образовываться над океанами.

Наряду с термическими причинами действуют и динамические факторы, в результате чего в одних областях или зонах возможно нагнетание воздуха, т. е. повышение давления, в других, наоборот, отток воздуха, т. е. понижение давления.

Указанные две причины действуют совместно и определяют наблюдаемое в действительности распределение давления. Ввиду большей однородности строения земной поверхности в южном полушарии распределение давления более правильное, чем в северном, и ближе соответствует изложенной выше схеме.

Намечаемые на схеме пояса повышенного и пониженного давления распадаются на отдельные звенья в виде замкнутых барических областей высокого и низкого давления. Некоторые из этих областей существуют круглый год, усиливаясь или ослабевая в разные сезоны. Другие области существуют в определенных районах либо в зимнее, либо в летнее время. Эти барические области оказывают большое влияние на воздушные течения, условия погоды и климат на значительной территории, поэтому их называют *центрами действия атмосферы*.

При сопоставлении карт изобар для июля и января можно заметить также, что горизонтальные градиенты давления зимой больше, чем летом.

Следует подчеркнуть, что в каждый отдельный физический момент различия в распределении давления на поверхности Земли значительно больше, чем в средних выводах. Это особенно относится к средним и высоким широтам. Здесь постоянно образуются и распадаются циклоны и антициклоны, которые при этом не остаются неподвижными и неизменными по форме.

## **§ 11. Геопотенциал. Барометрическая формула геопотенциала**

При изучении распределения давления в атмосфере и движений воздуха в ряде случаев оказывается удобным ввести в рассмотрение потенциал силы тяжести. В метеорологии его принято называть геопотенциалом.

Напомним, что потенциалом силы тяжести называют некоторую непрерывную конечную функцию координат точки, частная производная от которой в любом направлении дает силу, действующую в данной точке в этом направлении. Потенциал характеризует потенциальную энергию воздушной частицы, расположенной в данной точке.

Любая точка в атмосфере (координаты  $x, y, z$ ) может быть однозначно охарактеризована значением в ней потенциала силы тяжести  $\Phi(x, y, z)$ . Полагая  $\Phi(x, y, z) = \text{const} = A$ , получим уравнение некоторой поверхности, во всех точках которой потенциал имеет одно и то же значение. Такая поверхность носит название изопотенциальной, или уровня. В метеорологии ее называют *геопотенциальной поверхностью*.

Придавая постоянный  $A$  в последнем выражении различные численные значения, получим ряд поверхностей геопотенциала.

Если от некоторой точки, расположенной на уровне поверхности  $\Phi = A$ , перейдем по внешней нормали к соседней бесконечно близкой точке, для которой значение потенциала будет  $\Phi + d\Phi = A_1$ , то для переноса единицы массы с первой поверхности на вторую нужно произвести работу

$$d\Phi = g dz, \quad (41)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести, а  $dz$  — расстояние по нормали между рассматриваемыми двумя уровнями поверхностями.

Если взять некоторое постоянное значение  $d\Phi$ , то из равенства (41) следует, что: 1) расстояние  $dz$  между двумя соседними бесконечно близкими уровнями поверхностями обратно пропорционально действующей силе  $g$ , т. е. там, где  $g$  больше,  $dz$  будет меньше, и наоборот; 2)  $dz$  не может быть равно нулю, т. е. две уровня поверхности (различные значения  $A$ ) не могут ни пересекаться, ни касаться или, что то же самое, через каждую точку пространства проходит только лишь одна уровневая поверхность. Так как ускорение силы тяжести убывает от полюсов к экватору, то из сказанного ясно, что расстояние между двумя уровнями поверхностями увеличивается от полюса к экватору, причем последние в атмосфере не будут совпадать с поверхностями равных высот (рис. 21).

Из рис. 21 видно, что на одной и той же высоте над земной поверхностью  $PE$ , но на различных широтах (точки  $A$  и  $B$ ) имеем разные значения потенциала ( $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ ), а так как всякая материальная точка, предоставленная самой себе, стремится двигаться к точке с большими значениями потенциала силы тяжести, то вдоль поверхностей разных высот создается сила, стремящаяся переместить материальную точку от полюса к экватору.

Если значение потенциала на поверхности уровня моря условно принять равным нулю, то значение потенциала на уровне  $z$  найдется из равенства (41).

Интегрируя последнее в пределах  $(0, \Phi_z)$  и  $(0, z)$ , имеем

$$\Phi_z = gz. \quad (42)$$

Единицей для измерения геопотенциала является  $1 \text{ см}^2/\text{сек}^2$ , но ввиду ее малости в метеорологии для практических целей

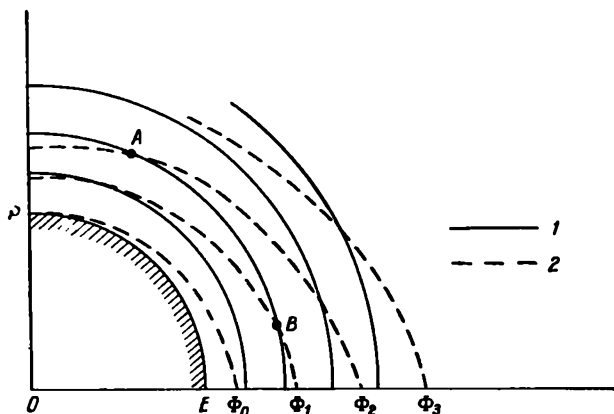


Рис. 21. Расположение поверхностей равных высот (1) и изопотенциальных поверхностей (2) в атмосфере.

была введена единица, в  $10^5$  раз бóльшая, т. е. равная  $10^5 \text{ см}^2/\text{сек}^2 = 10 \text{ м}^2/\text{сек}^2$ , которая получила название *динамический метр*<sup>1</sup>. Обоснованием для такого названия послужило то обстоятельство, что если в формуле (42) принять  $g = 10 \text{ м}/\text{сек}^2$ , а  $z$  выражать в метрах, то значение геопотенциала  $\Phi$  в этих единицах ( $10^5 \text{ см}^2/\text{сек}^2$ ) численно было бы равно высоте  $z$ , выраженной в геометрических метрах.

Связь между высотой некоторой точки  $z$  и значением геопотенциала в ней позволяет для характеристики положения точки вместо высоты, выраженной в геометрических метрах, принять значение геопотенциала в ней и назвать последнее динамической, или геопотенциальной, высотой  $H$ .

Очевидно, что выражая  $H$  в динамических метрах, имеем

$$H \text{ дин. м} = \frac{1}{10} \Phi = \frac{g}{10} z, \quad (43)$$

где  $z$  в геометрических метрах.

Так как  $g$  меньше  $10 \text{ м}/\text{сек}^2$  и в среднем может быть принято равным  $g = 9,8 \text{ м}/\text{сек}^2$ , то между высотой точки, выраженной

<sup>1</sup> Эта единица применялась до 1950 г.

в динамических метрах,  $H$  *дин. м* и той же высотой, выраженной в геометрических метрах,  $z$  *м* существует разница. Хотя эта разница мала (в среднем порядка 2%), при больших значениях высоты она может оказаться по абсолютной величине значительной (порядка десятков и даже сотен метров). Поэтому в настоящее время (с 1950 г.) вместо динамического метра введена новая единица для геопотенциала, так называемый *геопотенциальный метр (гп. м)*, величина которого численно очень близка к величине геометрического метра.

Геопотенциальный метр численно определяется величиной той работы, которую нужно затратить на перемещение единицы массы на расстояние 1 *м* против силы тяжести при значении ее ускорения, равном  $g = 9,8 \text{ м/сек}^2$ , т. е.  $1 \text{ гп. м} = 9,8 \text{ м}^2/\text{сек}^2$ .

Очевидно, что  $1 \text{ гп. м} = 0,98 \text{ дин. м}$ ,  $1 \text{ дин. м} = 1,02 \text{ гп. м}$ . Следовательно, на некоторой высоте  $z$  *м* значение геопотенциала, выраженное в геопотенциальных метрах, будет равно  $H \text{ гп. м} = \frac{gz}{9,8}$ , а так как ускорение  $g$  в разных точках земной поверхности и в атмосфере отличается от среднего значения, равного  $g = 9,8 \text{ м/сек}^2$ , не больше чем на 0,5%, то отсюда видно, что  $H \text{ гп. м}$  по численному значению очень близко к  $z$  *м* (практически  $H \text{ гп. м}$  и  $z$  *м* совпадают).

Введение геопотенциала позволяет связать изменение давления с высотой с изменением геопотенциала. Для этого обратимся к уравнению статики  $dp = -\rho g dz$  и, имея в виду (42), напомним его в виде

$$dp = -\rho d\Phi. \quad (44)$$

Так как  $\rho = \frac{p}{RT_b}$ , то

$$d\Phi = -RT_b \frac{dp}{p}, \quad (45)$$

откуда

$$\int_{\Phi_1}^{\Phi_2} d\Phi = -RT_b \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}, \quad (46)$$

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  — значения геопотенциала соответственно на уровнях  $z_1$  и  $z_2$ , на которых давление равно  $p_1$  и  $p_2$ .

Вводя среднюю виртуальную температуру  $\bar{T}_b$ , из (46) найдем

$$\Phi_2 - \Phi_1 = R\bar{T}_b \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (47)$$

Принимая на уровне моря  $\Phi_1 = 0$ , а  $p_1 = p_0$ , для геопотенциала  $\Phi_2 = \Phi_z$  на некоторой высоте, где давление  $p_2 = p$ , напишем

$$\Phi_z = R\bar{T}_b \ln \frac{p_0}{p}. \quad (48)$$



Соотношение (47) [а также (45)] совершенно аналогично выведенной ранее барометрической формуле (19) и может быть названо *барометрической формулой геопотенциала*. Она связывает разность значений геопотенциала в двух точках со значениями давления в них и со средней виртуальной температурой слоя воздуха между ними.

Эта формула оказывается весьма удобной при сравнении давления атмосферы в разных точках. Как сказано выше, значение геопотенциала в некоторой точке условно называют динамической, или геопотенциальной, высотой и обозначают ее через  $H$ . Поэтому барометрическую формулу геопотенциала (47) можно написать в виде, удобном для практических расчетов,

$$H_2 - H_1 = 0,102 \cdot 2,3 \cdot 287 \bar{T}_в \lg \frac{p_1}{p_2} = 67,44 \bar{T}_в \lg \frac{p_1}{p_2} \text{ гп. м.} \quad (49)$$

Здесь натуральный логарифм заменен десятичным и учтено, что  $R = 287 \text{ м}^2/\text{сек}^2 \cdot \text{град}$ . Множитель же 0,102 определяет переход к геопотенциальным метрам.

Аналогично можно преобразовать формулу (48)

$$H_p = 67,44 \bar{T}_в \lg \frac{p_0}{p} \text{ гп. м.} \quad (50)$$

## § 12. Абсолютный и относительный геопотенциал. Карты барической топографии

Рассмотрим в атмосфере некоторую определенную изобарическую поверхность, т. е. поверхность, во всех точках которой давление имеет одно и то же значение  $p$ . Высота расположения такой поверхности над уровнем моря в разных ее точках будет различной. Значение геопотенциала в каждой точке такой поверхности, или ее геопотенциальная высота  $H_p$ , называется *абсолютным геопотенциалом* данной изобарической поверхности  $p$  и определяется соотношением (48)

$$\Phi_p = R \bar{T}_в \ln \frac{p_0}{p} = H_p.$$

Из этого соотношения видно, что  $H_p$  для данной изобарической поверхности ( $p = \text{const}$ ) зависит от средней виртуальной температуры  $\bar{T}_в$  слоя воздуха, высоты заданной изобарической поверхности над уровнем моря и от значения наземного давления  $p_0$ . Зависимость от каждой из этих величин прямая. Изменение абсолютного геопотенциала  $H_p$  при изменении  $\bar{T}_в$  и  $p_0$  найдем из (48), взяв логарифмическую производную

$$\frac{d\Phi_p}{\Phi_p} = \frac{d\bar{T}_B}{\bar{T}_B} + \frac{\frac{dp_0}{p_0}}{\ln \frac{p_0}{p}}$$

или, так как  $\Phi_p = R\bar{T}_B \ln \frac{p_0}{p}$ ,

$$d\Phi_p = R \ln \frac{p_0}{p} d\bar{T}_B + R\bar{T}_B \frac{dp_0}{p_0}. \quad (51)$$

Из этой формулы видно, что при повышении или понижении  $\bar{T}_B$  (при  $p_0 = \text{const}$ ) абсолютный геопотенциал (высота изобарической поверхности) также повышается или понижается, причем для более высоко расположенных изобарических поверхностей ( $p$  меньше) это повышение будет больше. При повышении  $\bar{T}_B$  на  $1^\circ$  изобарическая поверхность, например  $p = 700$  мб, при давлении  $p_0 = 1000$  мб повышается на  $80 \text{ м}^2/\text{сек}^2$ . При повышении наземного давления  $p_0$  на  $1$  мб все изопотенциальные поверхности повышаются примерно на  $80 \text{ м}^2/\text{сек}^2$ .

Наряду с абсолютным геопотенциалом (геопотенциальной высотой) рассматривают так называемый *относительный геопотенциал*, под которым понимается разность геопотенциалов (высот) двух изобарических поверхностей  $p_1$  и  $p_2$ , т. е. разность  $H_{p_1} - H_{p_2}$ . Его принято обозначать через  $H_{p_1}^{(p_2)} = H_{p_1} - H_{p_2}$ . Как видно из формул (47) и (49), относительный геопотенциал зависит только от средней виртуальной температуры слоя между изобарическими поверхностями. Он увеличивается при повышении  $\bar{T}_B$  и уменьшается при ее уменьшении. Например, при  $p_1 = 1000$  мб и  $p_2 = 500$  мб значение относительного геопотенциала можно рассчитать по формуле, полученной из (50),

$$H_{500} - H_{1000} = H_{1000}^{500} = 67,44\bar{T}_B \lg \frac{1000}{500} = 20,3\bar{T}_B \text{ гн. м}, \quad (52)$$

т. е. изменение  $\bar{T}_B$  на  $1^\circ$  в этом слое вызовет изменение его толщины примерно на  $20 \text{ гн. м}$ .

Понятия об абсолютном и относительном геопотенциале широко используются при построении так называемых *карт барической топографии*.

Возьмем какую-либо изобарическую поверхность ( $p = \text{const}$ ), расположенную над некоторой более или менее обширной территорией. Соединим на этой поверхности линиями точки с одинаковыми значениями абсолютного геопотенциала — геопотенциальной высоты данной поверхности над уровнем моря. Эти линии называют *изогипсами*. Из сказанного ранее ясно, что там, где рассматриваемая изобарическая поверхность расположена выше над уровнем моря, ее геопотенциальная высота будет

больше, и наоборот, т. е. карта изогипс наглядно изобразит рельеф изобарической поверхности. Такие карты называются *картами абсолютной топографии*. Они обозначаются символом АТ с добавлением к нему индекса, указывающего, к какой изобарической поверхности они относятся. Так, например, АТ<sub>500</sub> является обозначением карты абсолютной топографии поверхности  $p=500$  мб.

Обычно составляют карты АТ для так называемых главных изобарических поверхностей, которые условно выбраны для давлений 1000, 850, 700, 500, 300, 200 и 100 мб. Таким образом, карты АТ наглядно характеризуют распределение давления в атмосфере. На рис. 22 и 23 приведены такие карты абсолютной топографии поверхности 500 мб.

Наряду с картами АТ составляются еще карты относительной топографии, обозначаемые символом ОТ <sub>$p_1$</sub>  <sup>$p_2$</sup> , на которых нанесены разности геопотенциальных высот между двумя избранными изобарическими поверхностями — нижней, где давление  $p_1$ , и верхней, где давление  $p_2$ . Такие карты приведены на рис. 24 и 25. Изогипсы, проведенные на картах ОТ <sub>$p_1$</sub>  <sup>$p_2$</sup> , дают превышение верхней изобарической поверхности  $p_2$  над нижней  $p_1$  и характеризуют, как это видно из соотношения (50), значения средней виртуальной температуры слоя между рассматриваемыми поверхностями. Причем значение разности высот, выраженное в декаметрах, почти точно равно удвоенному значению виртуальной температуры.

На практике обычно строят карты ОТ<sub>1000</sub><sup>500</sup>. Такая карта характеризует толщу атмосферы почти от поверхности уровня моря ( $p=1000$  мб) до высоты порядка 5—5,5 км ( $p=500$  мб), т. е. слой, в котором заключено около половины всей массы атмосферы.

Карты АТ и ОТ имеют большое значение для изучения развития атмосферных процессов и поэтому особенно широко применяются в синоптической метеорологии.

### § 13. Распределение давления в атмосфере на разных уровнях

В результате изменения давления с высотой, тесно связанного с распределением по высоте температуры воздуха, распределение давления на каком-либо уровне над земной поверхностью сильно отличается от распределения наземного давления. Для характеристики такого распределения весьма удобно использовать карты абсолютной топографии.

На рис. 26 приведены средние высоты главных изобарических поверхностей (в динамических метрах) летом и зимой, а на рис. 22 и 23 изображены карты АТ<sub>500</sub> для всего северного полушария в эти же сезоны. Анализ приведенных рисунков показывает, что особенности распределения давления на земной

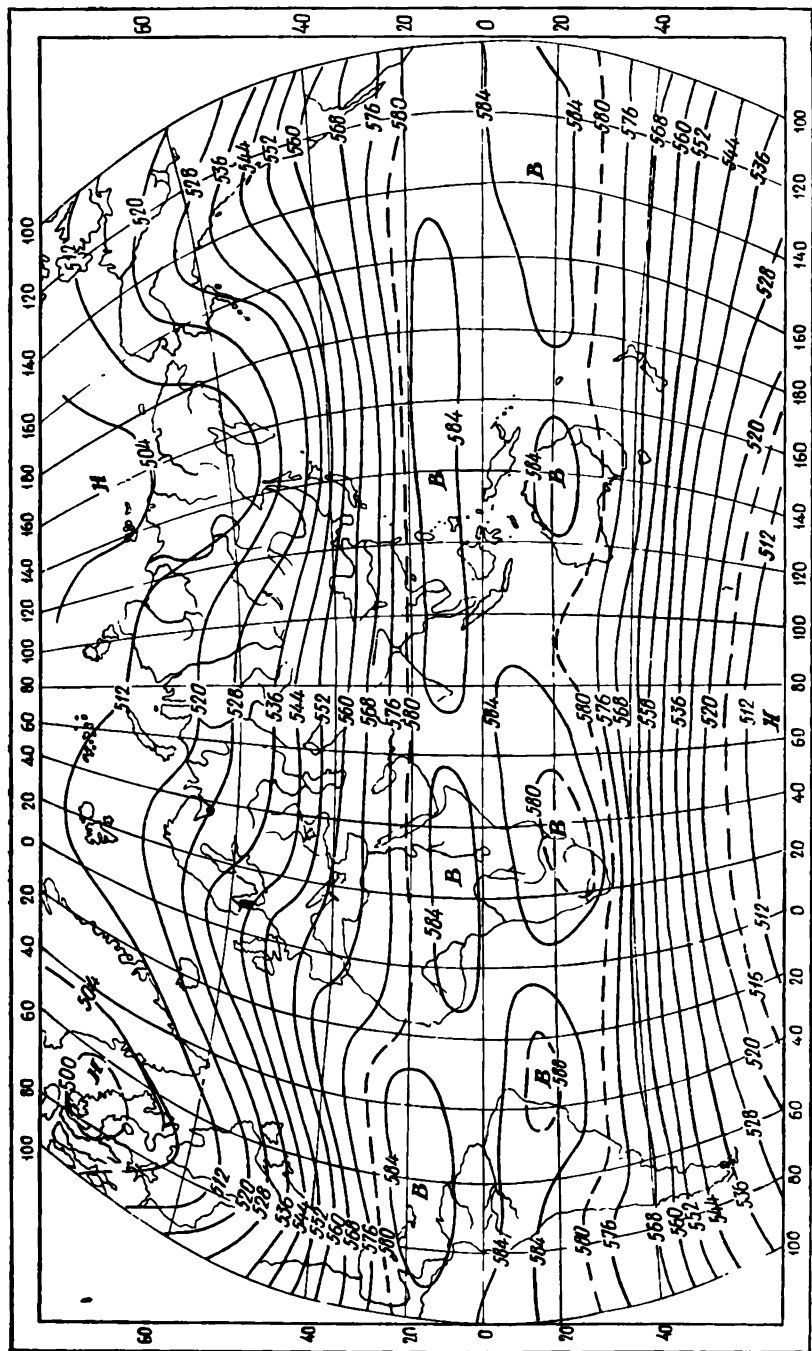


Рис. 22. Карта абсолютной топографии поверхности 500 мб (АТ<sub>500</sub>). Декабрь—февраль (по Х. П. Погосяну).

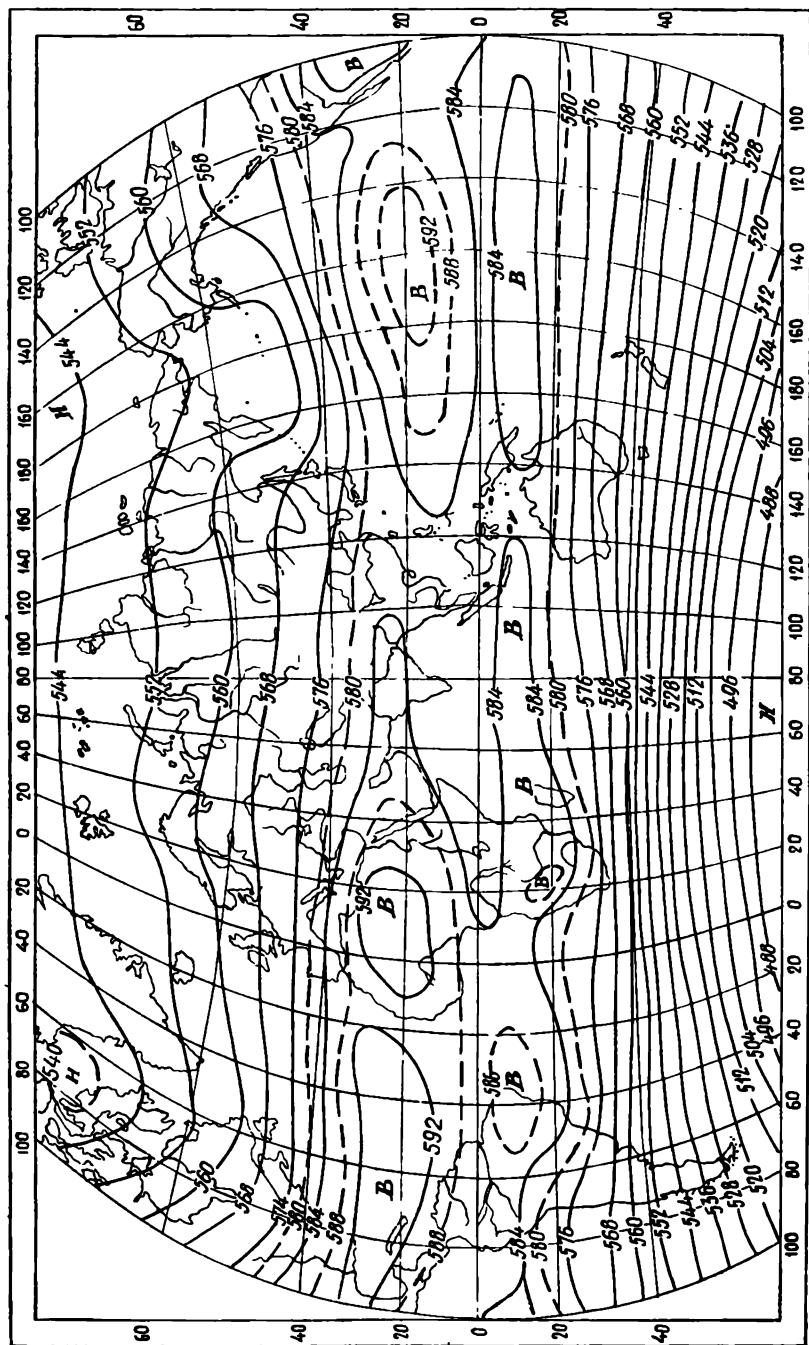


Рис. 23. Карта абсолютной топографии поверхности 500 мб (АТ<sub>500</sub>). Июль—август (по Х. П. Погосяну).

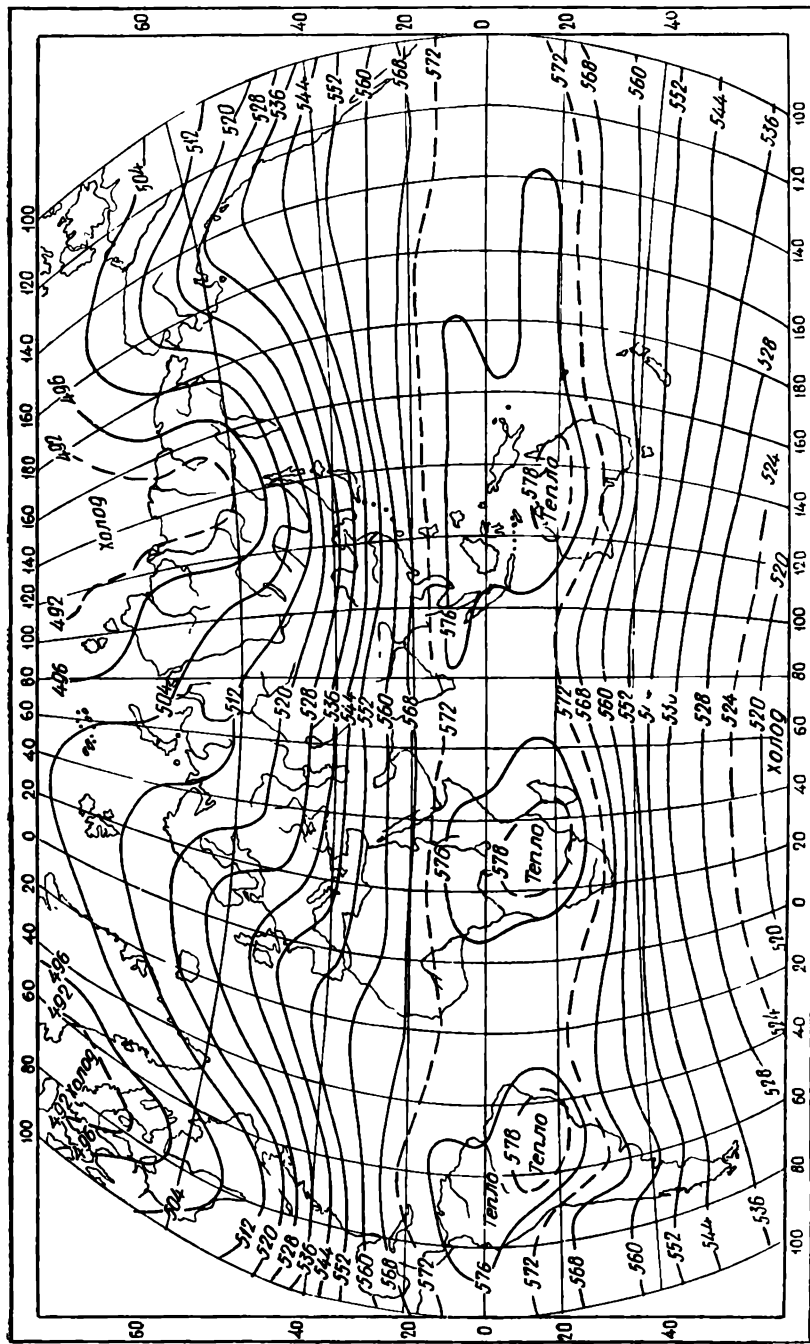


Рис. 24. Карта относительной топографии (ОТ<sub>1000</sub><sup>500</sup>). Декабрь—февраль (по Х. П. Погосяну).

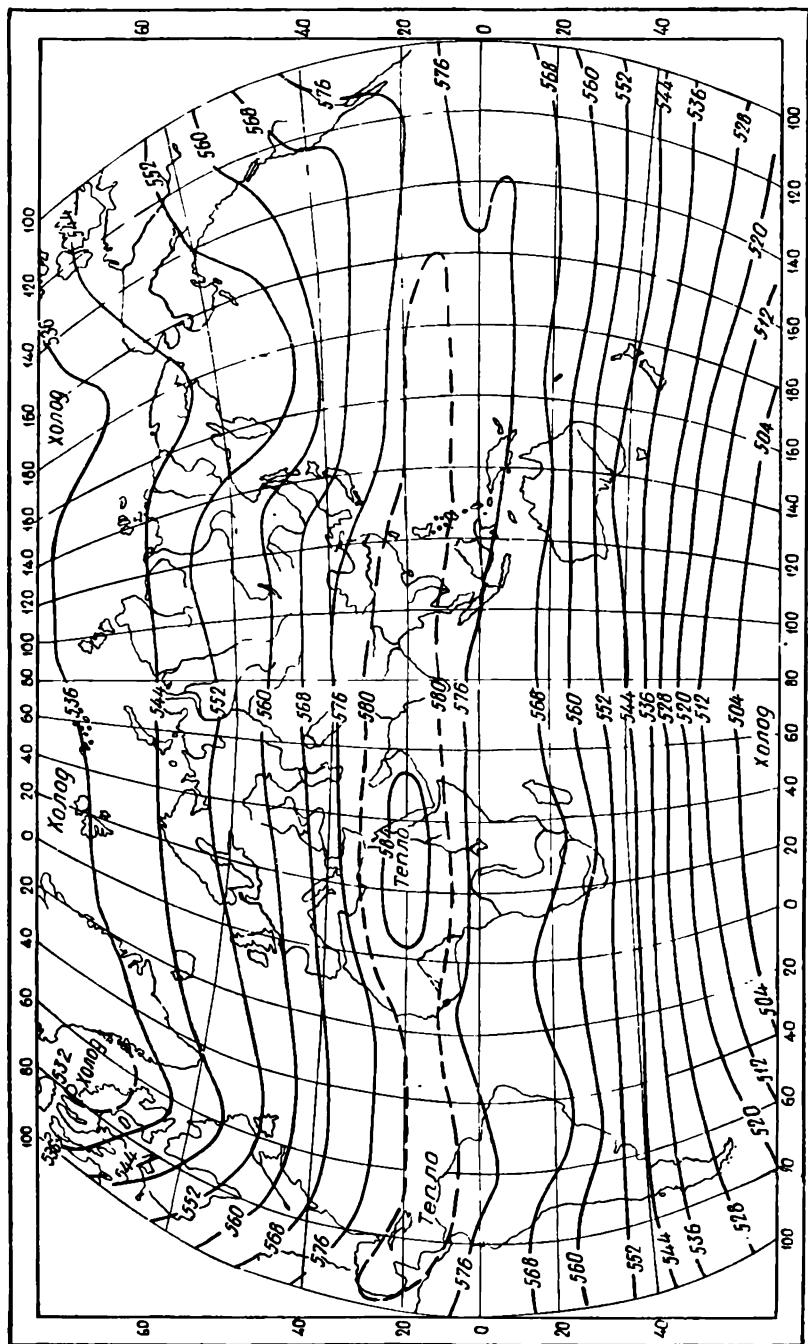


Рис. 25. Карта относительной топографии ( $\sigma_{\theta}^{500}$ ). Июль—август (по Х. П. Погосяну).

поверхности, вызванные неоднородностью последней, с высотой постепенно сглаживаются. Вместе с тем описанное выше схематическое чередование поясов высокого и низкого давления у земной поверхности исчезает уже на высоте изобары 700 мб, выше которой вплоть до поверхности 100 мб область самого высокого давления располагается над экватором, откуда оно убывает к полюсам, над которыми и располагается область низкого давления. По густоте изогипс на картах АТ и по наклону изобарических поверхностей можно судить о величине горизонтальных градиентов давления. На приведенных картах видно, что зимой градиенты значительно больше, чем летом.

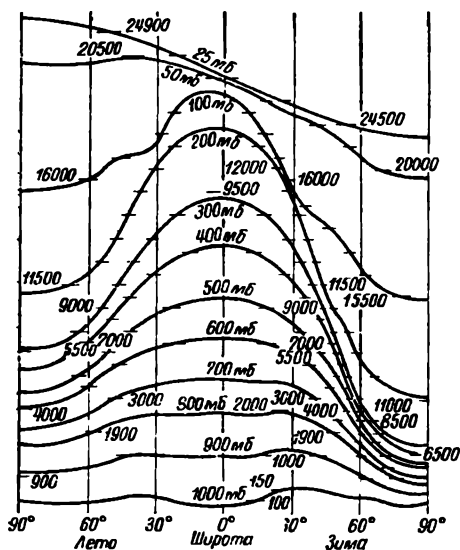


Рис. 26. Геопотенциалы главных изобарических поверхностей (высоты — в динамических метрах).

может существенно отличаться от приведенного.

Подчеркнем, что с распределением давления теснейшим образом связаны движения воздуха в атмосфере.

#### § 14. Изменения давления во времени

Атмосферное давление не остается в каждой данной точке неизменным во времени. Эти изменения давления в основном имеют непериодический характер, и причиной их являются процессы общей циркуляции атмосферы, определяющие непрерывное прохождение через данный пункт различного рода барических образований (циклонов, антициклонов и т. д.). Пределы изменений давления достаточно широки. Так, наблюдениями установлено, что в умеренных и высоких широтах они в основном составляют от 970 до 1040 мб, достигая в исключительных случаях 925 мб (минимум) и 1070 мб (максимум).

На фоне таких непериодических изменений давления путем соответствующей статистической обработки материалов наблюдений можно установить также и периодические колебания дав-



ления — годовые и суточные. Они определяются влиянием устойчиво действующих факторов.

Годовые колебания давления сильно зависят от физико-географических условий: они малы в экваториальной зоне и возрастают к высоким широтам. Годовой ход давления различен над океанами и континентами. В континентальных условиях годовые амплитуды давления значительно больше, чем над океанами, и сам характер хода является обратным: максимум давления над материками наблюдается зимой, а минимум — летом, над океанами же наоборот. Годовая амплитуда колебаний давления составляет около 10 мб. Так, над Европейской территорией СССР она равна 8—12 мб. Особенно большие амплитуды наблюдаются в центральных областях континентов, вдали от берегов. Например, в Сибири годовая амплитуда давления достигает 25—30 мб. К берегам океана она уменьшается. Над океанами умеренных широт она меньше и равняется нескольким миллибарам. В свободной атмосфере годовые колебания давления также наблюдаются, причем их амплитуда с высотой заметно увеличивается, а характер хода уже с небольшой высоты изменяется на обратный, а именно над континентами максимум отмечается летом, а минимум — зимой.

Суточный ход давления характеризуется весьма небольшими амплитудами, особенно малыми в средних и высоких широтах, где они составляют несколько десятых долей миллибара. В тропиках амплитуда суточных колебаний несколько больше (достигает 3—4 мб), поэтому здесь эти колебания проявляются даже непосредственно на записях изменений давления за сутки. В более высоких широтах, где велики неперiodические колебания, этого заметить нельзя, и для выяснения суточного хода требуется специальная сложная обработка данных наблюдений за длительный период. В суточном ходе давления отмечаются два максимума (в 9—10 и 21—22 часа по местному времени) и два минимума (в 3—4 и 15—16 час.).

Для объяснения суточного хода давления найденную из наблюдений кривую подвергают обработке методом гармонического анализа, выделяя волны с периодами 24, 12, 8 и 6 час. Установлено, что суточная волна (с периодом 24 часа) отчетливо и регулярно проявляется в экваториальных и тропических областях. В высоких широтах она менее регулярна и зависит от характера рельефа. Более отчетливо всюду выражена полусуточная волна (период 12 час.).

Практического значения эти небольшие суточные колебания давления не имеют, но их изучение с теоретической стороны представляет очень большой интерес. Законченной теории пока еще нет, но можно считать достаточно надежно установленным, что они возникают в результате упругих колебаний атмосферы. Эти колебания могут возникать как следствие периодического

нагревания атмосферы солнечными лучами и происходящего при этом расширения воздуха в ее освещенной лучами стороне. Кроме того, в результате влияния приливообразующей силы, возникающей под действием Солнца и Луны, в атмосфере имеют место приливо-отливные движения, аналогичные наблюдающимся в океанах, что и проявляется в полусуточных колебаниях давления. Действительно, установлено, что полусуточная волна содержит составляющую как с солнечным (12 час.), так и лунным (12 час. 25 мин.) периодами, т. е. солнечно-полусуточную и лунно-полусуточную волны. Однако последняя очень слабо выражена, и ее амплитуда равна приблизительно  $\frac{1}{16}$  амплитуды солнечно-полусуточных колебаний, например, над Западной Европой она составляет всего около 0,01—0,04 мб. Эти колебания настолько малы, что не могут оказать заметного влияния на процессы, происходящие в тропосфере.

## Глава 6

### ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ

При изучении процессов, происходящих в атмосфере, всегда приходится иметь дело с переходами энергии из одного вида в другой. Такой переход совершается при нагревании и охлаждении воздуха, поглощении лучистой энергии, конденсации водяного пара, испарении и т. п. При этих процессах происходят изменения внутренних параметров, характеризующих состояние выделенной нами системы (единичной массы воздуха). Важные выводы об этих изменениях следуют из основных положений термодинамики.

В настоящей главе рассматривается ряд вопросов термодинамики применительно к атмосферным процессам.

#### § 1. Основные уравнения

Напомним, что первое начало термодинамики является выражением закона сохранения энергии в общем его виде. Из большого числа формулировок этого начала воспользуемся той, согласно которой количество тепла  $\Delta Q$ , переданное системе, идет: 1) на увеличение запаса ее внутренней энергии ( $\Delta U_1$ ) и 2) на работу против внешних сил давления ( $\Delta U_2$ ), что и может быть записано в виде

$$\Delta Q = \Delta U_1 + \Delta U_2. \quad (1)$$

Рассмотрим единицу массы (1 г) сухого воздуха, считая его идеальным газом. Кроме того, предположим, что внешнее давление  $\bar{p}$ , оказываемое окружающей средой на рассматриваемую

систему (массу газа), равно ее внутреннему давлению  $p$ , обусловленному молекулярным движением в самой массе воздуха. Такие процессы называются квазистатическими. Опыт показывает, что в атмосфере давление газа в небольшом пространстве всегда довольно быстро выравнивается с давлением в окружающей среде, следовательно, с достаточной точностью выполняется условие квазистатичности. Оно не выполняется лишь в высоких слоях атмосферы, где пульсации давления весьма значительны, а также при очень больших скоростях движения, приближающихся к скорости звука.

При указанных ограничениях изменение внутренней энергии 1 г воздуха  $\Delta U_1$  можно записать в виде

$$\Delta U_1 = c_v \Delta T, \quad (2)$$

где  $c_v$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Если из внешних сил учитывать только силу давления, то работа, совершаемая системой при постоянном давлении  $p$ , составит

$$\Delta U_2 = p \Delta v,$$

или в тепловых единицах

$$\Delta U_2 = A p \Delta v, \quad (3)$$

где  $A = 0,24 \cdot 10^{-7}$  кал/эрг — термический эквивалент работы и  $v$  — удельный объем.

Подставляя (2) и (3) в (1) и переходя к дифференциальной форме, напишем последнее в виде

$$dQ = c_v dT + A p dv. \quad (4)$$

Уравнению (4) можно придать иную, часто используемую форму. Для этого продифференцируем уравнение состояния

$$pv = RT,$$

откуда найдем

$$p dv = R dT - v dp.$$

Подставляя (5) в (4), получим

$$dQ = (c_v + AR) dT - A v dp.$$

Так как  $c_p - c_v = AR$ ,<sup>1</sup>

то

$$dQ = c_p dT - A v dp. \quad (4')$$

<sup>1</sup> Это следует из того, что при  $p = \text{const}$   $dp = 0$  и  $dQ = c_p dT$ , следовательно,  $c_p dT = (c_v + AR) dT$ , откуда и получаем уравнение Майера  $c_p - c_v = AR$ .

Подставляя сюда  $v = \frac{RT}{p}$ , найдем

$$dQ = c_p dT - ART \frac{dp}{p}. \quad (4'')$$

Выведенные соотношения (4), (4'), (4'') и выражают в различной форме уравнение первого начала. Напомним, что  $c_p$  и  $c_v$  практически не зависят от температуры и что  $c_p = 0,2388 \approx 0,24 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ ,  $c_v = 0,1712 \approx 0,17 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$  и  $\frac{c_p}{c_v} = x = 1,41$ .

Обратим особое внимание на то, что, согласно (4),

$$dT = \frac{dQ}{c_p} + \frac{Av}{c_p} dp, \quad (5)$$

т. е. изменение температуры системы может быть вызвано не только тем, что ей будет сообщено (или отнято) некоторое количество тепла  $dQ$ , но и изменением внешнего давления  $dp$ . Если давление увеличивается ( $dp > 0$ ), то при том же  $dQ$  произойдет повышение температуры системы; наоборот, при понижении давления ( $dp < 0$ ) понизится и температура. В частном случае, когда  $dQ = 0$ , изменение температуры полностью определяется изменением давления

$$dT = \frac{Av}{c_p} dp. \quad (6)$$

## § 2. Политропические изменения состояния. Уравнение политропы

Переход данной массы газа от одного состояния к другому может осуществляться различными путями. Основные параметры, характеризующие состояние газа ( $p$ ,  $v = \frac{1}{\rho}$  и  $T$ ), могут изменяться по-разному и каждый путь перехода может быть охарактеризован с помощью уравнения, связывающего эти величины. При этом может быть различным и количество тепла, сообщаемого системе.

Наиболее важными для метеорологии являются два процесса: *адиабатический*, при котором приток тепла  $dQ$  равен нулю, и *политропический*, при котором приток тепла  $dQ$  пропорционален приращению температуры  $dT$ , т. е. когда

$$dQ = c dT, \quad (7)$$

где  $c$  — множитель пропорциональности, имеющий смысл теплоемкости, который и носит название политропической теплоемкости.

Рассмотрим сначала более общий политропический процесс. Приравнявая правые части равенств (7) и (4''), напомним

$$(c_p - c) \frac{dT}{T} = AR \frac{dp}{p} \quad \text{или} \quad \frac{dT}{T} = \frac{AR}{c_p - c} \frac{dp}{p}. \quad (8)$$

Интегрируя это уравнение в пределах от начального состояния, характеризуемого значениями параметров  $p_0, T_0, v_0$ , до конечного ( $p_1, T_1, v_1$ ), получим

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{AR}{c_p - c}}. \quad (9)$$

Так как  $T = \frac{pv}{R}$ , то  $\frac{T_1}{T_0} = \frac{p_1 v_1}{p_0 v_0}$ ,

и вместо (9) имеем

$$\frac{p_1 v_1}{p_0 v_0} = \frac{p_1}{p_0} \frac{AR}{c_p - c}$$

или

$$\frac{v_1}{v_0} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{AR}{c_p - c} - 1}. \quad (10)$$

Подставим  $AR = c_p - c_v$ , тогда

$$\frac{v_1}{v_0} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{c - c_v}{c_p - c}} = \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}, \quad (11)$$

где  $k = \frac{c_p - c}{c_v - c}$ , после чего имеем

$$p_0 v_0^k = p_1 v_1^k = \dots = p v^k = \text{const}. \quad (12)$$

Это известное уравнение политропы, где  $k$  — так называемый показатель политропы.

Уравнение политропы позволяет описать широкий класс различных процессов (политропных), если будем придавать параметру  $c$  значения в пределах от  $+\infty$  до  $-\infty$ . Отличают следующие простейшие частные случаи:

1)  $c = c_p$ ; тогда  $p = \text{const}$ , т. е. при переходе от одного состояния к другому давление сохраняется неизменным. Это так называемый *изобарический процесс*. Он описывается условием  $k=0$  ( $dQ = c_p dT$ );

2)  $c = \infty$ ; тогда  $T = \text{const}$  — *изотермический процесс* при  $k=1$  ( $dT=0$ );

3)  $c = c_v$ ; тогда  $v = \text{const}$  — *изостерический процесс* при  $k=\infty$  ( $dQ = c_v dT$ );

4) особенно важное значение имеет указанный выше *адиабатический процесс*, при котором приток тепла равен нулю ( $dQ=0$ )

и для которого  $c=0$ , а  $k=\kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1,4$ .

Этот процесс подробнее разберем в следующем параграфе.

### § 3. Адиабатические процессы. Уравнение Пуассона

Атмосферные процессы во многих случаях приближенно можно считать адиабатическими, т. е. происходящими без обмена теплом между выделенной массой воздуха (частицей) и окружающей средой. Это будет справедливо тогда, когда изменение теплосодержания  $c_p dT$  за счет работы расширения намного превосходит приток тепла извне и последним можно пренебречь. В частности, это имеет место при вертикальных движениях воздуха, когда изменение давления весьма значительно, а приток тепла мал.

Для таких адиабатических процессов уравнение притока энергии (4'') принимает вид

$$dQ = c_p dT - AR T \frac{dp}{p} = 0, \quad (13)$$

или

$$\frac{dT}{T} = \frac{AR}{c_p} \frac{dp}{p}. \quad (13')$$

После интегрирования в пределах от  $T_0$  и  $p_0$  до  $T_1$  и  $p_1$  имеем

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{AR}{c_p}}. \quad (14)$$

Учитывая, что  $AR = c_p - c_v$  и, следовательно,

$$\frac{AR}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = \frac{\kappa - 1}{\kappa},$$

где  $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$  и  $\frac{\kappa - 1}{\kappa} = 0,288$ , вместо (14) получим

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{0,288}. \quad (15)$$

Это так называемое *уравнение Пуассона*, или *уравнение сухой адиабаты*. Напишем его следующим образом:

$$\left( \frac{T_1}{T_0} \right)^{\kappa} = \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\kappa - 1},$$

или

$$\frac{T_1^{\kappa}}{p_1^{\kappa - 1}} = \frac{T_0^{\kappa}}{p_0^{\kappa - 1}},$$

откуда, имея в виду, что  $p = \frac{RT}{v}$ , получим

$$pv^{\kappa} = \text{const}. \quad (16)$$

Это уравнение, очевидно, получается и из общего уравнения политропы (12), если в нем положить  $k = \frac{c_p - c}{c_v - c} = \kappa$ , что и будет при  $c=0$ .

В метеорологии для расчетов обычно используется уравнение Пуассона в форме (15).

#### § 4. Сухоадиабатический градиент температуры

Воспользуемся уравнением (9), связывающим температуру и давление, и выясним вопрос о том, как будет изменяться температура некоторой массы воздуха при изменении внешнего давления  $p$ , что особенно важно, когда рассматриваемая масса (частица) перемещается по вертикали. Если такое перемещение происходит достаточно медленно, то процесс можно считать квазистатическим, т. е. положить  $p^* = p$ . Отметим давление и другие параметры, относящиеся к частице воздуха, знаком  $*$ .

Логарифмируя и затем дифференцируя формулу (9) и имея в виду, что  $p_0 = \text{const}$  и  $T_0 = \text{const}$ , напомним

$$\frac{1}{T^*} \frac{dT^*}{dz} = \frac{AR}{c_p - c} \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (17)$$

Используем уравнение статики (для окружающей среды)

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g = -\frac{p g}{RT} \quad (18)$$

и перепишем (17) в виде (учтя, что  $p^* = p$ )

$$\frac{dT^*}{dz} = -\frac{Ag}{c_p - c} \frac{T^*}{T}. \quad (19)$$

Это и дает изменение температуры перемещающейся по вертикали массы воздуха.

Так как температура рассматриваемой массы воздуха  $T^*$  обычно сравнительно мало отличается от температуры окружающей среды  $T$ , то можно положить  $\frac{T^*}{T} \approx 1$ , после чего с достаточной точностью получим

$$\frac{dT^*}{dz} = -\frac{Ag}{c_p - c} = \frac{Ag}{c_p} \frac{1}{1 - \frac{c}{c_p}}. \quad (20)$$

В случае адиабатического процесса (когда политропическая теплоемкость  $c=0$ ), вместо (19) получим

$$\frac{dT^*}{dz} = -\frac{Ag}{c_p} \frac{T^*}{T}, \quad (21)$$

а вместо (20)

$$\frac{dT^*}{dz} = -\frac{Ag}{c_p} = -\gamma_a. \quad (21')$$

Величина  $\gamma_a$  носит название *сухоадиабатического градиента температуры*. Это некоторая постоянная, численное значение которой при  $g=980,6$  см/сек<sup>2</sup> равно

$$\gamma_a = \frac{Ag}{c_p} = \frac{0,239 \cdot 10^{-7} \cdot 980,6}{0,24} = 0,978 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ/\text{см} \approx \\ \approx 0,98^\circ/100 \text{ м} \approx 1^\circ/100 \text{ м}. \quad (21'')$$

Следовательно, поднимающаяся масса воздуха, содержащая ненасыщенный водяной пар (при  $g=980,6$  см/сек<sup>2</sup>), охлаждается на  $0,98^\circ$  (или примерно на  $1^\circ$ ) на каждые 100 м поднятия и на столько же нагревается при опускании.

Из соотношения (20) видно, что чем меньше политропическая теплоемкость  $c$  (чем меньше отношение  $\frac{c}{c_p}$ ), тем ближе процесс к адиабатическому.

Пользуясь сухоадиабатическим градиентом температуры, можно для поднимающейся массы сухого воздуха записать

$$T_z^* = T_0^* - \gamma_a \frac{z}{100}, \quad (22)$$

где  $T_z^*$  и  $T_0^*$  — ее температура на уровне  $z$  и на начальном уровне  $z=0$ ; высота  $z$  выражена в метрах.

Изображая полученный результат графически в системе координат  $z$  и  $T$ , получим зависимость  $T^*(z)$  в виде прямой (если масштаб выбран таким, что  $1^\circ$  соответствует 100 м, то прямая образует с осями координат угол  $45^\circ$ ). Такая линия носит название *сухой адиабаты*, или *кривой состояния* поднимающейся воздушной частицы.

## § 5. Потенциальная температура. Ее изменение с высотой

Формула Пуассона (15) имеет большое значение в метеорологии, так как она связывает два основных параметра состояния  $p$  и  $T$ . При перемещении по вертикали воздушная масса попадает в слои с разным давлением, и независимо от всех других причин ее температура будет изменяться.

Для сравнения термодинамического состояния двух воздушных масс необходимо учитывать оба параметра  $p$  и  $T$ , что является неудобным. Поэтому желательно ввести для сравнения состояния воздушных масс какую-то одну характеристику. Такая характеристика получила название *потенциальной температуры*  $\Theta$ . Под последней понимают ту температуру, которую при-



няла бы масса сухого воздуха, если ее адиабатически переместить с исходного уровня, на котором давление равно  $p$ , на уровень, где имеется стандартное давление, принимаемое равным 1000 мб.

Используя уравнение Пуассона и полагая в нем, согласно определению потенциальной температуры,  $T_0 = \Theta$  и  $p_0 = 1000$  мб, напомним

$$\frac{T^*}{\Theta} = \left( \frac{p}{1000} \right)^{\frac{AR}{c_p}}, \quad (23)$$

откуда

$$\Theta = T^* \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{AR}{c_p}} = T^* \left( \frac{1000}{p} \right)^{0,288}. \quad (24)$$

Пользуясь этой формулой, можно рассчитать  $\Theta$  для любых значений  $p$  и  $T$ . При практических расчетах обычно пользуются вспомогательными таблицами.

Приближенные расчеты можно произвести с помощью сухоадиабатического градиента температуры, используя соотношение (22). Действительно, из (22) следует, что при адиабатическом опускании массы воздуха с высоты  $z$  до  $z=0$  его температура  $T_z^*$  повысится на  $\gamma_a \frac{z}{100} \approx \frac{z}{100}$  ( $\gamma_a = 1$ ). Но обычно при  $z=0$  давление близко к 1000 мб, поэтому при опускании частицы на уровень  $z=0$  ее температура  $T^*$  будет примерно равна  $\Theta$ , т. е.

$$\Theta \approx T_z^* + \frac{z}{100}. \quad (25)$$

Для более точных расчетов, когда  $p_0 \neq 1000$  мб, можно ввести поправку на отклонение наземного давления  $p_0$  от 1000 мб. Поправку найдем из соотношения (6'), заменяя в нем  $v$  на  $\frac{RT}{p}$  и учитывая, что  $\Delta p = 1000 - p_0$ . Таким путем получим приближенную формулу для вычисления  $\Theta$  в виде

$$\Theta = T_z^* + \frac{z}{100} + \frac{1000 - p_0}{12,5}. \quad (26)$$

Выясним, как будет изменяться  $\Theta$  с высотой в атмосфере. Для этого возьмем логарифмическую производную по  $z$  от выражения (24), учтя, что в данном случае в уравнение входит температура  $T_z$  без значка и должны рассматриваться локальные производные,

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{AR}{c_p} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (27)$$

Так как

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g = -\frac{\rho g}{RT},$$

то

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{Ag}{c_p} \right)$$

или

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{Ag}{c_p} \right). \quad (28)$$

Но  $\frac{Ag}{c_p} = \gamma_a$  — сухоадиабатический градиент и  $\frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma$ , где  $\gamma$  — реальный градиент температуры в окружающей среде, следовательно,

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta}{T} (\gamma_a - \gamma). \quad (29)$$

Так как для средних условий в атмосфере  $\gamma$  обычно меньше  $\gamma_a$ , то отсюда следует, что  $\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$ , т. е. обычно в атмосфере  $\Theta$  растет с высотой. Заметим далее, что величина производной  $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$  зависит не только от величины и знака суммы  $\left( \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{Ag}{c_p} \right) = \gamma_a - \gamma$ , но также от величины отношения  $\frac{\Theta}{T}$ . Поскольку с высотой  $\Theta$  обычно увеличивается, а  $T$  уменьшается, то вообще отношение  $\frac{\Theta}{T}$  с высотой растет, поэтому  $\frac{\partial \Theta}{\partial z}$  с высотой по абсолютной величине увеличивается даже при неизменном значении суммы  $\left( \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right)$ . Если сумма  $\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a = 0$ , т. е. когда  $-\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma = \gamma_a$ , то  $\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$  и  $\Theta = \text{const}$ .

Из выражения (24), логарифмируя, а затем дифференцируя его, найдем

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = \frac{dT^*}{T^*} - \frac{AR}{c_p} \frac{dp}{p},$$

или

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = \frac{dT^*}{T^*} - 0,288 \frac{dp}{p}. \quad (30)$$

При адиабатическом процессе правая часть уравнения (30) в соответствии с (13') равна 0, т. е.

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = 0. \quad (31)$$

Таким образом, при адиабатическом процессе потенциальная температура воздушной массы не изменяется, в то время как абсолютная температура  $T^*$  повышается при увеличении  $p$  (при опускании) или понижается при уменьшении  $p$  (при подъеме). Из (30) следует, что при этом относительное изменение температуры составляет примерно 29% относительного изменения давления.

Если при перемещении воздушной массы по вертикали ее потенциальная температура растет или убывает, то это свидетельствует о том, что имел место отток или приток к ней тепла. Действительно, из уравнения (4') применительно к частице имеем

$$dQ = c_p T^* \left( \frac{dT^*}{T^*} - \frac{AR}{c_p} \frac{dp}{p} \right), \quad (32)$$

а, принимая во внимание (30),

$$dQ = c_p T^* \frac{d\theta}{\theta}.$$

Выражение (30) с учетом основного уравнения статики  $\frac{dp}{p} = -\frac{g dz}{RT}$  можно написать в виде

$$c_p T^* \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT^* + Ag \frac{T^*}{T} dz,$$

или

$$c_p T^* \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT^* + Ag dz + Ag \frac{T^* - T}{T} dz.$$

Здесь первое слагаемое  $c_p dT^*$  дает изменение теплосодержания рассматриваемой массы воздуха, или, как называют в теплотехнике, ее энтальпии  $d\mathcal{E}$ ; второе слагаемое  $Ag dz$  дает изменение потенциальной энергии  $dP$  и, наконец, третье слагаемое  $Ag \frac{T^* - T}{T} dz$  характеризует изменение так называемой энергии неустойчивости воздушной массы  $dE$ . Поэтому последнее уравнение можно записать в виде

$$c_p T^* \frac{d\theta}{\theta} = d\mathcal{E} + dP + dE = d\Pi, \quad (33)$$

где  $\Pi$  — полная энергия единичной массы воздуха. Отсюда видно, что так как при адиабатическом перемещении воздушной массы  $\frac{d\theta}{\theta} = 0$ , то и  $d\Pi = 0$ , а  $\Pi = \text{const}$ , т. е. запас ее полной энергии остается неизменным.

## § 6. Адиабатические изменения состояния влажного воздуха

Распространим выводы предыдущих параграфов на случай влажного воздуха, в котором водяной пар еще не достиг состояния насыщения.

Возьмем 1 г влажного воздуха, содержащий  $q$  г водяного пара. Его можно рассматривать как смесь  $(1-q)$  г сухого воздуха с парциальным давлением  $(p-e)$  мб и  $q$  г водяного пара с давлением  $e$  мб. Количество тепла  $dQ$ , подведенное к такой смеси, можно разделить на две части:  $dQ_1$  — переданное сухому воздуху и  $dQ_2$  — переданное водяному пару, т. е. написать

$$dQ = dQ_1 + dQ_2. \quad (34)$$

Используя выведенные выше основные соотношения применительно к  $(1-q)$  г сухого воздуха и к  $q$  г водяного пара, получим

$$dQ_1 = c_p (1-q) dT^* - AR T^* (1-q) \frac{d(p-e)}{p-e} \quad (35)$$

и

$$dQ_2 = c_{p, \text{н}} q dT^* - AR_{\text{н}} T^* q \frac{de}{e}, \quad (36)$$

где  $c_{p, \text{н}}$  и  $R_{\text{н}}$  — удельная теплоемкость и газовая постоянная для водяного пара.

Пусть воздух поднимается без обмена влаги, т. е. при условии, что  $q=0,622 \frac{e}{p}$  не изменяется. Отсюда следует, что

$$\frac{dq}{q} = \frac{de}{e} - \frac{dp}{p} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{de}{e} = \frac{dp}{p},$$

а также

$$\frac{d(p-e)}{p-e} = \frac{dp}{p}, \quad \text{так как} \quad e \ll p.$$

Учитывая эти соотношения и подставляя в выражение (36) значения

$$R_{\text{н}} = 1,6 R \quad \text{и} \quad c_{p, \text{н}} = 1,83 c_p$$

вместо (34), воспользовавшись (35) и (36), напомним

$$dQ = dQ_1 + dQ_2 = c_p (1 + 0,83 q) dT^* - AR T^* (1 + 0,6 q) \frac{dp}{p}. \quad (37)$$

Так как для адиабатических процессов  $dQ=0$ , то найдем, что

$$\frac{dT^*}{T^*} = \frac{AR}{c_p} \frac{1 + 0,6 q}{1 + 0,83 q} \frac{dp}{p}. \quad (38)$$

Заменяя здесь

$$dp = -\rho g dz = -\frac{p}{RT} g dz,$$

получим

$$\frac{dT^*}{dz} = \frac{-Ag}{c_p} \frac{1+0,6q}{1+0,83q} \frac{T^*}{T}. \quad (39)$$

Сравнивая выражения (21) и (39) можно видеть, что они различаются между собой только множителем

$$\frac{1+0,6q}{1+0,83q}.$$

Так как в атмосфере почти всегда  $q < 4 \cdot 10^{-2}$   $z/z$ ,  $\frac{1+0,6q}{1+0,83q} \approx 1$ .  
Замечая также, что  $T^* \approx T$ , вместо (39) напомним

$$\frac{dT^*}{dz} = -\frac{Ag}{c_p} = -\gamma_a, \quad (40)$$

т. е. практически адиабатическое изменение температуры влажного воздуха (содержащего водяной пар в количестве, не достигающем насыщения) мало отличается от адиабатического изменения температуры сухого воздуха. Следовательно, можно считать, что и для влажного воздуха

$$-\frac{dT^*}{dz} = \gamma_a \approx 1^\circ/100 \text{ м}.$$

Хотя при поднятии влажного воздуха  $q$  остается неизменным, но изменяется такая важная характеристика воздуха, как относительная влажность,  $f = \frac{e}{E} \cdot 100\%$ . Этот вопрос изложен в § 10.

## § 7. Влажноадиабатические процессы. Влажноадиабатический градиент

Рассмотрим термодинамические процессы, происходящие при охлаждении поднимающейся массы воздуха, после того как ее температура понизится до точки росы  $\tau$ , соответствующей началу конденсации водяного пара. При этом следует отличать два случая:

1) продукты конденсации в виде капелек воды и кристалликов льда остаются внутри рассматриваемого объема воздуха и участвуют вместе с ним в его движении;

2) продукты конденсации частично или полностью выпадают из рассматриваемого объема.

В первом случае процесс является (как и сухоадиабатический) обратимым и систему можно, идя обратным путем, вернуть в исходное состояние; такие процессы носят название *влажноадиабатических*.

Во втором случае процессы являются необратимыми и их называют *псевдоадиабатическими*. При этих процессах система, пришедшая в конечное состояние, не сможет быть возвращена в исходное состояние вследствие уменьшения в ней влагосодержания. Термодинамические расчеты при псевдоадиабатическом процессе возможны лишь тогда, когда известно, какое количество воды выпало в результате конденсации водяного пара.

Рассмотрим прежде всего влажноадиабатический процесс. Ограничимся упрощенным выводом. Как следует из данного выше определения, общее влагосодержание воздуха при этом процессе остается неизменным, а изменяется лишь соотношение между газообразной и сконденсированной фазой воды.

Возьмем 1 г влажного воздуха с удельной влажностью  $q$  г/г. Если в нем сконденсировалось  $dq$  г водяного пара, то при этом выделится количество тепла, равное  $Ldq$  кал/г, где  $L$  — скрытая теплота парообразования. Так как  $L \approx 597 - 0,6t$ , то количество выделившегося тепла может быть весьма значительным.

Учтя сказанное, вместо (4'') напомним соотношение

$$dQ = c_p dT^* - ART^* \frac{dp^*}{p^*} + Ldq. \quad (41)$$

Для адиабатического процесса  $dQ$  равно нулю, поэтому на основании последнего равенства

$$dT^* = \frac{AR}{c_p} T^* \frac{dp^*}{p^*} - \frac{L}{c_p} dq. \quad (42)$$

$$\text{В силу квазистатичности } \frac{dp^*}{p^*} = \frac{dp}{p} = -\frac{g}{RT} dz$$

(где, как и раньше,  $T$  — температура окружающей среды, а  $p$  — давление в ней). Следовательно, изменение температуры частицы воздуха, содержащей насыщенный водяной пар, будет

$$dT^* = -\frac{Ag}{c_p} \frac{T^*}{T} dz - \frac{L}{c_p} dq. \quad (43)$$

Обозначая через  $\gamma_{\text{ва}} = -\frac{dT^*}{dz}$  (так называемый влажноадиабатический градиент), можем написать

$$\gamma_{\text{ва}} = -\frac{dT^*}{dz} = \frac{Ag}{c_p} \frac{T^*}{T} + \frac{L}{c_p} \frac{dq}{dz}. \quad (44)$$

Очевидно, что для сухого воздуха ( $dq=0$ ) это выражение переходит в выражение (21) для  $\gamma_{\text{а}}$ .

Так как удельная влажность воздуха в состоянии насыщения (упругость  $E$ ) равна

$$q = 0,622 \frac{E}{p},$$

то, логарифмируя и дифференцируя это соотношение, найдем

$$\frac{1}{q} \frac{dq}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz},$$

после чего, имея в виду, что  $\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = -\frac{g}{RT}$ , напомним

$$\frac{dq}{dz} = q \left[ \frac{1}{E} \frac{dE}{dT^*} \frac{dT^*}{dz} + \frac{g}{RT} \right]. \quad (45)$$

Подставим найденное выражение в (44), тогда

$$-\frac{dT^*}{dz} = \frac{Ag}{c_p} \frac{T^*}{T} + \frac{Lq}{c_p} \frac{1}{E} \frac{dE}{dT^*} \frac{dT^*}{dz} + \frac{Lq}{c_p} \frac{g}{RT},$$

или

$$-\frac{dT^*}{dz} \left[ 1 + \frac{Lq}{c_p E} \frac{dE}{dT^*} \right] = \frac{Ag}{c_p} \frac{T^*}{T} + \frac{Lq}{c_p} \frac{g}{RT}. \quad (46)$$

Полагая, как и раньше,  $T \approx T^*$  и имея в виду, что  $q = 0,622 \frac{E}{p}$ , окончательно получим

$$-\frac{dT^*}{dz} = \gamma_{\text{ва}} = \frac{\frac{Ag}{c_p} \left[ 1 + \frac{L}{A} \frac{q}{RT} \right]}{1 + \frac{Lq}{c_p E} \frac{dE}{dT^*}} = \frac{Ag}{c_p} \frac{\left[ p + 0,622 \frac{LE}{ART} \right]}{\left[ p + 0,622 \frac{L}{c_p} \frac{dE}{dT^*} \right]}, \quad (47)$$

или

$$\gamma_{\text{ва}} = \frac{Ag}{c_p} \frac{p+a}{p+b} = \gamma_a \frac{p+a}{p+b}, \quad (47')$$

где

$$a = 0,622 \frac{LE}{ART} \quad \text{и} \quad b = 0,622 \frac{L}{c_p} \frac{dE}{dT^*}.$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  имеют разные численные значения при различных температурах и сильно возрастают с увеличением температуры, причем всегда  $a < b$ , а потому  $p+a < p+b$  и  $\frac{p+a}{p+b} < 1$ , т. е. всегда  $\gamma_{\text{ва}} < \gamma_a$ .

В табл. 17 приведены значения  $\gamma_{\text{ва}}$  для ряда значений  $p$  и  $T$ .

Значение влажноадиабатического градиента ( $^{\circ}/100 \text{ м}$ )

$p \text{ мб}$	$t^{\circ}$										
	-60	-50	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40
1000	1,00	0,99	0,98	0,94	0,88	0,78	0,66	0,54	0,44	0,37	0,31
800	1,00	0,99	0,97	0,93	0,85	0,74	0,62	0,50	0,40	0,34	0,29
600	1,00	0,99	0,96	0,91	0,82	0,69	0,55	0,44	0,36	0,30	0,27
400	0,99	0,98	0,94	0,87	0,75	0,60	0,47	0,38	0,31	0,27	0,24
200	0,98	0,96	0,89	0,76	0,61	0,46	0,35	0,29	0,25	0,22	0,20
100	0,97	0,91	0,80	0,63	0,46	0,34	0,27	0,23	0,20	0,18	0,16

Как можно видеть из приведенных формул и табл. 17,  $\gamma_{\text{ва}}$ , в отличие от  $\gamma_{\text{а}}$ , не остается постоянным, а зависит от  $p$  и  $T$ .

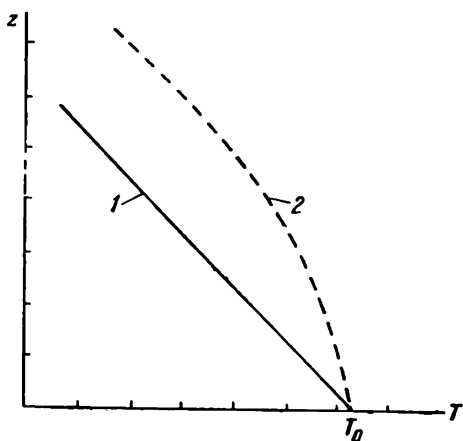


Рис. 27. Сухая (1) и влажная (2) адиабаты.

Наименьшие значения  $\gamma_{\text{ва}}$  имеет при высоких температурах (когда велики  $q$  и  $E$ ) и при малых давлениях. С понижением температуры  $\gamma_{\text{ва}}$  увеличивается и при низких температурах, когда мало влагосодержание,  $\gamma_{\text{ва}}$  приближается к  $\gamma_{\text{а}}$ . На рис. 27 приведены для сравнения кривые, дающие ход адиабатического изменения с высотой температуры сухого воздуха (сухая адиабата) и влажного насыщенного воздуха ( $f=100\%$ ) при той же начальной температуре — так называемая *влажная адиабата*.

## § 8. Энтропия и потенциальная температура

В атмосфере в ряде случаев в ходе изменения состояния системы происходит выделение значительного количества тепла, что, например, имеет место при конденсации водяного пара. В этих случаях возможен переход внутренней энергии в механическую. При изучении этого процесса требуется привлечение выводов второго начала термодинамики.

Как известно из курса физики, для любого цикла Карно, согласно неравенству Клаузиуса, сумма приведенных количеств тепла  $\frac{\Delta Q}{T}$  не может быть больше нуля.



Если рассматривать любой круговой процесс, то, разбивая его с помощью изотерм и адиабат на большое число элементарных циклов Карно, можем написать

$$\sum \frac{\Delta Q}{T} \leq 0, \quad (48)$$

причем в случае обратимого процесса эта сумма будет равна нулю и может быть заменена интегралом

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (49)$$

(кружок у знака интеграла показывает, что последний распространен на весь обратимый процесс).

Для необратимых процессов сумма не может быть заменена интегралом, так  $\frac{\Delta Q}{T}$  не является полным дифференциалом.

В случае обратимого процесса сумма приведенных теплот, сообщаемых телу, не зависит от пути, по которому шел процесс, откуда следует, что при переходе от одного состояния  $A$

к другому состоянию  $B$  интеграл  $\int_A^B \frac{dQ}{T}$  не зависит от пути

перехода, а определяется исключительно начальным и конечным состояниями тела. Отсюда следует, что существует некоторая физическая величина  $\varphi$ , разность значений которой в состоянии  $A$  ( $\varphi_A$ ) и в состоянии  $B$  ( $\varphi_B$ ) равняется сумме приведенных теплот для любого обратимого процесса, протекающего между состояниями  $A$  и  $B$ , т. е.

$$\varphi_B - \varphi_A = \int_A^B \frac{dQ}{T}. \quad (50)$$

Физическая величина  $\varphi$ , являющаяся функцией состояния, называется *энтропией*.

Поскольку  $\int_A^B \frac{dQ}{T}$  дает лишь изменение энтропии, сама энтропия данного состояния определяется только с точностью до некоторой постоянной

$$\varphi = \int \frac{dQ}{T} + \varphi_0, \quad (51)$$

где  $\varphi_0$  — энтропия в некотором состоянии, выбранном за начальное.

Дифференцируя (51), имеем для полного дифференциала энтропии

$$d\varphi = \frac{dQ}{T}. \quad (52)$$

В метеорологии за начальное состояние для определения энтропии принято  $T_0 = 100^\circ \text{K}$  и  $p_0 = 1000 \text{ мб}$ .

Воспользовавшись выражением (4'') для притока энергии

$$dQ = c_p dT - AR T \frac{dp}{p}$$

и используя (52), найдем

$$d\varphi = c_p \frac{dT}{T} - AR \frac{dp}{p}, \quad (53)$$

или

$$\varphi = c_p \ln \frac{T}{T_0} - AR \ln \frac{p}{p_0}. \quad (54)$$

Так как, согласно сказанному выше, условно принято, что  $T_0 = 100^\circ \text{K}$ , а  $p_0 = 1000 \text{ мб}$ , то

$$\varphi = c_p \ln \frac{T}{100} - AR \ln \frac{p}{1000},$$

или

$$\varphi = c_p \ln T - AR \ln p + \tau_0. \quad (55)$$

Так выражается энтропия для сухого воздуха.

Учитывая, что правая часть соотношения (53), согласно введенному ранее уравнению (30), равна  $c_p \frac{d\Theta}{\Theta}$ , где  $\Theta$  — потенциальная температура, запишем его в виде

$$d\varphi = c_p \frac{d\Theta}{\Theta}, \quad (56)$$

откуда

$$\varphi = c_p \ln \Theta + \text{const}, \quad (56')$$

т. е. энтропия сухого воздуха пропорциональна логарифму потенциальной температуры.

Поскольку для обратимого адиабатического процесса энтропия постоянна, такие процессы часто называют изэнтропическими.

Выведенные соотношения справедливы для сухого и влажного воздуха, в котором водяной пар не находится в состоянии насыщения, но не применимы, когда водяной пар достигает на-

сыщения и в воздухе, кроме водяного пара, содержатся продукты его конденсации.

В этом случае, согласно уравнению (41), для притока тепла имеем

$$(dQ)_{\text{вл}} = c_p dT - ART \frac{dp}{p} + Ldq, \quad (57)$$

где  $L$  — скрытая теплота парообразования и  $q$  — удельная влажность. Следовательно,

$$(d\varphi)_{\text{вл}} = \frac{(dQ)_{\text{вл}}}{T} = c_p \frac{dT}{T} - AR \frac{dp}{p} + \frac{L}{T} dq. \quad (58)$$

Учитывая (53), получим

$$(d\varphi)_{\text{вл}} = d\varphi + \frac{L}{T} dq, \quad (59)$$

или

$$\varphi_{\text{вл}} = \varphi_{\text{сух}} + \frac{Lq}{T} + \varphi_0, \quad (60)$$

что показывает весьма важную связь между энтропией сухого и влажного воздуха.

## § 9. Зависимость упругости насыщенного водяного пара от температуры (уравнение Клаузиуса — Клайперона)

При понижении температуры воздуха водяной пар, находящийся в нем, достигает состояния насыщения; после чего при дальнейшем понижении температуры происходит его конденсация, при которой выделяется скрытая теплота парообразования  $L$ . При обратном процессе — повышении температуры — вода, содержащаяся в воздухе в жидком состоянии, переходит в пар.

Ввиду важности этих процессов рассмотрим систему, состоящую из воды и насыщенного водяного пара, и изучим переход водяного пара в жидкую воду и обратно. Пусть эта система совершает обратимый круговой процесс (рис. 28), состоящий из 1) изотермического расширения системы ( $1 \rightarrow 2$ ) при температуре  $T$  до момента, пока не перейдет в пар 1 г воды, на что

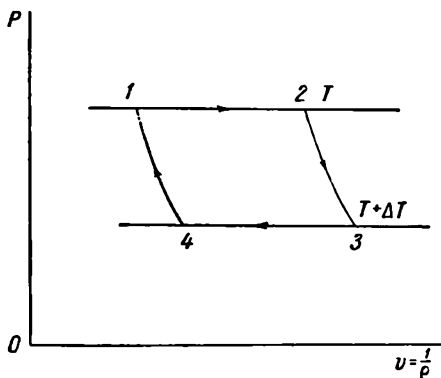


Рис. 28.

будет затрачено количество тепла, равное  $L$ ; 2) адиабатического расширения ( $2 \rightarrow 3$ ) до момента, пока температура не понизится до значения  $T - dT$ , причем упругость насыщения понизится до  $E - dE$ ; 3) изотермического сжатия ( $3 \rightarrow 4$ ), в результате которого обратно сконденсируется 1 г воды; и, наконец, 4) адиабатического сжатия ( $4 \rightarrow 1$ ), которое приводит систему в начальное состояние. Коэффициент полезного действия данного цикла как отношение работы, совершенной при этом обратимом процессе, к количеству подведенной теплоты равен

$$\frac{T - (T - dT)}{T} = \frac{dT}{T}.$$

Величина работы равна сумме работы, совершенной при расширении  $+E\Delta v$ , и работы, совершенной при адиабатическом сжатии,  $-(E - dE)\Delta v$ . Подведенное же количество тепла на 1 г равно  $L$ , поэтому

$$A \frac{E\Delta v - [E - dE]\Delta v}{L} = A \frac{dE\Delta v}{L} = \frac{dE \left( \frac{1}{\rho_n} - \frac{1}{\rho_{ж}} \right)}{L} A. \quad (61)$$

Так как  $\frac{1}{\rho_n} = 20\,500$ ,  $\frac{1}{\rho_{ж}} = 1,00013$ , то, пренебрегая величиной  $\frac{1}{\rho_{ж}}$  в сравнении с  $\frac{1}{\rho_n}$ , напишем

$$\frac{dE}{L} = \frac{\rho_n}{A} \frac{dT}{T},$$

откуда

$$\frac{dE}{dT} = \frac{L\rho_n}{AT}. \quad (62)$$

Но

$$\rho_n = \frac{E}{R_n T},$$

следовательно,

$$\frac{dE}{dT} = \frac{LE}{AR_n T^2},$$

или

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{AR_n} \frac{dT}{T^2}. \quad (63)$$

Это и есть известное из физики *уравнение Клаузиуса — Клапейрона*, выражающее зависимость изменения упругости насыщенного водяного пара от температуры, которым мы в дальнейшем будем неоднократно пользоваться.

## § 10. Уровень конденсации

В поднимающейся массе влажного воздуха переход изменения температуры от сухой адиабаты к влажной происходит на высоте, где водяной пар достигает состояния насыщения. Определение этой высоты, или уровня конденсации, является важной задачей. Практически уровень конденсации близок к нижней границе облаков.

Обозначим через  $\tau$  температуру точки росы. Если уровень конденсации  $h_k$ , то имеет место соотношение  $T^*(h_k) = \tau^*(h_k)$ , причем по мере поднятия массы воздуха  $\tau$  изменяется с высотой вследствие изменения упругости пара в поднимающемся воздухе, однако до тех пор, пока нет конденсации, не изменяется ни удельная влажность, ни отношение смеси.

Введем в рассмотрение градиент температуры поднимающейся массы  $\frac{dT^*}{dz}$  и градиент температуры точки росы  $\frac{d\tau}{dz}$ . Тогда для уровня конденсации напомним соотношение

$$T_0^* + h_k \frac{dT^*}{dz} = \tau_0 + h_k \frac{d\tau}{dz}, \quad (64)$$

откуда и найдем высоту уровня конденсации

$$h_k = \frac{T_0^* - \tau_0}{\frac{dT^*}{dz} - \frac{d\tau}{dz}}. \quad (65)$$

До уровня конденсации  $\frac{dT^*}{dz} = -\gamma_a$ . Что же касается  $\frac{d\tau}{dz}$ , то для его определения воспользуемся тем, что максимальная упругость пара при температуре точки росы  $\tau$  должна равняться фактической упругости пара  $e$ , т. е.  $E = e$ , а удельная влажность

$$q(z) = 0,622 \frac{E}{p} \quad (66)$$

оставаться постоянной до высот  $\leq h_k$ .

Логарифмируя и дифференцируя последнее выражение по  $z$ , найдем

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{d\tau} \frac{d\tau}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (67)$$

Так как на основании уравнения статики  $\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = -\frac{g}{RT}$  (где  $T$  — температура окружающей среды), то из (67) получим

$$\frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{RT} \frac{1}{\frac{1}{E} \frac{dE}{d\tau}}. \quad (68)$$

Но, согласно уравнению Клаузиуса — Клапейрона,

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{d\tau} = \frac{L}{AR_n \tau^2}$$

(см. гл. 2).

Учитывая, что  $R_n = 1,6R$ , окончательно имеем

$$\frac{d\tau}{dz} = - \frac{g}{RT} \frac{AR_n}{L} = - 1,6 \frac{Ag\tau^2}{TL}. \quad (69)$$

Для приближенных расчетов в среднем можно принять  $g = 980 \text{ см/сек}^2$ ,  $\tau = T = 280^\circ$ ,  $L \sim 600 \text{ кал/г}$  и  $A = 0,24 \cdot 10^{-7} \text{ кал/эрг}$ . Тогда

$$\frac{d\tau}{dz} = - \frac{1,6 \cdot 980 \cdot 280 \cdot 0,24 \cdot 10^{-7}}{600} \text{ } ^\circ/\text{см} \approx - 0,17^\circ/100 \text{ м.}$$

Следовательно, на основании (65)

$$h_k = \frac{T_0 - \tau_0}{1 - 0,17} 100 = 121 (T_0 - \tau_0) \text{ м.} \quad (70)$$

Рассмотрим в связи с изложенным вопрос об изменении относительной влажности при адиабатическом поднятии и опускании воздуха. Логарифмируя и дифференцируя по  $z$  соотношение  $f = \frac{e}{E} 100\%$ , найдем

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dT^*} \cdot \frac{dT^*}{dz}.$$

Так как удельная влажность  $q = 0,622 \frac{e}{p}$  остается при этом неизменной, откуда  $\frac{1}{e} \frac{de}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}$ , то

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dT^*} \frac{dT^*}{dz}.$$

Имея в виду, что при  $z = h_k$ ,  $T^* = \tau$

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dT^*} \frac{dT^*}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{d\tau} \frac{d\tau}{dz},$$

можем написать

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} \left[ 1 - \frac{\frac{dT^*}{dz}}{\frac{d\tau}{dz}} \right] = \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} \left[ 1 + \frac{\gamma_a}{\frac{d\tau}{dz}} \right]. \quad (71)$$

Для приближенной количественной оценки примем, что  $\frac{d\tau}{dz} = -0,17^\circ/100 \text{ м}$  и что  $\frac{1}{p} \frac{dp}{dz}$  для нижних слоев атмосферы может быть принято равным  $\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} \approx -\frac{1}{1000} 0,125$ . Тогда

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} \frac{df}{dz} &= -\frac{0,125}{1000} \left[ 1 - \frac{1}{0,17} \right] \approx -\frac{0,125}{1000} (1 - 5,9) = \\ &= \frac{0,125 \cdot 4,9}{1000} = 0,06 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}, \end{aligned} \quad (72)$$

т. е. относительная влажность адиабатически поднимающегося влажного воздуха увеличивается от своего наземного значения на каждые 100 м поднятия приблизительно на 6%.

## § 11. Эквивалентная и эквивалентно-потенциальная температура. Псевдоадиабатические процессы

При адиабатических процессах, протекающих в сухом или влажном («ненасыщенном») воздухе, потенциальная температура  $\Theta$ , как было показано в § 5, остается постоянной и является удобной характеристикой состояния воздуха. Когда воздух содержит водяной пар в состоянии насыщения, а также и продукты конденсации, условия существенно изменяются. В этом случае изменение температуры происходит с градиентом  $\gamma_{\text{ва}} < \gamma_{\text{а}}$ , следовательно, потенциальная температура с высотой возрастает и преимущества ее применения теряются. Поэтому пользуются другими температурными характеристиками, в которых заранее учитывается скрытая теплота парообразования. Простейшими из них являются эквивалентная температура  $T_s$  и эквивалентно-потенциальная  $\Theta_s$ .

Рассмотрим при температуре  $T$  1 г влажного воздуха, в котором содержится  $q$  г водяного пара. Если бы весь водяной пар полностью сконденсировался, то при этом выделилось бы  $Lq$  калорий тепла, которое и вызвало бы повышение температуры воздуха, равное  $\Delta T = \frac{Lq}{c_p}$ . Температура воздуха оказалась бы равной

$$T_s = T + \Delta T = T + \frac{Lq}{c_p}. \quad (73)$$

Принимая  $L = 597 \text{ кал/г}$  при  $t = 0^\circ$ ,  $c_p = 0,24 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ , а  $\frac{L}{c_p} \approx 2500$ , получим

$$T_s = T + 2500 q \quad (74)$$

(если  $q$  выражено в г/г).

Так как  $q=0,622 \frac{e}{p} \frac{z}{z_0}$ , то

$$T_s = T + \frac{1570 e}{p}, \quad (75)$$

что при  $p=1000$  мб дает

$$T_s = T + 1,57 e. \quad (75')$$

При переходе пара в лед следует учесть скрытую теплоту плавления и при расчетах брать значение  $L_{\text{л}} = (597 + 80) \text{ кал/г}$ .

Вычисленная указанным образом температура  $T_s$  и называется *эквивалентной температурой*. Это некоторая условная температура влажного воздуха, а именно такая, какую он примет, если в нем произойдет конденсация всего содержащегося водяного пара и выделившееся при этом тепло полностью пойдет на нагревание воздуха (при  $p = \text{const}$ ). Очевидно, что  $T_s$  не изменяется при процессах конденсации содержащегося в воздухе водяного пара. В этом преимущество ее применения при различного рода расчетах.

Величина  $\Delta T = \frac{Lq}{c_p}$ , которую нужно прибавить к абсолютной температуре  $T$  влажного воздуха для того, чтобы найти его эквивалентную температуру, называется *эквивалентной разностью*.

Если воздух с температурой  $T_s$  адиабатически (по сухой адиабате) привести к стандартному давлению  $p=1000$  мб, то он примет температуру

$$\Theta_s = T_s \left( \frac{1000}{p} \right)^{0,288} = \left( T + \frac{Lq}{c_p} \right) \left( \frac{1000}{p} \right)^{0,288}, \quad (76)$$

которая носит название *эквивалентно-потенциальной температуры*.

При влажноадиабатических процессах  $\Theta_s$  остается постоянной.

Рассмотрим теперь *псевдоадиабатические процессы*, когда часть продуктов конденсации выпадает из рассматриваемой массы воздуха. Если при влажноадиабатическом процессе, когда вся сконденсировавшаяся влага остается внутри воздушной частицы, кривой состояния частицы будет влажная адиабата, то при псевдоадиабатическом процессе, когда вся влага целиком выпадает, кривой состояния частицы будет *псевдоадиабата*. При подъеме частицы нет различия между влажной адиабатой и псевдоадиабатой. При опускании в первом (обратимом) процессе изменение температуры частицы происходит по той же влажной адиабате, как и при подъеме, во втором (необратимом) процессе в результате выпадения всей влаги температура будет изменяться по сухой адиабате. Поэтому при псевдоадиа-



батическом процессе частица возвращается к исходному уровню с более высокой температурой, чем первоначальная.

Для учета скрытой теплоты конденсации при псевдоадиабатическом процессе вводят в рассмотрение псевдоэквивалентную  $T_n$  и псевдопотенциальную  $\Theta_n$  температуру.

Псевдоэквивалентная температура  $T_n$  — это та температура, которую примет частица, если ее поднимать до уровня конденсации по сухой адиабате, а выше — по влажной до той высоты, на которой произойдет конденсация всего водяного пара, содержащегося в ней, затем опустить по сухой адиабате на исходный уровень. Практически эффект конденсации учитывается тем, что эквивалентную добавку определяют при давлении, соответствующем уровню конденсации.

Псевдопотенциальной температурой  $\Theta_n$  называют такую температуру, которую примет частица, если ее после псевдоадиабатического подъема до полной конденсации водяного пара в ней сухоадиабатически опустить на уровень  $p=1000$  мб. Очевидно, что, если перемещение влажной частицы происходит адиабатически, то на любой высоте ее псевдоадиабатическая температура остается постоянной.

Отметим дополнительно, что иногда употребляют еще одну характеристику влажноадиабатического процесса. Это так называемая *потенциальная температура смоченного термометра*  $\Theta'$ , под которой понимается та температура, которую примет частица, если ее опустить влажноадиабатически с уровня конденсации на уровень  $p=1000$  мб. Как и  $\Theta_n$ ,  $\Theta'$  остается неизменной при вертикальных перемещениях влажной частицы воздуха.

Между рассмотренными условными температурами имеют место соотношения

$$T < T_s < T_n \quad (77)$$

и

$$\Theta < \Theta_s < \Theta_n. \quad (78)$$

Вычисление  $\Theta_s$  и  $\Theta_n$  обычно производят графическими методами, используя так называемые адиабатические диаграммы (см. § 13).

## § 12. Условия вертикальной устойчивости атмосферы

В атмосфере постоянно возникают вертикальные движения, играющие весьма большую роль во многих процессах, например такие, как перенос тепла и влаги, образование облаков и осадков и др. Для возникновения этих движений имеется ряд причин, из которых важнейшими являются: отличие температуры некоторой воздушной частицы от температуры окружающего воздуха, натекание воздушных потоков на различного рода

неровности на земной поверхности и т. п. Для дальнейшего развития возникших первоначально вертикальных движений и их интенсивности важнейшим фактором является соотношение между температурой перемещающейся по вертикали воздушной массы  $T^*(z)$  и температурой в окружающей среде  $T(z)$ , или, иначе говоря, распределение по вертикали температуры в атмосфере.

Для оценки соотношения между  $T^*(z)$  и  $T(z)$  удобно воспользоваться их графическим сопоставлением. Кривая, нанесенная в системе координат  $(T, z)$  и показывающая изменение температуры  $T^*(z)$  поднимающейся частицы воздуха в функции высоты  $z$ , называется *кривой состояния*. В общем случае влажного воздуха она представится сухой адиабатой до высоты уровня конденсации, т. е. той высоты, на которой начнется конденсация водяного пара, а затем влажной адиабатой (рис. 29).

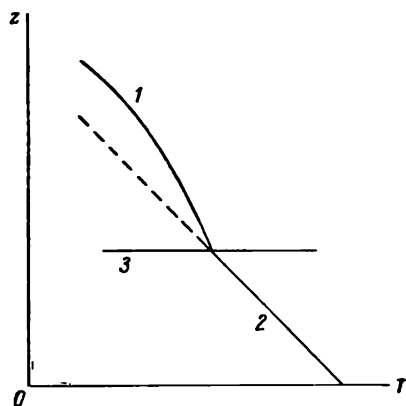


Рис. 29.

1 — влажная адиабата, 2 — сухая адиабата, 3 — уровень конденсации.

Кривая, изображающая фактическое распределение температуры в атмосфере  $T(z)$ , носит название *кривой стратификации*. Она может быть построена только на основании данных фактических измерений температуры на различных уровнях.

Такое состояние атмосферы, или, как говорят, ее *температурная стратификация*, при котором вертикальные движения развиваются, т. е. смещенная по вертикали воздушная масса получает положительные ускорения (совпадающие с направлением скорости), называется *неустойчивым состоянием*. Если же возникшие движения не развиваются, а затухают (воздушная масса получает отрицательное ускорение в сторону, противоположную скорости движения), то говорят об *устойчивом состоянии*. Наконец, если при вертикальном смещении частица не приобретает ускорение, то имеет место *безразличное равновесие*.

Рассмотрим сначала условия устойчивости для сухого воздуха.

Из основного уравнения статики следует, что воздух находится в равновесии в том случае, когда вертикальная составляющая силы гидростатического давления, отнесенная к единице массы и равная  $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz}$ , уравновешивается силой тяжести  $g$ . Это справедливо в предположении горизонтальной одно-

родности температуры и квазистатичности. Однако в силу тех или иных причин может оказаться, что  $T^* \neq T$  и  $\rho^* \neq \rho$ , тогда рассматриваемая масса воздуха под действием силы

$$f = g\rho - g\rho^* \quad (79)$$

приобретает вертикальное ускорение и начнет смещаться. Величина этого ускорения, т. е. силы, отнесенной к единице массы, по закону Архимеда выразится в виде

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{g(\rho - \rho^*)}{\rho^*} = g\left(\frac{\rho}{\rho^*} - 1\right), \quad (80)$$

или, так как  $\frac{\rho}{\rho^*} = \frac{T^*}{T}$  (при условии квазистатичности, когда  $\rho = \rho^*$ ),

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g\left(\frac{T^*}{T} - 1\right) = g\frac{T^* - T}{T}. \quad (81)$$

Отсюда следует, что если масса воздуха на некотором уровне окажется теплее окружающего воздуха ( $T^* > T$ ), то она, испытывая положительное ускорение, будет подниматься вверх; при  $T^* < T$  она испытывает отрицательное ускорение и будет опускаться вниз. Величина этого ускорения может быть незначительной. Действительно, при температуре окружающего воздуха  $T = 273^\circ \text{K}$  при разности  $T^* - T = 1^\circ$  оно будет равно  $3,6 \text{ см/сек}^2$ .

При этих перемещениях температура воздушной массы в условиях адиабатичности будет изменяться по закону

$$T^* = T_0^* - \gamma_a \Delta z, \quad (82)$$

где  $T_0^*$  — начальная температура, а  $\Delta z$  — расстояние, на которое переместится частица.

Примем, что в окружающем воздухе температура изменяется также по линейному закону, т. е.

$$T = T_0 - \gamma \Delta z, \quad (82')$$

где  $\gamma$  — фактический вертикальный градиент температуры.

Тогда

$$T^* - T = (T_0^* - T_0) - (\gamma_a - \gamma) \Delta z \quad (83)$$

и, следовательно, ускорение (81) будет равно

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{T_0^* - T_0}{T} - g \frac{\gamma_a - \gamma}{T} \Delta z. \quad (84)$$

Отсюда видно, что ускорение определяется двумя причинами, влияние которых и представлено двумя слагаемыми в правой части последнего уравнения. Первое слагаемое выражает зависимость ускорения от величины начального перегрева ( $T_0^* - T_0$ ) частицы по отношению к окружающему воздуху. Второе же сла-

гаемое дает зависимость ускорения от стратификации атмосферы ( $\gamma_a - \gamma$ ).

Напишем (83) в форме

$$\Delta T = \Delta T_0 - (\gamma_a - \gamma) \Delta z.$$

Отсюда легко найдем величину смещения частицы  $\Delta z = h$ , необходимую для того, чтобы температура перемещающейся воздушной массы сравнялась с температурой окружающей среды, т. е. чтобы  $T^* - T = \Delta T = 0$ . Это смещение будет

$$\Delta z = h = \frac{\Delta T_0}{\gamma_a - \gamma} = \frac{T_0^* - T_0}{\gamma_a - \gamma}. \quad (85)$$

Высота  $h$  носит название *уровня конвекции* и, как видно из (85), она зависит от начальной разности температур ( $T_0^* - T_0$ ) и от величины фактического вертикального градиента температуры  $\gamma$ .

Начальное же вертикальное смещение некоторой воздушной массы может произойти не только в результате ее перегрева или охлаждения, но также и под действием механических причин. Если некоторая воздушная масса будет перемещена по вертикали и в результате этого ее температура  $T^*$  окажется отличной от температуры окружающей среды, то возможность дальнейшего движения (после прекращения действия внешних сил) определится разностью ( $T^* - T$ ) и величиной градиента  $\gamma$ . Действительно, в этом случае (поскольку  $\Delta T_0 = T_0^* - T_0 = 0$ ) получим

$$T^* - T = \Delta T = -(\gamma_a - \gamma) \Delta z,$$

а ускорение, действующее на частицу, составит

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T} (T^* - T) = -\frac{g}{T} (\gamma_a - \gamma) \Delta z. \quad (86)$$

Если  $\gamma_a - \gamma = 0$ , т. е.  $\gamma_a = \gamma$ , то ускорение будет равно нулю и масса воздуха, поднятая на некоторую высоту внешней силой, по прекращении действия последней здесь же и останется, что соответствует безразличному равновесию. Если  $\gamma_a - \gamma > 0$ , т. е.  $\gamma < \gamma_a$ , то ускорение отрицательно, и масса воздуха после прекращения действия внешних сил возвращается вновь в исходное положение. Это так называемое устойчивое равновесие. И, наконец, если  $\gamma_a - \gamma < 0$ , т. е.  $\gamma > \gamma_a$ , то ускорение положительно, и масса воздуха, выведенная из начального состояния, будет продолжать свое движение. Это соответствует неустойчивому равновесию.

Используя соотношение (29) для изменения потенциальной температуры  $\Theta$  с высотой

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\Theta}{T} (\gamma_a - \gamma),$$

выражение (86) для вертикального ускорения смещенной массы можно написать также в виде

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \Delta z. \quad (87)$$

Из выражения (87) следует, что при безразличном состоянии, когда  $\frac{d^2z}{dt^2} = 0$ ,  $\Theta$  с высотой не изменяется ( $\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$ ), при устойчивом состоянии ( $\frac{d^2z}{dt^2} < 0$ )  $\Theta$  с высотой растет ( $\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$ ) и, наконец, при неустойчивом состоянии ( $\frac{d^2z}{dt^2} > 0$ )  $\Theta$  с высотой убывает ( $\frac{\partial \Theta}{\partial z} < 0$ ). Заметим, что  $\Theta$  в формуле (87) относится к окружающей среде.

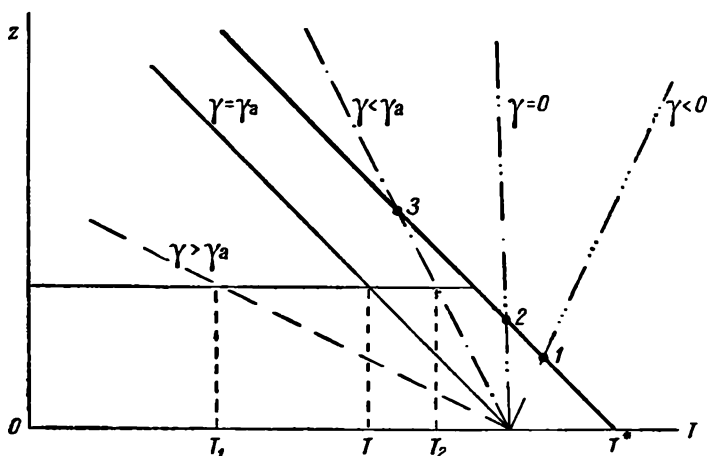


Рис. 30. Условия устойчивости для сухого воздуха. Точки 1, 2, 3 соответствуют высоте подъема нагретой частицы  $T$  при разных градиентах температуры  $\gamma$  в окружающей атмосфере.

Суммируя полученные выводы, можем сказать, что состояние атмосферы устойчивое, если  $\gamma < \gamma_a$  или если  $\Theta$  растет с высотой; неустойчивое, если  $\gamma > \gamma_a$  или если  $\Theta$  убывает с высотой; безразличное, если  $\gamma = \gamma_a$  или если  $\Theta$  с высотой не изменяется.

Сказанное графически изображено на рис. 30. На этом же рисунке показана высота поднятия массы воздуха, перегретой на исходном уровне по сравнению с окружающим воздухом. Точки пересечения кривой состояния (жирная линия) с кривыми стратификации атмосферы (прерывистые линии) дают высоту уровня конвекции  $h$ : точка 1 — в случае, если в атмосфере температура линейно растет с высотой (имеет место так называемая инверсия,  $\gamma < 0$ ), точка 2 — в случае, если в атмосфере тем-

пература с высотой не изменяется (изотермия,  $\gamma=0$ ) и точка 3 — в случае, если, как обычно, температура с высотой убывает ( $\gamma>0$ ). На рисунке видно также, что когда в атмосфере температура падает с высотой больше, чем на  $1^\circ/100 \text{ м}$  ( $\gamma>\gamma_a$ ), т. е. состояние неустойчивое, то указать высоту  $h$  нельзя.

Описанный метод анализа состояния устойчивости атмосферы, дающий возможность выяснить условия развития конвекции, носит название *метода частицы*, так как он основан на рассмотрении изменений температуры индивидуальной частицы (воздушной массы) при ее вертикальном перемещении.

Однако этот метод не учитывает обратных компенсирующих движений воздуха, что является его существенным недостатком. В связи с этим предложены другие методы определения устойчивости (см. § 15).

Необходимо также помнить, что в реальных условиях всегда происходит некоторое перемешивание и теплообмен перемещающейся воздушной массы с окружающей средой. В этом случае процессы уже нельзя считать адиабатическими. Рассмотрение вопроса о том, в каких пределах, при каких условиях и к каким реальным процессам можно применять выведенные соотношения, приводит к выводу, что чем меньше приток тепла к частице и чем больше вертикальная скорость ее перемещения, тем ближе оказываются процессы к адиабатическим.

Выясним теперь условия вертикальной устойчивости для влажного воздуха.

Условия развития вертикальных движений в атмосфере в случае влажного воздуха получим, сравнивая кривую фактического распределения температуры (кривую стратификации) с кривой состояния для влажного воздуха, т. е. до уровня конденсации с сухой адиабатой, выше этого уровня с влажной адиабатой. При этом так же, как и раньше, состояние будет устойчивым, если  $\gamma<\gamma_{ва}$ , неустойчивым, если  $\gamma>\gamma_{ва}$ , и безразличным, если  $\gamma=\gamma_{ва}$ .

Возможные случаи соотношения между сухой и влажной адиабатами и кривой стратификации (кривые 1, 2 и 3) изображены графически на рис. 31.

Кривая 1, располагающаяся в области А с правой стороны от влажной адиабаты, соответствует вполне устойчивому состоянию, при котором  $\gamma<\gamma_{ва}<\gamma_a$ . Кривая 2, располагающаяся в области В между сухой и влажной адиабатами, характеризует устойчивое состояние для сухого воздуха ( $\gamma<\gamma_a$ ), но неустойчивое для влажного — *влажнонеустойчивое* ( $\gamma>\gamma_{ва}$ ); наконец, кривая 3, располагающаяся в области В слева от сухой адиабаты характеризует неустойчивое состояние как для сухого, так и для влажного воздуха ( $\gamma>\gamma_{ва}>\gamma_a$ ). В случаях, когда  $\gamma=\gamma_a$ , имеем безразличное состояние для сухого воздуха, а при  $\gamma=\gamma_{ва}$  — безразличное состояние для влажного.

Таким образом, можно сказать, что по отношению к сухоадиабатическим и влажноадиабатическим процессам существуют следующие типы стратификации атмосферы:

- 1)  $\gamma > \gamma_a > \gamma_{ва}$  — сухо- и влажнестойчивая или абсолютно неустойчивая стратификация;
- 2)  $\gamma = \gamma_a > \gamma_{ва}$  — сухобезразличная и влажнестойчивая стратификация;

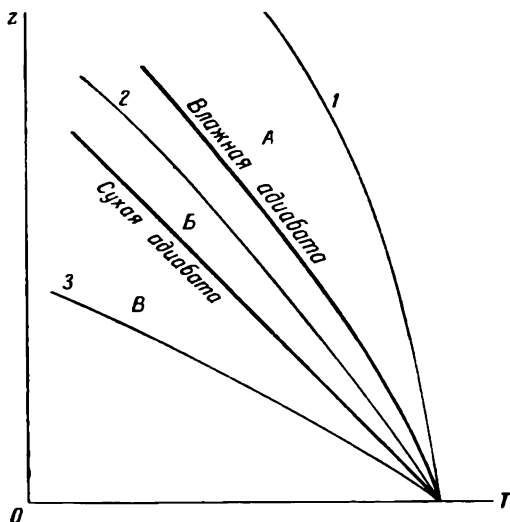


Рис. 31. Условия устойчивости для влажного воздуха.

1, 2, 3 — кривые стратификации, А — область устойчивого состояния, Б — область сухоустойчивого, но влажнестойчивого состояния, В — область неустойчивого состояния.

- 3)  $\gamma_a > \gamma > \gamma_{ва}$  — сухоустойчивая и влажнестойчивая или условно устойчивая стратификация;
- 4)  $\gamma_a > \gamma = \gamma_{ва}$  — сухоустойчивая и влажнестойчивая стратификация;
- 5)  $\gamma < \gamma_{ва} < \gamma_a$  — сухо- и влажнестойчивая или абсолютно устойчивая стратификация.

Весьма важно рассмотреть вопрос об устойчивости слоев атмосферы (больших объемов), перемещающихся по вертикали. Такого рода процессы развиваются, например, при подъеме воздушных масс вдоль фронтальных поверхностей или при их движении по вертикали (рис. 32 а и б). Будем считать, что первоначально слой абсолютно устойчив. На обоих рисунках линия АВ представляет распределение температуры внутри слоя до подъема.

Если относительная влажность в нижней части слоя (точка А) существенно больше, чем в его верхней части

(точка  $B$ ) (рис. 32  $a$ ), то частица, поднимаясь из точки  $A$  по сухой адиабате  $AC$ , быстро достигнет уровня конденсации (точка  $C$ ) и, поднимаясь далее по влажной адиабате  $CA'$ , будет охлаждаться сравнительно медленнее. В точке  $A'$  она примет некоторую температуру  $T'$ . Частица же, поднимающаяся из точки  $B$  с меньшей влажностью, будет подниматься по сухой адиабате  $BB'$  более длительное время и охладится сравнительно

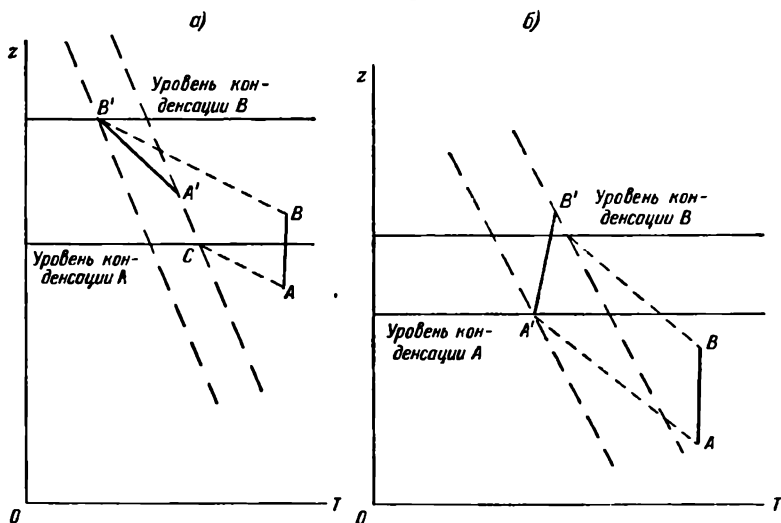


Рис. 32.

$a$  — конвективная неустойчивость,  $б$  — конвективная устойчивость.

сильнее. В результате стратификация слоя после подъема, характеризующая кривой  $A'B'$ , окажется влажнонеустойчивой ( $\gamma > \gamma_{\text{ва}}$ ) и весь слой в целом будет стратифицирован также неустойчиво, так как станет теперь насыщенным.

С помощью аналогичных рассуждений придем к выводу, что если в слое влажность с высотой растет (рис. 32  $б$ ), то при адиабатическом подъеме слоя его стратификация становится еще более устойчивой. В первом случае стратификация слоя называется *конвективно неустойчивой*, а во втором — *конвективно устойчивой*. Тип устойчивости можно установить по состоянию частиц воздуха, расположенных на нижней и на верхней границах слоя. Этот вопрос имеет большое значение для суждения о развитии облачности и конвективных движений в ней.

### § 13. Термодинамические графики (диаграммы)

Для многих термодинамических расчетов, особенно когда их требуется произвести достаточно быстро и в то же время наглядно представить полученные результаты, используются



различные так называемые *термодинамические графики*. Рассмотрим наиболее распространенный график такого рода, известный под названием *аэрологическая диаграмма* (см. приложение III). Эта диаграмма представляет собой бланк, на котором по оси абсцисс отложена температура (от  $-65$  до  $+40^\circ$ ), а по оси ординат — логарифмы давления (две шкалы для  $p$  — от 1050 до 200 мб и от 250 до 50 мб). В такой системе координат на бланке нанесены прямыми горизонтальными линиями изобары через каждые 10 мб и прямыми вертикальными линиями — изотермы через каждый градус. На полученной сетке проведены:

- а) сухие адиабаты — наклонные линии;
- б) влажные адиабаты — прерывистые синие линии;
- в) линии удельной влажности  $q_{\text{макс}}$  для состояния насыщения — сплошные синие линии. Синие цифры, стоящие у них, дают значения  $q_{\text{макс}}$ .

Вертикальные короткие синие штрихи на линиях изобар (1000, 900, 800 мб и т. д.) показывают разность между виртуальной и истинной температурой при состоянии насыщения. Кроме того, синими цифрами по оси ординат указаны разности уровней в динамических метрах между главными изобарическими поверхностями (1000, 900, 800 мб и т. д.) при температуре  $0^\circ$ .

На бланк аэрологической диаграммы наносят кривую распределения температуры по данным аэрологических наблюдений, т. е. кривую стратификации  $T(p)$ , а также кривую состояния  $T^*(p)$  для поднимающейся массы воздуха. Эту кривую строят по значениям температуры, давления и относительной влажности на исходном (нулевом) уровне. Она состоит из сухой адиабаты до уровня конденсации и из влажной адиабаты для больших высот.

С помощью описанной диаграммы можно определять ряд важнейших термодинамических характеристик, таких, как высота уровня конденсации, которая находится на диаграмме с помощью изолиний  $q_{\text{макс}}$  и определяется точкой пересечения сухой адиабаты с изолинией начального значения  $q$ . С помощью диаграммы можно также определить и значения фактической удельной влажности по температуре, давлению и относительной влажности (с диаграммы снимают  $q_{\text{макс}}$ , а затем по значению относительной влажности находят и фактическое значение  $q$ ). Можно также определять температуру точки росы, потенциальную, псевдоэквивалентную и псевдопотенциальную температуру. Особенно существенным является определение с помощью аэрологической диаграммы энергии неустойчивости, что рассмотрим в следующем параграфе.

Кроме описанной диаграммы, рядом авторов были предложены другие термодинамические графики, нашедшие применение на практике, например тефиграмма, на которой за оси

координат взяты температуры  $T$  и энтропия  $\varphi$ , аэрограмма (оси  $\lg T$  и  $T \lg p$ ) и зондограмма Лайхтмана (оси  $\lg T$  и  $T \lg \Theta$ ).

На всех таких графиках также нанесены изобары, изотермы, сухие и влажные адиабаты и изолинии значений удельной влажности в состоянии насыщения  $q_{\text{макс}}$  (изограммы), но оси координат выбраны разные. С их помощью можно производить те же расчеты, что и с помощью аэрологической диаграммы.

В последнее время Л. Т. Матвеев разработал общий метод построения адиабатных диаграмм, которые позволяют определять энергию неустойчивости и одновременно удовлетворяют тем или иным дополнительным условиям, диктуемым характером их применения.

#### § 14. Энергия неустойчивости. Ее определение

В предыдущих параграфах было показано, что чем больше разность температур поднимающейся частицы (воздушной массы) и окружающей среды, тем больше и величина ускорения, которое испытывает частица. Однако для характеристики вертикальной устойчивости большого слоя использовать вертикальный градиент, изменяющийся с высотой, трудно; кроме того, вертикальный температурный градиент не является мерой энергии и характеризует только качественно кинетическую энергию вертикальных движений.

В связи с этим для характеристики запаса энергии, которым обладает неустойчивый слой воздуха, применяют понятие о так называемой энергии неустойчивости.

Под энергией неустойчивости подразумевается энергия, освобождающаяся или затрачиваемая при перемещении единицы массы воздуха с одного уровня (где давление  $p_0$ ) на другой (с давлением  $p$ ), или, иначе, это та работа, которую может совершить подъемная сила (сила Архимеда), возникающая при вертикальном поднятии единицы массы воздуха.

Так как ускорение перемещающейся вертикально частицы воздуха

$$\frac{dz^2}{dt^2} = g \frac{T^* - T}{T},$$

то работа, совершенная единицей массы воздуха при ее перемещении на отрезок пути  $dz$ , будет

$$dE = g \frac{T^* - T}{T} dz, \quad (88)$$

а на пути от  $z_1$  до  $z_2$

$$E = \int_{z_1}^{z_2} g \frac{T^* - T}{T} dz. \quad (89)$$

Эта работа, или, вернее, эквивалентная ей энергия, переходит в кинетическую энергию поднимающейся воздушной массы.

Так как  $dp = -g\rho dz$ , откуда  $dz = -\frac{dp}{\rho g} = -\frac{RT}{g} d \ln p$ , то вместо равенства (89) получим

$$E = -R \int_{p_1}^{p_2} (T^* - T) d \ln p = R \int_{p_2}^{p_1} (T^* - T) d \ln p. \quad (90)$$

Как видно из этой формулы, энергия неустойчивости может быть как больше, так и меньше нуля в зависимости от знака разности температуры  $T^* - T$ . Если  $T^* - T > 0$ , т. е. частица теплее окружающей среды, то энергия неустойчивости  $E > 0$ , и частица, испытывающая положительное ускорение, может совершать работу без действия внешних сил; если же  $T^* - T < 0$ , то энергия неустойчивости будет отрицательной и для поднятия частицы требуется приток энергии извне. При этих рассуждениях предполагается, что вертикальное смещение воздушной массы происходит адиабатически.

Из выражения (90) видно, что работа, совершенная при перемещении частицы от исходного уровня  $z_1$ , где давление  $p_1$ , до уровня  $z_2$  с давлением  $p_2$  представляется площадью, заключенной между двумя изобарами  $p_1$  и  $p_2$  и между кривой состояния и кривой стратификации.

На рис. 33 а изображены графически три различных случая, которые могут встретиться в атмосфере. На рис. 33 а показан случай, когда на всех уровнях кривая состояния располагается справа от кривой стратификации. В этом случае всюду  $T^* > T$  и, следовательно, энергия неустойчивости (заштрихованная часть на рисунке) положительна. Это способствует развитию в атмосфере вертикальных движений, приводящих обычно к образованию конвективной облачности. Во втором случае (рис. 33 б) кривая состояния на всех уровнях располагается левее кривой стратификации. Очевидно, что, так как при этом всюду  $T^* < T$ , энергия неустойчивости будет отрицательной и перемещение частицы вверх невозможно. Наконец, в третьем, более общем случае (рис. 33 в) кривая состояния в верхней части слоя расположена справа от кривой стратификации, а в нижней части слоя — слева, что соответствует положительной (наверху) энергии неустойчивости и отрицательной (внизу). Общий запас энергии всего слоя найдется как алгебраическая сумма энергии неустойчивости в отдельных частях слоя.

Возвращаясь к уравнению (88), представим его в форме

$$dE = \frac{d^2 z}{d\tau^2} dz. \quad (91)$$

Так как  $\frac{dz}{dt} = w$ , где  $w$  — вертикальная скорость, перепишем последнее выражение в виде

$$dE = \frac{dw}{dt} dz = w dw, \quad (92)$$

или

$$dE = d\left(\frac{w^2}{2}\right). \quad (93)$$

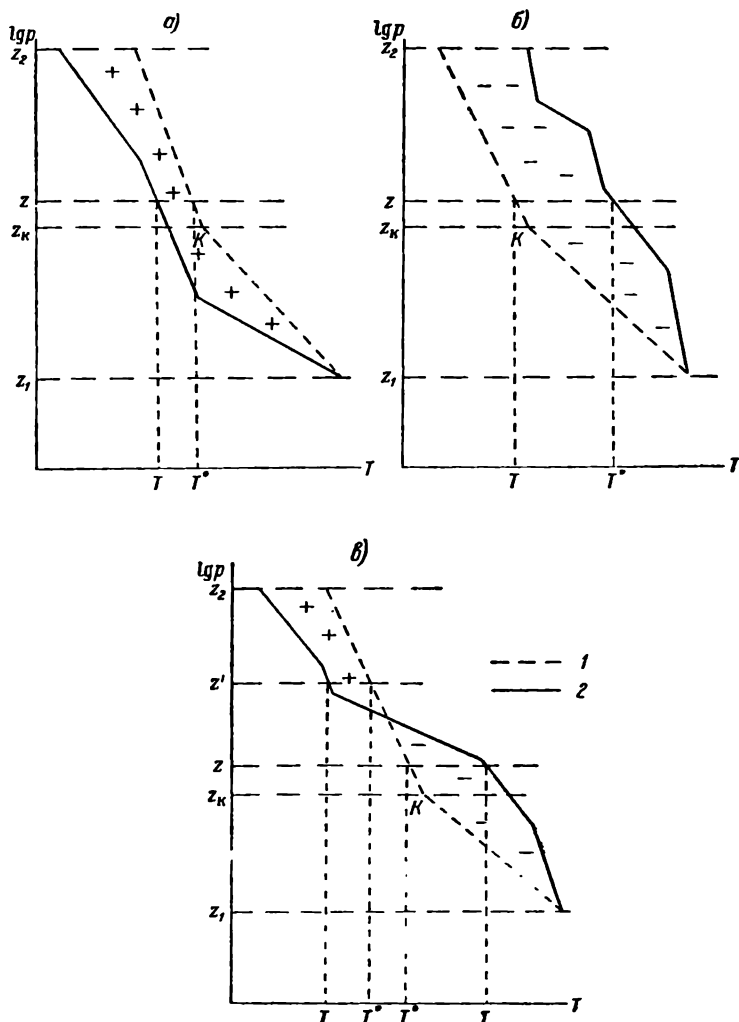


Рис. 33. Энергия неустойчивости в различных случаях стратификации атмосферы.

1 — кривая состояния. 2 — кривая стратификации,  $z_k$  — уровень конденсации,  $T$  и  $T^*$  — температура окружающего воздуха и частицы.

Интегрируя это выражение от некоторого исходного уровня  $z_0$ , где  $w=w_0$ , до уровня  $z$ , где скорость равна  $w$ , получим

$$w^2 - w_0^2 = 2E, \text{ или } w = \sqrt{2E - w_0^2}, \quad (94)$$

где  $E$  — энергия неустойчивости во всем слое от  $z_0$  до  $z$ .

Полагая, что на исходном уровне (например, у земной поверхности)  $w_0=0$ , найдем

$$w = \sqrt{2E}. \quad (95)$$

Эта формула позволяет рассчитать значения вертикальной скорости  $w$  при различных значениях энергии неустойчивости. Из рассчитанных значений, приведенных в табл. 18, видно, что при больших значениях  $E$  вертикальная скорость движений  $w$  может достигать очень больших значений, составляющих несколько десятков метров в секунду.

Таблица 18

Значения вертикальной скорости, возникающей под влиянием энергии неустойчивости

$E \text{ см}^2 \text{ сек}^2$ . . . . .	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$	$10^7$
$w \text{ м/сек}$ . . . . .	0,14	0,45	1,41	4,5	14	45

## § 15. Определение неустойчивости по методу слоя

Метод частицы для определения устойчивости атмосферы, как уже и указывалось в § 12, обладает рядом недостатков. Так, при анализе устойчивости по этому методу предполагается, что частица перемещается в покоящейся среде, и не учитываются те изменения, которые происходят под влиянием движения частицы в окружающей атмосфере. В действительных условиях при движении частицы в каком-либо направлении возникают компенсирующие движения в обратном направлении. В связи с этим были предложены другие методы для определения неустойчивости, учитывающие недостатки метода частицы. Изложим кратко сущность метода, известного под названием метода слоя. Основы этого метода были даны Я. Бьеркнесом, практическое приложение в последние годы разработано Н. С. Шишкиным.

Рассмотрим некоторый слой  $z_1, z_2$ , в котором имеются восходящие и нисходящие движения. Общее сечение первых обозначим через  $s$ , а их вертикальную скорость — через  $w$ ; соответственно сечение и скорость нисходящих течений обозначим через  $s'$  и  $w'$ . Предположим, что: а) все изменения внутри выделенного слоя происходят адиабатически; б) под влиянием горизонтальных движений (если они имеются) метеорологиче-

ские элементы в слое не изменяются и в) масса всего выделенного слоя остается неизменной. Последнее условие сохранения массы в слое, если пренебречь малыми изменениями плотности, можно записать в виде

$$sw + s'w' = 0. \quad (96)$$

Если в начальный момент времени  $t=0$  температура на нижнем уровне  $z_1$  равна  $T_1$ , на верхнем уровне  $z_2$  она составляет  $T_2$  и на некотором уровне  $z$  внутри слоя —  $T$ , а градиент температуры во всей толще слоя равен  $\gamma$ , то очевидно, что  $T_1 = T^* + \gamma(z - z_1)$ ,  $T_2 = T + \gamma(z_2 - z)$  и разность температур

$$T_1 - T_2 = \gamma(z_2 - z_1). \quad (97)$$

Через некоторый промежуток времени  $\Delta t$  на уровень  $z$  (внутри слоя) в восходящих течениях придут частицы с уровня  $z_1$ , которые будут иметь температуру  $T_1 - \beta w \Delta t$ , где  $\beta$  — адиабатический градиент в восходящем потоке. В нисходящих же потоках на уровень  $z$  будут приходиться с уровня  $z_2$  частицы, имеющие температуру  $T_2 - \beta' w' \Delta t$ , где  $\beta'$  — градиент в нисходящем потоке. Разность между температурами этих потоков при условии «б» и «в», очевидно, будет равна [с учетом (96) и (97)]

$$\Delta T = (T_1 - \beta w \Delta t) - (T_2 - \beta' w' \Delta t) = \gamma(w - w') \Delta t - (\beta w - \beta' w') \Delta t = \left[ (\gamma - \beta) + \frac{w'}{w} (\beta' - \gamma) \right] w \Delta t = \left[ (\gamma - \beta) - \frac{s}{s'} (\beta' - \gamma) \right] w \Delta t. \quad (98)$$

Если в восходящем и нисходящем потоках не происходит конденсации, то, согласно условию «а»,  $\beta = \beta' = \gamma_a$  и

$$\Delta T = (\gamma - \gamma_a) \left( 1 + \frac{s}{s'} \right) w \Delta t. \quad (99)$$

Если же в восходящих потоках имеет место конденсация, а нисходящие являются сухоадиабатическими, то  $\beta = \gamma_{ва}$ , а  $\beta' = \gamma_a$ .

Предположим, что стратификация слоя является условно устойчивой, т. е.  $\gamma_{ва} < \gamma < \gamma_a$ . При этом условии

$$\begin{aligned} \Delta T &= \left[ (\gamma - \gamma_{ва}) - \frac{s}{s'} (\gamma_a - \gamma) \right] w \Delta t = \\ &= (\gamma_a - \gamma) \left[ \frac{\gamma - \gamma_{ва}}{\gamma_a - \gamma} - \frac{s}{s'} \right] w \Delta t \end{aligned} \quad (100)$$

и очевидно, что  $\Delta T$  будет меньше, чем оно было бы в случае подъема очень малой частицы ( $s \approx 0$ ). Такой слой можно назвать избирательно неустойчивым, так как он неустойчив при  $\Delta T > 0$ , что будет только при  $\frac{s}{s'} < \frac{\gamma - \gamma_{ва}}{\gamma_a - \gamma}$ . Это возможно при достаточно малых размерах восходящих потоков ( $s$  мало)

или при вертикальных импульсах, охватывающих очень малую площадь. Наоборот, слой будет устойчивым, когда  $\Delta T < 0$ ,

т. е. если  $\frac{s}{s'} > \frac{\gamma - \gamma_{\text{ва}}}{\gamma_{\text{а}} - \gamma}$ .

Более детальное изучение условий устойчивости показывает, что развитие конвекции определяется соотношением между массами насыщенного и ненасыщенного воздуха.

Если поднимающаяся и опускающаяся массы являются ненасыщенными (или, наоборот, насыщенными), то условия устойчивости атмосферы не зависят от соотношения между этими массами. В таких случаях условия устойчивости атмосферы, полученные по методу слоя, совпадают с условиями устойчивости, полученными ранее по методу частицы.

При различных значениях вертикального градиента температуры  $\gamma$  получается разное соотношение между массами насыщенного и ненасыщенного воздуха, вовлекаемыми в циркуляцию. При малом отклонении вертикального градиента температуры  $\gamma$  от влажноадиабатического  $\gamma_{\text{ва}}$  (разность  $\gamma - \gamma_{\text{ва}}$  мала) отношение масс влажного и сухого воздуха, которые принимают участие в циркуляции, должно быть малым, т. е. чем меньше отношение  $\frac{\gamma - \gamma_{\text{ва}}}{\gamma_{\text{а}} - \gamma}$ , тем меньшая масса насыщенного воздуха может принять участие в циркуляции.

Дальнейший анализ показывает, что в слоях атмосферы, содержащих как насыщенный воздух, так и ненасыщенный, развитие конвекции невозможно (они устойчивы) в том случае, если градиент температуры слоя  $\gamma$  меньше влажноадиабатического. Возникновение конвекции становится возможным только при  $\gamma > \gamma_{\text{ва}}$ , причем по мере увеличения  $\gamma$  конвекция увеличивается. Заметим однако, что  $\gamma$  при наличии облаков не может превосходить значения сухоадиабатического градиента, так как этому препятствует выделение скрытой теплоты конденсации. Вместе с тем активная роль в развитии конвекции принадлежит влажному воздуху. Сухой же воздух играет пассивную роль, и развитие в нем активной конвекции возможно лишь при отсутствии насыщенного воздуха и при  $\gamma > \gamma_{\text{а}}$ .

Из изложенного видно, что для применения рассмотренного метода необходимо знать соотношение между опускающимися и поднимающимися массами воздуха, что трудно и не всегда возможно. Приблизительно можно определить это соотношение, оценивая размеры образовавшихся облаков и просветов между ними. В тех случаях, когда этот метод применим, он дает хорошие результаты и часто используется при изучении вопросов развития конвективной облачности.

## РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

# ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ

---

### Глава 7

## ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПОТОКАХ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ

### § 1. Потоки лучистой энергии в атмосфере

Главным источником энергии почти для всех процессов, развивающихся в атмосфере, является Солнце. Оно непрерывно излучает в окружающее его мировое пространство громадное количество энергии в основном в форме лучистой энергии, из которого на Землю поступает только одна двухмиллиардная  $\left(\frac{1}{2,25 \cdot 10^9}\right)$  часть, оцениваемая, однако, величиной  $1,8 \cdot 10^{24}$  эрг/сек ( $\approx 2,5 \cdot 10^{18}$  кал/мин.). В сравнении с этой энергией мощность всех остальных источников, как внешних по отношению к Земле (излучения звезд, космические лучи и др.); так и внутренних (внутренняя теплота Земли, радиоактивные излучения и др.) в энергетическом отношении пренебрежимо мала.

Лучистая энергия Солнца, или, как ее называют, *солнечная радиация*, на пути от внешних пределов атмосферы до земной поверхности подвергается ряду существенных изменений, происходящих вследствие ее поглощения и рассеяния. Значительная ее часть, так называемая *прямая солнечная радиация*, достигает земной поверхности в виде параллельного пучка лучей, идущих от Солнца. Вместе с тем и некоторая доля радиации, рассеянной в атмосфере, приходит к земной поверхности как *рассеянная радиация* от всех точек небесного свода. Прямая солнечная радиация и рассеянная в сумме дают так называемую *суммарную радиацию*.

Солнечная радиация, поступающая на земную поверхность, частично отражается от нее, основная же часть ее поглощается и идет на нагревание земной поверхности. Заметим здесь, что поглощение солнечной радиации происходит и в атмосфере, но оно значительно меньше, чем на земной поверхности, так как



атмосфера в основном является рассеивающей средой. Например, из общего количества всей радиации, поглощенной Землею в целом, атмосфера поглощает только около  $\frac{1}{4}$ , а остальные  $\frac{3}{4}$  поглощаются земной поверхностью. Та часть солнечной радиации, которая отражается земной поверхностью, а также и атмосферой (в основном облаками), носит название *отраженной радиации*.

Вместе с тем нагретая земная поверхность сама является источником теплового излучения, направленного к атмосфере. Это так называемое *земное излучение*, или *земная радиация*. В свою очередь и любой объем атмосферы также излучает радиацию. Это *излучение атмосферы* направлено во все стороны и частично достигает земной поверхности, образуя *противоизлучение атмосферы*. Часть излучения уходит в мировое пространство и составляет *уходящее излучение атмосферы*. Земная и атмосферная радиация так же, как и солнечная радиация, поглощается и отражается.

Все указанные разнообразные потоки лучистой энергии отличаются по своему спектральному составу. Основная доля солнечной радиации в связи с высокой температурой излучателя — Солнца — приходится на область длин волн меньше 3—4  $\mu$ , включающую видимую область спектра (0,4—0,75  $\mu$ ), в пределах которой излучения воспринимаются глазом, в то время как излучение земной поверхности и атмосферы локализовано в области значительно более длинных волн — для реальных естественных условий практически в области больше 2  $\mu$ . Исходя из этого различия в спектральном составе, прямую и рассеянную солнечную радиацию называют *коротковолновой*, а излучение Земли и атмосферы — *длинноволновой* радиацией.

Таким образом, в атмосфере имеется целая система потоков лучистой энергии, разных по их спектральному составу и различно направленных. При изучении всех этих потоков нас прежде всего интересует вопрос о том, какое количество энергии переносится каждым из них и какая ее доля в результате поглощения переходит в тепло. Оценивая с энергетической стороны алгебраическую сумму всех потоков, пронизывающих некоторую поверхность, можно найти для этой поверхности приход-расход лучистой энергии или, как его не вполне удачно принято называть, *радиационный баланс*.

Изучением всех потоков лучистой энергии в атмосфере, как уже сказано в гл. 1, занимается *актинометрия*. Основные сведения из этой области метеорологии приведены в настоящем разделе.

Солнечная радиация, включающая видимую область спектра, является одновременно и источником света. Изучение ее с этой стороны так же, как и изучение разнообразных оптических

явлений, возникающих при ее прохождении через атмосферу, удобнее выделить в отдельный раздел — *атмосферную оптику* (см. раздел шестой), который является непосредственным развитием и продолжением настоящего раздела.

## §2. Основные количественные характеристики поля излучения

Лучистая энергия, как и всякий другой вид энергии, может быть количественно выражена в любых энергетических единицах. В метеорологии ее принято выражать в тепловых единицах, а именно в калориях ( $1 \text{ кал} = 4,1855 \cdot 10^7 \text{ эрг} = 4,18 \text{ вт/сек}$ ).

Основной количественной характеристикой поля излучения является *поток излучения*  $F$ , под которым будем понимать количество энергии, переносимое в единицу времени через единицу поверхности во всех направлениях. Если обозначим через  $d\Phi$  количество

энергии в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ , переносимое через элемент поверхности  $ds$  за время  $dt$ , то в соответствии с данным определением потока для монохроматического потока излучения можно написать

$$F_{\lambda} = -\frac{d\Phi}{ds dt},$$

а для полного (интегрального) потока излучения всех длин волн

$$F = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda.$$

В метеорологии принято измерять поток в  $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ , причем  $1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин} = 0,6976 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} = 0,0697 \text{ вт/см}^2$ .

В ряде случаев нас интересует поток  $dF_{\lambda}$  в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , проходящий через единицу поверхности за время  $dt$  в пределах телесного угла  $d\omega$  в направлении  $r$ , составляющем угол  $\theta$  с внешней нормалью  $n$  к поверхности  $ds$  (рис. 34). Совершенно очевидно, что

$$dE_{\lambda} = I_{\lambda} \cos \theta d\omega dt d\lambda ds. \quad (1)$$

Множитель пропорциональности  $I_{\lambda}$  представляет собой *интенсивность монохроматической радиации*. Из соотношения (1) видно, что  $I_{\lambda}$  — количество лучистой энергии, заключенное в единичном интервале длин волн (от  $\lambda$  до  $\lambda + 1$ ) и

в единичном телесном угле ( $d\omega=1$ ), которое проходит за единицу времени ( $dt=1$ ) через единичную площадку ( $ds=1$ ), расположенную перпендикулярно к направлению пучка лучей ( $\vartheta=0^\circ$ ).

Если интенсивность в некоторой точке не зависит от направления, то поле излучения называют изотропным. Если к тому же интенсивность остается одинаковой во всех точках поля и во всех

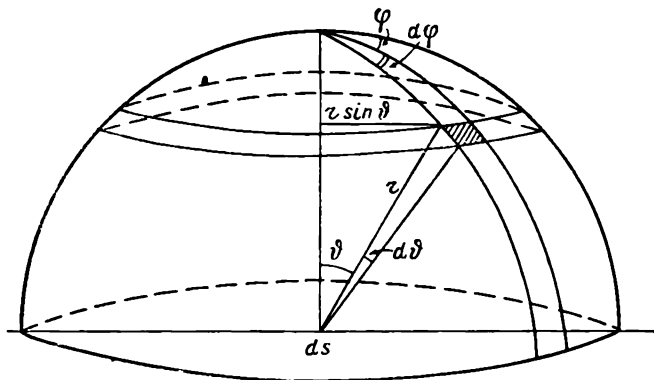


Рис. 35.

направлениях, то поле излучения называют однородным и изотропным. Полная, или интегральная, интенсивность излучения  $I$  получится интегрированием  $I_\lambda$  по всем длинам волн, т. е.

$$I = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda. \quad (2)$$

Интенсивность является второй важнейшей количественной характеристикой поля излучения. Она аналогична величине, которую в фотометрии называют яркостью. В метеорологии интенсивность излучения выражают в  $\text{кал/см}^2 \text{мин} \cdot \text{стер}$ .

Между потоком и интенсивностью имеет место определенная связь, которую и найдем. Для этого, введя сферические координаты  $r$ ,  $\varphi$ ,  $\vartheta$  (рис. 35), напишем, что

$$d\omega = \frac{r \sin \vartheta d\vartheta d\varphi}{r^2} = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$$

(где  $\varphi$  — азимут), после чего вместо (1) получим

$$dF_\lambda = I_\lambda \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dt ds d\lambda. \quad (3)$$

Величину потока  $F_\lambda$ , проходящего через единицу поверхности элемента  $ds$ , найдем, интегрируя последнее выражение

по полусфере, расположенной над элементом  $ds$  (полагая  $ds=1$ ,  $dt=1$ ),

$$F_{\lambda} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_0^{2\pi} I_{\lambda} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (4)$$

Если поле изотропно ( $I_{\lambda}$  не зависит от направления), то

$$F_{\lambda} = I_{\lambda} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = 2\pi I_{\lambda} \frac{1}{2} = \pi I_{\lambda}, \quad (5)$$

а для интегрального потока

$$F = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda = \pi I, \quad (6)$$

т.е. *поток от полусферы через произвольно ориентированную поверхность в случае изотропного поля излучения в  $\pi$  раз больше интенсивности.*

Приведем далее некоторые величины, которые характеризуют распространение лучистой энергии в среде. Возьмем в среде элемент массы  $dm$ , заключенный в объеме  $d\nu$  и излучающий во всех направлениях одинаковое количество лучистой энергии. Тогда для количества энергии  $dE_{\lambda}$ , излученного элементом массы в единицу времени в пределах телесного угла  $d\omega$  и в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda+d\lambda$ , можно написать

$$dE_{\lambda} = e_{\lambda} dm d\omega d\lambda. \quad (7)$$

Здесь коэффициент  $e_{\lambda}$  носит название *массового коэффициента излучения*. Очевидно, что он численно равен количеству лучистой энергии, излучаемой единичной массой вещества в единицу времени в пределах единичного телесного угла и в единичном интервале длин волн. Для полного (интегрального) излучения во всех длинах волн имеется интегральный массовый коэффициент излучения

$$e = \int_0^{\infty} e_{\lambda} d\lambda. \quad (7')$$

Энергия, излученная телом, проходит через ограничивающую его поверхность, поэтому часто пользуются понятием об излучательной способности поверхностей, однако всегда помня при этом, что излучают не поверхности, а тела. Очевидно, что определение излучательной способности поверхности совершенно аналогично определению интенсивности излучения. Нередко вво-

дится понятие об относительной излучательной способности, под которой понимается безразмерная величина, представляющая отношение излучательной способности данного тела к излучательной способности абсолютно черного тела, находящегося при той же температуре.

Рассмотрим теперь ослабление интенсивности излучения вследствие поглощения. Если узкий пучок лучей интенсивностью  $I_\lambda$  проходит путь  $dl$  в среде с плотностью  $\rho$ , то происходящее при этом ослабление интенсивности может быть записано в виде

$$dI_\lambda = -a_\lambda I_\lambda dl = -k_\lambda \rho I_\lambda dl, \quad (8)$$

где величина  $a_\lambda$  — *объемный коэффициент поглощения*, а  $k_\lambda$  — *массовый коэффициент поглощения*. В актинометрии  $k_\lambda$  обычно выражается в  $\text{см}^2/\text{г}$ , а  $a_\lambda$  в  $\text{см}^{-1}$ .

Поглощение лучистой энергии поверхностями (точнее тонкими пограничными слоями) определяется их поглощательной способностью. Под последней понимается безразмерная величина, численно равная отношению поглощенной радиации к падающей на данную поверхность.

При падении радиации на тела происходит частичное ее отражение. Это свойство поверхности тел характеризуют величиной *отражательной способности*  $R_\lambda$ . Под последней понимают безразмерную величину, равную отношению интенсивности отраженного от поверхности данного тела излучения к интенсивности излучения, упавшего на эту поверхность. Если отражение является диффузным, то пользуются понятием об *альбедо* поверхности, определяемом как отношение отраженного потока к упавшему.

Подчеркнем здесь, что как поглощательная, так и отражательная способность тела зависит от длины волны. Это свойство поглощать и отражать излучение лишь определенных длин волн носит название селективности, или избирательности, поглощения (отражения). Оно особенно резко выражено для газов, спектр поглощения которых является вообще весьма сложным. Напомним, что для абсолютно черного тела поглощательная способность равна единице.

Характеризуя поглощение лучистой энергии при прохождении ее через некоторый слой, часто вводят в рассмотрение так называемые *функции поглощения*, определяющие интегральные свойства поглощающих и излучающих тел. В случае направленной радиации функция поглощения определяется соотношением

$$A_I(m) = \frac{I(0) - I(m)}{I(0)}, \quad (9)$$

а в случае диффузной радиации аналогично

$$A_F(m) = \frac{F(0) - F(m)}{F(0)}. \quad (10)$$

Здесь  $m$  — содержание поглощаемого вещества в слое,  $I(0)$  и  $F(0)$ , а также  $I(m)$  и  $F(m)$  — соответственно интенсивности и потоки падающей и прошедшей радиации.

Наряду с функцией поглощения иногда рассматривают функцию пропускания

$$P(m) = 1 - A(m). \quad (11)$$

### § 3. Основные законы излучения

В основе изучения реальных тел в природе лежит закон Кирхгофа, связывающий излучательную и поглощающую способности (а также массовые коэффициенты излучения  $e_\lambda$  и поглощения  $k_\lambda$ ) между собой. Закон Кирхгофа гласит, что в условиях термодинамического равновесия отношение массового коэффициента излучения некоторого вещества к его массовому коэффициенту поглощения является универсальной функцией температуры и длины волны (а для полного излучения только температуры) и не зависит от индивидуальных свойств вещества (т. е. одно и то же для всех тел), а именно

$$e_\lambda : k_\lambda = I(\lambda, T). \quad (12)$$

Так как для абсолютно черного тела  $k_\lambda = 1$ , то отсюда видно, что универсальная функция  $I(\lambda, T) = I_{\lambda, T}$  представляет собой интенсивность излучения абсолютно черного тела при той же температуре и длине волны. Применительно к процессам излучения и поглощения на поверхности тел можно также сказать, что в тех же условиях термодинамического равновесия отношение излучательной способности поверхности к ее поглощательной способности зависит только от температуры и длины волны и равно интенсивности излучения абсолютно черного тела.

Обратим внимание на то, что закон Кирхгофа выведен и сформулирован для условий термодинамического равновесия. Под последним понимают такое состояние, в которое приходит любая физическая система, находящаяся в неизменных внешних условиях и предоставленная самой себе. В этом состоянии в системе (для излучения в полости) каждое тело будет отдавать излучением столько же энергии, сколько и поглощать ее. Следовательно, при этом все тела во всем пространстве должны будут иметь одну и ту же температуру.

В атмосфере, где имеется открытое поле излучения, излучение носит неравновесный характер и вследствие этого применение закона Кирхгофа казалось бы невозможно. Однако было

показано, что закон Кирхгофа остается справедливым и в этом случае при условии, что имеет место максвелловское распределение скоростей (задана газокинетическая температура) и уровни энергии, ответственные за поглощение и излучение, находятся в тепловом равновесии по закону Больцмана. Применяя закон Кирхгофа к атмосфере, мы пользуемся представлением о так называемом *локальном термодинамическом равновесии*, понимая под ним такое состояние среды, при котором поглощение и излучение каждой малой частью среды, имеющей температуру  $T$ , происходит так, как если бы она находилась в состоянии термодинамического равновесия при этой температуре. Иначе говоря, мы считаем, что атмосфера находится в состоянии локального термодинамического равновесия, если в каждой ее точке можно определить локальную температуру таким образом, чтобы коэффициенты излучения  $e_\lambda$  и поглощения  $k_\lambda$  удовлетворяли соотношению  $e_\lambda : k_\lambda = I(\lambda, T)$ .

Как показывают специальные исследования, можно считать, что условия локального термодинамического равновесия с достаточной точностью выполняются до значительных высот (приблизительно до 50 км или даже несколько выше).

Аналитический вид универсальной функции  $I_\lambda, T$ , представляющей излучательную способность абсолютно черного тела, дал, исходя из представлений о квантовом характере процесса излучения, Планк. *Формула Планка*, определяющая интенсивность черного излучения, выражается в следующем виде:

$$I_{\lambda, T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \left( e^{\frac{ch}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} = \frac{c_1}{\lambda^5} \left( e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (13)$$

где  $c$  — скорость света,  $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$  эрг/сек — постоянная Планка,  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/град — постоянная Больцмана. Значения постоянных  $c_1$  и  $c_2$  найдены экспериментально:  $c_1 = 3,74 \times 10^{-5}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек и  $c_2 = 1,439$  см·град.

На рис. 36 графически изображено распределение интенсивности излучения по длинам волн для излучателей с различной температурой. Преобразовав формулу Планка (13) в виде

$$\frac{I_{\lambda, T}}{T^5} = \frac{c_1}{(\lambda T)^5} \left( e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}$$

и нанося по оси абсцисс значения  $\lambda T$ , а по оси ординат значения  $\frac{\pi I_{\lambda, T}}{T^5}$  (в  $10^{-16}$  кал/см<sup>2</sup>·сек·град<sup>5</sup>), получим кривую распределения интенсивности, приведенную на рис. 37.

На этих рисунках видно, что интенсивность излучения весьма быстро возрастает с повышением температуры, причем при возрастании температуры длина волны, на которую приходится максимум излучения, смещается в сторону более коротких волн.

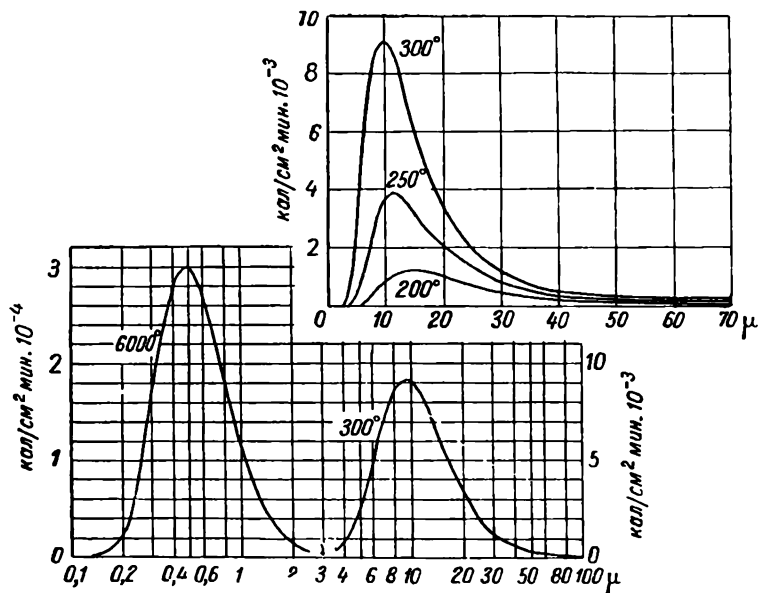


Рис. 36. Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела.

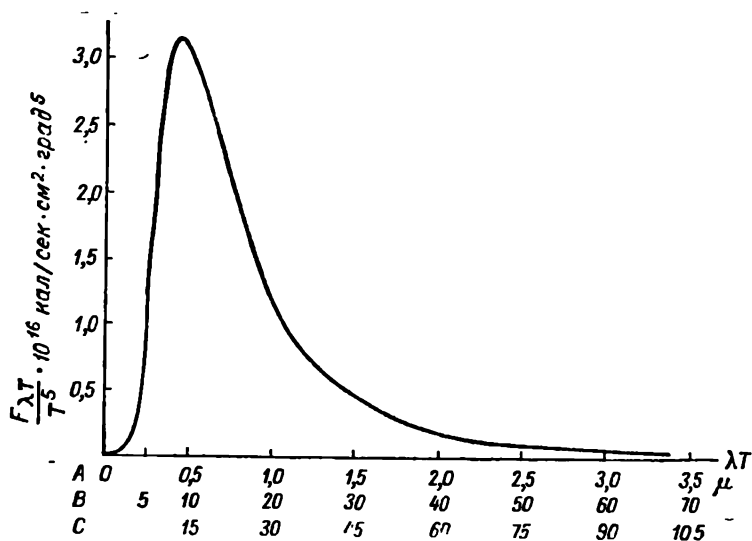


Рис. 37. Лучеиспускание абсолютно черного тела.  
Шкала А соответствует  $T=6000^\circ$ , В —  $T=300^\circ$ , С —  $T=200^\circ$ .



**Закон смещения Вина** устанавливает связь между температурой излучающего черного тела и длиной волны  $\lambda_{\text{макс}}$ , на которую приходится максимум интенсивности излучения. Он выражается в форме

$$\lambda_{\text{макс}} T = \text{const} = 2897 \mu \cdot \text{град} \quad (14)$$

и указывает, что длина волны  $\lambda_{\text{макс}}$ , соответствующая максимуму интенсивности излучения  $F_{\lambda, T}$  в нормальном спектре, обратно пропорциональна абсолютной температуре излучателя.

**Закон Стефана—Больцмана.** Так как поток излучения связан с интенсивностью соотношением  $F_{\lambda, T} = \pi I_{\lambda, T}$ , то для интегрального потока излучения абсолютно черного тела, используя (13), найдем

$$F_T = \int_0^{\infty} F_{\lambda, T} d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4, \quad (15)$$

где  $\sigma$ —постоянная Стефана—Больцмана ( $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-12} \text{ вт/см}^2 \times \text{град}^4 = 0,814 \cdot 10^{-10} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин} \cdot \text{град}^4$ ).

Применительно к рассматриваемым задачам сделаем из сказанного некоторые выводы:

1) при излучении абсолютно черного тела при температуре  $T = 6000^\circ$  (температура излучения Солнца) около 99% излучаемой энергии приходится на участок спектра от 0,17 до 4,0  $\mu$  ( $\lambda_{\text{макс}} = 0,475 \mu$ );

2) при  $T = 288^\circ$  (средняя температура земной поверхности) спектр излучения может быть ограничен интервалом 3—80  $\mu$  ( $\lambda_{\text{макс}} = 10 \mu$ );

3) при температуре порядка 210—220° (температура стратосферы) спектр ограничивается длинами волн 4—120  $\mu$  ( $\lambda_{\text{макс}} \approx 14$ —15  $\mu$ ).

#### § 4. Солнце и его излучение. Солнечная постоянная

Изучение Солнца и его излучения является одной из основных задач астрофизики. В то же время вопрос о количестве солнечной энергии, получаемой Землей, очень важен и для метеорологии.

Приведем самые краткие, необходимые для нас астрономические данные о Солнце.

Солнце представляет собой наиболее близко расположенную к нам звезду, принадлежащую к числу желтых звезд-карликов. Его линейные размеры могут быть оценены величиной его среднего радиуса, равного 695 500 км, что в 109,1 раз больше радиуса Земли. Расстояние Земли от Солнца в течение года не остается постоянным вследствие эллиптичности земной орбиты. На самом близком расстоянии от Солнца, рав-

ном  $147 \cdot 10^6$  км, Земля находится 2/I, когда она проходит через точку орбиты, называемую *перигелием*, и дальше всего, а именно на расстоянии  $152 \cdot 10^6$  км, она бывает 5/VII, когда проходит через точку орбиты, называемую *афелием*. Среднее расстояние Земли от Солнца (величина большой полуоси земной орбиты) составляет  $149,5 \cdot 10^6$  км. При таком большом расстоянии, несмотря на громадные линейные размеры Солнца, величина видимого солнечного диска невелика; средний видимый угловой его диаметр равен  $31'59''$ , причем в перигелии он равен  $32'31''$ , а в афелии  $31'27''$ .

Строение Солнца весьма сложно. Его внутренние части, недоступные непосредственному наблюдению, имеют очень высокую температуру, оцениваемую многими десятками миллионов градусов (до  $20 \cdot 10^6$  град.). В них происходят те сложные ядерные реакции, которые и являются источником солнечной энергии. Тот внешний слой Солнца, который практически излучает почти всю наблюдаемую солнечную радиацию, носит название *фотосферы*. Ее толщина не превышает 0,001 радиуса Солнца, составляя около 200—300 км. Температура поверхности фотосферы около  $6000^\circ$ . Над фотосферой располагается светящаяся, но почти прозрачная атмосфера Солнца, так называемая *хромосфера*, простирающаяся до высоты порядка 15 000 км. Над хромосферой на очень большие расстояния (миллионы километров) распространяется самая внешняя оболочка атмосферы Солнца — так называемая *корона*.

Газы, образующие Солнце, находятся в состоянии бурного непрерывного движения и в каждой из оболочек Солнца постоянно происходит ряд процессов; это проявляется в том, что наблюдаемая поверхность Солнца не является однородной. Так, поверхность фотосферы представляется состоящей из большого числа отдельных светлых зерен (гранул), разделенных темными промежутками и совершающих непрерывные и нерегулярные движения. *Грануляция* обусловлена наличием восходящих и нисходящих токов в фотосфере. На поверхности фотосферы в отдельных ее участках наблюдаются темные образования, так называемые *солнечные пятна*. Здесь же вблизи края солнечного диска отмечаются светлые образования волокнистой структуры, называемые *факелами*. В хромосфере и в короне также имеются весьма изменчивые образования, известные как *флоккулы*, *хромосферные вспышки*, *протуберанцы* и др. Совокупность всех этих явлений, находящихся в тесной взаимосвязи, характеризует так называемую *солнечную активность*, которая весьма изменчива. Длительными наблюдениями установлено наличие определенной цикличности в развитии солнечной активности и наиболее изучена давно известная 11-летняя цикличность.

При изменениях солнечной активности наблюдаются изме-

нения и в интенсивности развития ряда геофизических явлений, особенно тех из них, которые обусловлены процессами, происходящими в верхних слоях атмосферы (ионизации ионосферы, полярных сияний, магнитных бурь и др.). Исследование связей между солнечной активностью и процессами, происходящими в атмосфере, представляет весьма большой и практически важный вопрос, в котором, однако, еще много неясного, особенно в отношении установления связей между солнечной активностью и метеорологическими процессами, развивающимися в нижней атмосфере.

Указанные выше сложные и разнообразные процессы, происходящие во всех оболочках Солнца, сопровождаются излучением энергии. На основное излучение фотосферы, достаточно близко соответствующее излучению абсолютно черного тела при температуре, близкой к  $6000^{\circ}\text{K}$ , накладываются излучения хромосферы и короны, а также и отдельных упомянутых выше образований. В результате всех этих процессов излучения, а также процессов поглощения их в солнечной атмосфере состав солнечного излучения, достигающего Земли, оказывается весьма сложным. Его исследование значительно затрудняется тем, что многие из его компонентов мало интенсивны и поглощаются уже в верхних слоях земной атмосферы, вследствие чего они недоступны для наблюдений, проводимых на земной поверхности. Применение ракет и специальной высокочувствительной аппаратуры (счетчиков фотонов, особых фильтров, радиофизических методов и т. д.) позволило за последнее время получить ряд новых данных, продолжающих непрерывно пополняться.

В настоящее время экспериментально доказано, что наряду с электромагнитными излучениями, охватывающими широкий диапазон длин волн (от  $1\text{ \AA}$  до нескольких десятков метров), Солнце посылает еще поток корпускулярного излучения, состоящего из электрически заряженных частиц (в основном протонов и электронов), движущихся со скоростями от 400 до 3000 км/сек. Однако поток корпускулярного излучения очень мал и в среднем оценивается величиной порядка  $10^{-7}\text{ кал/см}^2\cdot\text{мин.}$  Будучи поглощенным в атмосфере на высотах более 100 км, корпускулярное излучение имеет существенное значение для развития многих явлений, наблюдаемых в верхних слоях земной атмосферы. Среди электромагнитных излучений Солнца установлено также наличие мягкого рентгеновского излучения в области около  $7\text{ \AA}$ , обнаруживаемого на высотах больше 50 км, а также радиоизлучения Солнца в области длин волн от 0,8 до 20 см, для которых наша атмосфера прозрачна и которые она пропускает до земной поверхности. Изучение этого радиоизлучения Солнца и других небесных тел является содержанием нового раздела астрономии — радиоастрономии.

Ракетными исследованиями установлено также наличие солнечного излучения в нескольких полосах в далекой ультрафиолетовой области спектра с длинами волн меньше  $1900 \text{ \AA}$ , особенно интенсивного в области около  $1000 \text{ \AA}$ .

Однако излучение в этих областях доставляет столь малое количество энергии, что для оценки общего количества тепла и света, получаемого Землей от Солнца, они не представляют интереса.

При актинометрических исследованиях нас интересует та область непрерывного спектра солнечной радиации, которая заключена в пределах от  $0,19$  до  $24 \text{ \mu}$ , из которой до земной поверхности проникают только лучи в интервале  $0,29—24 \text{ \mu}$ . В табл. 19 приведено принятое деление указанной широкой области спектра на отдельные более узкие ее области и даны некоторые характеристики последних.

Таблица 19

Отдельные области спектра солнечной радиации

Наименование	Интервал длин волн ( $\mu$ )	Величина потока		Примечания
		$10^{-3} \text{ ккал/см}^2\text{мин.}$	%	
Ультрафиолетовая область:				
С	0,20—0,40	140	7	
В	0,20—0,28	8	0,4	Не проникают до земной поверхности
В	0,28—0,32	25	1,2	Называется также областью Дарно
А	0,32—0,40	107	5,4	Достигают земной поверхности
Видимая область:				
А	0,40—0,75	910	46	
А	0,40—0,52	350	18	От фиолетовых лучей до зеленых
В	0,52—0,62	300	15	От зеленых лучей до красных
С	0,62—0,75	260	13	Красные лучи
Инфракрасная область:				
А	0,75—24	930	47	
А	0,75—1,4	640	32	Ближняя инфракрасная область
В	1,4—3,0	250	13	
С	3,0—24	40	2	Средняя инфракрасная область
В целом	0,20—24	1980	100	

В коротковолновой области ( $\lambda < 0,29 \mu$ ) с помощью исследований на ракетах достаточно подробно (количественно) изучен промежуток от 0,22 до 0,29  $\mu$ . Что же касается участка от 0,22 до 0,19  $\mu$ , то для него имеются только некоторые качественные данные.

В инфракрасной области земной поверхности, как указано, достигает лишь радиация с длиной волн до 24  $\mu$ . Для радиации с длиной волны больше 24  $\mu$  земная атмосфера, по-видимому, непрозрачна, и эти лучи до сего времени не обнаружены ни на земной поверхности, ни при ракетных исследованиях.

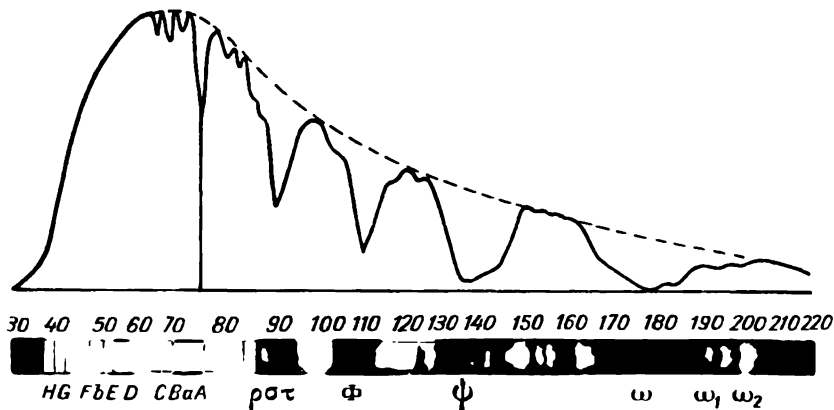


Рис. 38. Распределение энергии в нормальном солнечном спектре.

Детальное изучение распределения энергии в спектре солнечной радиации затруднено необходимостью учета того поглощения, которое происходит в атмосфере (подробно см. § 3 гл. 8), а также тем, что не все лучи доходят до земной поверхности. На рис. 38 приведено распределение энергии в нормальном солнечном спектре по наземным наблюдениям в области от 0,29 до 2,2  $\mu$ .

Спектр, наблюдаемый на уровне земной поверхности, является непрерывным, но в нем имеется громадное число полос и линий поглощения, главные из которых указаны на этом же рисунке. Общее число линий и полос поглощения, называемых фраунгоферовыми, достигает многих тысяч. В значительной мере они вызваны поглощением излучения фотосферы в солнечной атмосфере и только некоторая часть обусловлена поглощением в земной атмосфере (так называемые теллурические линии поглощения). У земной поверхности солнечный спектр резко обрывается со стороны коротких длин волн, что объясняется сильным поглощением лучей с  $\lambda < 0,29 \mu$  озоном и кислородом в еще более высоких слоях атмосферы. Распределение энергии

в этой ультрафиолетовой области спектра, по ракетным данным, приведено на рис. 39.

Данные, полученные различными исследователями, позволяют построить кривую распределения энергии в спектре солнечной радиации за пределами атмосферы (рис. 40). На этом же рисунке для сравнения приведена прерывистая кривая, дающая

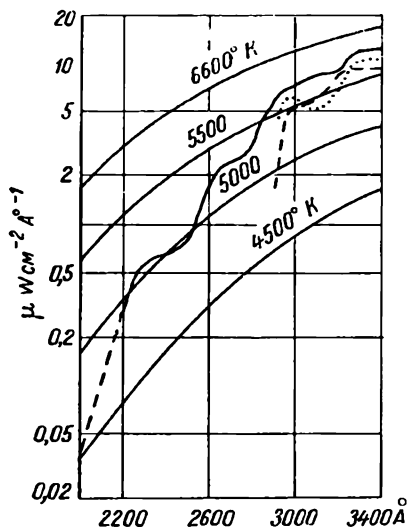


Рис. 39. Ультрафиолетовый спектр Солнца по ракетным данным.

распределение излучения в спектре абсолютно черного тела при температуре 6000° K. Можно видеть, что максимум энергии в спектре солнечной радиации приходится на длину волны около 0,49 μ и что эта кривая распределения энергии значительно отличается, особенно в области ультрафиолетовой части спектра, от кривой планковского распределения при температуре 6000°. Многочисленные попытки совместить ее с планковской кривой распределения при какой-либо другой температуре показали, что это не удастся, хотя отдельные ее части и могут быть достаточно близко совмещены с кривыми излучения при несколько различных температурах. Так, например, наилучшее

совпадение в инфракрасной области мы имеем с кривой при  $T=5779^{\circ}\text{K}$ , а в видимой области при  $T=6075^{\circ}\text{K}$ . Все это свидетельствует о том, что излучение Солнца нельзя отождествлять с излучением абсолютно черного тела. Многие авторы дают это распределение в форме таблиц. В. Г. Кастров представил его в виде эмпирической формулы

$$e_{0,\lambda} \Delta\lambda = 0,021 \lambda^{-2,3} e^{-0,0327 \Delta\lambda}, \quad (16)$$

выражающей поток в  $10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$  в спектральном участке  $\Delta\lambda = 0,02 \mu$ .

Имея кривую распределения энергии, поступающей от Солнца за пределами атмосферы на перпендикулярную к лучам поверхность, можно определить и величину поступающего потока, так как площадь, ограниченная осью абсцисс (длина волны) и кривой распределения энергии в определенном участке длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ , и дает в относительных единицах величину энергии, поступающей в этом интервале длин волн. Условились называть солнечной постоянной  $S_0$  то полное количество лучи-

стой энергии, которое проходит в единицу времени (1 мин.) через единицу поверхности ( $1 \text{ см}^2$ ), расположенной перпендикулярно к солнечным лучам и находящейся на среднем расстоянии Земли от Солнца.

Можно сформулировать определение солнечной постоянной и несколько иначе, а именно рассматривать ее как величину

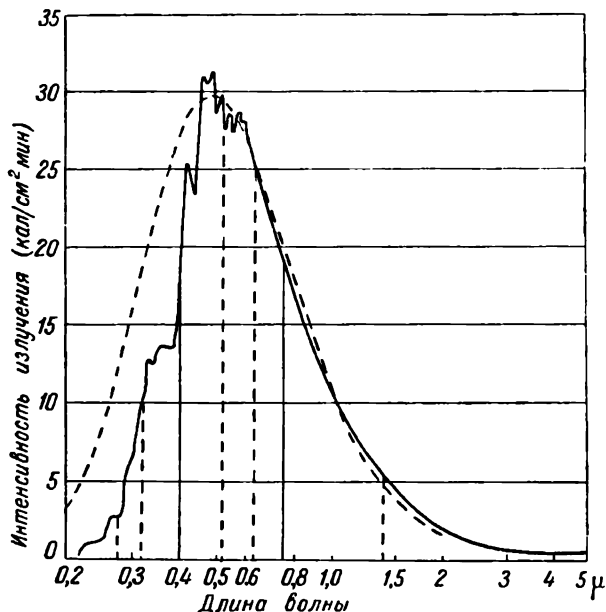


Рис. 40. Распределение энергии в солнечном спектре за пределами атмосферы.

Пунктирной линией обозначено излучение черного тела при  $T=6000^\circ \text{ К}$ .

потока лучистой энергии Солнца на перпендикулярную к лучам поверхность, расположенную за пределами атмосферы при среднем расстоянии Земли от Солнца.

Так как расстояние Земли от Солнца, как упомянуто выше, в течение года изменяется, то значение потока солнечной радиации  $S'$  за пределами атмосферы в некоторый момент времени, когда расстояние Земли от Солнца равно  $R$ , будет отлично от  $S_0$  и связано с  $S_0$  соотношением  $S_0 = \frac{R^2}{R_0^2} S'$ , где  $R_0$  — среднее расстояние Земли от Солнца. Это изменение солнечной постоянной в течение года составляет  $\pm 3,4\%$  ее среднего значения. Оно наибольшее, когда Земля проходит через перигелий (начало января), и наименьшее в афелии (начало июля).

Определение точного абсолютного значения солнечной постоянной имеет первостепенное значение, в связи с чем этому

вопросу посвящено большое число исследований. Не останавливаясь на специальном вопросе методов экспериментального определения значения солнечной постоянной, укажем, что на основании работ, проведенных за последнее десятилетие, значение  $S_0 = 1,94 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ , принимавшееся ранее по работам американских астрофизиков, представляется в настоящее время заниженным и наиболее вероятным является значение  $S_0$  около  $2 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ . Международная комиссия, обсуждавшая этот вопрос в 1957 г. в Торонто, предложила для использования при проведении работ во время Международного геофизического года значение  $S_0 = 1,98 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ .

Длительный ряд систематических измерений солнечной постоянной позволяет решить важный вопрос о том, насколько ее величина остается неизменной во времени и не испытывает ли она некоторых колебаний в связи с изменениями солнечной активности. Наблюдения показывают, что измеряемые значения  $S_0$  не обнаруживают никаких систематических изменений во времени, и те небольшие колебания, которые отмечаются, находятся в пределах точности измерений. В то же время и принципиально нельзя ожидать больших изменений в значениях  $S_0$ , так как для этого должны были бы наблюдаться очень большие изменения температуры Солнца. Однако те кратковременные вспышки в области ультрафиолетовой части солнечного спектра, которые наблюдаются иногда, особенно в годы повышенной солнечной активности, в энергетическом отношении малы и кратковременны для того, чтобы вызвать изменения  $S_0$ , доступные для измерения при современной точности наблюдений.

## Глава 8

### ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ НА ПОТОКИ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

#### § 1. Основные соотношения. Путь солнечного луча в атмосфере

При распространении потоков лучистой энергии через атмосферу происходит их ослабление, вызванное поглощением и рассеянием энергии. В области видимой части спектра преобладает рассеяние, за границами же видимого спектра как в ультрафиолетовой, так и в инфракрасной областях атмосфера является средой главным образом поглощающей. Рассмотрим общее ослабление потока лучистой энергии в атмосфере. Для этого возьмем направленный пучок монохроматических лучей, падающих нормально на слой атмосферы толщиной  $l$ .

Если поток обозначим через  $E_\lambda$ , то при прохождении им в атмосфере пути  $dl$  его ослабление выразится соотношением

$$dF_\lambda = -\alpha_\lambda F_\lambda dl, \quad (1)$$



где множитель  $\alpha_\lambda$  назовем *коэффициентом ослабления*; его размерность  $\text{см}^{-1}$ . Если действующим фактором, вызывающим ослабление, является только рассеяние,  $\alpha_\lambda$  — коэффициент рассеяния, в случае же только поглощения,  $\alpha_\lambda$  — коэффициент поглощения. Он зависит от ряда факторов, но в первом приближении его можно положить пропорциональным плотности атмосферы или соответственно концентрации поглощающего вещества  $\rho$ , т.е. написать

$$\alpha_\lambda = k_\lambda \rho,$$

где  $k_\lambda$  — *массовый коэффициент ослабления*. Его размерность  $\text{см}^2 \text{г}^{-1}$ .

Тогда вместо (1) получим

$$dF_\lambda = -k_\lambda \rho F_\lambda dl. \quad (2)$$

Если луч проходит конечный путь  $l$ , то, интегрируя (1), найдем

$$F_\lambda = F_{\lambda,0} e^{-\int_0^l k_\lambda \rho dl} = F_{\lambda,0} e^{-\int_0^l \alpha_\lambda dl}, \quad (3)$$

где  $F_{\lambda,0}$  и  $F_\lambda$  — потоки в начале и конце пути.

Величину

$$\Theta = \int_0^l \alpha_\lambda dl = \int_0^l k_\lambda \rho dl \quad (4)$$

обычно называют *оптической массой* (толщиной) слоя, а величину  $\alpha_\lambda = k_\lambda \rho$  — оптической плотностью. Легко видеть, что слой с оптической массой  $\Theta = 1$  ослабляет поток в  $e$  раз или на  $(1 - \frac{1}{e}) 100\%$  от начального значения потока.

Случай, когда на пути луча атмосфера оптически однородна, т.е.  $\alpha_\lambda = k_\lambda \rho = \text{const}$ , встречаются лишь как исключение. Это, в частности, можно принять, если лучи распространяются горизонтально и их путь достаточно короток. Обычно же, особенно при наклонном распространении лучей в атмосфере, задача об определении ослабления потока значительно сложнее и сво-

дится к вычислению интеграла  $\int_0^l \alpha_\lambda dl$  при переменном  $\alpha_\lambda$ .

Рассмотрим в связи с этим вопрос о пути солнечного луча в атмосфере.

Обратимся к формуле (3), причем для монохроматического потока прямой солнечной радиации введем обозначение  $S_\lambda$ , т. е. напишем уравнение (3) в виде

$$S_\lambda = S_{\lambda, 0} e^{-\int_0^\infty \alpha_\lambda dt} = S_{\lambda, 0} e^{-\int_0^\infty k_\lambda \rho dt} \quad (5)$$

Здесь  $S_\lambda$  и  $S_{\lambda, 0}$  — соответственно значения потока прямой солнечной радиации на площадку, перпендикулярную к направлению лучей, у земной поверхности и на верхней границе атмосферы.

Согласно (5), величина  $\int_0^\infty k_\lambda \rho dl = \Theta$  является оптической массой атмосферы. Очевидно, что последняя зависит от зенитных расстояний Солнца  $z_\odot$ , и задача сводится к определению  $\Theta(z_\odot)$  вдоль пути луча. Для этой цели поступим следующим образом.

Определим оптическую массу в случае, когда лучи Солнца падают вертикально ( $z_\odot = 0$ ,  $l = h$ ), т. е. величину  $\Theta(0)$ . Очевидно, что

$$\Theta(0) = \int_0^\infty k_\lambda \rho dh \quad (6)$$

При условии, что  $k_\lambda$  и  $\rho$  не зависят от  $h$ , получаем для  $\Theta(0)$  простую формулу  $\Theta(0) = k_\lambda \rho_0 H$ , где  $\rho_0$  и  $H$  — плотность и высота однородной атмосферы.

Составим отношение

$$m(z_\odot) = \frac{\Theta(z_\odot)}{\Theta(0)} = f(z_\odot) \quad (7)$$

Если известно  $\Theta(0)$ , то, имея значения  $m(z_\odot) = f(z_\odot)$ , можно определить и  $\Theta(z_\odot)$  для любого  $z_\odot$ . Функцию  $m(z_\odot)$  называют «массой» атмосферы (относительной массой или числом масс). Следует подчеркнуть, что это понятие о массе не имеет ничего общего с обычным представлением о массе и величина  $m(z_\odot)$  является безразмерной. Приняв оптическую массу атмосферы в вертикальном направлении за единицу, т. е. положив  $\Theta(0) = 1$ , для любого зенитного расстояния  $z_\odot$  можно найти значение  $\Theta(z_\odot)$  в относительных единицах.

Покажем, как можно вычислить  $m(z_\odot)$ . Наиболее просто задача решается, если не принимать во внимание кривизну земной поверхности, а также искривление траектории лучей, обу-

словенное рефракцией в атмосфере (см. гл. 26). Нетрудно понять, что масса  $m(z_{\odot})$  как отношение оптических масс в то же время представляет и отношение длины пути луча в наклонном направлении ( $l$ ) к его пути в вертикальном направлении ( $h$ ). В этом случае (рис. 41) очевидно, что

$$m(z_{\odot}) = \frac{dl}{dh} = \sec z_{\odot}. \quad (8)$$

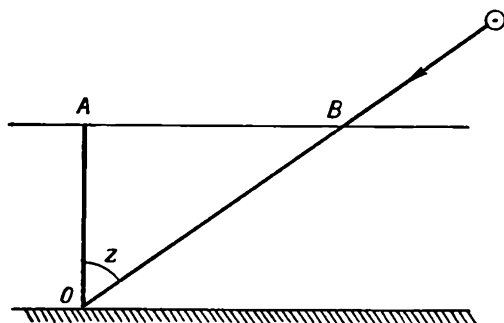


Рис. 41.

Оказывается, что формулой (8) можно с вполне достаточной точностью пользоваться до значений  $z_{\odot} = 60^{\circ}$ . Для более точного определения  $z_{\odot}$  (при  $z_{\odot} > 60^{\circ}$ ) следует учесть кривизну траектории лучей, а также кривизну атмосферы. Это было сделано рядом авторов (Лапласом, Бемпорадом, Штауде и др.). В результате чего были найдены более точные выражения для функции  $m(z_{\odot})$ . Сравнение полученных данных приводится в табл. 20.

Таблица 20

Значение массы атмосферы $m(z_{\odot})$								
$z_{\odot}^{\circ}$ . . . . .	0	30	60	75	85	87	88	90
$\sec z_{\odot}$ . . . . .	1,00	1,15	2,00	3,86	11,48	19,11	28,65	$\infty$
$m(z_{\odot})$ {	по Лапласу	1,00	1,15	1,99	3,81	10,20	14,84	18,84
	по Бемпораду	1,00	1,15	2,00	3,82	10,40	15,36	19,79 ~ 35—40

Из этих данных видно, что при малых зенитных расстояниях значения  $m(z_{\odot})$  изменяются медленно при изменениях  $z_{\odot}$  и только при больших значениях  $z_{\odot}$  имеет место сильное изменение  $m(z_{\odot})$ . При малых изменениях  $z_{\odot}$  точность определения  $m(z_{\odot})$  при  $z_{\odot} > 85^{\circ}$  будет не больше 0,1; она особенно мала при  $z_{\odot}$ , близком к  $90^{\circ}$ .

Приведенные расчеты массы атмосферы относятся к случаю, когда наблюдения производятся на уровне моря, где можно принять давление  $p \approx 760$  мм и температуру  $T = 273^\circ$  абс. Но часто давление на земной поверхности значительно отклоняется от 760 мм Hg, а иногда наблюдения производятся на некоторой высоте над уровнем моря. В этом случае, очевидно, в табличные значения  $m(z_\odot)$  следует внести поправку, умножая их на отношение  $\frac{p}{760}$ , где  $p$  — давление в точке наблюдения, т. е.

$$m'(z_\odot) = \frac{p}{760} m(z_\odot). \quad (9)$$

Это совершенно необходимо делать при наблюдениях на значительных высотах над уровнем моря. Для примера укажем, что на высоте 5,5 км, где давление порядка  $p = 380$  мм Hg, масса атмосферы при  $z_\odot = 0$  будет равна 0,5.

## § 2. Общее ослабление потока прямой солнечной радиации в атмосфере

На основании изложенного в предыдущем параграфе для оптической массы атмосферы вдоль пути солнечного луча при зенитном расстоянии Солнца  $z_\odot$  имеем

$$\Theta(z_\odot) = \Theta(0) m(z_\odot) = \int_0^\infty k_\lambda p dl, \quad (10)$$

после чего соотношение (5) можно записать в виде

$$S_\lambda = S_{\lambda, 0} e^{-\Theta(0) m(z_\odot)}. \quad (11)$$

Обозначим

$$e^{-\Theta(0)} = p_\lambda. \quad (12)$$

Величина  $p_\lambda$  носит название *коэффициента прозрачности атмосферы* для радиации длиной волны  $\lambda$ , или, иначе, монохроматического коэффициента прозрачности. Предположим, что  $k_\lambda$  не зависит от пути  $l$ . Тогда

$$p_\lambda = e^{-k_\lambda p_0 H} = e^{-a_\lambda H}. \quad (13)$$

После введения  $p_\lambda$  вместо (16) получим

$$S_\lambda = S_{\lambda, 0} p_\lambda^m. \quad (14)$$

Эта формула является вполне строгой лишь для монохроматического пучка лучей. Логарифмируя ее, получим

$$\ln S_\lambda = \ln S_{\lambda, 0} + m \ln p_\lambda, \quad (15)$$

т. е. между  $\ln S_\lambda$  и  $m$  имеет место линейная зависимость.

В уравнении (15) величины  $S_\lambda$  и  $m$  определяются из наблюдений. Величины же  $S_{\lambda,0}$  и  $p_\lambda$  являются неизвестными, но они могут быть определены из двух наблюдений при разных значениях пройденной лучами массы ( $m_1$  и  $m_2$ ) в предположении, что при этих наблюдениях оптические свойства атмосферы были одинаковыми. Действительно, из двух равенств

$$S_{\lambda,1} = S_{\lambda,0} p_\lambda^{m_1} \quad \text{и} \quad S_{\lambda,2} = S_{\lambda,0} p_\lambda^{m_2}$$

легко найдем, что

$$S_{\lambda,0} = S_{\lambda,1} \left( \frac{S_{\lambda,1}}{S_{\lambda,2}} \right)^{\frac{m_1}{m_2 - m_1}} \quad (16)$$

и

$$p_\lambda = \sqrt[m_1 - m_2]{\frac{S_{\lambda,1}}{S_{\lambda,2}}}, \quad (17)$$

т.е. можем определить как  $S_{\lambda,0}$ , так и  $p_\lambda$ .

Однако обычно производят наблюдения над прямой солнечной радиацией либо во всем диапазоне длин волн, содержащихся в ней, либо в некотором более или менее широком участке спектра, ограниченном длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Очевидно, что в первом случае следует написать

$$S_m = \int_0^\infty S_\lambda d\lambda = \int_0^\infty S_{\lambda,0} p_\lambda^m d\lambda, \quad (18)$$

где  $S_m$  — полный поток прямой солнечной радиации на уровне земной поверхности в случае, когда масса атмосферы в направлении на Солнце равна  $m$ .

На практике часто вместо точного соотношения (18) применяют и для полного потока соотношение, аналогичное соотношению (14), а именно

$$S_m = S_0 p_m^m, \quad (19)$$

где  $p_m$  — некоторый осредненный (обобщенный) интегральный коэффициент прозрачности атмосферы при значении массы атмосферы, равном  $m$ .

Для расчета  $p_m$  по данным актинометрических наблюдений обычно и пользуются соотношением (19), из которого следует

$$p_m^m = \frac{S_m}{S_0} = \frac{\int_0^\infty S_{\lambda,0} p_\lambda^m d\lambda}{\int_0^\infty S_{\lambda,0} d\lambda}. \quad (20)$$

Даже простые качественные соображения приводят к выводу, что интегральный коэффициент прозрачности  $\rho_m$  зависит от пройденной лучами массы  $m$ . Действительно, монохроматический коэффициент прозрачности  $\rho_\lambda$  в атмосфере для малых длин волн значительно меньше, чем для больших; поэтому, если пучок сложной радиации проходит через атмосферу, то в нем короткие волны ослабляются сильнее, чем длинные. В результате при увеличении  $m$  изменяется состав пучка и его «оптический центр» смещается в сторону более длинных волн, т. е. с увеличением  $m$  увеличивается  $\rho_m$ .

Имея в виду указанную зависимость  $\rho_m$  от пройденной массы, В. Г. Кастров предложил вместо формулы (19) для вычисления  $S_m$  пользоваться выведенной им на основании анализа результатов наблюдений зависимостью, имеющей вид

$$S_m = \frac{S_0}{1 + cm}, \quad (21)$$

где  $c$  — некоторый коэффициент, численное значение которого предполагается не зависящим от  $m$ . Однако наблюдения показывают, что значения  $c$  в некоторой степени также зависят от  $m$ , но эта зависимость невелика, особенно при малых значениях  $m$ .

### § 3. Поглощение лучистой энергии в атмосфере

Ослабление потоков лучистой энергии в атмосфере является, как уже было указано, следствием ее поглощения и рассеяния, причем в ультрафиолетовой и в инфракрасной областях спектра преобладает поглощение.

Основную роль в поглощении лучистой энергии в атмосфере играет кислород, озон, углекислый газ и водяной пар, а также пыль.

Кислород  $O_2$  имеет полосы поглощения в видимой, главным образом ультрафиолетовой, части спектра. В видимой части спектра полосами поглощения являются: полоса  $A$  с центром около  $0,76 \mu$  и полоса  $B$  с центром около  $0,69 \mu$ . Поглощение в этих главнейших полосах мало, поэтому и влияние их на ослабление солнечной радиации также невелико. Гораздо большее значение имеют системы полос поглощения, расположенные в ультрафиолетовой области спектра, например, полосы Герцберга в области  $2600\text{--}2420 \text{ \AA}$ , переходящие в континуум, простирающийся до  $2000 \text{ \AA}$ , и полосы Рунге — Шумана в области  $1925\text{--}1760 \text{ \AA}$  с очень большим коэффициентом поглощения. Далее идут полосы интенсивного поглощения, распространяющиеся до  $1350 \text{ \AA}$ .

Поглощение в ультрафиолетовой области спектра настолько

сильно, что делает пока невозможными сколько-нибудь детальные исследования слабого солнечного излучения даже при наблюдениях с больших высот, достигнутых ракетами. В результате поглощения кислородом солнечной радиации в этой области спектра ( $\lambda < 2420 \text{ \AA}$ ) в высоких слоях атмосферы происходит диссоциация молекулярного кислорода, образование озона, а в еще более высоких слоях — также ионизация газов. Наконец, поглощение кислородом солнечной радиации может сказываться и на тепловом режиме высоких слоев атмосферы.

Озон  $\text{O}_3$ , располагающийся в виде слоя на высотах от 10 до 60 км с центром тяжести на высоте около 22 км, обладает чрезвычайно большой поглощательной способностью в нескольких областях спектра, особенно в его ультрафиолетовой области. Основные полосы поглощения озона в ультрафиолетовой и видимой областях спектра представлены схематически на рис. 42, на котором приведены также и указанные выше главнейшие полосы поглощения кислорода. Наиболее важная полоса поглощения  $\text{O}_3$ , так называемая полоса Гартля, располагается в ультрафиолетовой области от  $\lambda = 200 \text{ мμ}$  до  $\lambda = 320 \text{ мμ}$ . К ней непосредственно примыкает, как бы составляя ее продолжение, более слабая полоса Хеггинса, простирающаяся до  $\lambda = 360 \text{ мμ}$ .

В полосе Гартля максимум поглощения приходится на длину волны  $\lambda = 255 \text{ мμ}$ , где десятичный коэффициент поглощения<sup>1</sup> имеет значение  $a = 145 \text{ см}^{-1}$ . Поглощение в этой области настолько велико, что слой  $\text{O}_3$  толщиной 0,25  $\mu$  (при  $p = 760 \text{ мм Hg}$  и  $t = 0^\circ$ ) ослабляет радиацию наполовину.

В видимой части спектра располагается система полос Шапюи (430—750  $\text{мμ}$ ) с максимумом поглощения около  $\lambda = 600 \text{ мμ}$ , где значение коэффициента поглощения составляет  $a = 0,068 \text{ см}^{-1}$ , т. е. поглощение в этой области невелико, но если учесть, что эта полоса располагается в той области солнечного спектра, на которую приходится максимум энергии, то в абсолютных единицах ослабление потока прямой солнечной радиации, вызванное им, будет заметно.

Первым и важнейшим следствием сильного поглощения  $\text{O}_3$  в ультрафиолетовой области является то, что солнечный спектр, наблюдаемый у земной поверхности, как уже было указано, резко обрывается на длине волны около 300  $\text{мμ}$ . В среднем можно считать, что при большой высоте Солнца и малом содержании  $\text{O}_3$  в атмосфере граница солнечного спектра располагается около 291  $\text{мμ}$ ; наименьшая отмеченная у земной поверхности длина волны составляет 288,6  $\text{мμ}$ . При поднятии над земной поверхностью происходит некоторое удлинение солнечного спектра в сторону более коротких волн, но это имеет место начиная только с высоты 50—55 км.

<sup>1</sup>  $a = 2.1 \lg e = 0,4343a$ .

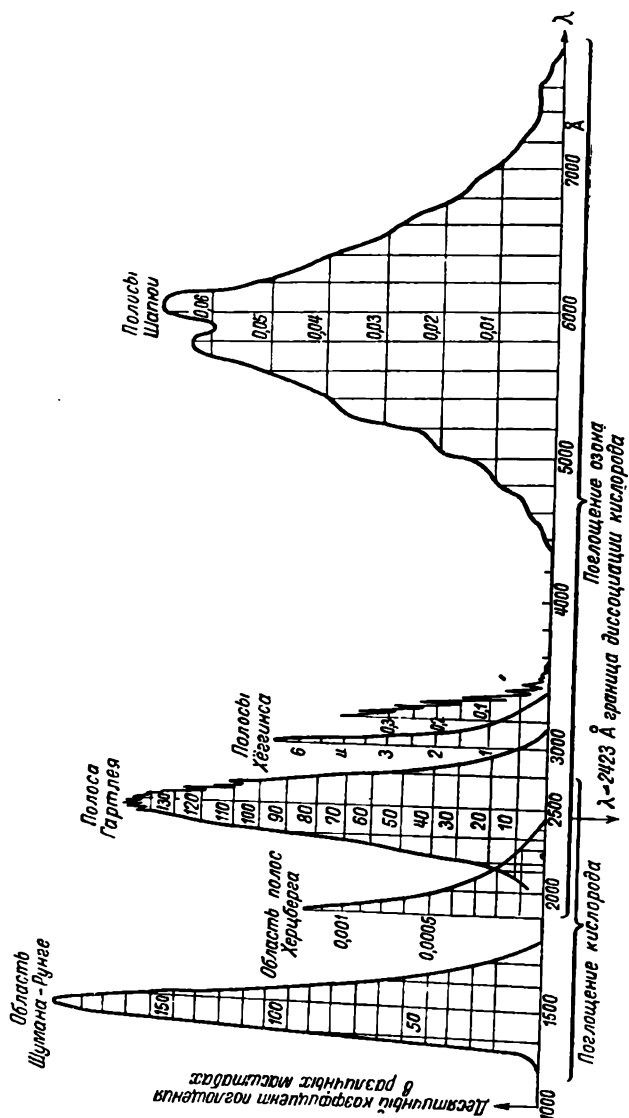


Рис. 42. Коэффициенты поглощения озона и кислорода в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (в разных масштабах).



Расчет величины поглощения солнечной радиации озоном в этих областях спектра показывает, что оно ориентировочно составляет около 2÷3% всего интегрального потока.

Наконец, озон имеет несколько полос поглощения в инфракрасной области спектра. Однако большинство из этих полос в условиях атмосферы перекрывается интенсивными полосами поглощения углекислого газа и водяного пара, и существенное значение имеет лишь узкая (9,4—9,9  $\mu$ ), но интенсивная полоса, центрированная у  $\lambda=9,65 \mu$ .

Углекислый газ  $\text{CO}_2$  имеет ряд полос поглощения в инфракрасной области спектра. Из них наиболее сильной является узкая полоса, центрированная у  $\lambda=4,3 \mu$ . Эта полоса имеет, однако, ограниченное значение, так как она лежит на самом краю кривой излучения Солнца, а излучение Земли здесь также мало. Более важной является широкая полоса (12,9—17,1  $\mu$ ), центрированная у  $\lambda=14,7 \mu$ , в максимуме которой поглощение хотя и слабее, чем в полосе у  $\lambda=14,7 \mu$ , но она широка и расположена в максимуме теплового излучения атмосферы. Кроме названных двух главнейших полос, для  $\text{CO}_2$  можно указать еще ряд слабых полос и среди них полосы, центрированные у 2,7 и 2,05  $\mu$ , а также между 1 и 2  $\mu$ .

Водяной пар  $\text{H}_2\text{O}$  имеет наибольшее значение в поглощении лучистой энергии в атмосфере. Это определяется не только большим его содержанием, но и очень большим числом линий и полос в его сложном спектре поглощения. Значительное число линий поглощения водяного пара расположено в видимой части спектра, но все они относительно слабы; среди них назовем только полосу  $\alpha$  (730÷685  $m\mu$ ) и так называемую «дождевую» полосу (606—585  $m\mu$ ).

Гораздо большее значение имеют полосы, расположенные в близкой и особенно далекой инфракрасной области спектра. В табл. 21 перечислены эти наиболее интенсивные полосы поглощения в области спектра солнечной радиации.

Таблица 21

Полосы поглощения водяного пара

Обозначение полос . .	$\alpha$	$\beta$	$\rho\sigma\tau$	$\Phi$	$\psi$	$\Omega$
Центр полос ( $\mu$ ) . . .	0,72	0,82	0,93	1,13	1,38	1,86
Обозначение полос . .	$\omega_1$	$\omega_2$	$\chi$	— у		
Центр полос ( $\mu$ ) . . .	2,01	2,05	2,68	3,2—4,0 4,0—4,9		

На рис. 42 изображены эти полосы. Величина поглощения во всех рассмотренных полосах зависит от содержания водяного пара, возрастая с его увеличением. При наличии такой зависимости естественно, что и общее поглощение солнечной радиации водяным паром будет изменяться с изменением его

содержания. Для учета величины, поглощения потока солнечной радиации водяным паром предложен ряд формул, из которых приведем эмпирическую формулу Мюгге и Меллера

$$\Delta S = 0,172 (m w_0)^{0,303}. \quad (22)$$

где  $\Delta S$  — величина поглощения потока солнечной радиации в  $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ ,  $m$  — масса атмосферы в направлении на Солнце

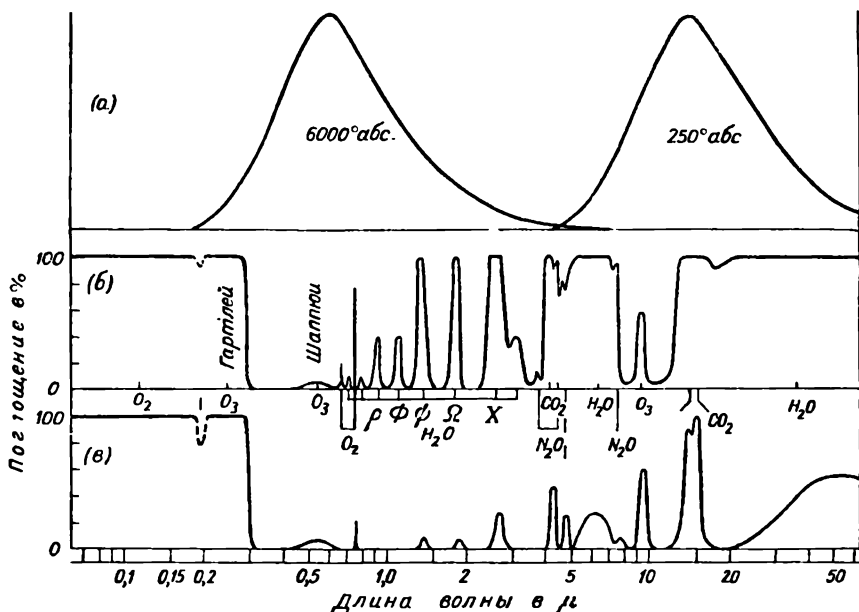


Рис. 43. Спектр поглощения земной атмосферы.

и  $w_0$  — общее содержание водяного пара в вертикальном столбе воздуха единичного сечения.

Особенно сложен спектр поглощения водяного пара в далекой инфракрасной области, что имеет громадное значение при изучении длинноволнового излучения. В связи с этим было проведено большое число экспериментальных и теоретических исследований спектра. Весьма важным выводом из проведенных исследований является то, что во всей области спектра от 4 до 40  $\mu$  лучистая энергия почти полностью поглощается водяным паром, за исключением промежутка примерно от 8 до 12  $\mu$ ; с  $\lambda = 12 \mu$  вновь начинается поглощение водяным паром, которое затем сильно возрастает при длинах волн порядка 15—20  $\mu$ . Напомним, что в области 12,9—17,1  $\mu$  располагается указанная выше широкая полоса поглощения углекислого газа. Промежуток длин волн 8—12  $\mu$  часто называют окном прозрачности атмосферы, или просто атмосферным окном. На рис. 43 в сред-

ней его части отчетливо видны общие черты инфракрасного спектра поглощения водяного пара. На этом рисунке приведен общий спектр поглощения атмосферы в целом на уровне земной поверхности (кривая б) и на высоте 11 км (кривая в); верхняя кривая а дает кривые излучения абсолютно черного тела при температуре 6000° абс. (солнечная радиация) и 250° абс. (тепловое излучение атмосферы).

На этом рисунке (кривая в) видно, что еще и на больших высотах, несмотря на малое содержание здесь водяного пара, влияние его является существенным.

*Пыль*, содержащаяся в атмосфере, оказывает также существенное влияние на поглощение лучистой энергии, о чем можно судить по тому ослаблению потока прямой солнечной радиации, которое наблюдается при загрязнении атмосферы пылью, дымом и т. п. Это же проявляется и в том, что в промышленных городах поток прямой солнечной радиации обычно меньше на несколько процентов, чем за городом. Значительное влияние пыли на ослабление солнечной радиации отмечается также во время лесных и торфяных пожаров и после сильных вулканических извержений.

Наконец, содержащиеся в атмосфере окислы азота, сероводородные соединения и ряд других веществ имеют полосы поглощения в длинноволновой области спектра. Однако содержание их в атмосфере мало, поэтому, несмотря на то что для некоторых из них коэффициенты поглощения значительны, их влиянием можно пренебречь.

Оценивая в целом величину поглощения солнечной радиации, можно считать, что она ослабляется в атмосфере в среднем на 17—25%, а ее основная часть (~75—80%) доходит до земной поверхности.

#### **§ 4. Рассеяние лучистой энергии в атмосфере**

Вторым фактором, определяющим ослабление лучистой энергии в атмосфере, является ее рассеяние. Как известно, рассеяние лучистой энергии происходит в тех случаях, когда среда, через которую она распространяется, является оптически неоднородной (в частности, когда в ней присутствуют посторонние частицы со свойствами, отличными от свойств окружающей среды, а также при наличии в среде флуктуаций плотности).

Сущность рассеяния заключается в том, что под влиянием колебаний электрического вектора падающей на частицу электромагнитной волны электроны в рассеивающей частице начинают совершать вынужденные колебания и испускать волны. Следовательно, рассеивающая частица сама становится источником электромагнитных волн. Совокупность электромагнитных волн, излученных частицей, в общем случае является весьма

сложной. Однако, если размеры частицы малы в сравнении с длиной волны падающей радиации, то эта совокупность может быть представлена в виде колебаний одного электрического диполя. При этом вынужденные колебания в рассеивающей частице будут происходить с той же частотой (та же длина волны), что и колебания в падающей волне. Если первичная волна плоско поляризована, то и вторичная рассеянная волна будет также плоско поляризована, вместе с тем ее интенсивность будет различной в разных направлениях. Рассеяние солнечных лучей в атмосфере является источником рассеянной радиации, посылаемой небесным сводом, и в то же время причиной многих оптических явлений в атмосфере.

**А. Молекулярное рассеяние света. Теория Релея.** Основы теории рассеяния света были заложены Релеем в связи с объяснением голубого цвета неба. В дальнейшем эта теория подверглась значительному уточнению и развитию для условий реальной атмосферы.<sup>1</sup> Ограничимся лишь изложением основных выводов теории применительно к нашим задачам.

Релеевская теория молекулярного рассеяния строится при следующих основных предположениях:

- 1) размеры рассеивающих частиц малы в сравнении с длиной волны падающего света;
- 2) рассеивающие частицы обладают сферической симметрией в отношении их оптических свойств (являются сферическими);
- 3) рассеивающие частицы и среда являются непроводящими и не содержат свободных электрических зарядов;
- 4) диэлектрическая постоянная  $\epsilon$  рассеивающей частицы мало отличается от диэлектрической постоянной среды;
- 5) частицы рассеивают свет независимо друг от друга. Они находятся друг от друга на расстояниях, больших длины волны.

При этих предположениях получена известная формула для коэффициента рассеяния

$$\alpha_{\lambda, \text{ мол}}^{\varphi} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2r^2 \lambda^4 N} (1 + \cos^2 \varphi). \quad (23)$$

Коэффициент  $\alpha_{\lambda, \text{ мол}}^{\varphi}$  показывает, какая часть радиации, упавшей на единичный объем, рассеивается в направлении  $\varphi$  и проходит через единицу площадки, расположенной на расстоянии  $r$  от рассеивающего объема перпендикулярно направлению рассеяния.

В приведенной формуле  $n$  — показатель преломления для сухого воздуха,  $N$  — число молекул в  $1 \text{ см}^3$  (число Лошмидта).

<sup>1</sup> Строгое изложение этого вопроса дано в монографии К. С. Шифрина «Рассеяние света в мутной среде». ГТТИ, М., 1951, а также у М. В. Волькенштейна «Молекулярная оптика». Гостехиздат, М., 1951.

Долю радиации, рассеянную единицей объема по всем направлениям, получим, интегрируя выражение (23) по шаровой поверхности радиуса  $r$ . Так как элемент шаровой поверхности равен  $rd\varphi r \sin \varphi dA$  ( $A$  — азимут), то

$$\alpha_{\lambda, \text{мол}} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2r^2 \lambda^4 N} \int_0^\pi (1 + \cos^2 \varphi) r^2 \sin \varphi d\varphi \int_0^{2\pi} dA =$$

$$= \frac{8 \pi^3 (n^2 - 1)^2}{3 \lambda^4 N} \approx \frac{32 \pi^3 (n - 1)^2}{3 \lambda^4 N} \quad (24)$$

[при условии  $n + 1 \approx 2$  и  $n^2 - 1 \approx 2(n - 1)$ ].

$\alpha_{\lambda, \text{мол}}$  представляет собой объемный спектральный коэффициент ослабления лучистой энергии, обусловленного молекулярным рассеянием.

Выше (§ 2), рассчитывая ослабление солнечной радиации в атмосфере, мы относили коэффициент ослабления к единичной массе атмосферы ( $m=1$ ). Определим в связи с этим величину коэффициента рассеяния  $\alpha_{\lambda, \text{мол}}$ , рассчитанного для вертикального столба атмосферы единичного сечения. Привлекая, как и ранее, высоту однородной атмосферы  $H$ , этот коэффициент можно записать в виде

$$\alpha_{\lambda, \text{мол}} = \alpha_{\lambda, \text{мол}} H. \quad (25)$$

Численно оказывается, что  $\alpha_{\lambda, \text{мол}} = 0,00868 \lambda^{-4}$ , а с учетом зависимости показателя преломления  $n$  от длины волны  $\alpha_{\lambda, \text{мол}} = 0,00821 \lambda^{-4,05}$ .

Введем аналогично коэффициенту прозрачности атмосферы  $p_\lambda$  коэффициент прозрачности, обусловленный только рассеянием, обозначив его через  $q_\lambda$ ,

$$q_\lambda = e^{-\alpha_{\lambda, \text{мол}} H} = e^{-\alpha_\lambda, \text{мол}}. \quad (26)$$

Сравним расчетные значения с данными, полученными из наблюдений, проведенных в условиях, наиболее приближающихся к теоретическим.

В табл. 22 приведены расчетные значения  $q_\lambda$  и значения  $p_\lambda$ , найденные из наблюдений на высоте 4420 м. Из этих данных видно, что в области тех длин волн, где отсутствует поглощение, и в условиях чистой атмосферы (отсутствие крупных частиц) теоретически рассчитанные величины ослабления прямой солнечной радиации в результате только рассеяния ( $\alpha_{\lambda, \text{мол}}$ ) хорошо совпадают с данными наблюдений.

Таблица 22

Коэффициент прозрачности  $q_\lambda$  для релеевской атмосферы и  $p_\lambda$ ,  
по данным наблюдений на высоте 4420 м

$\lambda, \mu$ . . . . .	0,35	0,39	0,45	0,50	0,60	0,80	1,00	1,60
$q_\lambda$ . . . . .	0,551	0,685	0,812	0,874	0,938	0,980	0,992	0,999
$p_\lambda$ . . . . .	0,552	0,673	0,789	0,861	0,895	0,957	0,955	0,935

Имея значение  $q_\lambda$ , можно найти значение осредненного показателя рассеяния  $a_m$  и соответственно осредненного коэффициента прозрачности  $q_m$  для всего спектра солнечной радиации при любой массе атмосферы  $m$ , исходя из соотношения

$$S_m = S_0 e^{-a_m m} = S_0 q_m^m. \quad (27)$$

Очевидно, что эти величины так же, как значения коэффициента прозрачности  $p$ , зависят от пройденной лучами массы атмосферы  $m$  (табл. 23).

Таблица 23

Значения коэффициента прозрачности атмосферы  $q_m$

Масса		$\frac{1}{2}$	1	2	3	4	6	8	10
Фейснер и Дюбуа	$a_m$	0,102	0,097	0,089	0,082	0,077	0,067	0,059	0,055
	$q_m$	0,904	0,907	0,915	0,921	0,926	0,935	0,942	0,947
Кастров	$a_m$	—	0,099	0,088	0,081	0,075	0,066	0,060	0,054
	$q_m$	—	0,906	0,916	0,922	0,928	0,936	0,942	0,947

На основании данных, приведенных в табл. 23, получена эмпирическая формула

$$q_m = q_{m-1} m^{0,018}. \quad (28)$$

Имея значения коэффициента прозрачности атмосферы, можно рассчитать и распределение энергии в спектре солнечной радиации после прохождения ею различного пути в релеевской атмосфере. Результаты такого расчета приведены на рис. 44, на котором видно, что при увеличении пути, проходимого солнечными лучами в атмосфере (увеличение  $m$ ) уменьшается величина потока прямой солнечной радиации; длина волны с максимальной энергией смещается в сторону более длинных волн; при изменении  $m$  изменяется и процентное распределение энергии между отдельными участками спектра — ультрафиолетовым ( $\lambda < 0,40 \mu$ ), видимым и инфракрасным ( $\lambda > 0,74 \mu$ ). Эти данные приведены в табл. 24.

Таблица 24

Распределение энергии между отдельными участками спектра

Участок спектра радиации	$m$							
	0	1	2	3	4	6	8	10
Ультрафиолетовый (%) . . . . .	6,7	4,2	2,7	1,8	1,1	0,5	0,2	0,1
Видимый (%) . . . . .	46,8	45,8	44,8	42,0	40,8	36,5	33,2	30,3
Инфракрасный (%) . . . . .	46,5	50,0	53,5	56,2	58,1	63,0	66,6	69,6
$\lambda_{\text{макс}} m \mu$ . . . . .	475	500	525	585	615	625	645	665

Подчеркнем, что все расчеты по приведенным соотношениям применимы только к некоторой идеализированной атмосфере, свободной от каких-либо крупных частиц и непоглощающей (сухой), которую принято условно называть *идеальной*, или *релеевской*. Тем не менее они оказываются весьма полезными для объяснения многих явлений, а также и для решения ряда практических вопросов.

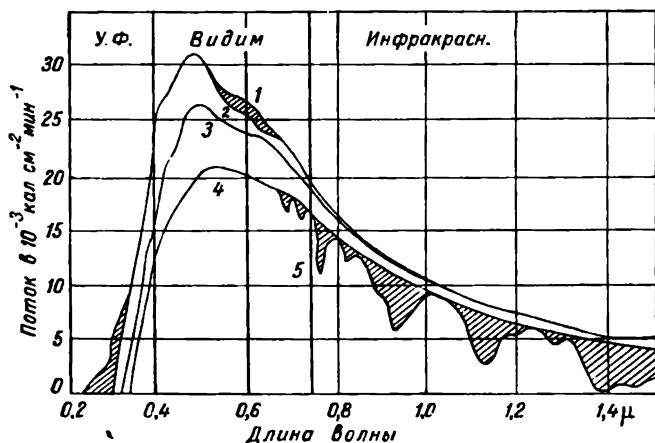


Рис. 44. Изменение солнечного спектра по пути через атмосферу.

1 — спектр за пределами атмосферы, 2 — спектр под слоем озона, 3 — спектр, измененный действием рассеяния на молекулах воздуха, 4 — спектр, обусловленный влиянием озона, молекулярным рассеянием частицами аэрозоля, 5 — поглощение водяным паром (слой воды 2 мм).

Сделаем для такой идеализированной атмосферы некоторые выводы.

1. Как видно из формулы (24), спектральный коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda, \text{мол}}$  изменяется обратно пропорционально четвертой степени длины волны. В соответствии с этим в первом приближении (без учета зависимости  $n$  от  $\lambda$ ) с увеличением длины волны в два раза он уменьшается в 16 раз. Например, если для  $\lambda=0,7 \mu$  принять  $\alpha_{\lambda, \text{мол}}=1$ , то для  $\lambda=0,30 \mu$  значение  $\alpha_{\lambda, \text{мол}}$  будет равно 16. Таким образом, при прохождении через атмосферу потока прямой солнечной радиации значительно сильнее рассеиваются лучи с малой длиной волны — фиолетовые и синие.

2. Коэффициент рассеяния  $\alpha_{\lambda, \text{мол}}$  зависит от направления. Эта зависимость — так называемая *индикатриса рассеяния* — выражается соотношением  $(1 + \cos^2 \varphi)$ . На рис. 45 индикатриса рассеяния изображена сплошной внешней кривой. Эта кривая построена так, что от точки, где расположен рассеивающий объем, отложены радиусы-векторы, длина которых пропорциональна

потоку в данном направлении. Можно видеть, что в направлении падающего света ( $\varphi=0$ ) и в противоположном направлении ( $\varphi=180^\circ$ ) рассеяние будет в два раза больше, чем в направлениях, перпендикулярных падающему свету ( $\varphi=90$  и  $180^\circ$ ).

3. Рассеяние прямо пропорционально концентрации рассеивающих частиц, т. е. их числу в единице объема. Явно это не видно из формулы (24), где  $N$  стоит в знаменателе, но нужно учесть, что  $(n^2 - 1)$  пропорционально  $N$ , откуда и следует высказанное утверждение.

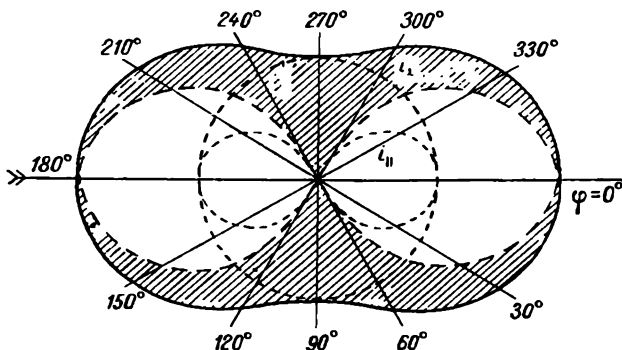


Рис. 45. Индикатриса молекулярного рассеяния.

4. Рассеяние энергии, как показывает полная теория, зависит от объема рассеивающей частицы  $v$ , увеличиваясь пропорционально квадрату объема последней или шестой степени ее линейных размеров (радиуса). Таким образом, при увеличении радиуса частицы в два раза коэффициент рассеяния увеличивается в 64 раза.

5. Как показывает теория, при рассеянии естественного света имеет место поляризация света (подробнее об этом см. гл. 24).

Заметим, наконец, что все изложенное относится лишь к рассеянию первого порядка. В действительности имеет место многократное рассеяние, которое заключается в том, что луч, рассеянный в какой-либо точке, при своем распространении подвергается повторному рассеянию на других частицах и т. д. Однако его учет (даже в отношении рассеяния второго порядка) является чрезвычайно сложным. Этот учет становится необходимым при исследовании ослабления света лишь в очень сильно рассеивающих средах.

**Б. Рассеяние лучистой энергии крупными частицами. Теория Ми.** Теория Реллея применима к частичкам, диаметр которых не превосходит  $\frac{1}{10}$  длины волны. В реальной атмосфере всегда содержатся твердые и жидкие частицы, размеры которых не



только сравнимы с длиной волны падающего света ( $\lambda \approx 10^{-5}$  см), но и могут значительно превышать ее. Закономерности рассеяния света на таких аэрозольных частицах существенным образом отличаются от тех, к которым приводит теория молекулярного рассеяния.

Общее теоретическое решение вопроса о рассеянии на частицах аэрозоля, размеры которых сравнимы с длиной волны, было дано Ми. Ввиду сложности математической стороны этой теории не будем на ней останавливаться и ограничимся лишь изложением основных ее выводов.

Ми показал, что главное различие в физической сущности явления рассеяния на малых и крупных частицах заключается в следующем. Поле внутри частицы можно считать однородным только при ее размерах, меньших длины волны падающего на нее монохроматического излучения. Тогда возникающее при этом собственное излучение частицы можно рассматривать как излучение диполя. Если же размеры частицы сравнимы с длиной волны падающего на нее света (или больше ее), то поле вокруг частицы уже нельзя считать однородным и излучаемая ею сферическая волна должна быть представлена системой парциальных волн, которая тем сложнее, чем больше размеры частицы<sup>1</sup>. Математически интенсивность рассеянного света в таком случае можно рассматривать в виде бесконечного ряда, члены которого и характеризуют интенсивность указанных парциальных волн. Эти члены выражаются в шаровых функциях и содержат коэффициенты, имеющие аргументами величины

$$\rho = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (29)$$

и

$$\xi = \frac{n}{n_0} \rho, \quad (30)$$

где  $r$  — радиус рассеивающей частицы,  $n$  и  $n_0$  — соответственно показатели преломления вещества частицы и воздуха.

Если на сферическую частицу радиуса  $r$  падает естественный свет (длина волны  $\lambda$ ), интенсивность которого равна единице, то для интенсивности света, рассеянного в направлении, составляющем с направлением первичного луча угол  $\phi$  (угол рассеяния), на расстоянии  $d$  от рассеивающей частицы мы имеем  $I = I_I + I_{II}$ , где  $I_I$  и  $I_{II}$  — интенсивности поляризованных компонентов рассеянного света, причем  $I_I$  — интенсивность слагающей, поляризованной в плоскости зрения, а  $I_{II}$  — в перпендикулярной плоскости (о поляризации света см. § 5 гл. 24).

Наибольший интерес для нас представляют расчеты для

<sup>1</sup> На поле диполя налагаются поля более высоких порядков (квадрупольные, октупольные и т. д.).

прозрачного шара, что применительно к атмосфере соответствует рассеянию света на каплях воды ( $n=1,33$ ). На рис. 46 а приведена (по В. В. Шулейкину) полярная диаграмма рассеяния для случая, когда  $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda} = 1$ , т. е. когда  $2r=0,32 \lambda$ . Как видно из рис. 46 а, в сравнении с релеевской индикатрисой (рис. 45) диа-

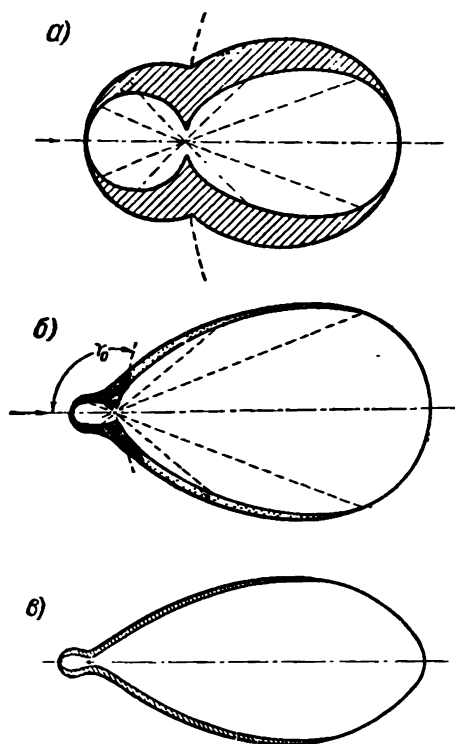


Рис. 46.

грамма рассеяния уже при таких размерах частиц не является симметричной, а вытягивается в направлении падающего луча, так что энергия, рассеянная в этом направлении, превышает в 2,37 раза энергию, рассеянную в обратном направлении, и в 2,85 раза энергию, рассеянную в направлениях, перпендикулярных к падающему лучу. Одновременно уменьшается и доля поляризованного света (заштрихованная часть графика), причем ни в одном направлении нет полной поляризации. При увеличении размеров частицы указанные особенности усиливаются еще более, как это видно на рис. 46 б и в, на котором приведены диаграммы, рассчитанные В. В. Шулейкиным при значениях  $\rho=3$  ( $2r=0,96 \lambda$ ) и  $\rho=9$  ( $2r=2,8 \lambda$ ).

Это отличие интенсивностей рассеянного света в направлениях падающего луча и обратного получило название «эффекта Ми».

С увеличением размера частиц весьма быстро увеличивается и интенсивность рассеяния. Так, если диаметр частицы увеличивается в 10 раз, например от 50 до 500  $\mu$ , то при  $\varphi=180^\circ$  интенсивность рассеяния увеличивается примерно в  $5 \cdot 10^6$  раз.

Ввиду того что крупные частицы всегда присутствуют в атмосфере, для рассеянного света в реальных условиях наблюдается не релеевская симметричная индикатриса ( $1 + \cos^2 \varphi$ ), а более сложная, вытянутая вперед.

Ослабление интенсивности лучистой энергии, обусловленное рассеянием на крупных частицах, можно определить следующим

образом. Если на пути монохроматического параллельного пучка лучей расположена сферическая частица радиуса  $r$ , то ослабление пучка, вызванное рассеянием на ней, будет пропорционально ее геометрическому сечению  $\pi r^2$ , т. е. коэффициент рассеяния, который обозначим через  $\alpha_{\text{аэп}}$ , можно записать в виде

$$\alpha_{\text{аэп}} = \pi r^2 K(\rho). \quad (31)$$

Множитель пропорциональности  $K(\rho)$  оказывается очень сложной функцией параметра  $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$ , т. е. зависит от размеров частицы и длины волны падающего света. Функция  $K(\rho)$  может быть рассчитана по формулам Ми, и ее вид для капель воды (показатель преломления  $n=1,33$ ) изображен на рис. 47.

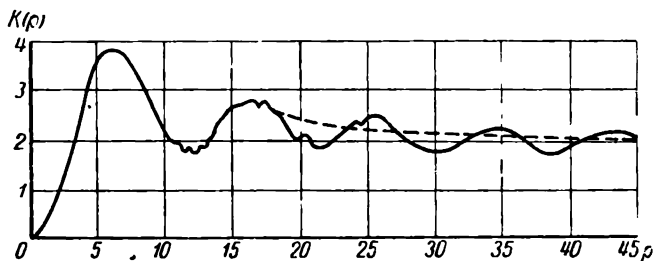


Рис. 47. Коэффициент рассеяния для капель воды.

На этом рисунке значения  $K(\rho)$  (ось ординат) даны по аргументу  $\rho$  (ось абсцисс), причем по оси абсцисс также нанесена шкала радиусов частиц для трех длин волн, что позволяет получить зависимость коэффициента ослабления  $\alpha_{\text{аэп}}$  от размера частиц при определенной длине волны. На этом рисунке прежде всего видно, что: 1) кривая  $K(\rho)$  имеет колебательный характер; это объясняется интерференционной природой рассеяния света; 2) кривая имеет ряд максимумов и минимумов; так, первый максимум наблюдается при значении  $\rho=6,1$ , после которого она спадает до первого минимума при значении  $\rho=11,2$ . Это спадание указывает на то, что рассеяние для более длинных волн становится на этом участке, так же как и на других аналогичных участках, сильнее, чем для коротких волн; 3) указанные колебания с увеличением  $\rho$  постепенно ослабевают, и  $K(\rho)$  приближается для предельно больших частиц (при  $r \rightarrow \infty$ ) к значению  $K(\rho)=2$ . Отсюда следует кажущийся на первый взгляд парадоксальный факт, что коэффициент рассеяния такой предельно большой частицы будет равен  $2\pi r^2$ , т. е. что такая частица рассеивает количество лучистой энергии, в два раза большее, чем то, которое приходится на ее поперечное сечение ( $\pi r^2$ ) из падающего на нее потока радиации. Однако это объяс-

няется тем, что при таких больших частицах наряду с рассеянием следует учитывать эффект диффракции, в результате которой диффрагированный свет, распространяющийся вперед в пределах очень малого угла (порядка  $\frac{\lambda}{2}$ ), присоединяется к рассеянному и коэффициент рассеяния увеличивается вдвое (до значения  $2\pi r^2$ ).

Все изложенное относится к рассеянию, обусловленному действием одной частицы. В случае рассеяния многими частицами одинакового размера (при условии независимости рассеяния отдельными частицами) для объемного коэффициента ослабления следует написать

$$\alpha_{\text{аэп}} = \pi r^2 N K(\rho), \quad (32)$$

где  $N$  — число частиц в единице объема.

Если же частицы имеют разные размеры, то

$$\alpha_{\text{аэп}} = \sum_r \pi r^2 N_r K_r(\rho). \quad (33)$$

Все приведенные данные относятся к каплям воды. Но в атмосфере содержатся также и пылинки, которые при теоретических расчетах можно отождествлять с непрозрачными идеально отражающими шарами, для которых показатель преломления  $n = \infty$ . Для сферических пылинок характер кривой  $K(\rho)$  остается таким же, как и для капель воды, но у нее не так резко выражены максимумы и минимумы и вся она сильно сдвинута в сторону меньших значений параметра  $\rho$ , т. е. в сторону более длинных волн. Характер индикатрисы рассеяния для твердых частиц в основном остается таким же, как и для водяных капель.

В реальных условиях всегда имеется совокупность частиц, весьма разных по характеру и размерам, поэтому все указанные зависимости не могут проявиться достаточно четко и для расчетов ослабления света в атмосфере в результате рассеяния нужны особые методы, как основанные на использовании выводов теории, так и эмпирические.

Естественно проанализировать, нельзя ли представить коэффициент ослабления  $\alpha_{\text{аэп}}$  выражением, аналогичным принятому для коэффициента рассеяния по закону Релея,

$$\alpha_{\lambda, \text{аэп}} = c \lambda^{-b}, \quad (34)$$

где  $c$  и  $b$  — некоторые эмпирические найденные постоянные, различные для разных размеров частиц и в разных условиях.

Ряд авторов производили расчеты значений постоянных  $c$  и  $b$  для разных условий в естественной обстановке. Если для молекулярного рассеяния  $\alpha_{\lambda, \text{мол}} = 0,0082 \lambda^{-4,05}$ , то для высокогорных условий при малом содержании водяного пара для  $\lambda$  в промежутке от 0,36 до 1,00  $\mu$  оказывается, что  $a_{\lambda} = 0,012 \lambda^{-3,68}$ , а для атмосферы с содержанием водяного пара в количестве  $w = 1$  см сконденсированной воды  $a_{\lambda} = 0,008 \lambda^{-1,75}$ .

Таким образом, рассеяние на крупных частицах весьма существенно изменяет сравнительно простые закономерности молекулярного рассеяния. В основном наличие крупных частиц в атмосфере смещает положение максимума интенсивности в спектре рассеянного света на более длинные волны и одновременно увеличивает его интенсивность тем больше, чем крупнее рассеивающие частицы. В связи с этим при наличии в атмосфере большого числа крупных частиц молекулярное рассеяние часто можно считать несущественным.

## § 5. Прозрачность атмосферы и ее характеристики. Коэффициент прозрачности. Фактор мутности

Для того чтобы определить количественно прозрачность атмосферы в различных пунктах и в разные моменты времени, нужны характеристики, удобные и простые для определения. Долгое время в качестве основной характеристики прозрачности атмосферы употребляли рассмотренный ранее осредненный коэффициент прозрачности

$$p_m = \sqrt[m]{\frac{S_m}{S_0}}. \quad (35)$$

Коэффициент прозрачности иногда определяют как отношение величин потоков солнечной радиации при двух значениях массы атмосферы, отличающихся на единицу, а именно по одному из соотношений

$$p_m' = \frac{S_m}{S_{m-1}} \quad (36)$$

или

$$p_m'' = \frac{S_{m+1}}{S_m}. \quad (36')$$

Однако численные значения коэффициента прозрачности, определенные по формулам (35) — (37), оказываются несколько различными и к тому же, как было указано выше, зависят от пройденной лучами массы атмосферы. Поэтому для получения сравнимых между собой данных необходимо брать значения коэффициента прозрачности, рассчитанные не только одинаковым образом, но и при одних и тех же массах, или приводить их к единичной массе, т. е. к значению  $p_1$ . Для такого приведения были предложены различные методы. Однако все они не дали надежных результатов.

Численные значения  $p_m$ , полученные из наблюдений, не позволяют точно судить о действительной прозрачности атмосферы, а являются лишь приближенными характеристиками ее мутности. Наблюдаемые значения  $p_m$  даже для одной и той же

массы сильно изменяются во времени в связи с частыми и нерегулярными помутнениями атмосферы; среднегодовые его значения также колеблются в широких пределах. Так, для Павловска при среднем значении  $p_1$  за 31 год (1906—1936 гг.), равном 0,745, крайние среднегодовые значения были 0,570 (1912 г.) и 0,765 (1926 г.). Годовой ход  $p_1$  в разные годы может быть также несколько различным. Для большинства мест наименьшие значения коэффициента прозрачности наблюдаются в летние месяцы, когда в атмосфере находится больше водяного пара и сильнее развита конвекция, а наибольшие — зимой. Его значения, как и следует ожидать, увеличиваются с поднятием над уровнем моря, например, на высоте около 3,5 км наблюдались значения  $p_1=0,862$ . Напомним для сравнения, что для «идеальной» атмосферы (см. табл. 23) коэффициент прозрачности  $q_1 = 0,907$ .

В связи с изложенными затруднениями при использовании коэффициента  $p_m$  для характеристики мутности атмосферы были предложены другие параметры. При этом стремились получить величину, не зависящую от пройденной лучами массы и в то же время отражающую действие основных факторов, вызывающих колебания прозрачности, в первую очередь содержания водяного пара и пыли. Наибольшее распространение получил индекс, предложенный Линке и известный под названием фактора мутности  $T$ . Его смысл ясен из следующего. Как мы видели, ослабляющее действие атмосферы можно рассматривать как результат: 1) молекулярного рассеяния, 2) рассеяния и поглощения радиации водяным паром, 3) рассеяния и поглощения радиации пылью. В соответствии с этим можно представить оптическую массу атмосферы в вертикальном направлении в виде суммы

$$\Theta_\lambda = \int_0^\infty k_{\lambda, \text{мол}} \rho dh + \int_0^\infty k_{\lambda, \text{в}} \rho_w dh + \int_0^\infty k_{\lambda, \text{аэр}} \rho_{\text{аэр}} dh, \quad (37)$$

где  $k_{\lambda, \text{мол}}$  — массовый коэффициент молекулярного рассеяния,  $\rho$  — плотность воздуха,  $k_{\lambda, \text{в}}$  — массовый коэффициент ослабления (поглощения) радиации водяным паром,  $\rho_w$  — плотность водяного пара,  $k_{\lambda, \text{аэр}}$  — массовый коэффициент ослабления радиации частицами аэрозоля и  $\rho_{\text{аэр}}$  — концентрация последних.

Монохроматическим фактором мутности и называют величину

$$T_\lambda = \Theta_\lambda \left[ \int_0^\infty k_{\lambda, \text{мол}} \rho dh \right]^{-1}, \quad (38)$$

причем, так как  $\Theta_\lambda$  и  $\int_0^\infty k_{\lambda, \text{мол}} \rho dh$  можно рассматривать как коэффициенты ослабления радиации, рассчитанные для всего вер-

тикального столба воздуха, то  $T_\lambda$  будет интерпретировать как число сухих и чистых атмосфер, при котором ослабление солнечной радиации было бы равно ослаблению в реальной атмосфере (влажной и запыленной). Очевидно, что значения  $T_\lambda$  всегда будут больше единицы.

Вводя фактор мутности  $T_\lambda$  для ослабления монохроматического потока прямой солнечной радиации при некоторой массе атмосферы  $m$ , можем написать

$$S_{m,\lambda} = S_{0,\lambda} e^{-\tau_{\lambda} m} = S_{0,\lambda} e^{-T_\lambda \int_0^{\infty} k_{\lambda, \text{мол}} \rho dh m}, \quad (39)$$

а так как  $e^{-\tau_{\lambda} m} = q_\lambda$  представляет монохроматический коэффициент прозрачности идеальной атмосферы, то также

$$S_{m,\lambda} = S_{0,\lambda} q_\lambda^{T_\lambda m}. \quad (40)$$

Для полного потока прямой солнечной радиации, интегрируя по всем длинам волн, на основании последнего выражения найдем

$$S_m = \int_0^{\infty} S_{0,\lambda} q_\lambda^{T_\lambda m} d\lambda. \quad (41)$$

Вводя осредненные по всему спектру значения  $q_m$  и  $T$ , где  $T$  — интегральный фактор мутности, получим

$$S_m = S_0 q_m^{mT}, \quad (42)$$

откуда

$$T = \frac{1}{m \ln q_m} \ln \frac{S_m}{S_0}. \quad (43)$$

Так как  $S_m = S_0 \rho_m^m$ , то для определения  $T$  можно также воспользоваться формулой

$$T = \frac{\ln \rho_m}{\ln q_m} \left( \text{или} \frac{\lg \rho_m}{\lg q_m} \right), \quad (44)$$

где  $\rho_m$  — интегральный коэффициент прозрачности при массе  $m$ .

Иногда рассматривают значения фактора мутности, рассчитанные для области длинных ( $\lambda > 0,625 \mu$ ) и коротких ( $\lambda < 0,625 \mu$ ) длин волн солнечной радиации.

Для расчета  $T$  по приведенным формулам нужно воспользоваться значением солнечной постоянной  $S_0$  и теоретическими значениями  $q_m$ , приведенными в табл. 22.

Фактор мутности, так же как и коэффициент прозрачности, несколько зависит от пройденной массы  $m$ , но для него эта за-

зависимость значительно слабее, и он более наглядно характеризует прозрачность атмосферы.

Значения фактора мутности  $T$  изменяются в больших пределах, чем значения  $p$ . Наряду с его нерегулярными колебаниями можно отметить наличие у него определенного суточного и годового хода. Обычно наибольшие значения  $T$  наблюдаются в ранние послеполуденные часы, а в годовом ходе — в летние месяцы (июнь — июль). Например, по данным наблюдений в Павловске, для июля  $T = 3,15$ , а для декабря  $T = 1,81$  при среднем годовом значении 2,52.

Можно отметить зависимость  $T$  от географической широты, а именно убывание его с увеличением широты. Очевидна и зависимость  $T$  от высоты места — уменьшение его с поднятием над уровнем моря.

Стремясь устранить зависимость  $T$  от массы, Линке предложил ввести вместо  $T$  новый фактор мутности, который обозначим  $T_{\text{л}}$ . Фактор  $T_{\text{л}}$  относится не к чистой и сухой атмосфере, как  $T$ , а к чистой, но влажной атмосфере, содержащей в столбе единичного сечения ( $1 \text{ см}^2$ ) 1 г водяного пара. Расчет  $T_{\text{л}}$  может быть произведен по тем же формулам, что и расчет  $T$ , но только все теоретические значения величин для идеальной сухой атмосферы, входящие в эти формулы, должны быть заменены соответствующими значениями, рассчитанными для идеальной, но влажной атмосферы с содержанием водяного пара  $w = 1 \text{ г/см}^2$ .

Фактор мутности  $T_{\text{л}}$  уже не имеет существенной зависимости от массы атмосферы, и изменения его значений лучше, чем изменения значений  $T$ , отражают фактические изменения прозрачности атмосферы. Расчеты показывают, что интегральный фактор мутности  $T_{\text{л}}$  примерно вдвое меньше  $T$ , а в области коротковолнового излучения ( $\lambda < 0,625 \text{ м}$ ) немного больше  $T$  ( $\frac{T_{\text{л}}}{T} \approx 1$ ).

Влияния на ослабление радиации водяного пара, с одной стороны, и пыли — с другой, весьма удобно характеризовать с помощью фактора мутности  $T$ . Действительно, в соответствии с тем, что для чистой и сухой атмосферы  $T = 1$ , фактор мутности можно представить следующим образом:

$$T = 1 + W + R,$$

где  $W$  — так называемый фактор влажной мутности, а  $R$  — фактор остаточной мутности.

Величина  $W$  характеризует влияние на ослабление солнечной радиации поглощения и рассеяния радиации водяным паром, а величина  $R$  определяет эффект ослабления радиации, вызванный поглощением и рассеянием ее частицами аэрозоля: пылью и продуктами конденсации водяного пара (каплями воды, ледяными кристаллами).



## § 6. Отражение солнечной радиации. Альbedo

Солнечная радиация, достигающая земной поверхности, частично отражается от нее. В атмосфере также происходит ее отражение в основном от поверхности облаков. Количество энергии, отраженной некоторой поверхностью, зависит от свойств и состояния этой поверхности. Отражательную способность любой поверхности можно охарактеризовать величиной ее *альbedo*, под которым понимается отношение величины потока, отраженного данной поверхностью по всем направлениям, к потоку лучистой энергии, упавшему на эту поверхность. Альbedo обычно выражают в процентах.

Альbedo естественных поверхностей существенно различно для разных длин волн падающей радиации. При детальном изучении альbedo рассматривают не только интегральное (суммарное) альbedo  $A$  для всего спектра падающей радиации, но и спектральное альbedo  $A_\lambda$ , или альbedo в отдельных более или менее широких участках спектра, например в области видимых лучей. Можно также рассматривать отдельно альbedo для прямой и рассеянной радиации.

Мы ограничимся в основном рассмотрением интегрального альbedo для суммарной радиации. Некоторые результаты его определения для очень малых участков подстилающей поверхности суши, полученные путем наземных наблюдений, приведены в табл. 25. Из этой таблицы видно, что альbedo различных поверхностей изменяется в сравнительно узких пределах (10—30%), но в то же время сильно зависит от характера покрытия и состояния поверхности. Особенно заметное влияние оказывает степень увлажнения поверхности, с увеличением которой альbedo уменьшается. Это имеет большое значение для теплового режима орошаемых полей.

Таблица 25

Альbedo различных поверхностей

Вид поверхности	Альbedo (%)	Вид поверхности	Альbedo (%)
Чернозем сухой . . . . .	14	Паровое поле сухое . . . . .	8—12
„ влажный . . . . .	8	„ „ влажное . . . . .	5—7
Серозем сухой . . . . .	25—30	Вспаханное поле влажное . . . . .	14—17
„ влажный . . . . .	10—12	Рожь и пшеница в различных фазах вегетации . . . . .	10—25
Глина синяя сухая . . . . .	23	Свежая зеленая трава . . . . .	26
„ „ влажная . . . . .	16	Высохшая на солнце трава . . . . .	19
Песок желтый . . . . .	35	Древесная растительность (ель, сосна, дуб) . . . . .	10—18
„ серый . . . . .	18—23		
„ речной . . . . .	43		

Измерения с самолетов или аэростатов позволяют определить величину альbedo для обширных площадей. Так, при наблюдениях с высот от 50 до 400 м Л. И. Зубенок получены следующие средние значения альbedo (%):

Хвойный лес . . . . .	12±2
Лиственный лес . . . . .	15±2
Луг . . . . .	19±2

Альbedo снежного покрова значительно по величине и в среднем составляет около 60%, причем оно сильно изменяется в зависимости от характера снежной поверхности. Так, для сухого свежевыпавшего снега альbedo приближается к 90% и может быть даже более, а для загрязненного влажного снега оно уменьшается до 20—30%. Альbedo ледяного покрова мало изучено, но оно также очень изменчиво и, например, для поверхности морского льда составляет 30—40%.

Наблюдениями установлено наличие суточного хода альbedo, который характеризуется тем, что с уменьшением высоты солнца альbedo в большинстве случаев увеличивается.

Вопрос об альbedo водных поверхностей, например, поверхности морей, озер и других водоемов, несмотря на его важность, изучен путем наблюдений недостаточно. Имеющиеся данные говорят о малости альbedo и чрезвычайной его изменчивости, особенно в зависимости от угла падения солнечных лучей и состояния поверхности воды (отсутствия или наличия волнения). Это же следует и из теоретических расчетов. Для гладкой поверхности моря расчеты дают при больших высотах солнца (50—90°) для прямой солнечной радиации значение альbedo, равное 2%, но оно очень увеличивается при уменьшении высоты солнца, например, при  $h_{\odot}=10^{\circ}$  альbedo моря оказывается равным 35%, а при  $h_{\odot}=4^{\circ}$  уже 65%.

Значения альbedo поверхности моря для рассеянной радиации весьма изменчивы и зависят от распределения по небесному своду облачности и ее характера. По данным наблюдений, альbedo морской поверхности изменяется в пределах от 4 до 18% и его среднее значение часто принимают при расчетах равным 10%.

Наличие зависимости альbedo всех поверхностей от высоты солнца определяет его суточный ход, в котором наименьшие значения наблюдаются в околополуденные часы. Одновременно изменение характера подстилающей поверхности в разные сезоны определяет и значительный годовой ход альbedo. В умеренных и северных широтах обычно отмечается увеличение альbedo от теплой половины года к холодной. Насколько велика изменчивость альbedo, можно судить, например, по следующим данным: по измерениям Н. Н. Калитина в Павловске, среднее за декаду альbedo изменяется в течение года от 20 до 41%,

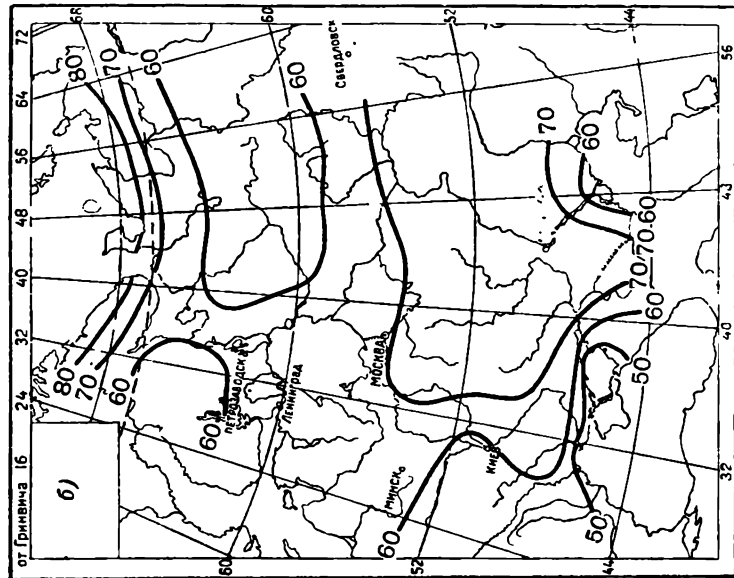
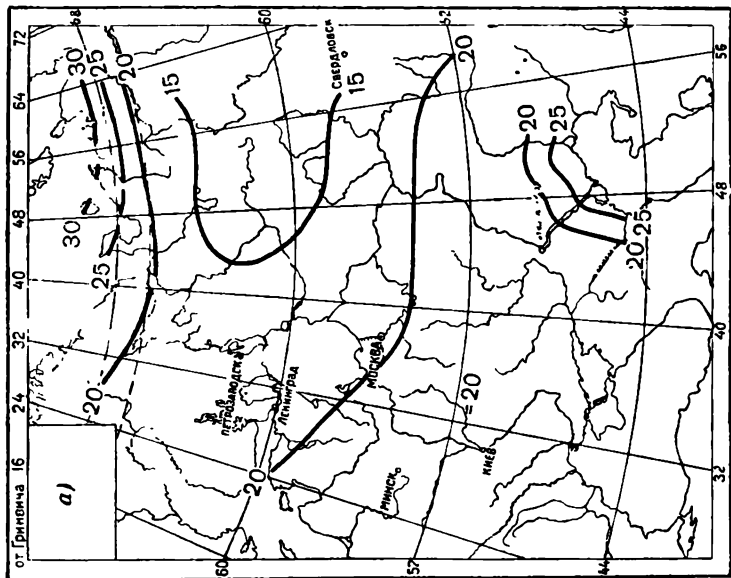


Рис. 48. Альbedo на ЕТС за летний период (а) и за зимний период (б), по Т. Г. Берлянд.

а в Ташкенте, по И. Н. Ярославцеву, даже средняя годовая величина альbedo колеблется в пределах от 19 до 29%.

Между тем для различных расчетов важно знать средние величины альbedo и притом для достаточно больших участков земной поверхности за некоторые более или менее длительные промежутки времени (год, сезон, месяц и т. п.).

Пользуясь такими данными, можно оценить альbedo для разных географических зон и построить климатические карты. Проведя соответствующие расчеты, Т. Г. Берлянд составила карты альbedo для Европейской территории СССР по сезонам и за год. Две из этих карт приведены на рис. 48 а (лето) и 48 б (зима). На них мы видим, что зимой значения альbedo велики по всей территории и изменяются от 50% (на юге) до 80% (на севере). Летом альbedo значительно меньше (20—30%), причем наименьшие значения (около 15%) получены в северных районах Европейской территории СССР и Урала, где большие площади покрыты хвойными лесами.

Рассмотрим теперь вопрос об отражении солнечной радиации от облаков.

Измерения альbedo облаков возможны только с самолетов и аэростатов. Они показали, что альbedo облаков зависит от их вертикальной мощности, возрастая с ее увеличением. Оно также сильно зависит от формы (вида) облаков, причем наибольшие значения альbedo наблюдаются обычно в случае высоко-кучевой и слоисто-кучевой облачности. Численные значения альbedo достаточно велики и, например, при мощности облаков 300 м они для различных форм облаков, по данным Н. И. Чельцова, могут изменяться в пределах 46—73%. При большой изменчивости значений альbedo облаков трудно указать его среднее значение; обычно оно принимается равным 50—55%.

Были также сделаны попытки решить этот вопрос теоретически. Хотя эти расчеты и следует признать грубо ориентировочными, но они качественно правильно отражают наблюдаемые соотношения. На рис. 49 приведена найденная зависимость отражения, пропускания и поглощения солнечной радиации от толщины облака. На рисунке видно, что величина поглощенной облаком радиации невелика и мало изменяется в зависимости от толщины облака, в то время как альbedo велико и быстро увеличивается с увеличением мощности облака, а пропускание быстро убывает, и при мощности облака порядка 1000 м оно практически равно нулю.

Зная величину альbedo облаков и различных видов подстилающей поверхности суши и моря, можно определить величину альbedo Земли в целом, что представляет значительный интерес для климатологических и астрофизических исследований. Очевидно, что альbedo Земли как планеты может быть выражено в виде суммы  $A = A_z + A_a + A_o$ , где  $A_z$ ,  $A_a$  и  $A_o$  — соответ-

ственно альбедо земной поверхности, атмосферы (характеризующее обратное рассеяние солнечных лучей атмосферой) и облаков.

Раньше принимали значение  $A=42\%$ , но новые уточненные расчеты показывают, что это значение несколько преувеличено.

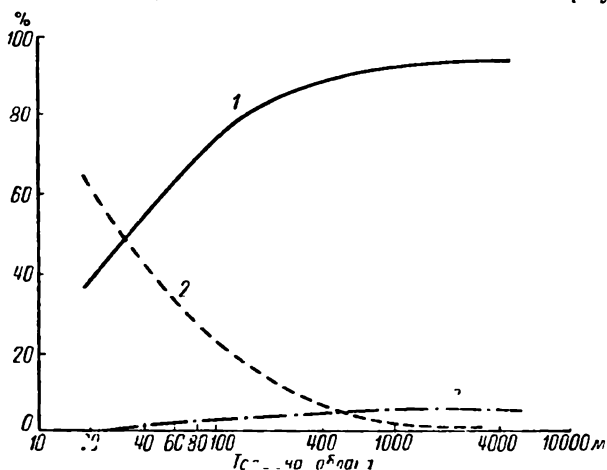


Рис. 49. Зависимость отражения (1), пропускания (2) и поглощения (3) прямой солнечной радиации от толщины облака.

Более правильным считают значение  $A=40\%$ , причем основной вклад (примерно на 75%) в альбедо Земли в целом вносит альбедо облаков  $A_0$ , а наименьшее значение (около 7%) имеет альбедо земной поверхности  $A_3$ .

## Глава 9

### КОРОТКОВОЛНОВАЯ РАДИАЦИЯ В АТМОСФЕРЕ

Потоками солнечной радиации в каждый момент времени к земной поверхности доставляется определенное количество энергии. Зная величину этих потоков, можно подсчитать и то полное количество энергии, которое поступает от каждого из этих потоков и в сумме от всех потоков за любой промежуток времени (час, месяц, сутки, год) в любую точку. Теоретическое рассмотрение этого и многих других вопросов актинометрии представляет очень большие трудности и далеко не всегда возможно, поэтому многие из них могут быть разрешены только на основании непосредственных измерений, чему в актинометрии и уделяется большое внимание. Однако отсутствие данных

наблюдений в достаточном числе точек позволяет сделать это лишь для отдельных немногочисленных пунктов, поэтому приходится применять различного рода косвенные методы для расчета суммы радиации, поступающей в виде прямой и рассеянной радиации. В настоящей главе будут рассмотрены основные закономерности, установленные для прямой, рассеянной и суммарной радиации в результате наблюдений и различного рода расчетов.

## § 1. Облучение земной поверхности прямой солнечной радиацией

Рассмотрим прежде всего распределение прямой солнечной радиации на поверхности земного шара и изменения ее во времени. Этот вопрос решается весьма просто, если пренебречь влиянием атмосферы. Действительно, в таком случае на каждый квадратный сантиметр горизонтальной поверхности в любой точке Земли в единицу времени будет падать количество энергии, равное

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{S_0}{r^2} \sin h_{\odot}, \quad (1)$$

где  $S_0$  — солнечная постоянная,  $r$  — расстояние Земли от Солнца, выраженное в долях среднего расстояния, и  $h_{\odot}$  — высота солнца над горизонтом в данный момент времени.

$h_{\odot}$  для каждого пункта зависит от географической широты  $\varphi$ , времени года и суток. Из астрономии известно, что

$$\sin h_{\odot} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau, \quad (2)$$

где  $\delta$  — склонение солнца, изменяющееся в течение года в пределах  $\pm 23,5^\circ$ ,  $\tau$  — часовой угол,  $T$  — период обращения Земли вокруг оси (сутки) и  $t$  — время, отсчитываемое от полудня.

Следовательно, вместо (1) можно написать

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{S_0}{r^2} (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau). \quad (3)$$

Выражение (3) дает возможность решить вопрос о количестве тепла, приходящего от Солнца в различные географические пункты в заданные промежутки времени. Рассмотрим, как решается вопрос о притоке тепла от Солнца за сутки в некотором пункте в отдельные дни года и о его распределении по земной поверхности в эти дни.

Очевидно, что приток будет наибольшим в точках, для которых одновременно  $\cos \tau = 1$  и

$$\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta = \cos (\varphi - \delta) = 1. \quad (4)$$

Это будут те точки, для которых солнце находится в зените ( $\sin h_{\odot} = 1$ ).

Наименьшие значения (равные нулю) получим для  $h_{\odot}=0$ , что соответствует положению солнца у горизонта.

Для определенного пункта земной поверхности ( $\varphi=\text{const}$ ) величина  $\delta$  изменяется очень медленно, так что в течение суток ее можно принять постоянной, взяв среднее значение из астрономических ежегодников. Тогда можно легко найти полное ко-

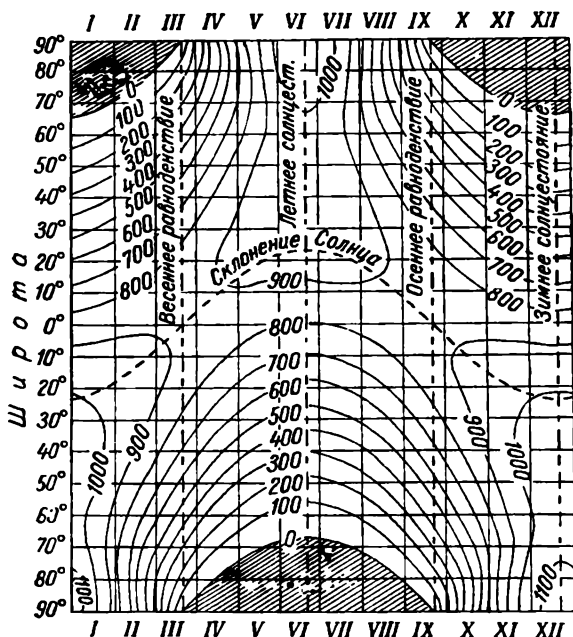


Рис. 50. Распределение солнечной радиации, поступающей за сутки на  $1 \text{ см}^2$  горизонтальной поверхности при отсутствии атмосферы.

личество тепла, поступающего в любом пункте на  $1 \text{ см}^2$  горизонтальной поверхности за сутки  $Q_c$  на верхней границе атмосферы (или на  $1 \text{ см}^2$  земной поверхности при отсутствии атмосферы). Для этого следует проинтегрировать выражение (3) в пределах от восхода до захода солнца (часовой угол  $\pm \tau$ ), считая  $\delta$  и  $\rho$  постоянными. Тогда получим

$$Q_c = \frac{T}{\pi} \frac{S_0}{\rho^2} (\tau \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \sin \tau). \quad (5)$$

Результаты вычислений по формуле (5) для всего года графически представлены на рис. 50, а на рис. 51 дан годовой ход облучения на различных широтах.

На этих рисунках видно, что около экватора (до широт  $\pm 15^\circ$ ) приток тепла за сутки имеет двойной ход, а дальше к полюсам — простой с максимумом в день солнцестояния. За полярным кругом в течение определенного периода поступление радиации равно нулю. Интересно отметить, что летом (с 10/V по 3/VIII) в северных широтах на границу атмосферы за сутки поступает больше энергии, чем у экватора. Так, в день летнего солнцестояния полюс получает тепла в 1,365 раза больше, чем экватор.

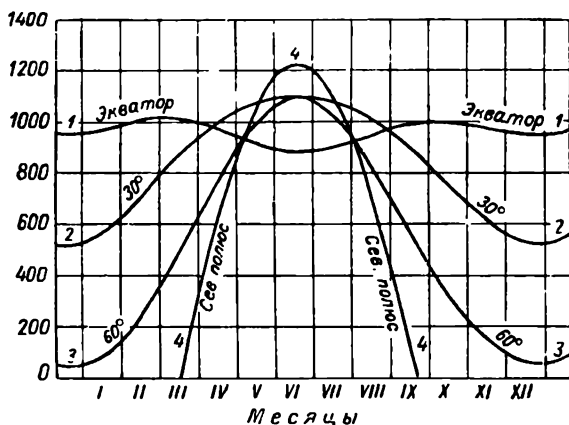


Рис. 51. Годовой ход облучения на разных широтах.

Продолжая эти расчеты, можно найти суммарное количество энергии, получаемое любым горизонтальным участком земной поверхности за различные промежутки времени. Распределение таких теоретических сумм тепла по земной поверхности характеризует так называемый солярный, или солнечный, климат. Наиболее полные характеристики солярного климата даны в исследованиях Миланковича. Однако теоретическая картина очень далека от действительной, так как в ней никак не учитывается влияние атмосферы на поток солнечной радиации. Для того чтобы учесть ослабляющее влияние атмосферы на солнечный поток, введем в исходное выражение (1) множителем коэффициент прозрачности  $p_m$ . Тогда для потока энергии вместо (3) напомним

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{S_0}{r^2} p_m^m (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau). \quad (6)$$

При вычислении суточных сумм  $Q_c$  по этой формуле следует учесть как изменение проходимой лучами массы атмосферы  $m$ , так и непостоянство коэффициента прозрачности  $p_m$ . В качестве



первого приближения можно взять некоторое среднее значение  $\bar{p}_m$ . Такие расчеты были проведены для различных значений коэффициента прозрачности  $p_m$  (0,6, 0,7, 0,8, 0,9, 1,0) и результаты их приведены на рис. 52. На рисунке видно, как сильно влияет на величину притока тепла различная степень прозрачности атмосферы. Здесь также приведены полугодовые суммы тепла (зима и лето) и видно, как велико различие в количестве притока тепла за эти полугодия на разных широтах.

Рассмотренные величины дают так называемые *возможные суммы тепла*. Более точные данные для отдельных пунктов можно получить, если на основании наблюдений или косвенных соображений прием различные и притом изменяющиеся в течение года значения  $p_m$ . Но и эти возможные суммы будут также далеки от действительных, так как при их вычислении не будет учтено влияние облачности, учесть которое можно только в средних выводах и косвенными путями. Тогда будут рассчитаны так называемые *действительные суммы тепла*, приносимого прямой солнечной радиацией. Более точно действительное поступление тепла можно определить только на основании наблюдений.

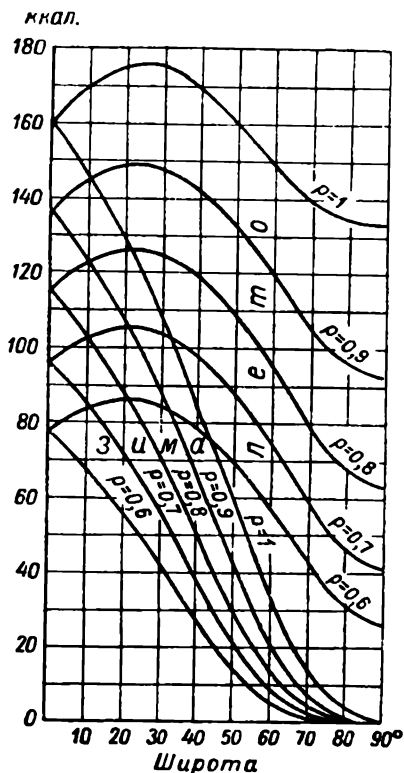


Рис. 52.

Для суждения о получающихся соотношениях при различных способах учета влияния атмосферы приведем рис. 53, на котором представлен годовой ход для Павловска суточных сумм тепла: теоретических при отсутствии атмосферы (кривая А) и при идеальной атмосфере (кривая Б), возможных (кривая В) и наблюдаемых в действительности (кривая Г).

В табл. 26 дополнительно к рис. 53 приведены годовые суммы радиации в килограмм-калориях по широтам. Данные этой таблицы показывают, что в реальных условиях за весь год в низких широтах (у экватора) приходит тепла значительно больше, чем в высоких, притом наибольшее количество тепла поступает не

Годовые суммы прямой солнечной радиации (ккал) на разных широтах

	Широта						
	60° С	50° С	40° С	30° С	20° С	0°	20° Ю
Сумма радиации:							
теоретическая . . . .	183	220	254	282	303	321	303
возможная . . . . .	105	128	148	163	172	187	172
действительная . . .	41	54	74	91	100	82	88
Отношение:							
действительной к воз- можной (%) . . . . .	41	42	50	56	58	44	51
действительной к тео- ретической (%) . . .	22,5	25	30	32	33	25,5	29

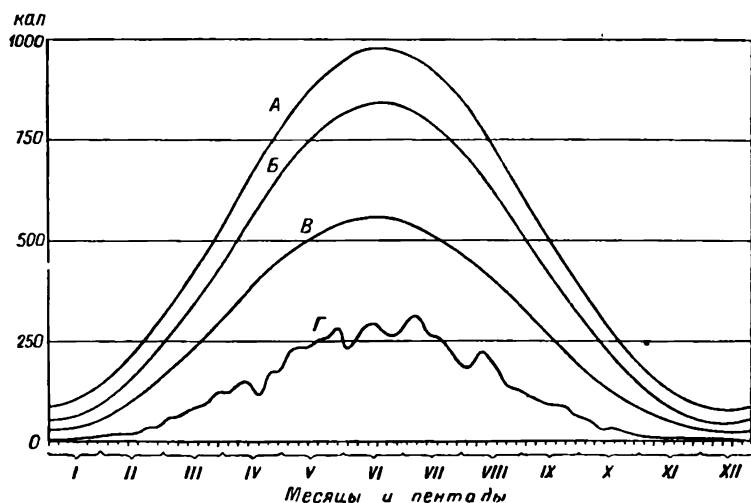


Рис. 53. Годовой ход суточных сумм солнечной радиации по пентадам на горизонтальную поверхность.

у экватора, а на широтах около 20°. Из таблицы видно также, насколько малая доля от теоретических (порядка 25—30%) и возможных сумм энергии (порядка 50%) доходит в действительности до земной поверхности. Заметим при этом, что и достигшая земной поверхности энергии далеко не полностью используется ею, потому что некоторая часть этой энергии отражается и уходит в межпланетное пространство.

## § 2. Прямая солнечная радиация по данным наблюдений и расчетов

Наблюдения над потоком прямой солнечной радиации производятся при падении ее на перпендикулярную к лучам поверхность. Условились обозначать ее через  $S$ . Поток на горизонтальную поверхность, обозначаемый через  $S'$ , легко вычисляется на основании соотношения

$$S' = S \sin h_{\odot}, \quad (7)$$

где  $h_{\odot}$  — высота солнца над горизонтом.

Из изложенного ранее известно, что величина потока прямой солнечной радиации, измеренная в какой-либо точке земной поверхности в некоторый момент времени и определяемая соотношением  $S = \frac{S_0}{r^2} p_m^m$ , зависит от расстояния Земли от Солнца  $r$ , от пройденной лучами массы атмосферы  $m$ , т. е. от высоты солнца  $h_{\odot}$  и от состояния атмосферы, характеризуемого коэффициентом прозрачности  $p_m$ . Зависимость от высоты солнца величины  $S'$  будет еще больше, чем величины  $S$ .

Очевидно, что в пределах земной атмосферы значение  $S$  всегда меньше значения солнечной постоянной  $S_0$ , а при изменении высоты солнца как в суточном, так и в годовом ходе наибольшие значения будут наблюдаться при наибольшей высоте солнца  $h_{\odot}$ .

Действительно, максимальные значения потока прямой солнечной радиации  $S$  наблюдаются обычно в моменты около истинного солнечного полудня. Эти максимальные значения  $S$  в разных пунктах наблюдений мало отличаются и равны 1,5—1,6 кал/см<sup>2</sup>·мин, что составляет около 75—80% потока солнечной радиации на верхней границе атмосферы.

Интересно отметить, что наблюденные максимальные значения почти одинаковы на всех широтах. Так, в полярных странах, несмотря на малые высоты солнца, они достигают таких же значений, как и в средних и даже приэкваториальных широтах. Это можно объяснить увеличением к экватору содержания водяного пара, определяющего в значительной мере прозрачность атмосферы. Различие в степени прозрачности атмосферы и компенсирует влияние изменения различия в высоте Солнца. Точно так же может быть объяснено то, что максимальные значения  $S$  в ряде мест наблюдаются не в летние месяцы, когда высота солнца наибольшая, а в весенние и даже зимние, когда прозрачность атмосферы наибольшая. Так, в Павловске, Якутске и многих других пунктах СССР наибольшие значения  $S$  наблюдаются в марте — апреле, а в Ташкенте — в январе.

Таким образом, в наилучшем случае до земной поверхности доходит только около 80% потока солнечной радиации, поступающего на верхнюю границу атмосферы.

Интересно также сопоставить наблюдаемые максимальные значения  $S$  с количеством приходящей радиации в условиях идеальной (сухой и чистой) атмосферы, вычисленным для тех же моментов времени. Оказывается, что в некоторых пунктах, например в Павловске (под Ленинградом), Якутске и Ташкенте, иногда наблюдаемые значения составляют соответственно 89,95 и 92% вычисленных для этих пунктов, т. е. в исключительных случаях реальная атмосфера по своей прозрачности довольно близко приближается к идеальной.

Совершенно очевидно, что с поднятием над земной поверхностью величина потока прямой солнечной радиации увеличивается. Это увеличение  $S$  с высотой происходит несколько медленнее в верхних слоях, чем в нижних, в которых сосредоточена большая часть твердых и жидких примесей, замутняющих атмосферу. На основании ряда наблюдений можно принять, что вертикальный градиент потока  $S$  составляет величину порядка  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  кал/см<sup>2</sup>·мин на 100 м. В нижнем слое (примерно до 2000 м) он равняется около 0,02 кал/см<sup>2</sup>·мин на 100 м. Измерения, выполненные с помощью шаров-зондов, показали, что к высоте 22,6 км поток солнечной радиации увеличивается до значения 1,78 кал/см<sup>2</sup>·мин.

Годовой и суточный ход потока прямой солнечной радиации в безоблачные дни (или при наличии облачности, не закрывающей диск Солнца) в основном определяется изменениями высоты солнца, причем некоторое влияние оказывают изменения прозрачности воздуха. В связи с этим годовой ход повсюду имеет примерно одинаковый характер — с максимумом в последние весенние или первые летние месяцы и с минимумом в декабре. Амплитуда годовых изменений значительно больше для потока на горизонтальную поверхность.

Что касается суточного хода, то в нем максимальные значения приходятся на полдень и наименьшие (равные нулю) — на ночные часы (от момента восхода солнца до его захода).

Весьма наглядный способ графического изображения годового и суточного хода дает метод построения изоплет, которые приведены на рис. 54 для Павловска (под Ленинградом) в среднем за 20 лет.

Имея непрерывные данные наблюдений (а еще лучше регистрации) потока прямой солнечной радиации, можно получить сведения и о количестве энергии (тепла), доставляемом ею за некоторый промежуток времени (сутки, месяц, сезон, год). Такие данные о суммах тепла прямой солнечной радиации имеют большое климатологическое и практическое значение. Однако число пунктов, где производится непрерывная запись

потока прямой солнечной радиации с помощью актинографов, очень мало. Это вызвало необходимость разрабатывать косвенные методы для нахождения действительных сумм. В § 1 указано, каким образом могут быть рассчитаны возможные суммы

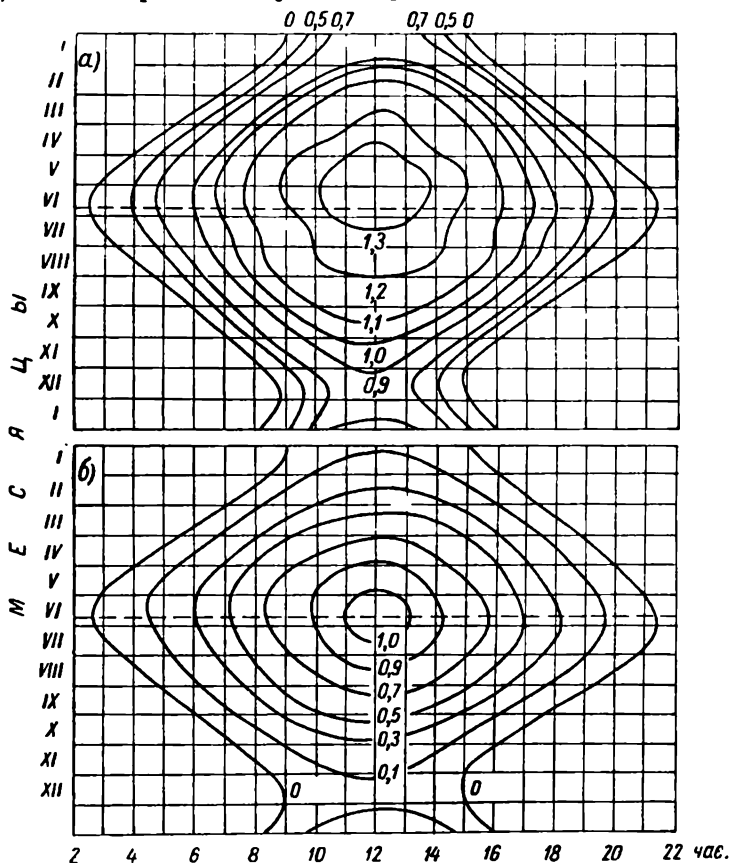


Рис. 54. Изоплеты прямой солнечной радиации для Павловска на перпендикулярную (а) и горизонтальную (б) поверхность. Пунктирной линией обозначен момент летнего солнцестояния.

тепла на горизонтальную поверхность  $Q_{\text{в}}$ . Так как действительные суммы тепла  $Q_{\text{д}}$  отличаются от  $Q_{\text{в}}$  вследствие влияния облачности, то при расчете действительных сумм следует учесть облачность. Очевидно, что общим соотношением, связывающим  $Q_{\text{д}}$  и  $Q_{\text{в}}$ , является выражение

$$Q_{\text{д}} = Q_{\text{в}} f(a), \quad (8)$$

где  $f(a)$  — некоторая функция от параметра  $a$ , характеризующего влияние облачности; причем для ясного неба  $f(a) = 1$ .

Многими авторами (С. И. Савиновым, В. Н. Украинцевым, С. И. Сивковым и др.) были предложены различные методы расчета средних действительных сумм солнечной радиации. Приведем в качестве примера формулу С. И. Савинова для расчета средних месячных сумм солнечной радиации

$$Q_d = Q_n \frac{s'_1 + 1 - \bar{n}}{2}, \quad (9)$$

где  $s'_1$  — относительная продолжительность солнечного сияния,  $\bar{n}$  — средняя степень облачности, а также эмпирическую формулу В. Н. Украинцева

$$Q_d = a(s + b), \quad (10)$$

где  $a$  и  $b$  — некоторые постоянные,  $s$  — месячная сумма (в часах) продолжительности солнечного сияния.

Отметим, что точность результатов таких косвенных расчетов будет зависеть от точности и удачности выбора используемых данных о прозрачности атмосферы и облачности. Как показывает сравнение вычисленных этими косвенными способами сумм с данными, найденными из непосредственных наблюдений, средние годовые значения получаются в среднем с точностью до 5%. Лишь в отдельных случаях ошибка составляет больше 5% и, как правило, для зимы она больше, чем для лета.

Ответ на вопрос о том, как велико количество тепла, доставляемого прямой солнечной радиацией на земную поверхность, дает табл. 27, в которой приведены данные для ряда пунктов СССР (пункты расположены в порядке убывания широты).

Таблица 27

Годовые суммы тепла прямой солнечной радиации  
на горизонтальную поверхность  $\Sigma S'$  ккал/см<sup>2</sup>·год

Пункт наблюдений	Широта (град.)	$\Sigma S$
Бухта Тихая . . . . .	80	14,4
Павловск . . . . .	60	39,8
Иркутск . . . . .	52	60,0
Владивосток . . . . .	43	60,0
Тбилиси . . . . .	42	75,1
Ташкент . . . . .	41	101,6

Из таблицы видно, что с уменьшением широты места в общем увеличивается сумма приходящей энергии, но вместе с тем ее значения могут быть существенно различными не только в разных пунктах, но и в пунктах, расположенных примерно на одной и той же широте (см. данные Тбилиси и Ташкента).

Это различие проявляется также и в годовом ходе. На рис. 55. приведен годовой ход возможных сумм (сплошные кривые) для Павловска ( $\Pi$ ), Ташкента ( $T$ ) и Владивостока ( $B$ ) и действительных сумм (пунктирные кривые) для тех же пунктов. В то время как ход возможных сумм во всех пунктах примерно одинаков, ход действительных сумм оказывается весьма различным. Это различие объясняется главным образом разными условиями облачности. Например, во Владивостоке наибольшая облачность наблюдается летом, поэтому летние значения действительных сумм меньше весенних и осенних.

Следует отметить, что в связи с изменяющимися от году к году условиями прозрачности атмосферы и степени облачности действительные суммы, полученные для отдельных лет, а тем более для определенных месяцев разных лет, в одном и том же пункте могут сильно различаться в разные годы.

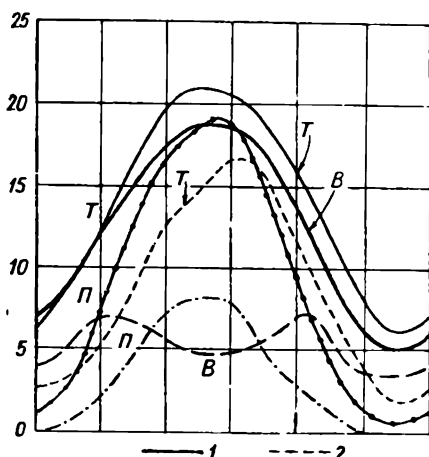


Рис. 55. Годовой ход возможных (1) и действительных (2) сумм тепла для Павловска ( $\Pi$ ), Ташкента ( $T$ ) и Владивостока ( $B$ ).

### § 3. Рассеянная радиация

Рассеянная радиация приходит к месту наблюдения ото всех точек небесного свода. Обычно рассматривается ее поток на горизонтальную поверхность, который обозначается через  $D$ .

Задача теоретического расчета интенсивности и потока рассеянной радиации в общем виде является чрезвычайно сложной. В первом приближении ее можно решать для случая идеальной атмосферы, когда можно пренебречь поглощением.

Примем, что оптические свойства атмосферы во всех слоях одинаковы и последние отличаются только концентрацией рассеивающих частиц. Не будем также учитывать эффект многократного рассеяния и эффект отражения радиации от земной поверхности. Кроме того, откажемся от учета кривизны земной поверхности и атмосферы, а также и рефракции.

Возьмем (рис. 56) внутри такой атмосферы элемент объема, расположенный на высоте  $h$  и рассматриваемый из точки наблюдения  $O$  внутри телесного угла  $d\omega$  под зенитным углом  $z$ .

Этот объем, освещаемый солнечными лучами (зенитное

расстояние солнца  $z_{\odot}$ ), будет посылать в направлении  $r$ , составляющем с падающим лучом угол  $(\pi - \varphi)$ , рассеянную радиацию, интенсивность которой  $dl'_{\lambda, \varphi}$ , по закону Релея, пропорциональна объему  $dv$  и потоку падающей на него солнечной радиации  $S_{\lambda}$ , а именно

$$dl'_{\lambda, \varphi} = \alpha_{\lambda, \text{мол}}^{\varphi} S_{\lambda} dv, \quad (11)$$

где  $\alpha_{\lambda, \text{мол}}^{(\varphi)}$  — объемный коэффициент молекулярного рассеяния в направлении  $\varphi$ , определяемый соотношением

$$\alpha_{\lambda, \text{мол}}^{(\varphi)} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2\lambda^4 N} (1 + \cos^2 \varphi). \quad (12)$$

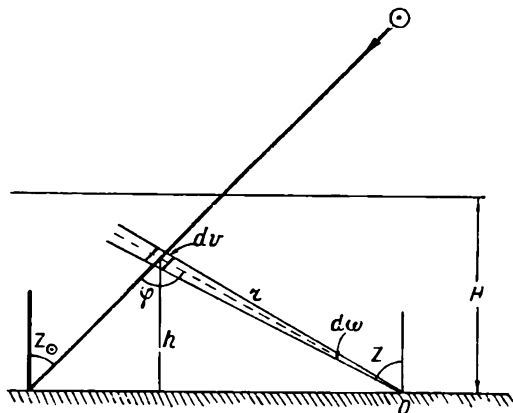


Рис. 56.

Имея в виду, что  $dv = r^2 dr d\omega$ , перепишем (11) в виде

$$dl'_{\lambda, \varphi} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2\lambda^4 N} (1 + \cos^2 \varphi) S_{\lambda} r^2 dr d\omega. \quad (13)$$

Учтем ослабление потока солнечных лучей на пути от верхней границы атмосферы, где он равен  $S_0$ , до выделенного объема, имея в виду, что при отсутствии поглощения оно обусловлено только рассеянием.

Обозначим через  $k_{\lambda, \text{мол}} = \frac{\alpha_{\lambda, \text{мол}}}{\rho}$  массовый коэффициент молекулярного рассеяния. Здесь  $\rho$  — плотность воздуха на высоте  $h$ ,  $\alpha_{\lambda, \text{мол}}$  — объемный коэффициент молекулярного рассеяния по всем направлениям. Как было показано выше [см. формулу (24) гл. 8],

$$\alpha_{\lambda, \text{мол}} = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3\lambda^4 N}$$

(опустим дальше для краткости индекс «мол»).



В соответствии с формулой (27) гл. 8 можем написать, что

$$S_{\lambda} = S_{0, \lambda} e^{-k_{\lambda} M m \odot}, \quad (14)$$

где  $M$  — масса воздуха в вертикальном столбе единичного сечения, расположенном над уровнем  $h$ , а  $m_{\odot}$  — относительная масса атмосферы  $m = \sec z_{\odot}$ , пройденная солнечными лучами.

Ослабление рассеянной радиации на пути от объема  $dv$  до точки наблюдения учтем аналогичным образом, записав

$$dI_{\lambda, \varphi} = \frac{dI'_{\lambda, \varphi}}{r^2} e^{-k_{\lambda} M_h m}, \quad (15)$$

где  $dI_{\lambda, \varphi}$  — интенсивность рассеянного объемом света, наблюдаемая в точке  $O$ ,  $M_h$  — масса воздуха в вертикальном столбе воздуха от уровня земной поверхности до уровня  $h$  и  $m$  — относительная масса атмосферы, пройденная лучами.

Таким образом, для интенсивности  $dI_{\lambda, \varphi}$  в точке  $O$  можем написать [приняв во внимание (13) и (14)]

$$dI_{\lambda, \varphi} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 \lambda^4 N} S_{0, \lambda} (1 + \cos^2 \varphi) e^{-k_{\lambda} [M m \odot + M_h m]} dr d\omega. \quad (16)$$

Так как  $M = M_0 - M_h$ , где  $M_0$  — масса всего вертикального столба воздуха единичного сечения до верхней границы атмосферы, а  $dM = \rho dh = \rho \frac{dr}{m}$ , откуда  $dr = \frac{m dM}{\rho}$ , окончательно вместо (16) получим

$$dI_{\lambda, \varphi} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 \lambda^4 N} S_{0, \lambda} (1 + \cos^2 \varphi) e^{-k_{\lambda} M_0 m} e^{-k_{\lambda} M (m \odot - m)} \times \\ \times \frac{m dM}{\rho} d\omega. \quad (17)$$

Интегрируя (17) по  $M$  от  $O$  до  $M_0$  и учитывая при этом, что  $\frac{(n^2 - 1)^2}{N \rho}$  не зависит от  $M$ , получим выражение для интенсивности света, рассеянного всей атмосферой внутри телесного угла  $d\omega$  и наблюдаемого в точке  $O$  (полагая  $d\omega = 1$ ),

$$I_{\lambda, \varphi} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 \lambda^4 N \rho k_{\lambda}} S_{0, \lambda} (1 + \cos^2 \varphi) e^{-k_{\lambda} M_0 m} m \int_0^{M_0} e^{-k_{\lambda} (m \odot - m)} \times \\ \times dM d\omega = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 \lambda^4 N \rho k_{\lambda}} S_{0, \lambda} (1 + \cos^2 \varphi) \frac{m}{m \odot - m} \times \\ \times [e^{-k_{\lambda} M_0 m} - e^{-k_{\lambda} M_0 m \odot}], \quad (18)$$

а так как

$$\frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 \lambda^4 N} \frac{1}{k_\lambda \rho} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 \lambda^4 N} \frac{3 \lambda^4 N}{8 \pi^2 (n^2 - 1)^2} = \frac{3}{16 \pi},$$

то

$$I_{\lambda, \varphi} = \frac{3 S_{0, \lambda}}{16 \pi} (1 + \cos^2 \varphi) \frac{m}{m_{\odot} - m} \left[ e^{-k_\lambda M_0 m} - e^{-k_\lambda M_0 m_{\odot}} \right]. \quad (19)$$

Введя спектральный коэффициент прозрачности идеальной атмосферы  $q_\lambda = e^{-k_\lambda M_0}$ , формулу (19) можно записать в виде

$$I_{\lambda, \varphi} = \frac{3 S_{0, \lambda}}{16 \pi} (1 + \cos^2 \varphi) \frac{m}{m_{\odot} - m} \left[ q_\lambda^m - q_\lambda^{m_{\odot}} \right], \quad (19')$$

что и дает интенсивность монохроматической рассеянной радиации.

Для того чтобы получить полную (интегральную) интенсивность рассеянной радиации, следует проинтегрировать выражение (19') по всем длинам волн от 0 до  $\infty$ , т. е. написать

$$I'_{\varphi} = \frac{3}{16 \pi} (1 + \cos^2 \varphi) \frac{m}{m_{\odot} - m} \int_0^{\infty} S_{0, \lambda} \times \\ \times \left[ e^{-k_\lambda M_0 m} - e^{-k_\lambda M_0 m_{\odot}} \right] d\lambda. \quad (20)$$

Это же можно сделать и для определенного участка спектра, ограниченного длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Однако выполнение интегрирования возможно лишь численным или графическим путем ввиду того, что  $S_{0, \lambda}$  является очень сложной функцией длины волны.

Учитывая, что угол  $\varphi$ , входящий в выведенные соотношения, связан с  $z$  и  $z_{\odot}$ , а также с азимутом  $\psi$  визируемой точки соотношением  $\cos \varphi = \cos z \cos z_{\odot} + \sin z \sin z_{\odot} \cos \psi$ , можно исследовать, как распределится интенсивность рассеянной радиации по небесному своду. Этот вопрос значительно упрощается, если визируемая точка находится в вертикале солнца ( $\psi = 0^\circ$ ) или в противовертикале ( $\psi = 180^\circ$ ), когда  $\cos \varphi = \cos z \cos z_{\odot} + \sin z \sin z_{\odot} = \cos(z - z_{\odot})$  или  $\cos \varphi = \cos z \cos z_{\odot} - \sin z \sin z_{\odot} = \cos(z + z_{\odot})$ . Расчеты для интегральной радиации для такого случая изображены на рис. 57 при различных зенитных расстояниях солнца (0, 30, 60, 75, 87°).

На рисунке видно, что интегральная интенсивность рассеянной радиации в вертикале солнца сравнительно мала и мало изменяется вблизи зенита. Она сильно возрастает с приближением к горизонту и наибольшая ее интенсивность у горизонта имеет место при  $z_{\odot} = 60^\circ$ . Существенно, что интенсивность рас-

сеянной радиации несколько больше в направлении к Солнцу ( $\psi=0^\circ$ ), чем в противоположной стороне ( $\psi=180^\circ$ ).

Используя соотношения (19) и (20) для интенсивности рассеянной радиации, можно получить выражения, определяющие величину рассеянной радиации, поступающей от любого участка неба, если проинтегрировать выражение для интенсивности рас-

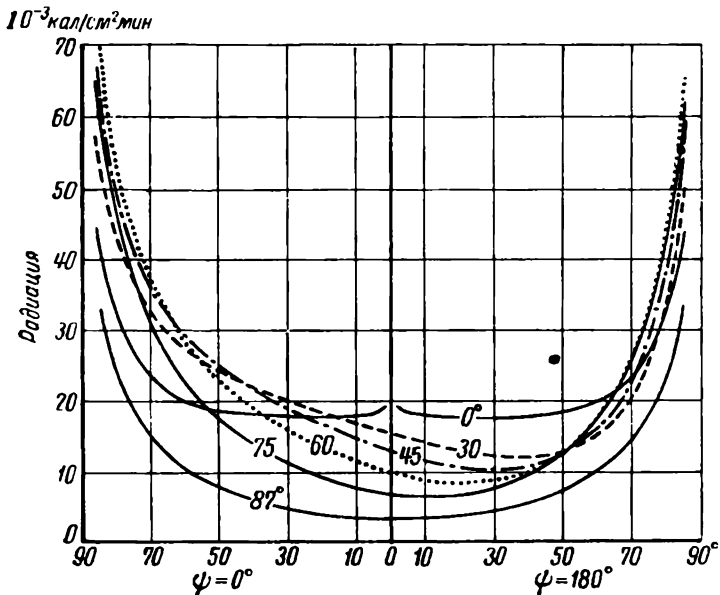


Рис. 57. Распределение интегральной интенсивности рассеянной радиации в вертикале и противовертикале солнца

сеянной радиации по всем телесным углам, под которыми виден данный участок. Проще всего сделать это для круговой зоны шириной  $dz$ , расположенной на угловом расстоянии  $z$  от зенита. Тогда, проведя интегрирование по всем телесным углам  $d\omega = \sin z dz d\psi$ , расположенным в пределах указанной круговой зоны, получим так называемую зональную радиацию на перпендикулярную к лучам поверхность  $D'_{\text{зон}}$ . Умножая  $D'_{\text{зон}}$  на  $\cos z$ , найдем и зональную радиацию на горизонтальную поверхность  $D_{\text{зон. г}}$ .

На рис. 58 показаны результаты таких вычислений зональной радиации на горизонтальную поверхность при ряде значений зенитного расстояния солнца ( $z_\odot$  равно 0, 30, 45, 60, 75 и  $87^\circ$ ). Из этого рисунка видно, что по мере увеличения зенитного расстояния зональная радиация сначала увеличивается (при любом  $z_\odot$ ), достигая максимума, а затем уменьшается. Максимум зональной радиации смещается в сторону больших зенитных расстояний при увеличении зенитного расстояния

солнца, а абсолютная величина максимума уменьшается, и вся кривая распределения радиации по зонам сглаживается. Оказывается, что наибольшее максимальное значение зональной

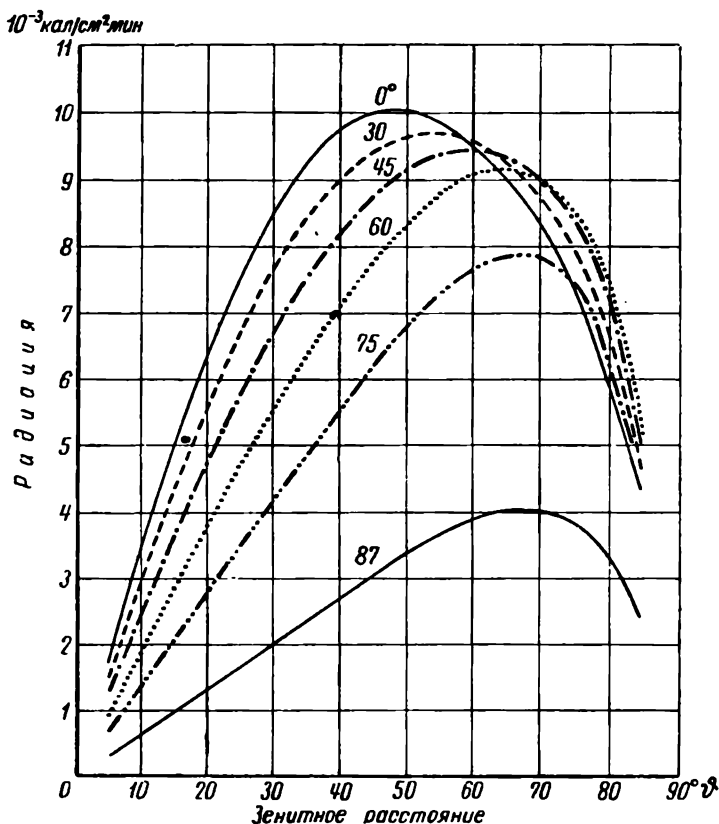


Рис. 58. Зональная рассеянная радиация, поступающая на горизонтальную поверхность.

радиации от зоны шириной  $10^\circ$  имеет место при  $z_{\odot} = 0^\circ$  и  $z_{\odot} = 47,5^\circ$ . Суммируя значения зональной радиации по всем круговым зонам небесного свода, можно рассчитать и величину потока рассеянной радиации  $D$ . Этот поток монотонно уменьшается с увеличением зенитного расстояния солнца, что определяет и характер суточного хода с максимумом в истинный солнечный полдень.

Сравним поток  $D$  с потоком прямой солнечной радиации в тех же условиях идеальной атмосферы. Отношение  $\frac{D}{S}$  увеличивается при увеличении  $z_{\odot}$ , и притом особенно резко при больших  $z_{\odot}$ . Суммарная же радиация  $(D + S')$  в условиях

идеальной атмосферы монотонно убывает с увеличением зенитного расстояния солнца и, следовательно, имеет простой суточный ход с максимумом в истинный полдень.

Применение выведенных теоретических соотношений к реальной атмосфере прежде всего осложняется тем, что в ней имеется чрезвычайное многообразие рассеивающих частиц, в результате чего индикатриса рассеяния оказывается сложной и изменяющейся от точки к точке, кроме того, должно быть учтено наряду с рассеянием и поглощение. Поэтому задача о рассеянии радиации в атмосфере весьма сложна. Большой вклад в теорию вопроса внесен работами советских ученых (В. А. Амбарцумяна, Е. Е. Кузнецова, В. В. Соболева, В. В. Шулейкина, В. Г. Фесенкова и др.).

Очень сложен также теоретический расчет рассеянной радиации облаков. Не приводя здесь этого расчета, отметим основные полученные выводы. В полном соответствии с экспериментальными данными находится тот факт, что при не слишком тонких слоистых облаках рассеянная радиация, выходящая через нижнюю поверхность облака, не зависит от азимута; при тонкой же слоистой облачности интенсивность рассеянной радиации максимальна в направлении зенита. Альbedo облаков для рассеянной радиации возрастает с увеличением мощности облаков, при этом уменьшается коэффициент пропускания, так что прямая солнечная радиация совершенно не проходит через облака достаточной мощности, которые, как уже и указано, посылают через нижнюю поверхность только рассеянную радиацию.

Результаты наблюдений над потоком рассеянной радиации, проведенных при безоблачном небе, с качественной стороны хорошо подтверждают выводы теории. В табл. 28 приведены величины потока зональной радиации в процентах от радиации всего небесного свода по данным наблюдений в Павловске.

Таблица 28

Зональная радиация (%) по наблюдениям в Павловске (под Ленинградом)

$z_{\odot}$	Зоны (град.)								
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90
75°	7,6	14,9	17,0	16,1	14,2	11,9	9,3	6,3	2,7
60	4,2	11,0	15,2	17,9	16,6	14,0	10,6	7,1	3,4
40	2,4	9,0	13,5	16,6	18,4	15,7	12,0	8,2	4,2

Примечание. Полу жирными цифрами выделены максимальные значения.

Приведенные данные отчетливо показывают отмеченную выше закономерность распределения зональной радиации по небесному своду.

Что касается величины интегрального потока рассеянной радиации от всего небесного свода  $D$ , то она монотонно увеличивается с увеличением  $h_{\odot}$  (уменьшением  $z_{\odot}$ ). В табл. 29 в первых трех строках приведены значения  $D$ ,  $S'$  и отношения  $\frac{D}{S'}$ , рассчитанные для идеальной атмосферы, а в следующих строках — значения тех же величин, полученные на основании наблюдений во Франкфурте-на-Майне (ФРГ) для замутненной ( $T=3,25$ ) и сильно замутненной ( $T=5,50$ ) атмосферы.

Таблица 29

Поток рассеянной и суммарной радиации

Мутность атмосферы	Вид радиации	$h_{\odot}$ град.					
		10	20	30	40	50	60
$T = 1,0$ (идеальная)	$D$ кал/см <sup>2</sup> ·мин	0,028	0,053	0,074	0,091	0,102	0,108
	$S'$ кал/см <sup>2</sup> ·мин	0,229	0,524	0,812	1,083	1,316	1,507
	$\frac{D}{S'}$ ‰	12,2	10,1	9,1	8,4	7,8	7,2
$T = 3,25$ (замутненная)	$D$ кал/см <sup>2</sup> ·мин	0,074	0,114	0,146	0,169	0,189	0,201
	$S'$ кал/см <sup>2</sup> ·мин	0,095	0,307	0,545	0,790	1,005	1,181
	$\frac{D}{S'}$ ‰	78	38	28	22	19	17
$T = 5,50$ (сильно замутненная)	$D$ кал/см <sup>2</sup> ·мин	0,113	0,167	0,208	0,239	0,260	0,273
	$S'$ кал/см <sup>2</sup> ·мин	0,040	0,180	0,366	0,561	0,784	0,925
	$\frac{D}{S'}$ ‰	283	92	57	42	34	30

Данные этой таблицы показывают, что в полном соответствии с выводами теории при увеличении  $h_{\odot}$  величины  $D$  и  $S'$  возрастают, причем возрастание  $S'$  значительно больше, чем возрастание  $D$ . В связи с этим при малых высотах солнца относительная доля  $D$  в сумме  $D+S'$  увеличивается, а при  $h_{\odot}=0^{\circ}$ , т. е. при восходе и заходе солнца, весь приток определяется только рассеянной радиацией. Влияние мутности атмосферы проявляется в том, что с увеличением мутности абсолютная

величина  $D$  увеличивается, а  $S'$  уменьшается, т. е. при общем уменьшении суммы  $D+S'$  доля рассеянной радиации в этой сумме весьма сильно возрастает. Отсюда же можно видеть, насколько приток рассеянной радиации компенсирует потерю прямой солнечной радиации, вызванную ослабляющим действием атмосферы.

Особенно велико влияние на поток рассеянной радиации облачности. Облака, содержащие большое число крупных рассеивающих частиц, значительно увеличивают рассеянную радиацию, причем этот эффект зависит от типа облаков, степени покрытия ими неба и от высоты солнца. Нередки случаи, когда рассеянная радиация достигает значений, сравнимых с потоком прямой солнечной радиации. Например, в Павловске за 20 лет наблюдений наибольшее из измеренных значений  $D$  было около  $0,60 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ . Особенно часто большие значения  $D$  наблюдаются в районах Арктики, где они нередко достигают  $1,0 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ .

Как зависит  $D$  от типа облаков, видно по данным табл. 30, в которой приведены некоторые средние значения  $D$  ( $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ ), полученные для Павловска. Можно видеть, что наибольшее влияние оказывают облака среднего яруса (Ac и As); высокие (Ci) и низкие облака меньше влияют на изменение  $D$ . С увеличением высоты солнца влияние облачности проявляется резче.

Таблица 30

Потоки рассеянной радиации ( $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ )  
в зависимости от формы облаков при различной  
высоте солнца  $h_{\odot}$

Формы облаков	$h_{\odot}$ град.			
	5	10	20	40
Безоблачно	0,03	0,05	0,08	0,11
Ci	0,05	0,09	0,16	0,26
Cs	0,06	0,11	0,19	0,34
Ac	0,06	0,11	0,22	0,39
As	0,05	0,09	0,17	0,30
Sc	0,01	0,04	0,13	0,27
St	0,02	0,04	0,08	0,16

Очень сильно сказывается на величине потока рассеянной радиации альbedo земной поверхности: при увеличении альbedo поток  $D$  заметно возрастает. Это находит свое объяснение в тех

многократных отражениях, которые испытывают лучи между земной поверхностью и нижним краем облаков.

Годовые и суточные колебания потока рассеянной радиации  $D$  в случае безоблачного неба достаточно правильны, о чем можно судить по графику изоплет, представленному на рис. 59; в условиях же переменной облачности суточный ход очень сложен и неправилен. При сплошной облачности суточный ход также сравнительно прост; максимум его отмечается в околополуденные часы.

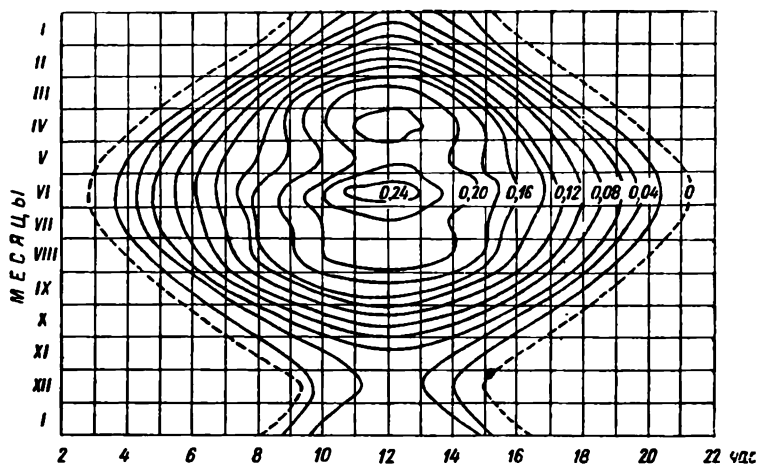


Рис. 59. Изоплеты рассеянной радиации для Павловска.

С поднятием над уровнем моря величина потока рассеянной радиации при ясном небе убывает, что и понятно, так как уменьшается толщина рассеивающих слоев атмосферы. При наличии же облачности поток рассеянной радиации в слоях ниже облаков с высотой увеличивается.

Точно так же, как для прямой солнечной радиации, можно найти суммы тепла, доставляемого рассеянной радиацией за некоторый промежуток времени. Для этого могут быть использованы как результаты непрерывных наблюдений, так и эмпирически выведенные формулы.

В табл. 31 приведены для ряда пунктов суммы рассеянной радиации  $q = \Sigma D$  в калориях на 1 см² в среднем за сутки для каждого месяца года. Эти данные показывают определенный годовой ход рассеянной радиации (наибольшие значения летом) и хорошо иллюстрируют, насколько значительна доля рассеянной радиации в общем притоке тепла от Солнца.

Суммы тепла, доставляемые за год к земной поверхности рассеянной радиацией, составляют повсюду несколько десятков процентов от сумм прямой солнечной радиации. Особенно



Средние суточные суммы рассеянной радиации (кал/см<sup>2</sup> · сутки)

Пункт наблюдений	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Павловск ( $\varphi = 60^\circ$ )	24	63	116	149	179	195	188	164	113	55	22	13	107
Париж ( $\varphi = 49^\circ$ )	40	67	109	168	215	244	234	191	135	85	48	35	131
Такубая ( $\varphi = 19^\circ$ , $H = 2300$ м)	88	82	186	252	268	201	135	202	156	117	135	141	164

значительны суммы рассеянной радиации в высоких широтах. В Арктике приток тепла посредством рассеянной радиации обычно даже превышает (иногда весьма значительно) приток тепла от прямой солнечной радиации. Наиболее велика роль рассеянной радиации в сравнении с прямой в зимнее время. Так, например, в Павловске в декабре рассеянная радиация доставляет к земной поверхности тепла в 3,5 раза больше, чем прямая солнечная радиация.

#### § 4. Суммарная радиация

Под суммарной радиацией понимается сумма потоков прямой и рассеянной солнечной радиации, поступающих на горизонтальную поверхность. При сложении этих потоков за какой-нибудь промежуток времени (сутки, месяц, год) получают общую сумму тепла, поступающую на этот промежуток на единицу площади.

Обычно употребляют следующие обозначения:

$\Sigma S' = Q$  — сумма прямой радиации,

$\Sigma D = q$  — сумма рассеянной радиации,

$(Q + q)$  — сумма суммарной радиации.

Число пунктов, где производятся раздельно наблюдения над прямой и рассеянной радиацией, невелико. Оно гораздо меньше числа пунктов, где производятся наблюдения над суммарной радиацией. Поэтому последняя изучена значительно полнее, тем более, что и для практики данные о полной сумме энергии, доставляемой солнечной радиацией, имеют большее значение. В связи с этим и число косвенных методов, предложенных для ее расчета, значительно больше.

Величина потока суммарной радиации, а также закономерности его изменений определяются значениями  $S'$  и  $D$  и их изменениями, обусловленными высотой солнца, прозрачностью

атмосферы, облачностью и другими рассмотренными ранее факторами. Зависимость суммарной радиации от высоты солнца при безоблачном небе является, по данным наблюдений, почти строго линейной и может быть выражена в виде  $Q + q = ch_{\odot}$ , где, однако, эмпирический коэффициент пропорциональности  $c$  не строго постоянная величина; даже для одного и того же пункта она зависит от прозрачности атмосферы. При наличии облачности указанная зависимость будет, очевидно, значительно сложнее.

Вообще степень облачности, ее характер и распределение по небесному своду являются важнейшими факторами, определяющими изменения потока суммарной радиации. Приведенные ранее данные показывают, что поток рассеянной радиации хотя частично и компенсирует ослабление потока прямой солнечной радиации  $S'$  в атмосфере, но эта компенсация не является полной. Поэтому поток суммарной радиации при частичной облачности, если солнце не закрыто облаками, будет больше, чем при безоблачном небе.

Переходя к рассмотрению сумм суммарной радиации, приведем в табл. 32 в качестве примера годовой ход средних суточных сумм для ряда пунктов.

Таблица 32

Годовой ход средних суточных сумм суммарной радиации (кал/см<sup>2</sup> · сутки)

Пункт наблюдений	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Павловск . . . . .	25	70	194	269	341	389	445	296	176	69	19	11	193
Ташкент . . . . .	65	119	186	293	332	541	522	511	387	225	124	58	280
Вашингтон . . . .	173	243	337	418	484	513	491	438	357	292	205	155	344

В большинстве пунктов земной поверхности максимум суточных сумм ( $Q + q$ ) приходится на летние месяцы, однако в некоторых пунктах годовой ход может быть и более сложным, что связано с годовым ходом облачности. Действительно, при сплошной облачности суточные суммы суммарной радиации оказываются обычно в 2—3 раза меньше, чем при ясном небе, а это может проявиться в том, что летние значения притока суммарной радиации будут меньше весенних и осенних в тех пунктах, где наибольшая облачность наблюдается в летние месяцы (например, Владивосток).

Годовые и месячные суммы притока суммарной радиации, естественно, весьма различны в разных пунктах в зависимости от широты места, облачности и прозрачности атмосферы. Роль отдельных слагаемых этой суммы — прямой

и рассеянной радиации — также различна. В качестве примера приведем в табл. 33 данные для нескольких пунктов территории СССР.

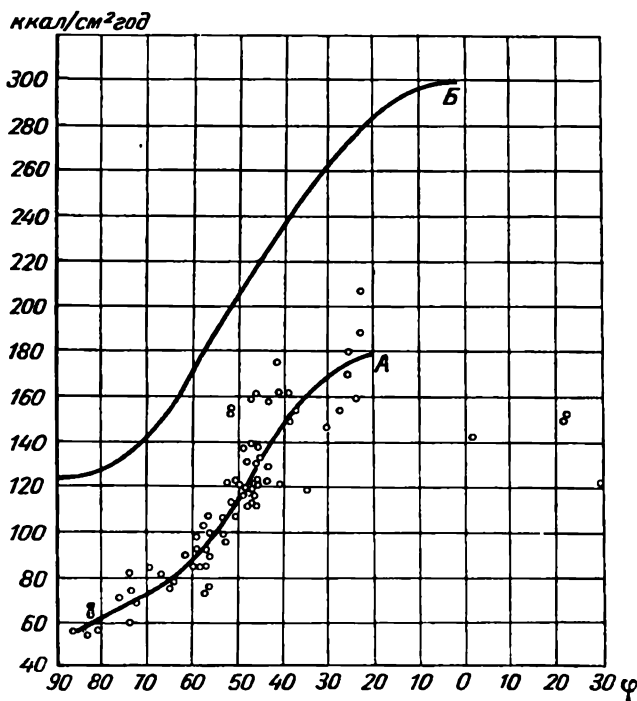


Рис. 60. Широтное изменение среднегодовых величин суммарной радиации (A) и радиации, приходящей на верхнюю границу атмосферы (B).

Таблица 33

Годовые суммы прямой солнечной  $Q$ , рассеянной  $q$  и суммарной  $Q+q$  радиации ( $\text{ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ ) для некоторых пунктов СССР

Пункт	$Q$	$q$	$Q+q$	$\frac{q}{Q+q} \%$	$\frac{q}{Q} \%$
Бухта Тихая ( $\varphi = 80^\circ$ ) . .	16	39	55	71	244
Павловск ( $\varphi = 60^\circ$ ) . . . .	41	30	71	42	73
Карадаг ( $\varphi = 45^\circ$ ) . . . .	80	37	117	32	46
Кисловодск ( $\varphi = 44^\circ$ ) . . .	66	53	119	44,5	80
Ташкент ( $\varphi = 41^\circ$ ) . . . .	100	37	137	23	37

Данные этой таблицы подтверждают указанные выше общие закономерности, выражающиеся в том, что годовой приход

уменьшается с возрастанием широты места. Это же наглядно иллюстрирует рис. 60, на котором приводится широтное распределение суммарной радиации. Данные отдельных станций изображены в виде точек, а среднее изменение суммарной ра-

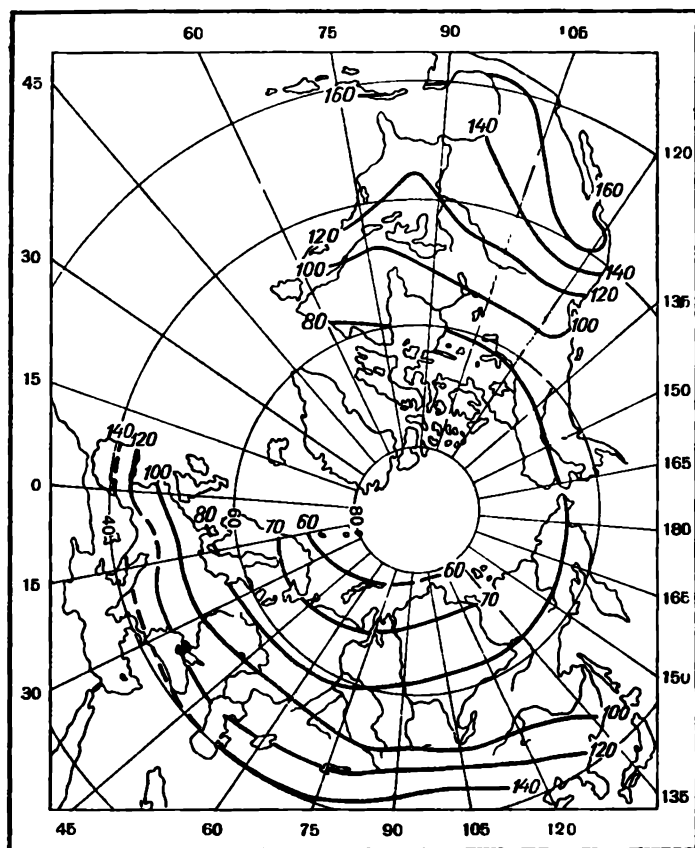


Рис. 61. Суммарная радиация за год ( $\text{ккал/см}^2$ ).

диации с широтой — кривой А. Для сравнения действительных значений суммарной радиации с приходом тепла на верхнюю границу атмосферы на том же рисунке приведена кривая Б, характеризующая широтное распределение приходящей радиации на границе атмосферы.

Вместе с тем из табл. 33 видно, насколько велика доля рассеянной радиации в общем приходе солнечной энергии. На севере приход рассеянной радиации в среднегодовом выводе мо-

жет почти в два с половиной раза (244%) превосходить приток посредством прямой радиации.

Имея данные о величине сумм суммарной радиации, можно картографически представить ее распределение по некоторой более или менее обширной территории за отдельные сезоны и в среднем за год.

Приведем в качестве примера карту для годового распределения суммарной радиации на территории суши внетропических широт северного полушария (рис. 61). Числа, стоящие у концов изолиний этой карты, дают суммарную радиацию в килокалориях за год на  $1 \text{ см}^2$  горизонтальной поверхности. Как видно на карте, величины суммарной радиации возрастают примерно от  $60 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  на крайнем севере до  $140 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  на юге, в районе Средиземного моря, Средней Азии, Монголии и даже до  $160 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  в Америке. На континенте Евразии изолинии имеют по преимуществу широтный ход.

## Глава 10

### ДЛИННОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И АТМОСФЕРЫ. РАДИАЦИОННЫЙ БАЛАНС

Наряду с теми потоками коротковолновой радиации, которые были рассмотрены в предыдущей главе, атмосфера пронизывается потоками длинноволновой радиации, излучаемой как земной поверхностью, так и атмосферой.

Если прямая и рассеянная коротковолновая радиация является практически единственным источником энергии для земного шара, то посредством длинноволнового излучения земная поверхность и атмосфера теряют тепло в мировое пространство. Кроме того, в результате длинноволнового излучения происходит обмен тепла между земной поверхностью и атмосферой.

Эта тепловая длинноволновая радиация и будет рассмотрена в настоящей главе.

#### § 1. Радиационные свойства различных участков земной поверхности и атмосферы

Каждый участок земной поверхности и каждый объем воздуха, имея температуру, отличную от абсолютного нуля, излучают тепловую радиацию.

При тех температурах, которые встречаются на земной поверхности в атмосфере (примерно от  $200$  до  $330^\circ \text{ абс.}$ ), подавляющая часть (до 99%) абсолютно черного излучения заключена

в пределах 4—40  $\mu$ . Инфракрасное излучение, локализованное в этой области спектра, и составляет длинноволновую радиацию земли и атмосферы.

Полный поток излучения абсолютно черного тела можно вычислить по формуле  $E = \delta T^4$  кал/см<sup>2</sup>·мин. Этот поток достигает значений, сравнимых с величинами потока прямой солнечной радиации на горизонтальную поверхность  $S'$ . Так, при  $T = 273^\circ \text{К}$  ( $0^\circ \text{С}$ )  $E = 0,453$  кал/см<sup>2</sup>·мин; с повышением температуры до  $300^\circ$  поток увеличивается до значения 0,660 кал/см<sup>2</sup>·мин.

Необходимо, однако, сразу же отметить, что ни земную поверхность, ни атмосферу нельзя рассматривать как абсолютно черные излучатели. Исследование спектров длинноволновой радиации различных веществ и покровов, составляющих земную поверхность, показало, что с вполне достаточной степенью точности земную поверхность можно считать «серым телом», т. е. принять, что длинноволновое излучение земной поверхности во всех длинах волн отличается на один и тот же множитель от абсолютно черного излучения при той же температуре. Таким образом, формула Стефана — Больцмана может быть записана применительно к земной поверхности в таком виде:

$$E_z = \delta_z \sigma T^4, \quad (1)$$

где  $E_z$  — поток излучения земной поверхности,  $\delta_z$  — относительная излучательная способность земной поверхности.

Лабораторные исследования и измерения в естественных условиях показали, что для различных естественных покровов  $\delta_z$  изменяется примерно от 0,85 до 0,99 и в качестве среднего можно принять значение  $\delta_z = 0,95$ . Наибольшей излучательной, а следовательно, и поглощательной способностью ( $\delta_z = 0,99$ ) обладает свежеснеженный чистый снег, который в рассматриваемой длинноволновой области спектра практически можно считать абсолютно черным излучателем.

Вопрос об излучении и поглощении радиации в атмосфере значительно более сложен. Как указано в § 3 гл. 8, спектр поглощения атмосферы в рассматриваемой инфракрасной области спектра весьма сложен и определяется содержанием и поглощательной способностью водяного пара, углекислого газа, озона и других (второстепенных) компонентов атмосферы.

Выяснению общих закономерностей поглощения радиации в атмосфере посвящено большое число теоретических исследований. Обычно для характеристики поглощения длинноволновой радиации произвольным слоем атмосферы применяют функцию поглощения (см. § 2 гл. 7)

$$A_0(w) = \frac{I(0) - I(w)}{I(0)} = 1 - \frac{I(w)}{I(0)} \quad (2)$$

и связанную с ней функцию пропускания

$$P_w = \frac{I(w)}{I(0)} = 1 - A(w), \quad (3)$$

где  $I(0)$  — интенсивность радиации, вступающей в некоторый слой,  $w$  — масса поглощающего вещества, а  $I(w)$  — интенсивность радиации после прохождения слоя.

Усилия исследователей направлены на установление вида функции поглощения. Однако эта задача весьма трудная, что определяется сложностью спектра поглощения, образованного рядом полос и линий поглощения, многие из которых накладываются одна на другую. Кроме того, следует учесть, что монохроматическое излучение (поглощение) практически никогда не наблюдается. Оно всегда происходит в некоторой узкой области спектра, образующей спектральную линию излучения, имеющую определенный контур и внутри которой коэффициент поглощения зависит от длины волны  $\lambda$ . Следовательно, применение соотношения  $I(w) = I(0)e^{-kw}$  для определения поглощения во всей линии в предположении, что  $k$  не зависит от длины волны, вызывает возражения. Эльзассер показал, что поглощение радиации при наличии отдельной спектральной линии может быть принято пропорциональным корню квадратному из массы поглощающего вещества, пройденной радиацией, т. е.

$$A = c' \sqrt{w}, \quad (4)$$

где  $c'$  — величина постоянная для данной линии.

Этот закон «квадратного корня» и был применен многими авторами для расчета поглощения. Вывод Эльзассера может быть обобщен и на случай, когда поглощение обусловлено рядом неперекрывающихся линий. Но так как реальные полосы поглощения в атмосфере имеют гораздо более сложную структуру и состоят из перекрывающихся линий, то теоретический расчет поглощения в атмосфере может быть выполнен только лишь при некоторой схематизации структуры полос.

В практике расчетов наиболее часто применяется предложенная Эльзассером модель полосы, состоящей из системы равноотстоящих одна от другой линий одинаковой интенсивности (рис. 62). Для такого схематизированного спектра Эльзассер представил функцию поглощения формулой  $A = \Phi \left( \sqrt{\frac{lw}{2}} \right)$ ,

где  $\Phi$  — интеграл вероятности ошибок от параметра  $\sqrt{\frac{lw}{2}}$ .

В этом выражении  $l = \frac{2\pi\alpha s}{d^2}$ , по Эльзассеру, так называемый обобщенный коэффициент поглощения полосы, причем  $\alpha$  — полуширина линии поглощения,  $d$  — расстояние между линиями,

составляющими рассматриваемую схематизированную полосу  $s$  — общая интенсивность линии и, наконец,  $w$  — масса поглощающего излучение вещества. Однако такая модель полосы поглощения является весьма искусственной.

Другой прием схематизации основан на статистической модели полосы поглощения в предположении, что распределение интенсивностей и положения отдельных линий является случайным. Такой подход применяли Р. Гуди, У. Годсон, Л. Каплан и другие иностранные ученые. Однако полученные в результате исследований функции пропускания оказываются весьма сложными и, кроме того, требуют определения ряда величин, в настоящее время еще плохо известных.

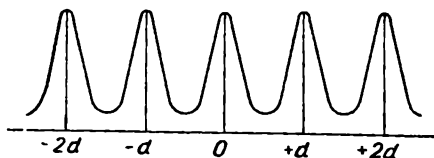


Рис. 62. Схематизированная полоса поглощения.

В связи с этим используются более простые методы, основанные на эмпирической схематизации поглощения в атмосфере. Чаще всего для описания поглощения длинноволнового излучения в атмосфере применяется экспоненциальная функция поглощения, для чего весь инфракрасный спектр разбивается на большое число (до 40) отдельных узких спектральных участков, в каждом из которых коэффициент поглощения имеет примерно одинаковое значение и в пределах участка принимается не зависящим от длины волны. Поглощение описывается экспоненциальной функцией  $I = I_0 e^{-k_j w}$ , где коэффициент поглощения  $k_j$  для каждого участка определяется из соотношения  $k_j = \frac{1}{w} \ln \frac{I_0}{I}$ . Если число участков равно  $n$  и на производный  $j$ -тый участок приходится  $p_j$ -тая доля первоначально падающего на слой потока лучистой энергии, то интегральная функция поглощения может быть записана в следующем виде:

$$A = 1 - \sum_{j=1}^n p_j e^{-k_j w}. \quad (4')$$

Такая схематизация инфракрасного спектра осуществлялась различными авторами по-разному, причем наибольшее внимание уделялось главнейшему поглощающему компоненту атмосферы — водяному пару. Учет влияния углекислого газа и озона осуществлялся либо отдельно, либо введением соответствующих поправок, причем если влиянием озона ввиду его малости (порядка 2—3%) можно пренебречь, то для углекислого газа этого делать нельзя.



В схематизации, предложенной К. Я. Кондратьевым, весь спектр водяного пара разбит на участки, составляющие четыре группы, для которых приняты следующие средние коэффициенты поглощения (в  $\text{см}^2/\text{г}$ ):  $k_1=0,10$ ,  $k_2=1,14$ ,  $k_3=1,96$ ,  $k_4=1,14$ , в связи с чем интегральная функция поглощения записывается им в виде

$$A = 1 - \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 e^{-k_j \omega}.$$

Эта упрощенная функция поглощения и может быть использована для всех приближенных расчетов.

Следовательно, функцию поглощения длинноволнового излучения водяным паром можно представить двояким образом: либо в виде (4), либо в виде (4'), причем, по-видимому, экспоненциальный закон (4') является более общим.

Все изложенное выше относится к направленной радиации, между тем как потоки излучения в атмосфере являются диффузными, что и необходимо учесть. При условии монохроматического излучения, когда ослабление радиации определяется соотношением  $J_\lambda = J_{0,\lambda} e^{-k_\lambda \omega \sec \vartheta}$ , где  $\vartheta$  — угол, характеризующий направление распространения радиации, пропускание потока диффузной радиации эквивалентно пропусканию направленной радиации при том же значении  $\omega$ , но при  $\sec \vartheta = 1,66$  ( $\vartheta = 53^\circ$ ). Тогда функция пропускания монохроматической диффузной радиации может быть определена в виде  $P_\lambda = 1 - A J_\lambda = e^{-1,66 k_\lambda \omega}$ .

Ввиду сложности расчетов по теоретическим формулам на практике для расчета излучения (поглощения) атмосферы пользуются эмпирическими формулами и так называемыми радиационными диаграммами (о них см. ниже).

## § 2. Приближенные уравнения переноса лучистой энергии

Между телами, разделенными поглощающей, рассеивающей и излучающей средой, обычно имеет место лучистый теплообмен. Расчеты его в общем случае представляют большую сложность, но они несколько упрощаются при переносе теплового излучения в атмосфере, так как тогда можно пренебречь рассеянием, а также диффузностью излучения.

Рассмотрим в соответствии со сказанным монохроматические потоки длинноволновой радиации, направленные вниз и вверх от некоторого уровня. Обозначим нисходящий поток через  $G_\lambda$ , а восходящий через  $U_\lambda$ . Ряд авторов показали, что, рассматривая лишь распространение радиации в направлении вертикали и, следовательно, пренебрегая диффузностью радиации, последнюю можно приближенно учесть, как указано выше, увеличением коэффициента поглощения в 1,66 раза.

Рассмотрим потоки радиации, входящие и выходящие из элементарного слоя атмосферы толщиной  $dz$ . Эти потоки изображены на рис. 63 (ось  $z$  на рисунке направлена снизу вверх). Получим сначала уравнение переноса для потока  $G_\lambda$ . Вследствие поглощения при прохождении слоя  $dz$  поток  $G_\lambda$  ослабляется на величину  $k_\lambda \rho G_\lambda dz$ , где  $\rho$  — плотность поглощающего излучения вещества и, следовательно, в направлении положительной оси  $z$  поток увеличивается на ту же величину. Поток  $G_\lambda$ , проходя через слой  $dz$ , увеличивается в направлении, противоположном оси  $z$ , на величину, равную излучению этого слоя, т. е. на  $e_\lambda \rho dz$ , где через  $e_\lambda$  обозначена спектральная излучательная способность рассматриваемого слоя. Таким образом, в результате имеем

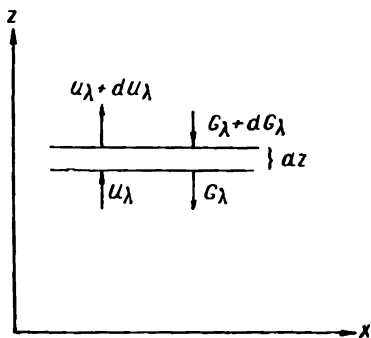


Рис. 63.

$$dG_\lambda = k_\lambda \rho G_\lambda dz - e_\lambda \rho dz. \quad (5)$$

Предполагая выполнимость закона Кирхгофа, т. е. полагая  $e_\lambda = k_\lambda E_\lambda$  и вводя  $dm = \rho dz$ , получим

$$\frac{dG_\lambda}{dm} = k_\lambda (G_\lambda - E_\lambda). \quad (6)$$

Для потока  $U_\lambda$ , рассуждая подобным же образом, найдем

$$\frac{dU_\lambda}{dm} = k_\lambda (E_\lambda - U_\lambda). \quad (7)$$

Итак, получены приближенные уравнения переноса лучистой энергии для случая монохроматической длинноволновой радиации.

Уравнения (6) и (7) дают возможность вычислить поток монохроматического излучения в атмосфере при заданном распределении по высоте температуры и плотности поглощающего вещества (водяного пара). Из сказанного в предыдущем параграфе следует, что эти уравнения не могут быть переписаны применительно к полным потокам  $G = \sum_{(\lambda)} G_\lambda$  и  $U = \sum_{(\lambda)} U_\lambda$ , где суммирование производится по всем длинам волн. Полные потоки могут быть получены путем интегрирования приведенных уравнений по соответствующей области спектра. Однако весьма сложный спектр поглощения водяного пара может быть значительно упрощен, если разделить его на ряд групп спектральных интервалов, в которых коэффициенты поглощения сравнительно

мало меняются и, следовательно, могут быть осреднены. Используя изложенную в предыдущем параграфе схематизацию поглощения (по К. Я. Кондратьеву), получим, очевидно, вместо двух уравнений (6) и (7), четыре пары подобного рода уравнений. Эти уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{dG_j}{dm} &= k_j (G_j - p_i E), \\ \frac{dU_j}{dm} &= k_j (p_i E - U).\end{aligned}\quad (8)$$

Здесь  $j=1, 2, 3, 4$ , а  $p_j$  — та доля излучения черного тела, которая приходится на  $j$ -тый участок спектра с коэффициентом поглощения  $k_j$ . При этом полные потоки будут равны  $G = \sum_{j=1}^4 G_j$  и  $U = \sum_{j=1}^4 U_j$ .

Приведенные уравнения могут быть использованы для решения вопроса о переносе длинноволновой радиации в атмосфере при заданном распределении по высоте температуры и плотности поглощающего вещества. Так, приняв линейный закон изменения температуры с высотой и распределения плотности водяного пара по экспоненту, можно получить формулы для расчета лучистых потоков на любом уровне в атмосфере.

Громоздкость численных методов расчета потоков длинноволновой радиации в атмосфере побудила исследователей этого вопроса к созданию графических приемов. На основе приведенных выше уравнений переноса радиации построены номограммы, которые получили название радиационных диаграмм. С их помощью можно по известному из наблюдений распределению температуры и влажности в атмосфере вычислить потоки длинноволновой радиации и лучистый теплообмен на различных уровнях.

Существует несколько типов радиационных номограмм. Из них наиболее общей является диаграмма А. А. Дмитриева. Однако она не учитывает влияния поглощения и излучения длинноволновой радиации углекислым газом (предлагается только вводить соответствующие поправки). Вместе с тем и количественные характеристики поглощения, положенные в основу построения этой номограммы, несколько устарели.

В настоящее время одной из наиболее совершенных и удобных для практического использования является номограмма Ф. Н. Шехтер, построенная с учетом поглощения и излучения как водяным паром, так и углекислым газом. Указанные номограммы широко используются в СССР. Иностранные исследователи для расчетов применяют номограммы Р. Мюгге и Ф. Мёллера, а также В. Эльзассера.

Отметим, что точность расчета по всем упомянутым номограммам примерно одинакова и удовлетворительна для решения большинства практических задач. Это подтверждается и экспериментальными данными: проведенные в последнее время В. Г. Кастровым и С. С. Гайгеровым измерения эффективного излучения на аэростатах хорошо совпадают с данными расчета по номограмме Ф. Н. Шехтер.

В заключение приведем табл. 34, в которой даны результаты теоретического расчета К. Я. Кондратьева потоков длинноволновой радиации на различных уровнях в безоблачной атмосфере (в  $\text{кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot 10^{-4}$ ). Расчет выполнен в предположении, что абсолютная влажность составляет у земной поверхности  $7 \text{ г/м}^3$  и экспоненциально убывает с высотой, а вертикальный градиент температуры в тропосфере (до  $11 \text{ км}$ ) постоянен и равен  $6^\circ/\text{км}$  при  $T=290^\circ$ . Через  $F$  обозначена разность потоков  $U$  и  $G$  ( $F=U-G$ ).

Таблица 34

Измерение потоков длинноволновой радиации ( $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ ) в атмосфере с высотой

Потоки	$\frac{z-z_0}{10^{-4}} \text{ см}$	Высота $z$ см					
		$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$10^4$	$10^5$	$2 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$
$G$	0,483	0,483	0,476	0,472	0,423	0,349	0,021
$U$	0,574	0,574	0,571	0,569	0,544	0,519	0,392
$F=U-G$	0,091	0,091	0,095	0,097	0,121	0,170	0,371
$\frac{dF}{dz}$	$4,6 \cdot 10^{-7}$	$4,6 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$

Согласно данным табл. 34, суммарные потоки  $G$  и  $U$  убывают с высотой, что является естественным следствием убывания температуры воздуха с высотой. Наоборот, разность потоков  $U$  и  $G$ , так называемый эффективный поток  $F$ , почти по всей тропосфере возрастает с высотой. Расчеты показывают, что в среднем величина суммарного эффективного потока  $F$  практически линейно возрастает с высотой в пределах всей атмосферы.

В последней строке таблицы приведены значения  $\frac{dF}{dz}$ . Эта величина представляет не что иное, как количество радиации, поглощенной  $1 \text{ см}^3$  воздуха. Приток тепла в данной схеме расчета при линейном падении температуры с высотой всюду поло-

жителен; при ином законе изменения температуры (например, при логарифмическом) он может быть в некотором слое и отрицательным.

На потоки длинноволновой радиации в атмосфере большое влияние оказывает облачность, особенно сплошная, нижнего яруса. При наличии облачности заметно увеличивается нисходящий поток радиации  $G$  и, следовательно, уменьшается эффективный поток  $F$ . Выше облаков перенос радиации, наоборот, усиливается. С радиационным выхолаживанием верхней поверхности облака связано, как увидим далее, образование надоблачных инверсий. Количественно учесть влияние сплошной облачности на изменение потоков длинноволновой радиации можно сравнительно просто. Что же касается облачности, не покрывающей всего небесного свода и расположенной на разных высотах, то количественный учет ее влияния гораздо сложнее.

### § 3. Излучение земной поверхности и противоизлучение атмосферы. Эффективное излучение

Разность собственного излучения подстилающей поверхности и поглощенной части противоизлучения атмосферы называют *эффективным излучением подстилающей поверхности*.

Результаты вычислений по формуле

$$E_s = \delta \sigma T_s^4 \quad (9)$$

дают поток собственного излучения земной поверхности, которое в значительной мере поглощается в атмосфере. Атмосфера в свою очередь излучает длинноволновую радиацию. Суммарный нисходящий поток на уровне земной поверхности представляет собой *противоизлучение атмосферы*

$$E_a = G_{z=0} = G_0. \quad (10)$$

Заметим, что направленный вверх поток теплового излучения на верхней границе атмосферы называют *уходящим излучением*  $F_\infty$ .

Обозначая величину эффективного излучения через  $F_0$ , имеем

$$F_0 = E_s - \delta E_a. \quad (11)$$

В соответствии с более низкими температурами в атмосфере по сравнению с температурой земной поверхности поглощенная последней часть противоизлучения  $E_a$  лишь в некоторых исключительных случаях (при инверсиях и облаках) может превышать собственное излучение земли  $E_s$ . Поэтому обычно  $E_s > E_a$ , и эффективное излучение почти всегда характеризует то количество тепла, которое подстилающая поверхность теряет вследствие излучения. Таким образом, эффективное излучение представляет

разность двух сравнительно больших величин: излучения земной поверхности и противоизлучения атмосферы.

Наблюдения над эффективным излучением проводятся уже на протяжении многих десятков лет. Однако малочисленность пунктов, в которых производятся эти наблюдения, а главное несовершенство применяющейся аппаратуры (ошибка измерений порядка 10—15%) делают полученный из наблюдений материал недостаточным и не всегда вполне надежным. К этому нужно добавить, что все приборы обычно измеряют излучение черной поверхности самого прибора, а не земной поверхности. Наконец, трудности, связанные с устранением падающей на прибор коротковолновой радиации при измерении длинноволновой радиации  $E_a$ , являются причиной того, что измерения эффективного излучения производились до недавнего времени только в ночные часы. Однако не следует забывать, что эффективное излучение происходит в течение суток.

На основании наблюдений установлено, что на величину эффективного излучения сильно влияют изменяющиеся метеорологические условия. Главными из них являются: облачность, температура и абсолютная влажность приземного слоя воздуха, а также разность температур подстилающей поверхности и воздуха.

Наиболее простые соотношения, позволяющие получить общие представления о величине  $F_0$ , дают, естественно, наблюдения при безоблачном небе. В среднем величина эффективного излучения  $F_0$  в ясные дни и ночные часы в разных пунктах земной поверхности изменяется в пределах 0,10—0,20 кал/см<sup>2</sup>·мин и, например, в Павловске составляет около 0,125 кал/см<sup>2</sup>·мин.

В суточном ходе эффективное излучение в соответствии с ходом температуры монотонно уменьшается от момента захода солнца до момента восхода, после чего увеличивается к полудню и достигает максимума в период 12—14 час. по местному времени, после чего вновь убывает к заходу солнца. Максимальные значения в дневные часы достигают величины около 0,3—0,4 кал/см<sup>2</sup>·мин.

Что касается противоизлучения атмосферы, то чаще всего его значения при безоблачном небе составляют около 0,4—0,5 кал/см<sup>2</sup>·мин, достигая в некоторых случаях примерно 0,6—0,7 кал/см<sup>2</sup>·мин. Оно также обладает сравнительно простым ходом, характеризующимся убыванием в течение ночи до момента восхода солнца с последующим увеличением в полуденное время до максимума, который наступает спустя некоторое время после полудня.

Годовой ход эффективного излучения в разных пунктах оказывается различным и зачастую достаточно сложным, причиной чего являются изменения общего содержания водяного пара в атмосфере и вертикального распределения температуры.

Существенно влияет на величину эффективного излучения содержание водяного пара и облачность. О влиянии содержания водяного пара можно судить на основании рис. 64, составленного по данным наблюдений в Павловске. Он показывает, что с увеличением упругости водяного пара величина эффективного излучения уменьшается. Влияние облачности проявляется в том, что при ее наличии эффективное излучение уменьшается, а про-

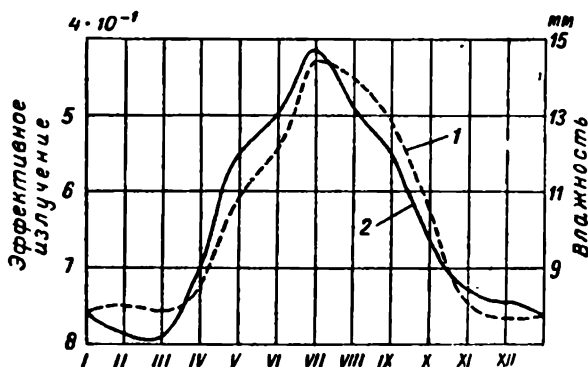


Рис. 64. Соотношение между упругостью водяного пара (1) и эффективным излучением (2).

тивоизлучение возрастает. В средних выводах эффективное излучение при безоблачном небе превосходит эффективное излучение при наличии облачности на 16—18%, а противоишлучение облачного неба превосходит противоишлучение безоблачного неба в среднем на 22%. Причина влияния облаков заключается в том, что они являются мощным источником излучения. Степень этого влияния зависит от количества и типа облаков, что можно видеть из табл. 35 и 36.

Таблица 35

Облака	$F_0$ кал/см² · мин
Отсутствуют . . . . .	0,147
Перистые . . . . .	0,124
Высоко-кучевые . . . . .	0,047
Низкие . . . . .	0,041

Таблица 36

Облачность в баллах . . . . .	0	1	2—4	5—6	7	8	9	10
$F_0$ кал/см² · мин . . . . .	0,144	0,140	0,132	0,105	0,090	0,083	0,046	0,021

Ряд авторов предложили эмпирические формулы для учета влияния облачности на эффективное излучение (см. следующий параграф).

Так же, как и облачность, на  $F_0$  влияет наличие в атмосфере пыли, дыма и мглы. Происходящее при этом уменьшение  $F_0$  может, по данным наблюдений, достигать иногда 70—80%. Это обстоятельство, в частности, широко используется для защиты растений от заморозков путем задымления атмосферы над защищаемым участком.

#### § 4. Методы расчета эффективного излучения

Недостаточность наблюдений над эффективным излучением и сложность расчета по теоретическим формулам уже давно побудила исследователей предложить эмпирические формулы для расчета эффективного излучения. Из всех этих эмпирических формул широкое применение получили формулы, предложенные А. Ангстремом и Д. Брентом. Они основаны на использовании тесной связи, установленной наблюдениями, между величиной эффективного излучения  $F_0$  при безоблачном небе и влажностью воздуха.

Формула для эффективного излучения, предложенная Ангстремом, имеет вид для безоблачного неба

$$F_0 = \sigma T^4 (A + B e^{-C e}) \quad (12)$$

и для противоизлучения атмосферы

$$E_a = \sigma T^4 (A_1 - B e^{-C e}), \quad (13)$$

где  $A_1 = 1 - A$ .

В этих формулах  $\sigma$  — постоянная излучения,  $T$  и  $e$  — температура воздуха и упругость водяного пара (миллиметры) вблизи земной поверхности (на высоте метеорологической будки — 1,5—2,0 м),  $A$ ,  $B$  и  $C$  — эмпирические коэффициенты, определяемые из наблюдений или путем расчетов. Эти коэффициенты, по данным разных авторов, несколько различны, но чаще всего используются следующие их значения:  $A=0,194$ ,  $B=0,236$  и  $C=0,069$ . Более точными являются, по-видимому, значения, предложенные Х. Больцем и Г. Фалькенбергом, а именно:  $A=0,180$ ,  $B=0,250$  и  $C=0,126$ .

Аналогичные формулы Брента имеют вид для эффективного излучения

$$F_0 = \sigma T^4 (a - b \sqrt{e}) \quad (14)$$

и для противоизлучения

$$E_a = \sigma T^4 (a_1 + b \sqrt{e}), \quad (15)$$

где  $a_1 = 1 - a$ , причем эмпирически найденные значения коэффициентов  $a$  и  $b$  также достаточно изменчивы (пределы изменений для  $a$  составляют 0,34—0,66, а для  $b$  — 0,33—0,127).



Приведенные формулы не учитывают отличия земной поверхности от черного тела и существенного влияния облачности, поэтому было предложено ввести в формулу (16) поправочный множитель  $(1 - cn)$  и  $\delta$ , записав ее в виде

$$F_0 = \delta \sigma T^4 (A + B e^{-C_e}) (1 - cn). \quad (16)$$

Значение множителя  $c$  зависит не только от общей облачности, но также от формы и высоты облаков. Поэтому при расчете эффективного излучения следует учитывать дифференцированно облака различных ярусов. Так и поступали многие авторы, вводя в формулу (16) вместо множителя  $(1 - cn)$  более сложный множитель

$$[1 - (c_n n_n + c_{cp} n_{cp} + c_v n_v)],$$

где индексы «н», «ср», «в» означают, что соответствующие величины относятся к облачности нижнего, среднего и верхнего ярусов. Но чаще всего оценивается средняя степень всей облачности, и коэффициент  $c$  принимают равным 0,76.

Формулу (16) можно несколько уточнить посредством простых преобразований. Тогда

$$F_0 = \delta [\sigma T^4 (A + B e^{-C_e}) + \sigma (T_0^4 - T^4)] (1 - 0,76 n), \quad (17)$$

где  $T_0$  — температура подстилающей поверхности.

В этом виде формула учитывает влияние на величину эффективного излучения чрезвычайно сильного изменения («скачка») температуры в слое от уровня земной поверхности до уровня, на котором измерена температура воздуха  $T$ . Однако и формула (17), имея статистический характер, применима для оценки лишь некоторых средних условий.

С большей точностью, чем по эмпирическим формулам, расчеты эффективного излучения могут быть выполнены с помощью указанных выше радиационных номограмм при наличии данных аэрологических зондирований.

При решении ряда практических вопросов существенно знать, как распределяется интенсивность эффективного излучения и противоизлучения по различным направлениям. Это также можно оценить путем расчетов с помощью радиационных номограмм или эмпирических формул. Из последних долгое время применялась формула Линке

$$f_\theta = f_0 \cos^r \theta, \quad (18)$$

где  $f_\theta$  и  $f_0$  — соответственно интенсивность эффективного излучения в направлении зенитного угла  $\theta$  и зенита, а показатель степени  $r$  зависит от упругости водяного пара у земной поверхности. По Линке, в среднем  $r = 0,3$  (что соответствует  $e = 5,4$  мм).

Теоретически исследуя этот вопрос, К. Я. Кондратьев получил выражение, связывающее интенсивность эффективного излучения  $f_{\theta}$  в направлении зенитного угла  $\theta$  и зенита  $f_0$ . Для приближенных расчетов это соотношение можно написать в виде

$$f_{\theta} = f_0 e^{-k w_{\infty} (\sec \theta - 1)}, \quad (19)$$

где  $k=0,144$  — численный коэффициент, представляющий собой средний коэффициент прозрачности, а  $w_{\infty}$  — масса водяного пара в вертикальном столбе воздуха единичного сечения ( $1 \text{ см}^2$ ), выраженная в граммах.

Наблюдения, правда, еще очень немногочисленные, подтверждают зависимость эффективного излучения от направления.

Приобретая тепло вследствие поглощения прямой и рассеянной радиации, земная поверхность одновременно отдает его посредством эффективного излучения. В табл. 37 приведены данные, характеризующие годовой ход суточных сумм эффективного излучения при безоблачном небе ( $\text{кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$ ) для трех пунктов СССР, а в табл. 38 — данные, характеризующие годовой ход средних месячных сумм эффективного излучения ( $\text{ккал/см}^2 \cdot \text{месяц}$ ) при безоблачном небе  $\Sigma F_0$  и средних условиях облачности  $\Sigma F_{\text{обл.}}$ .

Таблица 37

Годовой ход суточных сумм эффективного излучения при безоблачном небе ( $\text{кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$ )

Пункт	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Якутск . . . . .	180	158	181	180	207	192	190	160	160	192	128	122
Павловск . . . . .	144	148	180	219	209	202	202	184	171	168	174	173
Карадаг (Крым)	235	233	242	230	204	202	222	209	219	252	248	228

Из данных табл. 37 и 38 видно, что всюду (с некоторым различием) суммы эффективного излучения при ясном небе значительно больше, чем при облачном; и те и другие вообще возрастают к югу. Численные месячные суммы заметно различны в разных пунктах, и их годовой ход достаточно сложен. Расчеты географических изменений средних сумм эффективного излучения показали, что они выражены довольно слабо. Наибольшие годовые суммы наблюдаются в тропических пустынях. Вблизи самого экватора как на суше, так и на море эффективное излучение понижено (около  $30 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ ); с ростом широты оно возрастает до  $40\text{—}50 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  около широты  $60^\circ$ , а затем снова уменьшается.

Годовой ход средних месячных сумм эффективного излучения  
(ккал/см<sup>2</sup> · месяц)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Якутск													
$\Sigma F_0$	5,6	4,4	5,6	5,4	6,4	5,8	5,9	5,0	4,8	6,0	3,8	3,8	61,5
$\Sigma F_{обл}$	4,2	3,7	4,6	3,9	3,8	3,9	3,5	3,3	3,4	3,3	2,7	2,7	43,0
Павловск													
$\Sigma F_0$	4,5	4,1	5,6	6,8	6,7	6,1	6,5	5,9	5,2	5,2	5,2	5,0	66,8
$\Sigma F_{обл}$	2,0	1,8	3,2	3,8	4,0	3,9	4,2	3,5	2,9	2,4	2,0	2,0	35,7
Карадаг													
$\Sigma F_0$	6,3	6,5	7,5	6,9	6,3	6,1	6,9	6,5	6,6	7,8	7,4	7,1	82,9
$\Sigma F_{обл}$	3,7	3,7	5,0	4,6	4,9	4,9	6,0	5,3	5,3	5,1	4,2	3,9	56,6
Ташкент													
$\Sigma F_0$	4,7	5,2	6,2	6,4	6,8	7,3	7,0	7,1	6,9	6,3	5,8	5,3	75,1
$\Sigma F_{обл}$	3,2	3,4	4,0	4,5	4,7	6,1	6,4	6,8	6,5	5,4	4,5	3,4	58,9

## § 5. Радиационный баланс

Радиационным балансом называют приходо-расход лучистой энергии, поглощаемой и излучаемой земной поверхностью, атмосферой или системой земля — атмосфера за различные промежутки времени (минута, сутки, месяц, год).

Рассмотрим прежде всего радиационный баланс земной поверхности  $R$ , причем сразу же заметим, что в действительности всегда изучается радиационный баланс не поверхности, а некоторого деятельного слоя, толщина которого может изменяться в довольно широких пределах.

Приходящую часть радиационного баланса  $R$  составляют: прямая и рассеянная солнечная радиация, а также противоизлучение атмосферы, поглощенные поверхностью. Расходную же часть определяет собственное тепловое излучение земной поверхности. Обозначив через  $A$  альбедо земной поверхности, а через  $\delta$  ее поглощательную способность, можем написать уравнение радиационного баланса в виде

$$R = (Q + q)(1 - A) + \delta E_a - E_z, \quad (20)$$

где  $Q$  и  $q$  — потоки (или суммы) приходящей прямой и рассеянной радиации,  $E_a$  и  $E_z$  — потоки (или суммы) противоизлучения атмосферы и собственного излучения земной поверхности.

Так как  $E_s - \delta E_a = F_0$  — эффективное излучение (поток или сумма) подстилающей поверхности, то

$$R = (Q + q)(1 - A) - F_0. \quad (21)$$

Радиационный баланс может быть определен либо путем отдельного определения из наблюдений отдельных его составляющих, либо с помощью так называемых балансомеров; для нахождения  $R$  пользуются также расчетными методами.

Из сказанного ранее о зависимости отдельных составляющих радиационного баланса от ряда факторов следует, что он также подвержен сильным изменениям. На величине радиационного баланса особенно может сказаться характер и состояние земной поверхности, мутность атмосферы, содержание в ней водяного пара, облачность и пр.

Радиационный баланс может быть как положительным, если приход тепла превышает расход, так и отрицательным, в обратном случае. В суточном ходе баланс обычно бывает положительным в дневное время и отрицательным ночью.

В качестве примера приведем на рис. 65 результаты наблюдений над суточным ходом радиационного баланса и всех его составляющих в безоблачный день (6/IX 1945 г.) в пустынной местности близ Ташкента.

Как видно из этого рисунка, изменение радиационного баланса в разное время суток обуславливается прежде всего теми составляющими баланса, которые испытывают наибольшие колебания в это время. Так, днем радиационный баланс изменяется примерно параллельно с изменением прямой солнечной радиации. В ночные часы ход баланса совпадает с ходом эффективного излучения, которое изменяется мало, поэтому и радиационный баланс остается почти неизменным. Естественно, что как в дневные, так и в ночные часы суточный ход радиационного баланса может подвергаться сильным изменениям под влиянием облачности. Как правило, появление облачности всегда вызывает уменьшение абсолютных величин радиационного баланса, причем в летнее время происходит значительное уменьшение положительного суточного радиационного баланса. В зимнее же время облачность вызывает уменьшение отрицательного суточного баланса.

Переход от отрицательного баланса в ночные часы к положительному в дневное время и обратно в условиях ясного неба происходит при высотах солнца порядка  $10-15^\circ$ , а в условиях облачного неба — при несколько меньших высотах (даже меньших  $5^\circ$ ). Что касается радиационного баланса за сутки, то он может изменяться в очень широких пределах — от больших отрицательных значений в зимнее время до больших положительных значений летом.

Радиационный баланс снежного покрова обычно мало изменяется в течение суток и, как правило, при ясном небе отрицателен; это объясняется высоким альбедо снега и большим эффективным излучением снежного покрова. Интересно также отметить влияние орошения, которое значительно (в некоторых случаях на 60%) увеличивает радиационный баланс, так как

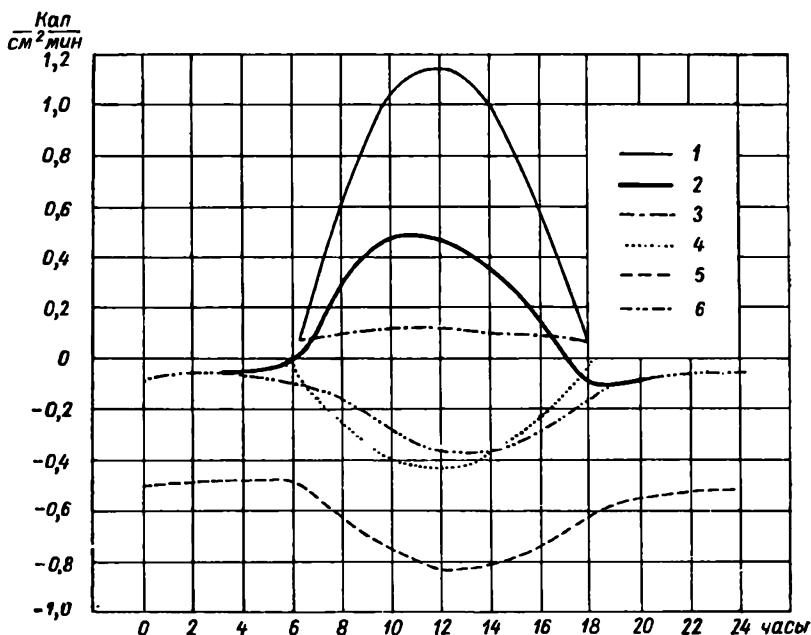


Рис. 65. Суточный ход составляющих радиационного баланса подстилающей поверхности. Арьсь, 6/IX 1945 г.

1 — прямая радиация, 2 — радиационный баланс, 3 — рассеянная радиация, 4 — отраженная радиация, 5 — излучение подстилающей поверхности, 6 — эффективное излучение.

в результате орошения имеет место уменьшение альбедо и температуры подстилающей поверхности.

Для характеристики годового хода радиационного баланса приведем рис. 66, на котором изображен его годовой ход для четырех пунктов, расположенных на различных широтах. Радиационный баланс, естественно, всюду положительный летом и отрицательный зимой, но годовой ход баланса несколько асимметричен по отношению к летнему времени, и его амплитуда возрастает от севера к югу.

Отрицательные значения баланса на севере в течение года наблюдаются более длительное время, чем на юге. Так, в бухте

Тихой положительный баланс отмечается только в течение четырех летних месяцев, в то время как в Саратове отрицательный баланс сохраняется только три месяца, а в Ташкенте — еще меньше.

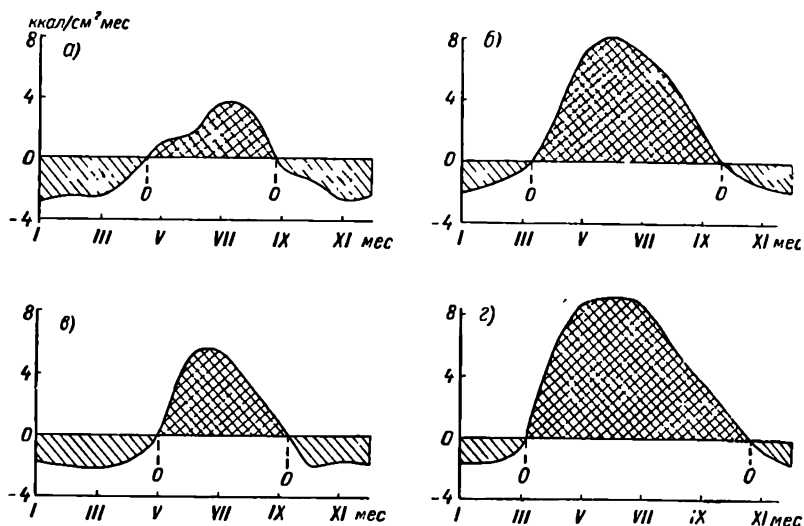


Рис. 66. Годовой ход радиационного баланса.

а — Бухта Тихая,  $\varphi=80^\circ$ , б — Бухта Тикси,  $\varphi=72^\circ$ , в — Ленинград,  $\varphi=60^\circ$ , г — Саратов,  $\varphi=51^\circ$ .

Что касается географического распределения годовых сумм радиационного баланса, то о нем можно судить по данным, приведенным в табл. 39, составленной М. И. Будыко на основании расчета.

Таблица 39  
Годовые суммы радиационного баланса земной поверхности ( $\text{kcal/cm}^2 \cdot \text{год}$ ), по М. И. Будыко

Широта	Радиационный баланс поверхности			Широта	Радиационный баланс поверхности		
	океанов	суши	всего полушария		океанов	суши	всего полушария
60—50°С	34	23	28	10—20°Ю	107	69	99
50—40	54	38	46	20—30	94	62	87
40—30	78	56	69	30—40	73	55	71
30—20	100	64	86	40—50	53	39	53
20—10	110	74	101	50—60	31	26	31
10—0	107	79	101	Земля	77	46	68
0—10°Ю	107	75	99	в целом			

Рассмотрение этой таблицы и более детальное изучение вопроса показывает, что годовые суммы закономерно возрастают с уменьшением широты, и на поверхности океанов распределение является примерно зональным, в то время как на суше оно несколько сложнее. Максимальные значения на поверхности земли ( $> 140 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ ) наблюдаются на севере Аравийского моря, а на суше (около  $100 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ ) — во влажных тропических областях.

В пределах Европейской территории СССР радиационный баланс в среднем за год изменяется от  $40\text{—}45 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  на юге, до  $5\text{—}10 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  на севере. Это изменение баланса от юга к северу происходит довольно равномерно, за исключением района около полярного круга, где наблюдается очень быстрое убывание баланса к северу.

Рассмотрим теперь радиационный баланс атмосферы и системы земля—атмосфера.

Приходную часть радиационного баланса атмосферы  $R_a$  составляют: поглощенная вертикальным столбом единичного сечения атмосферы прямая и рассеянная радиация  $q'$  и поглощенное атмосферой тепловое излучение подстилающей поверхности  $U_n$ . Расходную же часть определяют потери за счет теплового излучения атмосферы в направлении к земной поверхности  $\delta E_a$  и в мировое пространство  $U_\infty$ . Таким образом,

$$R_a = U_n + q' - \delta E_a - U_\infty. \quad (22)$$

Обозначая через  $P$  пропускательную способность атмосферы для теплового излучения, можно написать, что  $U_n = (1 - P)E_s$ , поэтому

$$R_a = E_s - PE_s + q' - \delta E_a - U_\infty. \quad (23)$$

Но  $E_s - \delta E_a = F_0$  — эффективное излучение подстилающей поверхности, а  $PE_s + U_\infty = F_\infty$  дает уходящее в мировое пространство излучение атмосферы и подстилающей поверхности. Учитывая это, имеем

$$R_a = F_0 - F_\infty + q'. \quad (24)$$

Радиационный баланс системы земля—атмосфера  $R_s$  может быть представлен как сумма радиационного баланса подстилающей поверхности  $R$  и радиационного баланса атмосферы  $R_a$ , что при учете (25) и (28) даст

$$R_s = R + R_a = (Q + q)(1 - A) + q' - F_\infty. \quad (25)$$

Приходной частью радиационного баланса является прямая и рассеянная радиация, поглощенная подстилающей поверхностью  $(Q + q)(1 - A)$  и атмосферой  $q'$ , а расходной частью — уходящее излучение  $F_\infty$ . Обратим внимание на то, что величины радиационного баланса атмосферы и системы земля — атмосфера

не могут быть непосредственно измерены и определяются только путем расчета.

Радиационный баланс системы земля—атмосфера может быть для отдельных пунктов и положительным, и отрицательным, однако для всего земного шара в целом этот баланс должен быть равен нулю, поскольку отсутствуют заметные откло-

нения теплового режима земного шара в целом от стационарного состояния. Отсюда следует, что так как радиационный баланс земной поверхности в целом является положительным ( $68 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ ), то радиационный баланс атмосферы оказывается таким же по величине, но отрицательным.

На рис. 67 изображен широтный ход поглощения солнечной радиации (кривая *а*) и уходящей длинноволновой (кривая *б*). Как видно, радиационный баланс системы земля — атмосфера в северном полушарии положителен в области от экватора до широты примерно  $30^\circ$ . К северу от этой широты радиационный баланс становится отрицательным. Очевидно, что следствием такого распределения радиационного баланса должен быть перенос тепла

в направлении от экватора к полюсу. В дополнение к рис. 67 в табл. 40 представлены результаты приближенных расчетов широтного распределения величин уходящего излучения в  $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ .

Таблица 40

Широтное распределение приходящей и уходящей радиации ( $\text{кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ )

$\varphi^\circ$	Приходящая радиация	Уходящая радиация	$\varphi^\circ$	Приходящая радиация	Уходящая радиация
0	0,339	0,271	50	0,232	0,277
10	0,334	0,282	60	0,193	0,272
20	0,320	0,284	70	0,160	0,260
30	0,297	0,284	80	0,144	0,252
40	0,267	0,282	90	0,140	0,252

Несмотря на ориентировочный характер расчетов радиационного баланса  $R_z$ , приведем в табл. 41 наиболее полные данные, характеризующие широтный ход суточных сумм



$(Q + q)(1 - A)$  кал/см<sup>2</sup>·сутки в среднем за год. Для всего земного шара радиационный баланс, по Н. А. Багрову, составляет 0,95 кал/см<sup>2</sup>·сутки. Следует отметить, что  $R_s$ , помимо изменений в зависимости от широты, также зависит и от долготы, но эта зависимость сложна и мало изучена.

Таблица 41

Распределение  $R_s$  по широтам (кал/см<sup>2</sup>·сутки), по Н. А. Багрову

Северное полушарие				Южное полушарие			
широта	$(Q + q)(1 - A)$	$F_{\infty}$	$R_s$	широта	$(Q + q)(1 - A)$	$F_{\infty}$	$R_s$
90—80	156	356	—200	0—10	518	425	93
80—70	184	357	—183	10—20	528	432	96
70—60	240	388	—148	20—30	491	430	61
60—50	294	403	—109	30—40	428	419	9
50—40	358	416	—58	40—50	361	410	—49
40—30	435	432	—3	50—60	278	396	—118
30—20	491	440	51	60—70	214	380	—166
20—10	518	438	80	70—80	171	266	—195
10—0	518	426	92	80—90	156	358	—202

Общая схема среднегодового радиационного баланса будет приведена дальше совместно со схемой теплового баланса Земли, для которого он является основным компонентом.

## ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ И ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

---

Основная часть солнечной радиации, как уже было сказано, поглощается земной поверхностью, которая сама является источником теплового излучения. Атмосфера, исключая ее верхние слои, за счет поглощения солнечной радиации нагревается незначительно и получает тепло в основном от земной поверхности. Между земной поверхностью и атмосферой, а также между отдельными слоями атмосферы постоянно происходит обмен тепла. В настоящем разделе рассматриваются основные черты процессов переноса тепла в атмосфере, а также теплового режима атмосферы и верхних слоев земной поверхности.

### *Глава II*

#### ТЕПЛООБМЕН В ВЕРХНИХ СЛОЯХ ПОЧВЫ И ВОД. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПОЧВЫ И ВОД

Тепловой режим земной поверхности определяется в первую очередь приходом и расходом лучистой энергии, который выражается уравнением радиационного баланса и зависит от количества поступающей радиации, величины альбедо и эффективного излучения. Тепло, поглощенное земной поверхностью, передается как прилегающим к ней слоям атмосферы, так и расположенным ниже слоям почвы или воды и определяет их температурный режим. Данные по температуре верхних слоев почвы имеют большое значение для суждения о температуре приземного слоя воздуха, непосредственно соприкасающегося с поверхностью почвы. Велико их и самостоятельное практическое значение для строительства и особенно для сельского хозяйства, так как в верхних слоях почвы располагается корневая система всех растений. В связи с этим вопрос о температуре почвы подробно излагался в курсах сельскохозяйственной метеорологии и климатологии. В настоящей главе рассматриваются лишь основные особенности распространения тепла в почве.

## § 1. Распространение тепла в почве

Основным механизмом, посредством которого осуществляется передача тепла в почве, является молекулярная теплопроводность.

Для того чтобы выявить главные черты явления теплопередачи в почве, предположим, что верхние слои почвы однородны и изотропны и что температура изменяется только с глубиной, оставаясь неизменной в горизонтальном направлении. Выделим в рассматриваемом слое почвы вертикальный цилиндр единичного сечения, верхнее основание которого (рис. 68) представит элементарную площадку земной поверхности. Направим ось  $z$  сверху вниз. Тогда на глубине  $z$  поток тепла  $B$  в почве через сечение  $CD$

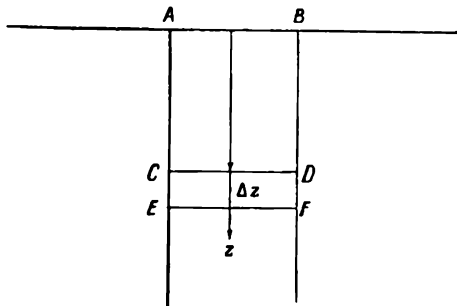


Рис. 68.

(т. е. количество тепла, проходящего в единицу времени через единицу поверхности по нормали к ней) в некоторый момент времени будет пропорционален вертикальному градиенту температуры почвы  $\frac{\partial \vartheta(zt)}{\partial z}$  и выразится в виде

$$B = -\lambda \frac{\partial \vartheta(zt)}{\partial z}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности почвы, который, как известно, численно равен количеству тепла, проходящему через  $1 \text{ см}^2$  поверхности в 1 сек. при вертикальном градиенте температуры  $1^\circ/\text{см}$ , т. е.  $\lambda$  имеет размерность  $\text{кал}/\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ .

Приток тепла к единице объема ( $1 \text{ см}^3$ ) почвы за единицу времени равен приращению потока с обратным знаком, т. е.

$-\frac{\partial B}{\partial z}$ ; что, учитывая (1), можно записать в виде

$$\frac{\partial B}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right).$$

Величина притока тепла также может быть представлена как изменение количества тепла в единице объема почвы за единицу времени, т. е. в виде  $c\rho \frac{\partial \vartheta}{\partial t}$ , где  $c$  — удельная теплоемкость, т. е. количество тепла, необходимое для нагревания  $1 \text{ см}^3$  почвы на  $1^\circ\text{C}$ , а  $\rho$  — плотность почвы; часто рассматривают объемную теплоемкость  $c_{об} = c\rho$ .

Имея в виду сказанное, получим  $\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) = c\rho \frac{\partial \vartheta}{\partial t}$ , откуда

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\lambda}{c\rho} \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) \approx \frac{\partial}{\partial z} \left( a \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right), \quad (2)$$

где  $a = \frac{\lambda}{c\rho} = \frac{\lambda}{c_{\text{об}}}$  — коэффициент теплопроводности.

Если  $\lambda$  и  $c_{\text{об}}$  с глубиной не изменяются, то последнее уравнение может быть представлено в виде

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2}. \quad (2')$$

Выведенное уравнение (2) является частным видом общего уравнения теплопроводности. В простейшем случае его решения, изученном Фурье, параметры  $c$ ,  $\rho$  и  $\lambda$  могут быть приняты постоянными и уравнение имеет вид (2'). Общее решение этого уравнения (уравнения Фурье) излагается в курсах математической физики.

Примем, что в первом приближении температура на поверхности почвы периодически изменяется во времени по закону, выражаемому простой гармонической функцией

$$\vartheta(0, t) = \vartheta_0 + A_0 \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad (3)$$

где  $\vartheta_0$  — среднее (среднесуточное или среднегодовое) значение температуры на поверхности почвы,  $T$  — период колебания (сутки или год),  $A_0$  — амплитуда колебания и  $t$  — время.

Далее примем, что на некоторой большой глубине (математически при  $z = \infty$ ) суточные или годовые колебания температуры уже прекращаются. Тогда при этих граничных условиях получим решение уравнения

$$\vartheta(z, t) = \vartheta_0 + A_0 e^{-z \sqrt{\frac{\pi}{aT}}} \sin \left[ \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{z}{2} \sqrt{\frac{T}{a\pi}} \right) \right]. \quad (4)$$

Подстановкой (4) в (2) и в граничное условие (3) можно убедиться в правильности решения.

Анализ соотношения (4) приводит к следующим выводам.

а) Температура почвы на разных глубинах испытывает периодические колебания того же периода  $T$ , что и температура на поверхности почвы; при этом, однако, амплитуда их с глубиной уменьшается по закону

$$A_z = A_0 e^{-z \sqrt{\frac{\pi}{aT}}}$$

или

$$\ln A_z = \ln A_0 = -z \sqrt{\frac{\pi}{aT}}, \quad (5)$$

т. е. амплитуда убывает по экспоненциальному закону. При этом, когда глубины  $z$  растут в арифметической прогрессии ( $z, 2z, 3z, \dots$ ), амплитуда убывает в геометрической прогрессии ( $A_0 : A_z : A_{2z} : \dots = \lambda : e^{-z} : e^{-2z} : \dots$ ).

В разных средах, характеризующихся различными значениями коэффициента температуропроводности  $a$ , глубины, на которых амплитуда колебаний одного и того же периода уменьшается по сравнению с амплитудой на поверхности в одно и то же число раз, определяется соотношением

$$z_1 \sqrt{\frac{\pi}{a_1 T}} = z_2 \sqrt{\frac{\pi}{a_2 T}},$$

откуда

$$z_1 : z_2 = \sqrt{a_1} : \sqrt{a_2}, \quad (6)$$

т. е. отношение глубин, на которых температурные колебания одного и того же периода, происходящие в средах с различными коэффициентами температуропроводности, одинаково затухают, равно отношению квадратных корней из коэффициента температуропроводности  $\sqrt{a}$ .

б) Для колебаний, имеющих разные периоды  $T_1$  и  $T_2$ , одинаковое затухание их будет происходить на глубинах  $z_1$  и  $z_2$ , связанных соотношением

$$e^{-z_1 \sqrt{\frac{\pi}{a T_1}}} = e^{-z_2 \sqrt{\frac{\pi}{a T_2}}},$$

откуда

$$z_1 : z_2 = \sqrt{T_1} : \sqrt{T_2}, \quad (7)$$

т. е. отношение глубин, на которых амплитуды температурных колебаний волн разных периодов составляют одну и ту же долю амплитуды на поверхности, равно отношению квадратных корней из периодов. Так, например, годовые колебания с периодом 365 дней должны были бы затухать до величины, одинаковой с затуханием суточных колебаний (период 1 день), на глубине в  $z_{\text{год}} : z_{\text{сут}} = 365 : 1 = 19,1$  раз большей.

в) Фаза, характеризующая запаздывание колебаний с глубиной, выражается соотношением

$$\varphi_z = z \sqrt{\frac{\pi}{a T}} \quad (8)$$

или в единицах времени

$$\varphi_z = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{T}{a \pi}}. \quad (8')$$

Время наступления максимума температуры на любой глубине  $t_z = t + \frac{z}{2} \sqrt{\frac{T}{a \pi}}$ , откуда запаздывание моментов наступления

крайних значений температуры (максимума или минимума) равное  $t_z - t = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{T}{a\pi}}$ , пропорционально глубине  $z$  и, следовательно, для двух глубин  $z_1$  и  $z_2$  будет иметь место соотношение

$$(t_1 - t) : (t_2 - t) = z_1 : z_2, \quad (9)$$

или, полагая  $t=0$ ,

$$t_1 : t_2 = z_1 : z_2. \quad (9')$$

Изложенная элементарная теория распространения тепла в почве правильно отражает лишь основные черты этого процесса, который в реальных условиях протекает значительно сложнее. Действительно, периодические изменения температуры на поверхности почвы не могут быть точно описаны простой синусоидой, как это принято выше; кроме того, они подвержены случайным нерегулярным изменениям. Можно, конечно, для уточнения заменить простое граничное условие (4) более сложным, представляя его в виде гармонического ряда. Такая замена приводит к более сложному виду решения, в котором, однако, для амплитуды и фазы колебаний получаются формулы, аналогичные выведенным выше, но в которых, помимо колебания с основным периодом  $T$ , нужно будет рассматривать и его гармоники с периодами  $\frac{T}{2}$ ,  $\frac{T}{3}$  и т. д. Также нужно учесть, что молекулярная теплопроводность не является единственным механизмом передачи тепла в почве. Однако роль других возможных механизмов теплопередачи (конвективная и радиационная) вообще настолько мала, что влиянием их практически можно пренебречь. Но самым главным обстоятельством, с которым необходимо всегда считаться при применении полученных выводов, является то, что коэффициенты  $c$ ,  $\lambda$  и  $a$ , характеризующие тепловые свойства почвы, не являются постоянными, как это принято нами, а изменяются, и притом сложным образом, как с глубиной, так и во времени, что теоретически учесть очень трудно. Поэтому задача о теплопередаче может быть достаточно точно решена лишь для отдельных частных случаев при заданном законе изменения с глубиной и во времени параметров, характеризующих тепловые свойства почвы.

## § 2. Тепловые свойства почвы

Из изложенного в предыдущем параграфе видно, что при исследовании теплового режима почвы необходимо точно знать ее тепловые свойства, определяемые величиной ее объемной теплоемкости  $c_{об} = c\rho$  и теплопроводности  $\lambda$  или значением коэффициента температуропроводности  $a$ . Однако экспериментальное определение этих параметров в естественных условиях, сильно

изменяющихся во времени, представляет сложную в методическом отношении задачу, поэтому число таких определений сравнительно невелико. Несколько больше число определений тепловых свойств отдельных образцов почвы в лабораторных условиях, но практическая значимость таких данных весьма ограничена.

Трудность вопроса связана с тем, что тепловые свойства почвы зависят не только от ее химико-минералогического состава и характера ее механического строения, но в значительной мере и от степени заполнения имеющихся в ней пор водой и воздухом.

Исследование теплоемкости различных минеральных составных частей почвы, образующих ее твердый скелет, показало, что эта величина изменяется мало, составляя в среднем около  $0,19 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ . Теплопроводность  $\lambda$  минеральных компонентов почвы также изменяется незначительно, хотя и в несколько больших пределах. Ее средняя величина равна примерно  $10^{-3} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ . Если для сравнения вспомним, что объемная теплоемкость воды порядка единицы, а воздуха в 3—4 тысячи раз меньше и что теплопроводность воды порядка  $130 \cdot 10^{-5} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ , а воздуха порядка  $5\text{--}6 \cdot 10^{-5} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ , то становится очевидным, как сильно должны зависеть тепловые свойства почвы не столько от ее минералогического состава, сколько от ее пористости, которая характеризуется отношением объема пор к объему взятого образца почвы в целом (выражается в процентах), и степени заполнения пор водой или воздухом.

Из сопоставления приведенных значений ясно, что как теплоемкость, так и теплопроводность различных видов почвы всегда увеличивается с увеличением влажности почвы. Этот характер изменения  $c_{об}$  и  $\lambda$  в зависимости от изменения влажности почвы представлен на рис. 69, где приведены данные для тонкого суглинка. На рисунке видно, что теплоемкость с увеличением влажности непрерывно, хотя и сравнительно медленно, растет с увеличением влажности. Теплопроводность же имеет вид затухающей кривой в функции от влажности, а ее рост, быстрый в начале увлажнения, затем замедляется, и теплопроводность почвы  $\lambda$  в пределе приближается к теплопроводности

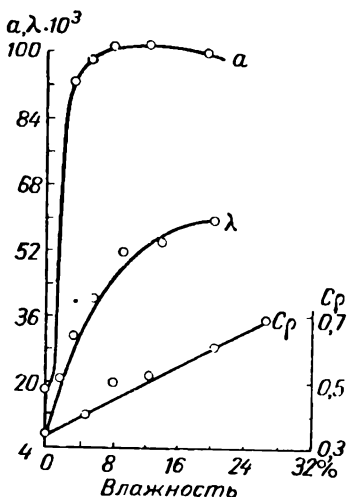


Рис. 69. Зависимость тепловых характеристик почвы от влажности.

воды. Своеобразный ход коэффициента температуропроводности объясняется совместным влиянием изменений теплоемкости и теплопроводности.

Зависимость теплопроводности  $\lambda$  от степени пористости почвы проявляется в том, что  $\lambda$  уменьшается с увеличением последней; это и объясняется увеличением содержания воздуха в почве при увеличении ее пористости. Установлено, что, несмотря на значительное различие в минералогическом составе различных почв, при решении практических задач можно ограничиться разделением всех видов почв на три категории по степени их дисперсности: мелкодисперсные — глины (плохо проводящие тепло), среднедисперсные — супеси и суглинки и грубодисперсные — пески (хорошо проводящие тепло). При рассмотрении тепловых свойств почвы необходимо учитывать влияние пористости и особенно влажности почвы, которая может для некоторых видов почв изменять ее тепловые характеристики иногда на 100%.

Приведем наиболее характерные значения теплофизических характеристик для почв с различной степенью увлажнения, которые и могут быть использованы для ориентировочных расчетов (табл. 42).

Таблица 42

Характерные значения  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$  и  $\alpha$  для почвы с различной степенью увлажнения

Степень увлажнения почвы	$c_{об} - c_p$ кал/см <sup>3</sup> · град	$\lambda$ кал/см · сек град	$\alpha = \frac{\lambda}{c_p}$
Сухая	0,32	0,0005	0,0016
Слабо увлажненная	0,38	0,0011	0,0020
Хорошо "	0,46	0,0020	0,0043
Сильно "	0,58	0,0035	0,0060

Заметим также, что некоторое влияние на теплопроводность почвы оказывает ее температура, но этим влиянием по сравнению с влиянием влажности и пористости можно пренебречь.

Так как влажность почвы изменяется с глубиной, причем изменяется также и степень уплотнения почвы, т. е. величина  $\rho$ , то объемная теплоемкость  $c_p$  и теплопроводность  $\lambda$  также изменяются с глубиной, причем характер этого изменения в разных случаях может быть очень различным.

### § 3. Теплообмен в почве

В любой момент времени между земной поверхностью и расположенными ниже слоями почвы происходит обмен теплом. Количественно этот теплообмен характеризуется тем потоком



тепла (см. § 1), который направлен либо от поверхности в глубь почвы, либо в обратном направлении в зависимости от знака вертикального градиента температуры в почве, причем положительным считается поток, направленный от поверхности в глубь почвы.

Наличие положительного теплообмена связано, очевидно, с тем, что температура почвы понижается с глубиной. Такой тип распределения температуры в почве называется *типом инсоляции*. Он характерен для тех моментов и промежутков времени, когда поглощение радиации земной поверхностью превышает излучение (обычно днем и летом). Отрицательный теплообмен в почве связан, наоборот, с повышением температуры в почве с глубиной. Такой тип распределения температуры в почве называется *типом излучения*. Он характерен для моментов времени, когда излучение поверхности преобладает над поглощением (зимой и ночью). Вследствие затухания периодических колебаний температуры с глубиной (суточных и годовых) теплообменом охватывается некоторый слой почвы тем большей толщины, чем больше период колебаний температуры. Тот слой, в котором еще происходят годовые и суточные колебания температуры, обычно называют *активным слоем почвы*. На нижней его границе температура остается неизменной во времени, и здесь располагается так называемый *слой постоянной годовой температуры*. Ниже слоя постоянной годовой температуры начинается непрерывное повышение температуры к центральным частям земного шара, характеризуемое величиной *геотермического градиента* температуры, составляющего в коренных породах земной коры около  $0,0003^\circ/\text{см}$ . Общее количество тепла, приходящее из внутренних частей земного шара к поверхности почвы, весьма мало (около  $55 \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{год}$ ) в сравнении с солнечной радиацией.

Поток тепла в почве  $B = -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}$  зависит от определяющих его величин — тепловых свойств почвы и распределения в ней температуры. Он обычно вычисляется по значениям этих величин, определяемых путем непосредственного измерения или путем расчета на основании простейших метеорологических наблюдений.

На сети метеорологических станций СССР для практических расчетов используются формулы (указываемые в руководствах), позволяющие вычислять поток  $B$  на основании наблюдений над температурой и влажностью почвы. Результаты наблюдений приводят к следующим выводам.

По абсолютной величине как положительные, так и отрицательные значения  $B$  составляют несколько сотых  $\text{кал}/\text{см}^2 \cdot \text{мин}$ . В суточном ходе поток тепла положителен в дневные часы и отрицателен в ночные, причем крайние значения в различные

месяцы приходятся на разные часы: максимальные — на предполуденные (8—11 час.), а минимальные — на поздние вечерние часы (19—22 часа), смещаясь на более ранние и соответственно на более поздние часы по мере приближения к лету.

Наиболее характерными особенностями суточного хода теплообмена в почве является наличие весьма значительных изменений теплообмена в дневное время и почти постоянная величина его в течение ночи. Причина этого заключается в особенностях радиационного баланса поверхности почвы. В дневное время поток тепла в почву значительно изменяется во времени, в основном следуя за изменением прихода солнечной радиации. В ночное время тепловой поток в почву изменяется сравнительно мало.

Момент перехода значений теплообмена через нуль (от отрицательных ночью к положительным днем и обратно) близко соответствует времени восхода и захода солнца: утром он несколько запаздывает относительно восхода, вечером наблюдается на 1—2 часа раньше захода. Величина потока тепла значительно больше в ясные дни, чем в пасмурные.

В сумме за сутки и месяц в теплое время года почва накапливает тепло, а в холодную половину года отдает его обратно. Это видно из табл. 43, в которой приведены данные для Дрездена в среднем за сутки для каждого месяца года, а также из табл. 44, в которой приведены значения потоков тепла за каждый месяц, характерные для песчаной почвы в умеренных широтах.

Таблица 43

Годовой ход среднесуточных значений потока тепла

Месяцы	I	II	III	IV	V	VI
Температура поверхности (град.)	—1,5	0,9	5,5	11,5	17,1	20,9
Поток тепла в почву (ккал/см <sup>2</sup> · сутки)	—7,3	—4,4	2,5	12,9	18,3	14,6

Месяцы	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Температура поверхности (град.)	21,7	19,4	14,5	8,5	2,9	—0,7
Поток тепла в почву (ккал/см <sup>2</sup> · сутки)	7,3	1,3	—5,5	—12,9	—15,6	—12,1

Месяцы	I—II	II—III	III—IV	IV—V	V—VI	VI—VII
<i>В кал/см<sup>2</sup>·месяц</i>	—300	—160	—6	353	498	469

Месяцы	VII—VIII	VIII—IX	IX—X	X—XI	XI—XII	XII—I
<i>В кал/см<sup>2</sup>·месяц</i>	345	147	—133	—386	—425	—394

Из приведенных данных видно, что наибольший положительный теплообмен имеет место в мае — июне, а наибольший отрицательный теплообмен — в ноябре — декабре.

Отметим, что накопление тепла в почве происходит в умеренных широтах на протяжении меньшего промежутка времени (5 месяцев), чем его расход (7 месяцев).

Общее количество тепла, принимающего участие в теплообмене почвы за год, значительно. По данным табл. 44, оно составляет около  $1810 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{год}$ . Наблюдения в Воейково (под Ленинградом) дают значения того же порядка. Аналогичные расчеты Г. А. Любославского для Лесного (Ленинград) дали для годового прихода величину  $1471 \text{ кал/см}^2$ , а для расхода  $1412 \text{ кал/см}^2$  получающийся избыток тепла  $59 \text{ кал}$  был вынесен, по его мнению, грунтовыми водами.

Большое влияние на годовой ход теплообмена в почве оказывает также снежный покров, что мы рассмотрим далее.

#### § 4. Суточный и годовой ход температуры почвы

Обратимся к результатам непосредственных наблюдений над температурой почвы на различных глубинах.

Значительная часть таких наблюдений проводилась в условиях оголенной поверхности, т. е. поверхности, с которой искусственно удалена растительность, а в зимнее время и снег.

Напомним еще раз, что, говоря о поверхности почвы, мы всегда понимаем под этим термином некоторый поверхностный слой почвы большей или меньшей толщины, образующий так называемую «деятельную поверхность», которая непосредственно поглощает солнечную и атмосферную радиацию и отдает тепло излучением в атмосферу. Измерение температуры этого деятельного слоя представляет чрезвычайно трудную

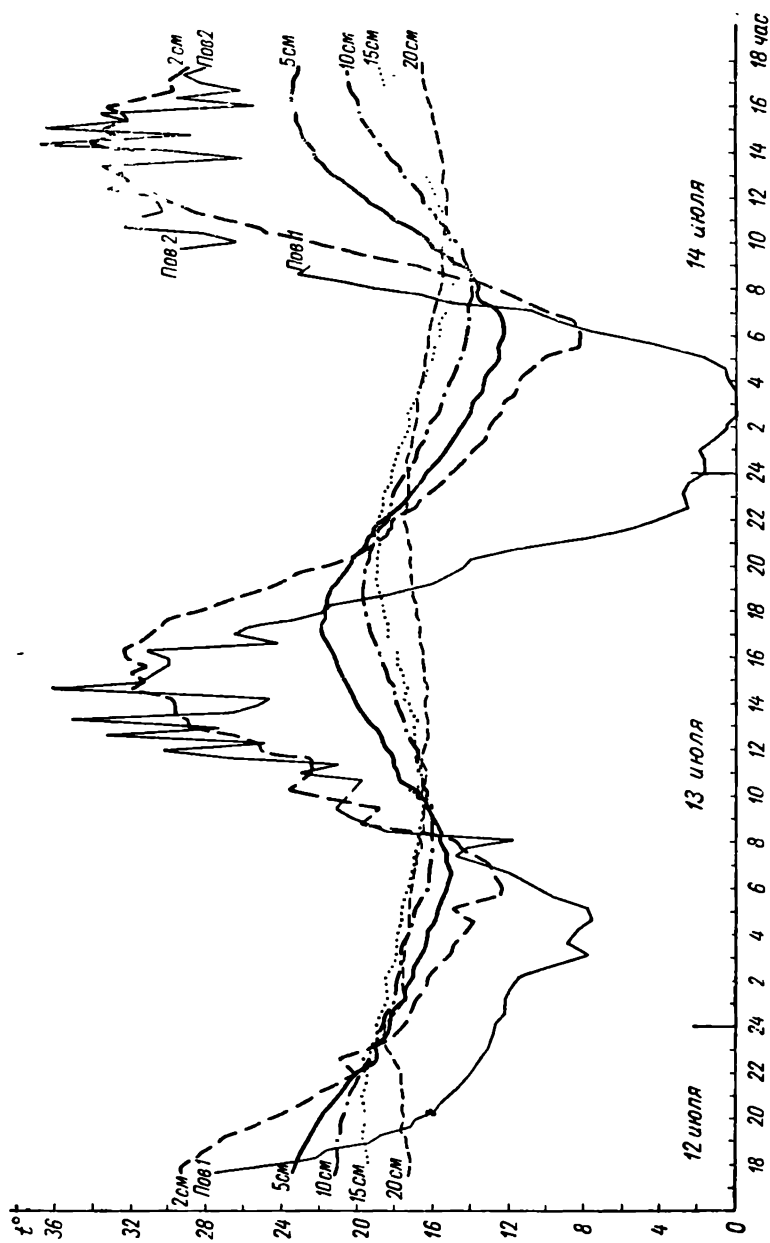


Рис. 70. Распределение температуры на поверхности (пов.) почвы и на глубинах: 2, 5, 10, 15 и 20 см. Кол-туши 12—14/VII 1948 г.

задачу даже в том простейшем случае, когда деятельной поверхностью является гладкая, лишенная растительности, оголенная поверхность почвы. Принципиально наиболее совершенный способ определения температуры деятельной поверхности представляет собой радиометрический метод, с помощью которого о температуре изучаемой поверхности судят по величине излучаемой ею радиации.

В связи с трудностями измерения все полученные до настоящего времени данные о температуре поверхности почвы следует рассматривать как приближенные.

В суточном ходе температуры поверхности почвы максимум наблюдается в условиях максимальной инсоляции вскоре после полудня (около часа дня), а минимум — перед восходом солнца. По мере проникновения в глубь почвы наблюдается уменьшение амплитуды колебаний и постепенное смещение максимума и минимума на более поздние часы. Это хорошо иллюстрируется рис. 70, на котором за два последовательных дня приведены результаты наблюдений на разных глубинах в почве по данным станции в Колтушах (близ Ленинграда). На рис. 70 видно, что если на поверхности почвы амплитуда составляет около  $30^{\circ}$ , то на глубине 20 см она равна всего  $2-3^{\circ}$ . В то же время максимум, наблюдаемый близ поверхности почвы около 14 час., на глубине 20 см наступает около полуночи.

О характере уменьшения амплитуды суточных колебаний температуры с глубиной и о запаздывании моментов наступления крайних значений можно судить по данным, приведенным в табл. 45.

Таблица 45

Суточные колебания температуры почвы в Павловске в среднем за год

Глубина (см)	Амплитуда (град.)	Время наступления (час)	
		максимума	минимума
Поверхность почвы	14,1	13,2	3,4
20	2,7	18,2	8,1
40	1,0	23,7	12,8
80	0,2	7,0	19,0

Заметим, что величина амплитуды и глубина проникновения температурных колебаний сильно зависят от тепловых свойств почвы и различны для разных почв. В среднем глубина проникновения суточных колебаний температуры почвы в зависимости от свойств последней и географических условий изменяется примерно от 35 до 100 см. Запаздывание в наступлении максималь-

ных и минимальных значений в среднем составляет 2,0—3,0 часа на каждые 10 см глубины.

Годовой ход температуры поверхности почвы в умеренных и высоких широтах характеризуется максимумом в июле или августе и минимумом в январе или феврале. В тропических областях он более сложен, что обусловлено влиянием облачности. Амплитуда годового хода на оголенной поверхности довольно велика и больше в низких широтах, чем в высоких. Наблюдения показывают, что в среднем за год почва всегда теплее воздуха на несколько десятых градуса. Амплитуда годовых колебаний с глубиной уменьшается, однако значительно медленнее, чем амплитуда суточных колебаний; для Тбилиси эти данные приведены в табл. 46.

Таблица 46

Амплитуда годовых колебаний температуры почвы в Тбилиси

Глубина (см) . . . . .	1	20	40	84	165	326	399	647
Амплитуда (град.) . . . . .	32,5	29,1	26,0	20,7	13,9	3,8	4,0	1,5

Глубина проникновения годовых колебаний, которая теоретически должна быть в 19 раз больше, чем глубина проникновения суточных колебаний, в действительности значительно больше и составляет в низких широтах около 5—10 м, а в средних и высоких широтах 8—24 м, доходя в некоторых случаях до 30 м. Запоздывание в проникновении годового хода температуры в среднем составляет 20—30 суток на каждый метр глубины.

Весьма интересный вопрос о максимальных значениях температуры поверхности почвы, наблюдающихся на земном шаре, может быть решен лишь приближенно. Единичные наблюдения в пустынях наиболее жарких областей земного шара дают значения, достигающие 70° и несколько больше. Так, в Туксоне (Аризона) наблюдалась температура 71,5°, а в Агре (Индия) 69°. Также велики и значения амплитуды суточных колебаний, достигающие величин порядка 56,5°; во внетропических странах суточные колебания в ясные дни обычно составляют около 25°.

## § 5. Влияние растительного покрова и других факторов на тепловой режим почвы

Наличие растительного покрова на поверхности почвы оказывает существенное влияние на тепловой режим почвы. Прежде всего растительный покров затеняет земную поверхность, в результате чего уменьшается нагревание почвы в дневные часы, происходящее под действием солнечной радиации. В то же

время в ночные часы растительный покров уменьшает охлаждение поверхности почвы, задерживая тепло, отдаваемое ею излучением.

Вместе с тем при наличии растительного покрова имеет место увеличение затраты поступающего тепла на испарение воды, а также на процесс вегетации. Поэтому почва, с которой удален естественный растительный покров (оголенная почва), в дневные часы летом оказывается более нагретой, чем почва, покрытая растительностью. В табл. 47 представлены результаты наблюдений над температурой почвы в Ленинграде (в Лесном) на участках с оголенной почвой и с почвой, покрытой естественным покровом (летом растительностью, зимой снегом) для февраля и июня.

Таблица 47

Разность температуры (град.) почвы, оголенной и с естественным покровом.  
Ленинград (Лесной)

Месяцы	Глубина (см)				
	0	20	40	80	160
Февраль . . . . .	—7,16	—6,36	—5,44	—3,91	—1,62
Июнь . . . . .	4,27	3,91	3,41	2,23	0,55

Как видно из табл. 47, оголенная почва на всех глубинах в июне оказывается более прогретой, чем почва, покрытая травой, а в феврале, когда почва покрыта снегом, наоборот.

Подобное же влияние оказывают на температуру почвы и посевы сельскохозяйственных культур. Наблюдения среди посевов в Калининской области показали, например, что в июне почва на глубине 10 см под посевами пшеницы, овса и клевера холоднее, чем почва под паром, на 6°; почва под посевом ржи оказалась холоднее почвы под паром на 3°.

Так же на изменение теплового режима почвы влияет лес. Летом почва в лесу оказывается холоднее, чем в поле или на поляне. Зимой же имеет место обратное соотношение между температурой почвы в лесу и в поле, при этом различие температур выражено слабее, чем летом. В среднем за год почва в лесу на всех глубинах оказывается холоднее на 2—2,5°, чем в поле.

Важное значение для теплового режима оголенной почвы имеет обработка почвы (пахота и рыхление). Обработка почвы приводит к уменьшению ее теплопроводности и к замедлению теплообмена в ней, в результате чего как нагревание, так и охлаждение поверхности пахотной или рыхленной почвы значительно больше, чем непаханой или нерыхленной почвы. Разности температур обработанной и необработанной почвы могут

достигать 5° и более. Даже разность средних температур за лето может составлять около 2°.

Существенное влияние на теплообмен в почве оказывает также орошение, которое обычно вызывает понижение температуры поверхности на несколько градусов.

Весьма существенное влияние на температуру почвы оказывает также рельеф места. Это в значительной мере определяется различием в приходе тепла на различные ориентированные склоны. Иногда различие в температурах поверхности южных и северных склонов может достигать нескольких градусов.

## **§ 6. Снежный покров и его значение в тепловом режиме почвы**

Особенно большое влияние на тепловой режим почвы оказывает снежный покров, на что указал еще А. И. Воейков.

Теплопроводность снега очень мала и сильно зависит от его плотности. Малая же теплопроводность снега приводит к значительному ослаблению теплообмена между почвой и атмосферой. Благодаря этому снежный покров предохраняет почву от глубокого промерзания и резких изменений температуры. Температура поверхности почвы под снежным покровом обычно выше, чем температура поверхности снега и оголенной поверхности. В связи с этим средняя годовая температура верхних слоев почвы заметно выше, чем средняя температура воздуха (в Москве на 2,3°, в Перми на 3,1°, на Сахалине на 6,3° и т. д.).

Большое значение имеют и радиационные свойства снега. Снежная поверхность характеризуется весьма высокими значениями альбедо для коротковолновой радиации, а по своей излучательной способности близка к абсолютно черному телу. Вместе с тем солнечная радиация может проникать в глубь снежного покрова, достигая при малой его высоте в некоторых случаях даже поверхности почвы. Этим определяется, с одной стороны, то, что снежный покров прогревается не только на поверхности, но и в глубине, с другой стороны, происходит сильное выхолаживание его поверхности, температура которой всегда ниже, чем температура прилегающих слоев воздуха.

Вертикальное распределение температуры в снежном покрове и в почве, покрытой снегом, а также ход температуры на различных глубинах в снежном покрове и почве могут быть проанализированы с помощью термоизоплет. Пример такого распределения приведен на рис. 71. Верхняя ломаная линия на рис. 71 характеризует изменение высоты снежного покрова в течение зимы. На этом рисунке видно, что наибольшие вертикальные градиенты температуры имеют место в снежном покрове. Наибольшие колебания температуры также сосредоточиваются в снежном покрове.



Исследования суточного хода температуры в снежном покрове показывают, что он проявляется лишь в верхней части снежного покрова, распространяясь примерно до глубины около 25 см. При этом даже в таком тонком слое происходит очень быстрое убывание амплитуды суточного хода температуры с глубиной. Все это убедительно характеризует защитную роль снежного покрова.

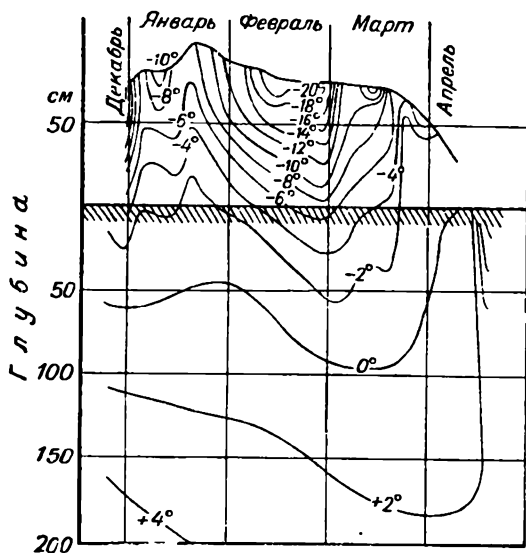


Рис. 71. Термозиоплеты в снежном покрове и в почве. Боровое опытное лесничество, зима 1909-10 г.

Если в зимний период снежный покров оказывает на почву отепляющее действие, то в весенние месяцы он затрудняет прогревание почвы, экранируя ее от солнечной радиации и забирая много тепла на таяние. В результате весной почва под снегом имеет более низкую температуру, чем оголенная.

## § 7. Промерзание почвы. Вечная мерзлота

Тепло, аккумулированное почвой в летнее время, к зиме с уменьшением притока солнечной радиации отдается атмосфере, и зимой температура почвы опускается ниже 0° — она промерзает до некоторой глубины. Такое промерзание почвы в зимний период называют сезонным, так как весной оно исчезает.

Процесс формирования сезонного промерзания и оттаивания почвы оказывается весьма сложным и зависит от многих условий.

Глубина промерзания, различная в разных районах, не только определяется продолжительностью морозного периода и степенью понижения температуры ниже нуля, но также зависит от характера почвы, ее влажности, степени покрытия ее растительностью, высоты снежного покрова и ряда других условий. Разнообразное сочетание этих условий, действующих всегда в комплексе, и определяет большие различия в развитии этого явления в разных районах.

О влиянии высоты снежного покрова на глубину промерзания почвы можно судить по данным табл. 48, полученным из наблюдений в центральной части Барабинской степи (Западная Сибирь).

Таблица 48

Влияние высоты снежного покрова на глубину промерзания почвы

Участок №	I	II	III
Высота снежного покрова (см) . .	180	80	20
Глубина промерзания (см) . . . .	10—12	70	90

Кроме того, глубина промерзания почвы зависит от растительного покрова, наличие которого уменьшает ее глубину. Влияние характера почвы и ее влажности также видно из данных наблюдений, например, болота промерзают на меньшую глубину (до 50 см), чем сухие участки, торфяные почвы меньше, чем луговые (до 90 см), а последние еще меньше, чем черноземно-луговые (130÷185 см).

Промерзание обычно больше на оголенных местах, чем на участках, покрытых растительностью, особенно в лесу. Промерзание в лесу зависит от состава насаждений, их возраста, густоты и т. д. Так, наблюдения в Шиповом лесу (Воронежская область) показали, что в лесу в среднем за ряд лет почва промерзает на глубину 11 см, в то время как в поле — на 33 см.

Глубина промерзания почвы зависит также от характера рельефа, в частности, на возвышенных местах она больше, а на пониженных меньше, чем на ровной поверхности. На глубину промерзания оказывает влияние осушение заболоченных мест, вырубка леса, распашка земли. При прочих одинаковых условиях проведение таких мероприятий увеличивает глубину промерзания. В связи с этим географическое распределение глубины промерзания очень сложно. Как правило, промерзание больше на севере, чем на юге, больше на оголенных поверхностях (степные районы) и при наличии малого снежного покрова.

В пределах Европейской территории СССР и Казахстана глубина промерзания особенно значительна (около 2,5 м) в Восточном Казахстане (на 50° с. ш.), в районе Черного Иртыша и оз. Зайсан. В большинстве других районов (на юге и юго-западе страны) глубина промерзания обычно меньше 50 см.

В некоторых достаточно обширных северных районах промерзание почвы наблюдается на гораздо больших глубинах, чем было указано выше. При этом на некоторой глубине за пределами активного слоя она не оттаивает даже в теплое время года, и здесь температура почвы в течение всего года имеет отрицательные значения. Такое длительное (от двух лет до тысячелетий) промерзание почвы получило название вечной мерзлоты. На территории СССР вечная мерзлота занимает огромные пространства Сибири, Дальнего Востока и Заполярья, составляющие 47% всей площади СССР. В Восточной Сибири в ряде районов вечная мерзлота наблюдается до 50° с. ш., и ее южная граница примерно совпадает с изотермой среднегодовой температуры —2°. Обширные районы охвачены вечной мерзлотой и в Северной Америке.

Вечная мерзлота залегает как непрерывно по вертикали от нижней границы активного слоя почвы до некоторой глубины, так и в виде слоев, перемежающихся слоями талой почвы. Мощность вечной мерзлоты, т. е. расстояние между верхней и нижней ее границами, колеблется в широких пределах — от 1—2 м до нескольких десятков и даже сотен метров. Например, в Амдерме мощность вечной мерзлоты составляет 274 м, в Якутске — более 145 м, а вблизи южной границы области вечной мерзлоты (на ст. Тайшет и у оз. Кизи) — 1—2 м и меньше. Глубина залегания верхней границы вечной мерзлоты составляет от нескольких десятков сантиметров до нескольких метров. Основными факторами, влияющими на глубину залегания верхней границы вечной мерзлоты, являются величина прихода солнечной радиации, снежный покров и теплопроводность почвы. Наличие мощного снежного покрова приводит к повышению температуры почвы и, следовательно, к понижению верхней границы слоя вечной мерзлоты. Увеличение теплопроводности почвы также приводит к понижению верхней границы слоя вечной мерзлоты. Наоборот, понижение теплопроводности связано с повышением верхней границы слоя вечной мерзлоты.

Значительное влияние на глубину залегания вечной мерзлоты оказывает наличие растительного покрова. Например, в тенистых лиственных и густых кустарниках вечная мерзлота располагается выше, чем в степи или редком лесу.

Наличие вечной мерзлоты при достаточно глубоком оттаивании почвы (порядка 1 м) в летний период не мешает возделыванию многих сельскохозяйственных культур. Однако вечная мерзлота приносит значительные затруднения при различного

рода строительных работах вследствие образования так называемых бугров и наледей. Такие особенности строения почвы появляются, когда слой сильно увлажненной почвы, оттаявшей летом, при его осеннем замерзании оказывается между двумя слоями льда под сильным давлением, в результате чего верхний слой льда деформируется и иногда ломается.

Изменяя характер и состояние верхнего слоя почвы, можно искусственно воздействовать на глубину залегания вечной мерзлоты. Так, снятие травяного (мохового) покрова, удаление растительности, уплотнение почвы способствуют увеличению глубины залегания вечной мерзлоты и, наоборот, покрывая почву рыхлым малотеплопроводимым материалом, можно приблизить уровень мерзлоты.

Вопрос о происхождении вечной мерзлоты не является в настоящее время вполне ясным. Ряд фактов (например, обнаружение в ней неразложившихся трупов мамонтов) указывает на образование слоя вечной мерзлоты еще в ледниковый период, т. е. много десятков тысяч лет назад. Суровые условия климата территории, охваченной вечной мерзлотой, способствуют сохранению слоя вечной мерзлоты и в настоящее время.

## § 8. Особенности распространения тепла в водных бассейнах

Условия распространения тепла в водных бассейнах (океанах, морях, озерах и т. п.) существенно отличны от условий в почве. Это определяется не только тем, что условия поглощения и излучения радиации в водных бассейнах и в почве несколько различны, но главным образом тем, что основную роль в распространении тепла в водных бассейнах играет турбулентное перемешивание, а не молекулярная теплопроводность, как в почве.

Вода интенсивно поглощает лучистую энергию в инфракрасной области спектра. Вместе с тем излучательная способность воды ( $\delta = 0,96$ ) такая же, как и излучательная способность различных естественных поверхностей ( $\delta = 0,90—0,95$ ). Отсюда следует сделать вывод, что тепловое излучение воды представляет радиацию, посылаемую весьма тонким поверхностным слоем, и в отношении поглощения и излучения длинноволновой радиации между водной поверхностью и почвой существенного различия нет.

Иначе обстоит дело с поглощением солнечной радиации (коротковолновой). Как показывают наблюдения, последняя проникает в водных бассейнах до значительных глубин, причем особенно глубоко проникают лучи с малой длиной волны (фиолетовые и ультрафиолетовые). Эта проникающая в воду до значительных глубин радиация при ее поглощении дает заметный

тепловой эффект в некотором слое воды толщиной несколько сантиметров.

Однако основную роль в распространении тепла в водных бассейнах имеет подвижность частиц воды. Благодаря ей, во-первых, возможно перемешивание теплых и холодных масс воды под воздействием чисто механических сил (например, ветра) и, во-вторых, возникает конвекционный перенос тепла. В результате этого процесса слой, в котором наблюдаются суточные и годовые колебания температуры, в водных бассейнах значительно больше, чем в почве. Например, заметные суточные колебания в океанах наблюдаются на глубине до 15—20 м, а годовые — даже до глубины 200—300 м. Вместе с тем величина амплитуды температурных колебаний (суточных и годовых) должна быть невелика. Как показывают наблюдения, она составляет на поверхности океанов обычно несколько десятых долей градуса в суточном ходе и несколько градусов в годовом ходе. В мелководных ограниченного размера бассейнах амплитуда суточных колебаний достигает больших значений (порядка нескольких градусов), а амплитуда годовых колебаний имеет тот же порядок, что и для суши (около 15—20°).

Причиной малых амплитуд в океанах и морях является также и то, что теплоемкость воды значительно больше, чем теплоемкость почвы, а поэтому при одном и том же количестве поступившей энергии температурный эффект, обусловленный ею, в воде будет во много раз меньше, чем в почве. Отчасти по этой же причине, но главным образом в результате турбулентного перемешивания водные бассейны больших размеров способны аккумулировать тепла в 20—30 раз больше, чем суша. Так, например, для Балтийского моря годовой приход и соответственно расход тепла составляет около  $52\,200\text{ кал/см}^2$ , тогда как для почвы под Ленинградом он равен (см. § 3)  $1800\text{ кал/см}^2$ .

Распространение тепла в глубоких водных бассейнах теоретически может быть описано уравнением (2) § 1, в котором однако, коэффициент  $a$  должен быть заменен коэффициентом турбулентной теплопроводности. Такая задача решалась рядом авторов, однако сопоставление результатов теоретических расчетов с данными наблюдений, в особенности применительно к годовому ходу, не всегда возможно и затруднительно вследствие переноса тепла, осуществляемого морскими течениями.

На деталях температурного режима водных бассейнов останавливаться не будем (см. курсы физики моря и гидрологии). Отметим здесь лишь существенное для метеорологии отепляющее влияние больших водных бассейнов в холодное время года и, наоборот, умеряющее влияние их в теплую половину года, благодаря чему вблизи таких бассейнов температура воздуха летом несколько ниже, а зимой выше, чем вдали от них.

## ПЕРЕНОС ТЕПЛА В АТМОСФЕРЕ

## § 1. Потоки тепла в атмосфере

Кроме рассмотренного ранее переноса тепла, обусловленного общим радиационным потоком  $R$  (гл. 10), в атмосфере тепло переносится вместе с движущимися воздушными частицами (малыми количествами воздуха). Такой процесс переноса тепла в общем случае называется *конвективным*; обозначим конвективный поток тепла через  $P_k$ . Если теплосодержание единичной массы воздуха, выраженное в тепловых единицах, обозначим через

$$i = c_p T, \quad (1)$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении, то для потока  $P_k$  можем написать

$$P_k = i \rho v_n = c_p T \rho v_n. \quad (2)$$

Здесь  $v_n$  — составляющая скорости движения воздуха по нормали к рассматриваемой площадке и  $\rho$  — плотность воздуха.

Поскольку конвективный поток характеризуется величиной и направлением, часто оказывается более удобным рассматривать вектор конвективного потока тепла

$$\vec{P}_k = c_p T \vec{v}, \quad (3)$$

под которым будем понимать количество тепла, переносимого в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к вектору скорости движения воздуха  $\vec{v}$ .

Так как произведение  $\rho \vec{v} = \vec{\mu}$  представляет собой удельное количество движения, то также

$$\vec{P}_k = c_p T \vec{\mu}. \quad (3')$$

Оценим порядок величины конвективных потоков тепла в атмосферных условиях. Полагая  $\rho = 10^{-3} \text{ г/см}^3$ ,  $T = 280^\circ \text{ К}$  и  $v_n = 5 \text{ м/сек}$ , из (2) найдем

$$P_k \approx 0,24 \cdot 10^{-3} \cdot 280 \cdot 5 \cdot 10^2 = 2,02 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин},$$

т. е.  $P_k$  примерно в 1000 раз превосходит поток прямой солнечной радиации на верхней границе атмосферы.

В выражениях (2) и (3) для конвективного потока тепла не учитывалось наличие неоднородностей в движущемся потоке воздуха. Между тем для отдельных воздушных частиц (малых объемов) значения температуры, плотности и скорости движения могут быть несколько различными, отличаясь в ту или иную сто-

рону от их значения, осредненного для всей движущейся массы воздуха. Поэтому, строго говоря, выражение (2) следует написать в виде

$$P_k = \frac{c_p}{s} \sum_{j=1}^N \rho_j T_j v_j s_j = \frac{c_p}{s} \sum_{j=1}^N T_j \mu_j s_j, \quad (4)$$

где  $s$  — размеры площадки, через которую проходит поток, а  $s_j$  — поперечное сечение любой  $j$ -той частицы, характеризующейся значениями  $\rho_j$ ,  $T_j$ ,  $v_j$ ; суммирование следует провести для всех  $N$  таких частиц, пересекающих площадку  $s$  в единицу времени.

При наличии указанных неоднородностей воздушной массы площадку  $s$  будут все время пересекать воздушные частицы, отличающиеся значениями  $T_j$  и  $\mu_j$ . Это дает основание разделить конвективный поток на два слагаемых, которые обозначим через  $P_A$  и  $P_T$ ,

$$P_k = P_A + P_T. \quad (5)$$

Первое из этих слагаемых  $P_A$  можно представить как то количество тепла, которое было бы перенесено за единицу времени через единичную площадку, если бы все отдельные частицы воздуха, пересекающие последнюю, обладали одинаковыми температурами  $T_{cp}$ , одинаковым количеством движения  $\mu_{cp}$ , равными средними значениями этих элементов во всем рассматриваемом движущемся воздухе. Очевидно, что для потока тепла, обусловленного упорядоченными движениями таких частиц воздуха, имеющих среднее теплосодержание  $i_{cp}$  и перемещающихся с некоторой осредненной скоростью  $v_{cp}$ , можно написать

$$P_A = c_p \rho_{cp} T_{cp} v_{cp} = c_p T_{cp} \mu_{cp}. \quad (6)$$

Назовем этот поток адвективным.

Что касается второго слагаемого  $P_T$ , то, вспоминая сказанное в гл. 3 о турбулентном характере движений в атмосфере, его можно представить как ту часть потока, которая создается флуктуациями величины  $\mu$ , или турбулентным перемешиванием. Этот поток тепла, обусловленный указанными неупорядоченными турбулентными движениями, называется турбулентным потоком тепла  $P_T$ .

В гл. 3 было выведено общее выражение для вертикального турбулентного потока любой субстанции  $q$ , которое приведено к виду

$$P_{T,z} = -\frac{\rho}{s} \frac{\partial \bar{q}(z,t)}{\partial z} \sum_1^N \omega_j s_j (z - z_j) + \frac{\rho}{s} \sum_1^N \omega_j s_j \delta q_j + \\ + \frac{\rho}{s} \sum_1^N \omega_j s_j q_j''.$$

Применительно к переносу тепла переносимой субстанцией является теплосодержание, т. е.  $q = c_p T$ . Рассматривая перенос в вертикальном направлении, это выражение представим в форме

$$P_\tau = -c_p \bar{\rho} k_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + c_p \bar{\rho} \left[ \frac{1}{s} \sum_1^N w_j s_j \delta T_j + \frac{1}{s} \sum_1^N w_j s_j T_j'' \right], \quad (7)$$

где  $k_z = \frac{1}{s} \sum_1^N w_j (z - z_j) s_j$  — коэффициент вертикального турбулентного перемешивания, а все остальные обозначения прежние.

Однако в случае переноса тепла пренебрегать членами в скобках, как это делали раньше, не всегда можно. Действительно, полагая, что перемещение воздушной частицы по вертикали происходит адиабатически, получим изменение ее температуры на пути от уровня  $z_j$ , где ее вертикальная скорость равна нулю, на уровень  $z$

$$\delta T_j = -\gamma_a (z - z_j). \quad (8)$$

Тогда запишем первый член в скобках как

$$\frac{1}{s} \sum_{j=1}^N w_j s_j \delta T_j = -\frac{1}{s} \sum_{j=1}^N w_j (z - z_j) s_j \gamma_a = -k_z \gamma_a. \quad (9)$$

Он не равен нулю.

Если, пользуясь аналогией между процессами молекулярного и турбулентного переносов, в выражении (7) для  $P_\tau$  пренебречь вторым членом в скобках, то с учетом (9) оно принимает вид

$$P_\tau = -c_p \bar{\rho} k_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - c_p \bar{\rho} k_z \gamma_a = -k_z \bar{\rho} c_p \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \gamma_a \right),$$

или, так как  $\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a = \gamma_a - \gamma = \frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}$ , где  $\Theta$  — потенциальная температура,

$$P_\tau = -k_z \bar{\rho} c_p \left( \frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right). \quad (10)$$

Действительно, из выражения для потенциальной температуры  $\Theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ , беря логарифмическую производную, имеем  $\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\kappa-1}{\kappa} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z}$ , откуда, воспользовавшись



уравнением стаики и уравнением состояния, после простых преобразований получим

$$\frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{g \rho}{p} \frac{TR}{R} = \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a,$$

$$\text{так как } \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{g}{R} = \gamma_a, \text{ а } \frac{\rho R T}{p} = 1.$$

Если уровень, на котором мы рассматриваем поток, близок к изобарической поверхности 1000 мб, то  $\Theta \approx T$  и

$$P_\tau = -k_z c_p \rho \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \quad (10')$$

т. е. вертикальный турбулентный поток тепла прямо пропорционален градиенту потенциальной температуры  $\Theta$ .

Отсюда следует, что поток  $P_\tau$  отрицателен ( $P_\tau < 0$ ) при сухостойчивой стратификации атмосферы ( $\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$  или  $\gamma < \gamma_a$ ), равен нулю ( $P_\tau = 0$ ) при сухобезразличной стратификации ( $\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$  или  $\gamma = \gamma_a$ ) и является положительным ( $P_\tau > 0$ ) только при сухонеустойчивой стратификации атмосферы ( $\frac{\partial \Theta}{\partial z} < 0$  или  $\gamma > \gamma_a$ ).

Однако аналогия между процессами молекулярного и турбулентного переносов неполная, и в действительности отброшенный член в квадратных скобках не равен нулю. Это является следствием наличия архимедовых ускорений. Действительно, на уровне  $z_j$ , на котором вертикальная скорость  $j$ -той частицы в последний раз перед пересечением уровня  $z$  равнялась нулю, ее ускорение определяется не только динамическими факторами, но и термическими. Для частиц, более теплых по сравнению с окружающей средой, т. е. тех, для которых  $T_j'' > 0$ , архимедово ускорение является положительным, и наоборот, а это означает, что частицы, пришедшие на уровень  $z$  снизу ( $w_j > 0$ ), были в среднем на начальных уровнях  $z_j$  теплее окружающей среды и, следовательно,  $\Sigma T_j'' > 0$ . Таким образом, рассматриваемая сумма

$\frac{1}{s} \Sigma w_j T_j'' s_j$  оказывается существенно положительной величиной

т. е. в том случае, когда вертикальный градиент средней температуры  $\frac{\partial T}{\partial z}$  равен адиабатическому ( $\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$ ), турбулентный

поток не будет равен нулю, как это было получено выше. Воздушные частицы, движущиеся вверх, в среднем будут иметь более высокую потенциальную температуру, а спускающиеся

вниз — более низкую, и суммарный поток будет положительным, т. е. направлен снизу вверх.

Разделим теперь положительную величину  $\frac{1}{s} \sum_{j=1}^N w_j s_j T_j$  на другую положительную величину  $\frac{1}{s} \sum_{j=1}^N w_j s_j (z - z_j) = k_z$ . Для получившегося частного, имеющего размерность температурного градиента, введем обозначение

$$\frac{\sum w_j s_j T_j}{\sum w_j s_j (z - z_j)} = \gamma' = \gamma_a - \gamma_p. \quad (11)$$

Величину  $\gamma_p$  назовем *равновесным градиентом температуры*. Подставив в уравнение (7) выражения (9) и (11), найдем

$$P_{\tau, z} = -c_p \bar{p} k_z \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_p \right) \quad (12)$$

Отсюда видно, что, когда градиент температуры равен равно-весному, вертикальный турбулентный поток тепла равен нулю. Так как числитель и знаменатель в левой части (11) положи-тельны, то  $\gamma_p < \gamma_a$ , тогда при сухобезразличной стратификации атмосферы, когда  $\frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma_a$ , турбулентный поток  $P_{\tau}$  положи-телен, а не равен нулю.

Таким образом, физический смысл  $\gamma_p$  заключается в том, что при  $\gamma = \gamma_p$  турбулентный поток тепла обращается в нуль.

На основании изложенных соображений М. И. Юдин и М. И. Будыко ввели понятие равновесного градиента темпера-туры. Заметим, однако, что как с теоретической, так и с экспери-ментальной стороны вопрос о значении равновесного градиента температуры еще требует дальнейшего уточнения.

Среднее значение равновесного градиента температуры в нижнем 100-метровом слое можно, по расчетам М. И. Будыко и М. И. Юдина, принять равным  $6^\circ/\text{км}$  с ошибкой  $\pm 1^\circ/\text{км}$ , т. е. в пределах точности наблюдений он совпадает со средним значе-нием вертикального градиента температуры в свободной атмо-сфере. Однако отсюда не следует вывод, что в среднем и верти-кальные турбулентные потоки тепла, направленные вверх и вниз, взаимно уравниваются. Действительно, при вертикальных градиентах температуры, превосходящих равновесный, устойчи-вость атмосферных движений меньше и интенсивность турбулент-ного перемешивания должна возрастать. В условиях же значи-тельной термической устойчивости атмосферы, в особенности при повышении температуры с высотой, интенсивность вертикального

турбулентного перемешивания значительно уменьшается (иногда в десятки и сотни раз). Поэтому турбулентные потоки тепла, направленные сверху вниз, оказываются малыми. Расчет показывает, что суммарные турбулентные потоки тепла почти на всем земном шаре направлены снизу вверх — от подстилающей поверхности в атмосферу. Очевидно, что если  $\frac{\partial T}{\partial z}$  очень велико в сравнении с  $\gamma_p$  (превышает его в десятки и сотни раз), то, пренебрегая значением  $\gamma_p$ , выражение (12) можно представить в виде

$$P_{\tau, z} = -c_p \bar{\rho} k_z \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (12')$$

Это, в частности, имеет место в самом тонком слое воздуха, прилегающем непосредственно к земной поверхности.

Заметим, что вследствие суточного хода коэффициента турбулентности, когда его значения увеличиваются в дневные часы и малы ночью, турбулентный поток тепла от земной поверхности к атмосфере днем оказывается больше, а поток в обратном направлении — от атмосферы к земной поверхности — ночью мал; в этом заключается так называемый вентильный эффект, благодаря которому в средних выводах поток тепла и направлен от подстилающей поверхности к атмосфере.

Если рассматривать перенос тепла в горизонтальном направлении (по оси  $x$ ), вместо уравнения (7) можно написать аналогичное выражение

$$P_{\tau, x} = -c_p \bar{\rho} k_x \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \bar{\rho} \left[ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_j \delta T_j + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_j T_j'' \right], \quad (13)$$

где

$$k_x = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (x - x_j) u_j$$

*коэффициент горизонтального обмена.*

Теперь второй член в скобках (13) уже строго обращается в нуль, так как разность температур частицы и среды не вызывает горизонтальных ускорений. Что же касается первого члена

в скобках, то он  $\left( \sum_{j=1}^N u_j \delta T_j \right)$  и теперь не обращается в нуль из-за

адиабатических изменений температуры при возможных сжатиях и расширениях частиц при их горизонтальных перемещениях. Однако указанные изменения температуры, вообще говоря, очень

малы. При учете этого обстоятельства для горизонтального турбулентного потока получаем выражение в виде

$$P_{\tau, x} = - \bar{\rho} c_p \frac{T}{\Theta} k_x \frac{\partial \Theta}{\partial x}. \quad (14)$$

Для  $P_{\tau, y}$  получим аналогично

$$P_{\tau, y} = - \bar{\rho} c_p \frac{T}{\Theta} k_y \frac{\partial \Theta}{\partial y}. \quad (14')$$

Причем в обеих формулах можно пользоваться одним и тем же значением коэффициента горизонтального обмена  $k_x = k_y = k_0$ , так как направления  $x$  и  $y$  в общем равноправны.

При выводе предыдущих формул использовалось данное в начале параграфа общее определение конвекции. Однако в атмосфере горизонтальная составляющая скорости движения воздушных масс обычно значительно больше (в сотни раз), чем вертикальная; в то же время (что особенно существенно) в горизонтальном направлении неоднородность потока много меньше, чем в вертикальном. Имея это в виду, можно считать, что конвективный поток  $P_k = P_A + P_\tau$  в горизонтальном направлении будет в основном определяться его слагаемым  $P_A$ , горизонтальная слагающая которого носит название *адвективного потока тепла*. Поэтому в метеорологии обычно горизонтальный перенос тепла называют *адвективным*, а соответствующий процесс *адвекцией*. Под конвекцией же понимают перенос частиц воздуха в вертикальном направлении, возникающий над нагретыми участками земной поверхности.

## § 2. Приток тепла. Его связь с потоком

Изменение теплового состояния некоторого объема атмосферного воздуха определяется не потоком тепла, а его притоком.

*Притоком тепла*  $\epsilon = \rho c_p \frac{dT}{dt}$  называется количество тепловой энергии, получаемое извне единицей объема воздуха за единицу времени. Такой приток тепла к фиксированной частице воздуха будем называть индивидуальным притоком. Наряду с этой величиной иногда рассматривают локальный приток тепла  $\epsilon' = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}$ , понимая под ним количество тепла, получаемое извне за единицу времени единицей объема, выделенной в определенной части пространства. Измеряется приток тепла в  $\text{кал/см}^3\text{сек}$  или в  $\text{кал/см}^3\text{мин}$ .

Приток тепла может происходить в результате: 1) поглощения в рассматриваемом объеме лучистой энергии; назовем этот приток лучистым и будем обозначать его через  $\epsilon_{\text{л}}$ , 2) обмена частиц рассматриваемого объема с частицами окружающего воз-

духа, что имеет место при конвекции, причем можно разделить этот приток на турбулентный приток тепла  $\epsilon_t$ , осуществляемый в результате турбулентного обмена, и адвективный приток тепла  $\epsilon_a$ , осуществляемый в результате адвекции.

Приток тепла  $\epsilon$  связан с потоком тепла  $P$  простым соотношением

$$\epsilon = -\operatorname{div} P, \quad (15)$$

т. е. приток тепла равен дивергенции от потока тепла, взятой с обратным знаком.

Это отношение позволяет определить приток тепла, если известен поток. Доказательство соотношения (15) в общем случае является сложной задачей и значительно упрощается в частном случае, когда локальный приток тепла  $\epsilon'$  равен индивидуальному притоку  $\epsilon$ . Это наблюдается в том случае, когда скорость рассматриваемого объема равна нулю, тогда и адвективный приток  $\epsilon_a$  также будет равен нулю.

### § 3. Лучистый и турбулентный притоки тепла

Воспользуемся соотношением (15) для вывода выражения для лучистого притока тепла  $\epsilon_l$ . Примем во внимание, что производные лучистых потоков по горизонтали во много раз меньше, чем производные тех же потоков в вертикальном направлении, поэтому ими можно пренебречь. Это связано с тем, что атмосфера в горизонтальном направлении значительно более однородна, чем в вертикальном. Тогда, обозначив через  $G$  и  $U$  суммарные потоки длинноволновой радиации, направленные соответственно вниз и вверх, а через  $S$  — суммарный поток коротковолновой прямой солнечной радиации, направленный вниз, на основании (15) получим

$$\epsilon_l = -\frac{\partial}{\partial z}(U - G - S). \quad (16)$$

Имея в виду изложенное в гл. 10 о переносе радиации в атмосфере и учитывая ее поглощение, можно написать следующее приближенное выражение:

$$\epsilon_l = \rho \sum_{\lambda} k_{\lambda} [U_{\lambda} - G_{\lambda} - 2\delta E_{\lambda}] + \rho' \sum_{\lambda} k'_{\lambda} S_{\lambda} \sec z_{\odot}, \quad (17)$$

где  $\rho'$  и  $\rho$  — плотность поглощающей субстанции (водяного пара, углекислого газа и т. д.),  $k_{\lambda}$  и  $k'_{\lambda}$  — коэффициенты избирательного поглощения для длины волны  $\lambda$ ,  $E_{\lambda}$  — энергия излучения черного тела для данной длины волны,  $z_{\odot}$  — зенитное расстояние солнца,  $\delta$  — поглощательная способность.

Суммирование в выражении (17) распространяется на все длины волн коротковолновой (солнечной) и длинноволновой радиации. Кроме того, учитывая наличие ряда субстанций,

поглощающих и излучающих лучистую энергию в атмосфере, мы должны были бы написать для каждой из них выражение, аналогичное (17), беря соответствующие значения  $\rho$  и  $k_\lambda$ , и затем взять их сумму, которая и дала бы полный приток  $\epsilon_\lambda$ . Из сказанного видно, насколько сложно в общем случае выражение для полного притока  $\epsilon_\lambda$ .

Не менее сложное выражение и для турбулентного притока тепла  $\epsilon_\tau = -\text{div } P_\tau$ .

Действительно, учитывая соотношения (10), (14) и (14'), можно написать выражение для турбулентного притока тепла к единице массы

$$\begin{aligned}\epsilon_\tau &= -\text{div } P = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial P_{\tau, x}}{\partial x} + \frac{\partial P_{\tau, y}}{\partial y} + \frac{\partial P_{\tau, z}}{\partial z} \right) = \\ &= c_p \frac{T}{\Theta} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) \right].\end{aligned}\quad (18)$$

Используя вместо (10) выражение (12), получим

$$\begin{aligned}\epsilon_\tau &= c_p \frac{T}{\Theta} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) \right] + \\ &+ c_p \frac{\partial}{\partial z} \left[ k_z \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_p \right) \right],\end{aligned}\quad (18')$$

где все обозначения те же, что и раньше.

#### § 4. Внутренние источники тепла

Кроме рассмотренных потоков тепла, через посредство которых осуществляется приток тепла к некоторому объему воздуха, существует ряд факторов, под действием которых может иметь место изменение внутренней энергии рассматриваемой массы воздуха. К их числу прежде всего относятся: 1) адиабатическое изменение давления, 2) фазовые переходы воды, содержащейся в воздухе. Рассмотрим, каково их влияние на изменение температуры.

При адиабатическом изменении состояния (для 1 г воздуха) имеет место соотношение

$$c_v \frac{dT}{dt} + Ap \frac{dv}{dt} = \frac{dQ}{dt} = 0. \quad (19)$$

Рассматривая единицу объема, напишем, что

$$c_v \left( \frac{dT}{dt} \right)_a = -Ap \frac{dv}{dt} = A \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \quad (20)$$

или, исходя из уравнения (4в) гл. 6,

$$c_p \left( \frac{dT}{dt} \right)_a = \frac{A}{\rho} \frac{dp}{dt}. \quad (20)$$

Здесь индекс «а» показывает, что изменение температуры обусловлено адиабатическим изменением давления.

Переходя ко второму из указанных факторов, ограничимся рассмотрением случая конденсации водяного пара, содержащегося в воздухе. Если в 1 г воздуха в единицу времени переходит в воду  $r$  г содержащегося в нем водяного пара, то при этом выделяется количество тепла, равное  $Lr$ , где  $L$  скрытая теплота парообразования. Если  $r'$  г воды превращается в лед, то при этом еще выделяется количество тепла, равное  $L'r'$ , где  $L'$  — скрытая теплота плавления. Под воздействием тепла, выделяющегося при фазовых переходах воды, температура единицы массы воздуха за единицу времени повысится на  $\left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_\Phi$ , причем

$$c_v \left( \frac{dT}{dt} \right)_\Phi = Lr + L'r'. \quad (21)$$

Здесь индекс «ф» означает, что причиной изменения температуры является процесс фазовых превращений воды.

При процессах таяния и испарения равенство (21) также будет справедливо.

Тепло, получаемое воздухом в результате фазовых превращений воды, содержащейся в единице объема, по существу также можно рассматривать как один из видов притока тепла, который обозначим через  $\epsilon_\Phi$ . Относя его к единице объема, на основании уравнения (21) напомним

$$\epsilon_\Phi = \rho c_v \left( \frac{dT}{dt} \right)_\Phi = \rho [Lr + L'r']. \quad (22)$$

Кроме названных двух внутренних источников тепла, можно указать еще ряд процессов, с которыми может быть связано поступление тепла к воздуху, но уже второстепенного характера. Так, например, всегда происходит приток тепла в результате молекулярной теплопроводности. Возможен некоторый приток тепла вследствие преобразования под влиянием трения кинетической энергии в тепловую и др. В некоторых случаях приходится учитывать приток тепла к земной поверхности, обусловленный выпадением осадков, имеющих температуру, отличную от наземной температуры. Но все названные притоки в атмосфере, за очень редкими исключениями, настолько малы, что в сравнении с рассмотренными выше основными факторами ими можно пренебречь.

## § 5. Уравнение притока тепла

Для притока тепла в атмосфере к единице массы в § 1 гл. 6 выведено общее выражение (4''), которое применительно к единице объема запишем следующим образом:

$$\epsilon = \rho \frac{dQ}{dt} = \rho c_p \frac{dT}{dt} - A \frac{dp}{dt}. \quad (23)$$

Учитывая все рассмотренные выше главнейшие притоки тепла, можем представить (23) как

$$\epsilon = \rho c_p \frac{dT}{dt} - A \frac{dp}{dt} = \epsilon_{\text{л}} + \epsilon_{\text{к}} + \epsilon_{\text{ф}} = \epsilon_{\text{л}} + \epsilon_{\text{т}} + \epsilon_{\text{А}} + \epsilon_{\text{ф}}. \quad (24)$$

Так как  $\rho c_p \frac{dT}{dt} - A \frac{dp}{dt} = \rho c_p \frac{T}{\Theta} \frac{d\Theta}{dt}$ , где  $\Theta$  — потенциальная температура, то уравнение (24) можно также записать в виде

$$\epsilon = \rho c_p \frac{T}{\Theta} \frac{d\Theta}{dt} = \epsilon_{\text{л}} + \epsilon_{\text{т}} + \epsilon_{\text{А}} + \epsilon_{\text{ф}}. \quad (24')$$

В этом уравнении притока тепла не учтены второстепенные источники, поэтому оно, конечно, является приближенным.

Имея в виду, что в уравнении (24) член  $-A \frac{dp}{dt}$ , учитывающий приток тепла вследствие изменений давления, как легко показать, очень мал в сравнении с остальными, то им можно также пренебречь. Тогда получим приближенное уравнение притока тепла

$$\epsilon = c_p \rho \frac{dT}{dt} = \epsilon_{\text{л}} + \epsilon_{\text{т}} + \epsilon_{\text{А}} + \epsilon_{\text{ф}}. \quad (25)$$

При отсутствии адвекции, когда член  $\epsilon_{\text{А}} = 0$ , это уравнение примет еще более простой вид

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = \epsilon_{\text{л}} + \epsilon_{\text{т}} + \epsilon_{\text{ф}}. \quad (26)$$

В правой части уравнения (26) члены  $\epsilon_{\text{л}}$ ,  $\epsilon_{\text{т}}$ ,  $\epsilon_{\text{А}}$  и  $\epsilon_{\text{ф}}$  даются выведенными выше соотношениями. Таким образом, даже в этой форме приближенное уравнение притока тепла оказывается весьма сложным. Оно не может быть решено в общем виде, однако, оно оказывается вполне пригодным для решения обширного круга частных вопросов, когда возможно его упрощение, что в дальнейшем и покажем.



## § 6. Адвекция тепла и холода

Одним из слагаемых уравнения притока тепла является приток, обусловленный адвекцией,  $\epsilon_A$ . Рассмотрим его несколько подробнее. Так как в атмосфере выше пограничного слоя адвекция вызывает непериодические изменения температуры, то, рассматривая небольшие промежутки времени, обычно пренебрегают всеми остальными видами притока тепла. Тогда уравнение притока тепла можно записать в виде [уравнение (4'') гл. 6]

$$\epsilon = c_p \frac{dT}{dt} - \frac{ART}{p} \frac{dp}{dt} = 0. \quad (27)$$

Имея в виду, что полные индивидуальные производные, входящие в это уравнение, будут:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z},$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z},$$

где  $u$ ,  $v$  и  $w$  — слагающие скорости по координатным осям, уравнение (27) перепишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - w \frac{\partial T}{\partial z} + \\ & + \frac{ART}{pc_p} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{ART}{pc_p} w \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (28)$$

Третье слагаемое в правой части, как показывает оценка, значительно меньше (по крайней мере, в 10 раз) каждого из остальных слагаемых, поэтому им можно пренебречь.

Четвертое же слагаемое, имея в виду уравнение статики  $\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho$  и уравнение состояния  $\rho RT = p$ , можно привести к виду

$$w \frac{ART}{c_p p} \frac{\partial p}{\partial z} = -w \frac{Ag}{c_p} = -w\gamma_a, \quad (29)$$

где  $\gamma_a$  — сухоадиабатический градиент.

Тогда уравнение (28), учитывая, что  $-\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma$ , запишем следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - w (\gamma_a - \gamma). \quad (30)$$

Первое слагаемое в этом уравнении и дает адвективное изменение температуры, причиной которого является горизонтальный перенос воздушных масс (адвекция). Обозначим его через  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_A$

Следовательно,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_A = -\left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}\right). \quad (31)$$

Если перенос воздуха происходит из области с более высокими температурами в область с более низкими температурами, в этом случае говорят об *адвекции тепла*; при обратном направлении переноса имеем *адвекцию холода*.

Второй член уравнения (30) дает изменение температуры, обусловленное вертикальной слагающей движения воздуха,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_w = -w(\gamma_a - \gamma). \quad (32)$$

Как легко видеть, изменение температуры  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_w$  может быть на некотором уровне как положительным, так и отрицательным в зависимости от знака  $w$  и стратификации атмосферы, определяемой величиной  $\gamma$ . В случае подъема или опускания влажного насыщенного воздуха выражение для  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_w$  имеет более сложный вид (см. гл. 6).

## Глава 13

### ТЕМПЕРАТУРА НИЖНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ

#### § 1. Среднее распределение температуры у земной поверхности

Основные данные для суждения о температуре нижних слоев атмосферы мы получаем в результате наблюдений на метеорологических станциях на стандартной высоте 2 м над земной поверхностью. Для более длительного изучения структуры поля температуры проводятся наблюдения и на других высотах (как выше 2 м, так и ниже). Наблюдения показывают сложный характер распределения температуры в рассматриваемом слое, а также свидетельствуют о наличии значительных периодических (суточных и годовых) и непериодических ее колебаний.

Обратимся прежде всего к рассмотрению общего характера распределения температуры по земному шару. Для этой цели обычно используют осредненные за некоторый промежуток времени (сутки, месяц, сезон, год) значения температуры. На основании средних данных строят карты, на которых проводят

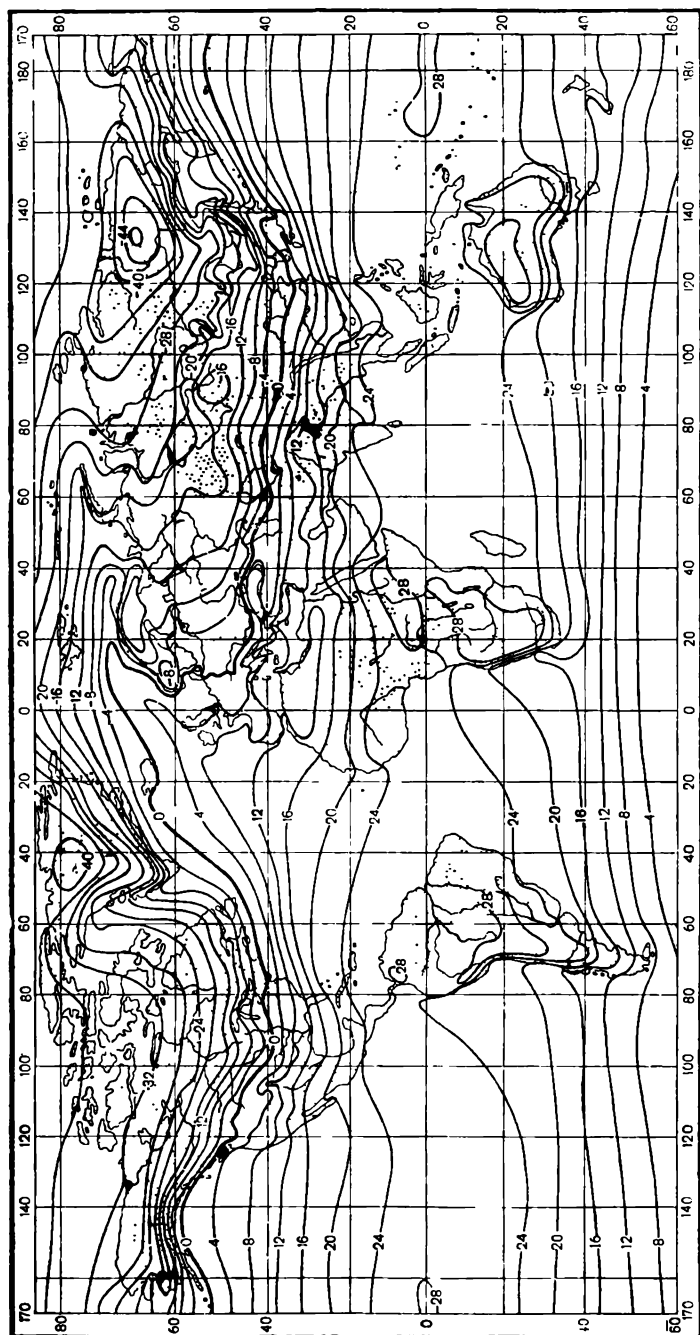


Рис. 72. Изотермы в январе.

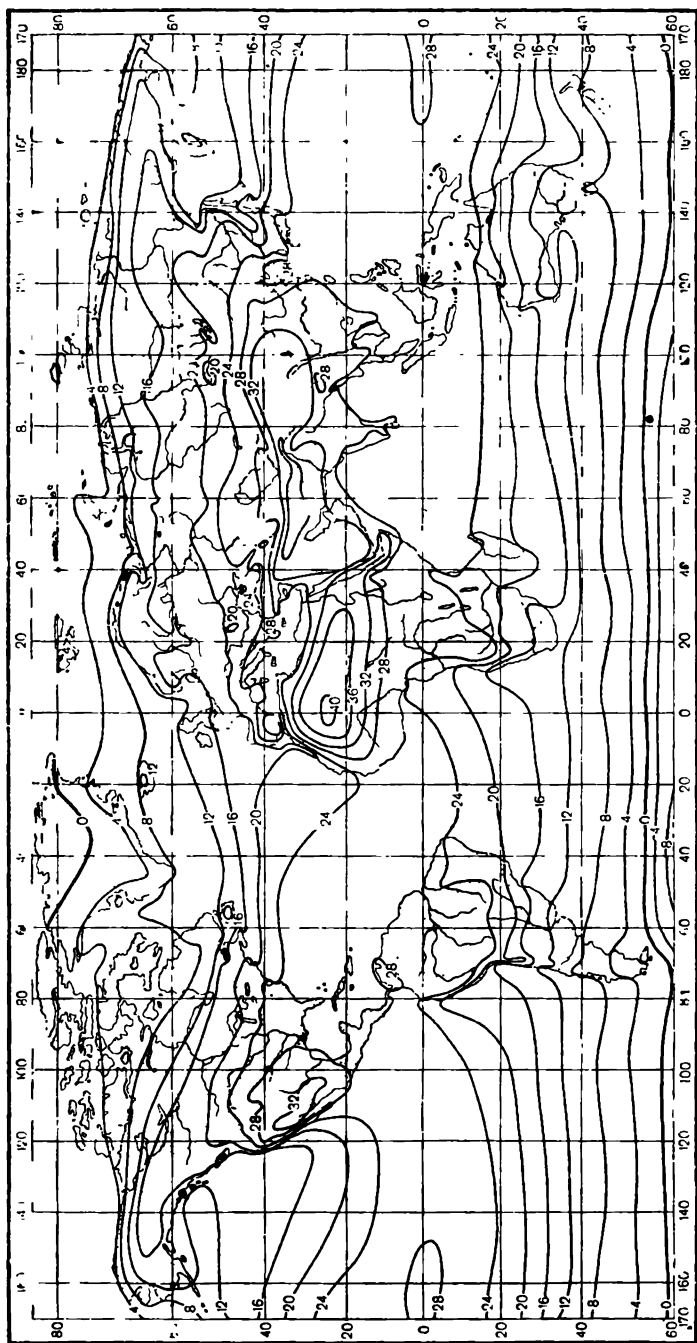


Рис. 73. Изогермы в июле.

изотермы — плавные линии, проходящие через точки с одинаковыми значениями средних температур.

На рис. 72 и 73 даны карты изотерм, приведенных к уровню моря (точнее, к  $z=2$  м над ур. м.) для всей поверхности земного шара для января и июля. На картах изотермы в каждом полушарии не располагаются параллельно кругам широт, причем это особенно резко проявляется зимой в северном полушарии, где, например, над Европейской территорией СССР ход изотерм становится почти меридиональным. В южном полушарии, поверхность которого в значительной части занята океаном и более однородна, ход изотерм довольно плавный и ближе к широтному. Отклонения изотерм от параллелей определяются зимой низкими температурами над материками и сравнительно высокими над океанами; летом обратным соотношением. Самые высокие температуры наблюдаются вблизи экватора, однако зона наиболее высоких температур, так называемый термический экватор, смещена от географического экватора в северное полушарие на широту  $5-10^\circ$  в январе, а в июле еще больше, а именно к  $20^\circ$  с. ш. Таким образом, положение термического экватора изменяется от зимы к лету. Его общее смещение к северу объясняется тем, что в северном полушарии располагаются обширные материки, которые летом сильно нагреваются.

Густота расположения изотерм в разных полушариях несколько различна зимой и летом. Так, в северном полушарии изотермы расположены гуще в январе по сравнению с июлем, в южном полушарии наоборот.

В южном полушарии наиболее низкие температуры как зимой, так и летом наблюдаются в Антарктиде. В северном же полушарии самая холодная область располагается вблизи полюса только летом, зимой же приполюсное пространство не является наиболее холодным. На январских картах в северном полушарии видны две области низких температур, называемые полюсами холода: обе эти области расположены южнее полюса. Основной полюс холода находится на территории СССР вблизи Верхоянска и Оймякона (Якутия). Средняя температура января здесь ниже  $-48^\circ$ , а во всей Якутии ниже  $-40^\circ$ . Второй полюс холода со средней температурой января около  $-40^\circ$  лежит над Гренландией.

Наиболее низкие температуры воздуха, наблюдавшиеся у земли (на высоте 2 м от поверхности) в северном полушарии, опускались ниже  $-60^\circ$ ; крайние значения (абсолютный минимум) отмечены в Якутии (в Верхоянске  $-68^\circ$ , в Оймяконе  $-70$ ,  $-71^\circ$ ). Еще более низкие температуры наблюдались в Антарктиде. Здесь неоднократно регистрировались температуры ниже  $-70^\circ$ , а в 1959 г. на станциях Восток и Советская отмечены температуры, доходившие до  $-88^\circ$ .

Самые высокие температуры на земном шаре наблюдаются

в пустынях жаркого тропического пояса (от 15 до 40° с. ш.). Средние июльские температуры воздуха в Сахаре, Аравии, Иране и Южной Калифорнии выше 30°; наибольшие температуры здесь превышают 50°. За абсолютный максимум температуры можно, по-видимому, принять 58°. Такая температура наблюдалась в Азии (Триполи) и в Южном Иране. Близкое к этому значение температуры, а именно 56°, отмечалось также в Долине Смерти (Калифорния) и в Сомали (Французский Берег). Температура около 50° наблюдалась и в среднеазиатских пустынях СССР.

Таким образом, общий диапазон изменений температуры воздуха вблизи земной поверхности (на высоте 2 м) составляет около 140° (примерно от —80 до +60°).

При более длительном анализе карт изотерм можно видеть, что согревающее действие зимой и охлаждающее летом оказывают не только такие обширные водные поверхности, какими являются океаны, но и значительно меньшие по площади. Примером является оз. Байкал, над которым зимой температура выше, а летом ниже, чем в его окрестностях.

На приведенных картах изотерм отчетливо видно также и влияние теплых и холодных океанических течений.

Имея климатологические данные о распределении температуры, можно получить некоторое представление о зональном ее распределении, если провести осреднение наблюдаемых температур по кругам широт. В табл. 49 приведены такие средние значения температуры и давления на уровне моря.

Данные этой таблицы показывают, что и в среднем термический экватор смещен в северное полушарие; он располагается на широте 10°. Разность температур между термическим экватором и полюсами различна в разных полушариях и в разное время года. Летом эта разность в северном полушарии (июль) около 29°, а зимой (январь) около 68°, в южном же полушарии летом (январь) она составляет около 40°, а зимой (июль) около 76°, т. е. зимой эта разность особенно велика — она почти в два раза больше, чем летом. Обращает внимание также увеличение амплитуд годовых колебаний температуры от экватора (где она порядка 1°) к полюсам (35—40°). Сравнение годовых амплитуд на одинаковых широтах показывает, что они в северном полушарии больше, чем в южном. Это находит себе объяснение в том, что в северном полушарии материи занимают большую площадь. Действительно, на долю материков в северном полушарии приходится 39% всей площади, а в южном — лишь 19%. В связи с этим в среднем за год северное полушарие на всех широтах теплее южного, и средняя за год температура северного полушария оказывается равной 15,2°, а южного 13,3°, в среднем для всей земли она равна 14,2°.

Отклонение действительного распределения температуры от

**Зональные среднемесячные и среднегодовые значения температуры  
и давления воздуха на уровне моря**

Широта	Температура воздуха (град.)			Давление (ммб)			Разность январь — июль		Разность северное полушарие — южное (за год)	
	январь	июль	год	январь	июль	год	температура (град.)	давление (ммб)	температура (град.)	давление (ммб)
90°С	—41,0	—1,0	—22,7	1013,5	1010,5	1015,0	—40,0	+8,0	+10,4	+23,9
80	—30,3	+2,0	—17,2	1012,5	1011,1	1014,2	—32,3	+1,4	+9,8	+24,5
70	—24,8	7,3	—10,7	1012,4	1010,3	1012,2	—32,1	+2,1	+2,9	+23,1
60	—15,6	14,1	—1,1	1014,3	1010,2	1011,5	—29,7	+4,1	+2,3	+22,7
50	—6,8	18,1	+5,8	1016,3	1011,9	1014,2	—24,9	+4,4	0,0	+10,0
40	5,5	24,0	14,1	1018,4	1013,3	1015,9	—18,5	+5,1	+2,2	+2,0
30	14,8	27,3	20,4	1019,3	1012,4	1015,5	—12,5	+6,9	+2,0	—2,4
20	22,1	28,0	25,3	1015,8	1010,5	1012,2	—5,9	+5,3	+2,4	—3,3
10	25,1	26,9	26,7	1011,9	1010,2	1010,5	—0,8	+1,7	+1,4	—1,7
0	26,7	25,6	26,2	1010,3	1011,9	1010,5	+1,1	—1,6		
10°Ю	26,5	22,9	25,3	1010,2	1014,5	1012,2	+1,6	—4,3		
20	25,8	20,0	22,9	1011,6	1017,9	1015,5	+5,8	—6,3		
30	22,9	14,7	18,4	1014,7	1020,3	1017,9	+8,2	—5,6		
40	16,1	9,0	11,9	1014,9	1014,5	1013,9	+7,1	+0,4		
50	8,8	3,4	5,8	1003,5	1003,9	1004,2	+5,4	—0,4		
60	2,1	—9,1	—3,4	989,6	988,3	988,2	+11,2	+1,3		
70	—3,4	—23,0	—13,6	990,9	989,2	989,1	+19,6	+1,7		
80	—10,8	—39,5	—27,0	992,0	990,2	990,7	+28,7	+1,8		
90	—13,5	—48,0	—33,1	992,6	991,1	991,1	+34,5	+1,5		

зонального и, в частности, роль материков и океанов в температурном режиме атмосферы можно оценить с помощью карт изомал температуры. Их получим, если вычислим разности между средними температурами в той или иной точке параллели и зональными температурами, затем, нанеся эти разности на карту, соединим линиями точки с одинаковыми значениями разностей.

На этих картах, например, видно, что в январе на западе СССР на восточном побережье теплого Атлантического океана температура воздуха более чем на 10° превышает зональную температуру, а в районе Верхоянска действительная температура на 26° ниже зональной. В июле имеем обратные соотношения, хотя и не так резко выраженные.

## § 2. Годовой ход температуры воздуха

Годовые колебания температуры воздуха в каждом пункте определяются прежде всего годовыми изменениями притока тепла от Солнца, но в то же время сильно зависят от характера подстилающей поверхности и ряда других указанных выше факторов.

В северном полушарии наибольшая средняя месячная температура воздуха наблюдается в июле—августе, а наименьшая — в январе—феврале. Влияние континентов и океанов проявляется в том, что над континентами амплитуда годовых колебаний значительно больше, чем над океанами и побережьями, а также в том, что над континентами крайние значения наблюдаются несколько раньше (ближе к моментам солнцестояния), чем над океанами.

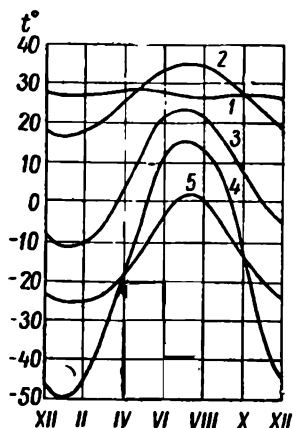


Рис. 74. Годовой ход температуры на разных широтах.

1 — Батавия ( $\varphi = 6,2^\circ$  ю. ш.),  
2 — Ассуан ( $\varphi = 24^\circ$  с. ш.),  
3 — Саратов ( $\varphi = 51^\circ$  с. ш.),  
4 — Верхояйск ( $\varphi = 67^\circ$  с. ш.),  
5 — Трауренберг ( $\varphi = 80^\circ$  с. ш.).

В зависимости от широты места можно выделить четыре типа годового хода температуры воздуха.

1. Экваториальный тип. В экваториальной зоне, где приток солнечной радиации в течение года изменяется мало, амплитуда годового хода температуры мала: она составляет над океанами около  $1^\circ$  и над континентами  $5-10^\circ$ ; при этом в течение года здесь наблюдаются два максимума — в периоды весеннего и осеннего равноденствий — и два минимума — во время зимнего и летнего солнцестояний (рис. 74, кривая 1).

2. Тропический тип. С удалением от экваториальной области увеличивается различие в величине притока солнечного тепла между летом и зимой, а поэтому по мере приближения к полюсам увеличивается и амплитуда температурных колебаний.

Так, в тропиках годовая амплитуда составляет над океанами около  $5-10^\circ$ , а над континентами — около  $15-20^\circ$ , причем в годовом ходе наблюдается один максимум после летнего солнцестояния и один минимум после зимнего солнцестояния (рис. 74, кривая 2).

3. Тип умеренного пояса. В умеренных широтах также наблюдается простой ход температуры с одним максимумом, наступающим после летнего солнцестояния (в июле), и одним минимумом зимой (в январе). Годовая амплитуда в этих широтах велика — над открытыми морями и океанами ее величина составляет  $10-15^\circ$ , а над материками, особенно в районах, удаленных от океанов, достигает  $40-50^\circ$  (рис. 74, кривые 3 и 4) и даже  $60^\circ$ . При этом время наступления максимума и минимума над морями запаздывает: максимум смещается с июля на август, а минимум — с января на февраль.

4. Полярный тип. Полярные районы характеризуются длительной холодной зимой и сравнительно теплым, но коротким



летом. Общая годовая амплитуда здесь также велика. Максимум приходится на август, а минимум — на конец полярной зимы (март) (рис. 74, кривая 5).

В областях муссонов наблюдается несколько особый годовой ход температуры, характеризующийся низкими температурами зимой и летом и более высокими в конце весны и осенью.

На дальнейших деталях и особенностях годового хода в зависимости от местных условий (высоты места, рельефа и пр.) останавливаться не будем.

### § 3. Суточный ход температуры воздуха

Рассмотрим прежде всего основные характеристики суточного хода температуры по данным наблюдений на стандартной высоте 2 м.

Так же как и для годового хода, для суточного хода температуры воздуха определяющим фактором является приток тепла от Солнца к земной поверхности, от которой затем тепло и передается воздушным слоям. В результате этого температура воздуха после восхода солнца начинает расти, однако с некоторым запаздыванием по сравнению с температурой земной поверхности, причем это запаздывание тем больше, чем выше расположена точка, в которой рассматривается температура. Наиболее высокие значения температуры отмечаются спустя 2—3 часа после полудня, далее температура воздуха начинает понижаться сначала (до захода солнца) сравнительно быстро, а затем (в течение ночи) медленно до достижения минимума незадолго до восхода солнца. Таков в общих чертах характер суточного хода температуры воздуха. В деталях он несколько различен в разных широтах и в различное время года.

В связи с тем что полуденная высота солнца возрастает от полюсов к низким широтам, наибольшие суточные амплитуды наблюдаются в субтропических широтах, откуда они и убывают к полярным областям. Вместе с тем полуденная высота солнца в течение года меняется мало в экваториальных областях и сильно в умеренных, а особенно в высоких широтах. Поэтому в высоких широтах суточная амплитуда летом должна быть больше, чем зимой. Однако амплитуда определяется не только значением дневного максимума температуры, но также и ночным минимумом, и если максимум зависит от полуденной высоты солнца, то минимум — от степени ночного выхолаживания, которое тем больше, чем продолжительнее ночь. За короткие летние ночи земная поверхность, а от нее и воздух не успевают сильно охладиться, поэтому и минимум температуры неглубок. В результате наибольшие суточные амплитуды не совпадают с днем летнего солнцестояния, а наблюдаются ближе к дням равноденствия, особенно в высоких широтах. Вместе с тем суточные ам-

плитуды изменяются в течение года. Так, в полярных областях зимой суточные колебания почти отсутствуют; летом они также невелики. Наиболее значительные амплитуды наблюдаются здесь в периоды около дней равноденствия. В умеренных широтах наименьшие амплитуды наблюдаются зимой и наибольшие — в начале лета; весной они несколько больше, чем осенью. В тропических областях суточные колебания по величине почти постоянны в течение года, причем они больше, чем в умеренных широтах.

На суточные колебания температуры воздуха существенное влияние оказывают свойства подстилающей поверхности, от которых, как мы видели, зависит степень дневного нагревания и ночного выхолаживания земной поверхности. Это влияние подстилающей поверхности проявляется в том, что над морями и океанами суточные амплитуды малы (до  $2-3^{\circ}$ ), а над континентами значительно больше (до  $20-22^{\circ}$ ). Такое же влияние оказывают и меньшие по размерам водоемы (озера), увлажненные поверхности (болота, места с обильной растительностью), над которыми амплитуды суточных колебаний уменьшаются, в то время как над оголенными сухими районами (особенно в пустынях) они увеличиваются.

В зимнее время наличие снежного покрова увеличивает суточные амплитуды воздуха, в этом сказывается влияние отражения и излучения. Совершенно очевидно, что суточные амплитуды зависят также от условий облачности: в облачные дни суточный ход сильно сглажен по сравнению с суточным ходом в ясные дни. При переменной облачности, уменьшающей как дневное нагревание, так и излучение земной поверхности, суточный ход температуры воздуха может существенно отличаться от описанного.

Кроме указанных факторов, на суточный ход оказывают влияние многие другие физико-географические условия. Так, сильное влияние оказывает, как это отметил А. И. Воейков, рельеф и высота места. В условиях вогнутого рельефа (долина, котловина) увеличивается дневное нагревание и ночное охлаждение, поэтому возрастает и амплитуда. В случае выпуклого рельефа (холмы, горы) ослабевает влияние земной поверхности на температуру воздуха и амплитуда уменьшается. На суточный ход весьма существенное влияние оказывает также горизонтальный перенос воздушных масс, в частности местная циркуляция (бризы, горные и долинные ветры и т. д.).

Не менее существенные различия в температурном режиме воздуха обуславливаются влиянием растительности. Внутри растительного покрова имеет место весьма сложное распределение температуры, а в воздухе над ним наблюдается снижение температуры и уменьшение амплитуды ее колебаний.

Все сказанное относится к суточному ходу температуры на высоте стандартных метеорологических наблюдений (2 м). Для

других уровней указанные соотношения изменяются, особенно сильно в слоях, расположенных ниже 2 м. Здесь у самой земной поверхности суточные колебания особенно велики. С удалением от земной поверхности амплитуда суточного хода уменьшается и происходит запаздывание во времени наступления максимума и минимума. Наблюдения показывают, что зимой суточные колебания уже мало заметны на высоте около 0,5 км, летом же они распространяются до высоты 1,5—2 км. Выше, в свободной атмосфере, в средней и верхней тропосфере (на высотах больше 2 км), также наблюдаются небольшие суточные колебания, вопрос о которых рассмотрим далее.

Особенно большой интерес представляет вопрос о суточном ходе температуры в непосредственной близости к земной поверхности, где происходит развитие растительности.

Эмпирический анализ суточного хода температуры воздуха чрезвычайно затруднен необходимостью учета многочисленных факторов, действующих одновременно и находящихся к тому же в сложном взаимодействии; он дает возможность объяснить наблюдаемые закономерности лишь с качественной стороны. Для того чтобы установить основные количественные характеристики суточного хода в приземном слое, необходимо теоретическое решение вопроса. Это впервые было сделано А. А. Дороднициным, а затем М. Е. Швецом. При решении поставленной задачи они исходили из уравнения притока тепла. Учитывая, что в изменении температурного режима основная роль принадлежит турбулентному потоку тепла, а роль остальных потоков в приземном слое атмосферы в большинстве случаев оказывается незначительной, в первом приближении всеми этими потоками тепла, кроме турбулентного, можно пренебречь. Тогда уравнение притока тепла при учете только вертикального турбулентного потока можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (1)$$

В таком виде уравнение притока тепла носит название уравнения теплопроводности атмосферы. Оно и было использовано для решения поставленной задачи А. А. Дороднициным.

М. Е. Швеец, кроме вертикального турбулентного потока тепла, учел также и влияние лучистого переноса тепла в атмосфере. Имея в виду уравнения (10'), (17) и (24) гл. 12, получим уравнение притока тепла

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = c_p \rho \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \rho k [U + G - 2\delta E] + k' \rho' s \sec z_{\odot}. \quad (2)$$

Сложный учет селективного характера поглощения в земной атмосфере радиации (длинноволновой и коротковолновой)

М. Е. Швецом не производился. Решение данного уравнения разбирается в курсе динамической метеорологии и здесь не может быть рассмотрено. Анализ его показывает, что изменение температуры воздуха с высотой происходит по гораздо более сложному закону, чем тот простой показательный закон, по которому изменяется температура почвы с глубиной. Кроме того, теоретические формулы показывают большую роль турбулентного обмена, влияние которого проявляется в том, что при его увеличении уменьшение амплитуды суточного хода с высотой происходит медленнее, а запаздывание времени наступления максимума и минимума уменьшается. При очень развитой турбулентности суточные колебания температуры могут охватить слой воздуха до значительных высот.

Отметим, что полученные теоретические формулы были использованы для составления расчетных таблиц и графиков, с помощью которых можно рассчитать суточный ход температуры на разных широтах в различное время года, для разного вида почв (разное альbedo, разные тепловые свойства и т. п.), при различной прозрачности атмосферы.

Сравнение расчетных данных с реально наблюдаемыми показывает их хорошее согласование. Следует отметить, однако, что в указанной теории не рассматривается и не принимается во внимание очень сильное и сложное влияние облачности.

#### § 4. Изменение температуры воздуха с высотой в приземном слое

Суточный ход температуры воздуха в приземном слое тесно связан с ее изменением с высотой в различные часы суток. Выше было указано, что характерной особенностью приземного слоя является наличие очень больших по абсолютной величине вертикальных градиентов температуры. Большие изменения температуры земной поверхности при слабом турбулентном обмене приводят к возникновению очень больших вертикальных градиентов. В периоды нагревания земной поверхности в прилегающих к ней слоях атмосферы возникают градиенты, во много раз превышающие адиабатический; в периоды охлаждения земной поверхности, когда от нее охлаждаются прилегающие слои воздуха, возникают также большие, но обратные по направлению (инверсионные) градиенты температуры.

Указанное распределение температуры в приземном слое атмосферы в условиях нагревания и охлаждения земной поверхности наглядно иллюстрируется рис. 75, на котором приведены результаты наблюдений в Колтушах (под Ленинградом) в ясный день в мае 1954 г. На рисунке числа у стрелок дают значения радиационного баланса в  $\text{кал/см}^2\text{мин.}$  На рис. 76 приведен профиль температуры в слое между 1,2 и 87,7 м, наблюдаемый весной

(в марте) в Лифильде (Южная Англия) над лугом. На этих рисунках видно, как изменяется вертикальный профиль температуры в течение суток. В ночные часы имеется инверсионное распределение температуры, а в дневные, как и обычно, температура уменьшается с высотой. Утром (между 8 и 9 час.), вскоре после рассвета, во всем этом слое наблюдается состояние, близкое к изотермии. Такой же период с очень малым температурным градиентом имеет место незадолго до захода солнца.

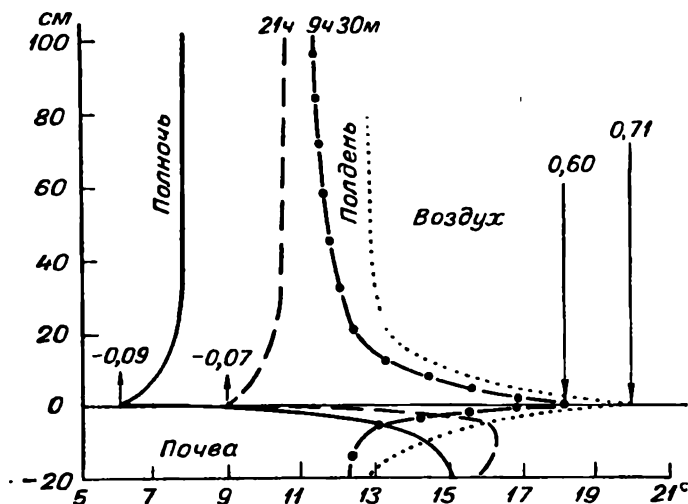


Рис. 75. Распределение температуры воздуха с высотой в приземном слое (Колтуши).

Моменты разрушения и образования приземных инверсий, естественно, почти точно совпадают с моментами, в которые турбулентный поток тепла меняет свой знак на обратный. В условиях открытого грунта в нижнем 1,5-метровом слое это происходит при высоте солнца 10—15°, а при наличии снежного покрова — даже при высоте солнца 20—25°.

Из сравнения профиля температуры с сухой адиабатой (рис. 76) видно, что градиент температуры по абсолютной величине до некоторой высоты значительно больше адиабатического. О том, насколько велики на различных высотах могут быть значения градиентов, можно судить по данным табл. 50, в которой для разных слоев приведены средние полуденные значения градиентов по наблюдениям в Портано (Южная Англия).

Числа, приведенные в таблице, показывают, во сколько раз наблюдаемые градиенты превышают адиабатический.

Значения градиентов, приведенных в таблице, не являются максимальными. Часто на короткие промежутки времени возникают значительно большие градиенты, которые, по тем же данным Беста (в Портане), могут достигать в слое от 2,5 до 30 см значений до 1800  $\gamma_a$ .

Таблица 50

Средние полуденные градиенты температур над травой в Портане (по Бесту)

Слой (см)	Отношение $\frac{\gamma}{\gamma_a}$	
	январь	июль
25—30	100	625
30—120	11	78
120—710	2	14
710—1710	1	5

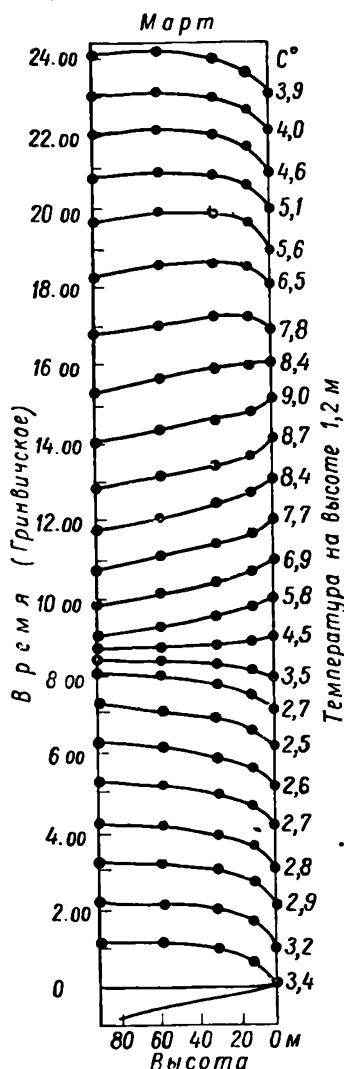


Рис. 76. Профили температуры воздуха в слое 1,2 м и 87,7 м в Лифлиде (Южная Англия) весной.

Все сказанное относится к ясным безоблачным дням. При наличии облачности как нагревание, так и охлаждение земной поверхности ослабляется, в связи с чем вертикальные градиенты температуры уменьшаются и суточный ход температуры на всех высотах сглаживается.

Для теоретического рассмотрения вопроса о вертикальном профиле температуры в приземном слое обратимся к уравнению притока тепла. Учитывая, что в изменении температурного режима в этом слое основную роль играет вертикальный гурбулентный поток тепла, используем частный вид уравнения притока тепла в форме приведенного выше уравнения теплопроводности атмосферы (1)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (3)$$

Заметим, что в крайних точках (максимум и минимум) кривой суточного хода температуры производная  $\frac{\partial T}{\partial t}$  обращается

в нуль, но тогда и производная  $\frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right)$  также равна нулю.

Так как вертикальный турбулентный поток  $P = -c_p \rho k_z \frac{\partial T}{\partial z}$ , на основании сказанного получим, что в приземном слое

$$\frac{\partial P_\tau}{\partial z} = -c_p \rho \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (4)$$

или

$$P_\tau = -c_p \rho k_z \frac{\partial T}{\partial z} = \text{const.} \quad (5)$$

Это значит, что в приземном слое турбулентный поток тепла в вертикальном столбе воздуха не изменяется с высотой.

Однако, как было указано на стр. 59, можно принять, что в приземном слое коэффициент турбулентности  $k_z$  линейно изменяется с высотой, что дает основание записать

$$k_z = k_1 \frac{z + z_0}{z_1}, \quad (6)$$

где  $k_1$  — значение коэффициента турбулентности на высоте  $z_1 = 1$  м, а  $z_0$  — шероховатость.

Тогда уравнение (5) примет вид

$$P_\tau = -c_p \rho k_1 (z + z_0) \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (7)$$

Учитывая, что  $z_0 \ll z$ , последнее выражение запишем в форме

$$P_\tau dz = -c_p \rho k_1 z dT. \quad (7')$$

Полагая, что на нижней границе слоя  $z_0$  температура равна  $T_0$ , и обозначая здесь  $P_\tau$  через  $(P_\tau)_0$ , проинтегрируем последнее выражение в пределах от  $z_0$  до высоты  $z$ , где температура равна  $T$ ,

$$T - T_0 = -\frac{(P_\tau)_0}{c_p \rho k_1} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (8)$$

Для любого произвольного уровня  $z_1$  ( $z_0 < z_1 < z$ ), на котором температура равна  $T_1$ , на основании последнего выражения напишем

$$T_1 - T_0 = -\frac{(P_\tau)_0}{c_p \rho k_1} \ln \frac{z_1}{z_0},$$

откуда

$$-\frac{(P_\tau)_0}{c_p \rho k_1} = \frac{T_1 - T_0}{\ln \frac{z_1}{z_0}}. \quad (9)$$

Подставляя это значение  $\frac{(P_1)_0}{c_p \rho k_1}$  в уравнение (8), найдем

$$T_z = T_0 + (T_1 - T_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{z_1}{z_0}}, \quad (10)$$

что и дает закон изменения температуры с высотой в приземном слое. Эта формула носит название *логарифмического закона распределения температуры с высотой в приземном слое*. Из нее видно, что вблизи земной поверхности (малое  $z_1$ ) температура очень быстро изменяется с высотой, причем если  $T_1 > T_0$ , то и температура  $T$  с высотой возрастает, и наоборот. Все указанные выше эмпирически найденные закономерности хорошо описываются этим законом.

## § 5. Заморозки

При суточных изменениях температуры в отдельные периоды года (обычно весной и осенью) минимальная температура в некоторые часы суток опускается ниже  $0^\circ$ . Такое падение минимальной температуры до значений ниже  $0^\circ$  при положительном значении средней суточной температуры называется *заморозком*. Температура поверхности почвы или растений при заморозках ночью может быть значительно ниже (на  $2-3^\circ$  и даже больше), чем температура воздуха на высоте 2 м, поэтому температура ниже  $0^\circ$  на поверхности растительности наблюдается иногда и при небольших положительных температурах воздуха.

Изучение заморозков имеет большое экономическое значение для ряда отраслей народного хозяйства, особенно для сельского хозяйства. Применительно к задачам сельского хозяйства следует, однако, иметь в виду, что для многих культурных растений губительными являются понижения температуры только ниже определенных критических значений (до нескольких градусов), различных для каждого вида растений и при разных фазах их развития. Такие заморозки, которые могут причинить вред сельскохозяйственным культурам, называют *опасными заморозками*. Изучение опасных заморозков составляет специальную задачу агрометеорологии.

В зависимости от причин, вызывающих заморозки, их делят на следующие основные два типа:

а) радиационные, обусловленные сильным выхолаживанием поверхности почвы и растений в результате потери ими тепла путем излучения,

б) адвективные, возникающие вследствие притока в данный район холодных масс воздуха из соседних областей (адвекция холода) при общем низком уровне температур.



Однако обычно действуют оба фактора, и указанные типы в чистом виде наблюдаются редко.

Все факторы, способствующие радиационному выхолаживанию деятельной поверхности, содействуют и возникновению заморозков. Такими условиями являются, как мы видели, безоблачное (или малооблачное) небо, малая влажность воздуха и слабая увлажненность поверхности почвы, слабый турбулентный обмен в приземном слое воздуха, что связано с малой скоростью ветра, ослабевающего ночью до полного штиля, и неустойчивое распределение температур с высотой в вечернее время. При этих условиях увеличивается радиационное выхолаживание.

Возникновение заморозков более вероятно при наличии большого суточного хода температуры, а также на участках, характеризующихся малой теплопроводностью почвы.

Заморозки наблюдаются почти повсеместно. Длительность их тесно связана с суточной амплитудой температуры и уменьшается с увеличением последней; она может достигать нескольких часов. Для районов средней и южной части Европейской территории СССР амплитуда в среднем составляет около 4—5 час.

Чтобы заблаговременно принять меры защиты от пагубного воздействия заморозков, необходимо заранее предвидеть их возникновение. Для этого уже давно разрабатывались различного рода эмпирические правила; некоторые из них используются и до настоящего времени. Но точность таких эмпирических правил невелика, так как они обычно устанавливают связь между заморозками и лишь некоторыми из отдельных факторов, влияющих на них (таковы правила Броунова, Михалевского, Михельсона, Ангстрема и др.). К тому же все эмпирические формулы могут быть использованы лишь применительно к тем условиям, при которых они выведены, и притом лишь для сугубо ориентировочных расчетов.

Методы предсказания заморозков были значительно улучшены лишь после того, как этот вопрос стали рассматривать на основе физического анализа причин ночного выхолаживания и особенно после того, как была теоретически решена задача о суточном ходе температуры.

Одной из первых попыток решения задачи является формула Брента, выведенная на основе использования уравнения теплопроводности для почвы. Эта формула была несколько уточнена в ряде последующих исследований. Однако полученные результаты мало пригодны для практических расчетов.

К настоящему времени более удачное решение этой задачи получено советскими учеными и разработаны практически удобные методы предсказания заморозков. А. Ф. Чудновский и И. Г. Лютерштейн в основу предложенного ими метода положили

теоретическую схему суточного хода температуры, основанную на решении задачи о суточном ходе, данном М. Е. Швецом.

Дальнейший шаг вперед сделал М. Е. Берлянд, который рассматривает ночное понижение температуры не как часть периодического суточного хода ее, а как аperiodический процесс при некоторых заданных начальных условиях. М. Е. Берлянд предложил решение задачи при заданном эффективном излучении в зависимости от начального распределения температуры в почве и в воздухе, а также от интенсивности турбулентного перемешивания. Сложность математической стороны не позволяет нам изложить эту теорию сколько-нибудь подробно.

В результате упрощения полученных сложных теоретических формул оказалось возможным дать простые расчетные формулы, по которым на практике можно вычислить температуру воздуха на любой высоте, а также и на поверхности почвы в любой момент времени в течение ночи.

Используя номограммы и расчетные таблицы, можно по данным обычных метеорологических наблюдений сравнительно быстро и просто рассчитать вероятность наступления и характер заморозков. Проверка этого метода на большом материале показала вполне удовлетворительное согласование результатов расчета с фактическими данными наблюдений.

Следует, однако, подчеркнуть, что эти методы применимы лишь при отсутствии адвекции, учет которой оказывается весьма трудным.

В целях защиты сельскохозяйственных растений от поражения их опасными заморозками применяются различные методы, разрабатываемые с давних пор. Главными из них являются: а) открытый обогрев плантаций с помощью различного рода грелок, б) создание дымовых завес. Реже (только для особо ценных культур) используются индивидуальные и групповые укрытия растений.

Указанные методы основаны на том, чтобы, воздействуя тем или иным способом на факторы, определяющие тепловой режим приземного слоя, уменьшить ночное понижение температуры.

Иногда (особенно в республиках Средней Азии) для борьбы с заморозками применяется усиленный полив почвы, обеспечивающий увеличение потока тепла из глубины к поверхности почвы и частично способствующий уменьшению эффективного излучения.

## § 6. Термическая конвекция в атмосфере

Распределение температуры с высотой в приземном слое имеет большое значение для развития так называемой термической конвекции.

При теоретических и лабораторных исследованиях вопроса

о переносе тепла при движении жидкости или газа (конвекции) обычно отличают два физических процесса:

1) вынужденную конвекцию, когда перенос тепла обуславливается полем внешней силы и осуществляется при весьма больших скоростях движения и относительно небольших разностях температуры. В этом случае оказывается возможным пренебречь влиянием теплового состояния газа на поле скорости и на значения коэффициента обмена;

2) свободную или естественную конвекцию, когда процесс переноса тепла происходит при очень больших разностях температуры и возникает в результате изменений плотности, вызванных течением тепла, например при подогревании слоя газа или жидкости снизу, что обычно и делается при лабораторных исследованиях. При этом принимается, что нет никаких других причин, вызывающих движение газа, кроме термических.

В природе ни один из этих процессов в чистом виде, конечно, не осуществляется. Обычно действуют одновременно причины, определяемые действием внешних сил, которые мы назовем динамическими, а также причины термические, когда силой, вызывающей движение, является подъемная сила Архимеда.

Наблюдениями установлено, что если при относительно небольших сверхadiaбатических градиентах не обнаруживается каких-либо преобладающих периодов пульсаций температуры и ветра, то при наличии больших сверхadiaбатических градиентов в приземном слое атмосферы возникает пульсация ветра и температуры гораздо большего масштаба.

Восходящие движения теплого воздуха сменяются более замедленным опусканием холодного воздуха, причем в этих движениях принимают участие значительно большие массы воздуха, чем те элементарные частицы, которые участвуют в турбулентном перемешивании и движения которых лишь накладываются на общий фон смены восходящих и нисходящих потоков воздуха. В таких случаях мы говорим о процессе термической конвекции.

Указанные движения можно, например, наблюдать в жаркий день по дрожанию струек воздуха над сильно нагретыми участками земной поверхности (асфальтированными дорогами, железными крышами и т. п.). Их можно отметить, наблюдая за состоянием дымового облака, в котором при наличии больших градиентов температуры в приземном слое в отдельных местах образуются прорывы вверх отдельных клубов дыма («пузырей»), прослеживаемые до заметной высоты над верхней границей дымового облака.

Термическая конвекция наиболее часто развивается над суши. В теплое время года при достаточном ее развитии она приводит к образованию облаков кучевых форм, получивших поэтому название конвективных.

Однако вопрос о механизме развития термической конвекции в его деталях полностью еще не изучен. Можно думать, что развитие термической конвекции происходит подобно тому, как это имеет место при лабораторных опытах по изучению правильной конвективной циркуляции воздуха, расположенного над сильно нагретыми плитами. В этом случае слой воздуха над такими плитами разбивается на правильно расположенные ячейки, в каждой из которых в центре возникает восходящее движение, а на периферии — нисходящее (ячейки Бенара). Теория такой правильной конвекции разработана достаточно подробно. В природе же при неравномерно нагреваемой земной поверхности образование таких правильно расположенных ячеек затруднительно, поэтому здесь развитие явления можно представить себе следующим образом. Сначала при нагревании Солнцем земной поверхности возникает перенос тепла вверх посредством теплопроводности и излучения. Однако указанными механизмами все тепло, получаемое нижним слоем воздуха, не успевает перенестись вверх, и он оказывается перегретым и потому более легким. Тогда достаточно малейшего возмущения в нем для того, чтобы перегретые массы в виде струй прорывались вверх, а на их место приходили более холодные массы сверху и со стороны. Возникшая таким путем циркуляция постепенно охватывает все большую и большую толщу воздуха.

Наблюдения А. А. Скворцова в Ташкенте показывают, что действительно термическая неустойчивость проявляется не сразу от земной поверхности до уровня кучевых облаков и что в непосредственной близости к подстилающей поверхности можно выделить ряд более тонких слоев — «ярусов», обладающих определенными физическими свойствами, между которыми происходит скачкообразный обмен, осуществляемый путем прорывов воздуха, аналогичных упомянутому выше, а также прорывам, наблюдаемым в дымовом облаке.

## *Глава 14*

### **ТЕМПЕРАТУРА СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЫ**

#### **§ 1. Среднее распределение температуры в тропосфере на разных уровнях**

Температура воздуха в пределах тропосферы закономерно убывает с высотой. Это убывание температуры несколько различно на разных широтах, поэтому и среднее распределение температуры на некотором уровне над земной поверхностью будет отличаться от ее распределения на уровне моря. Результаты аэрологических наблюдений над температурой в свободной ат-

мосфере можно представить в виде карт изотерм для различных уровней, аналогичных картам для земной поверхности. Более удобным и наглядным является использование для этих целей карт относительной топографии (см. гл. 7) и меридиональных разрезов атмосферы, которые дают одновременную картину распределения температуры как по высоте, так и по широтам.

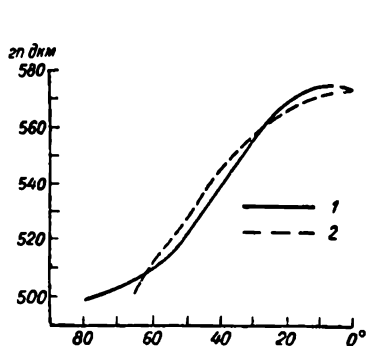


Рис. 77. Средние широтные величины относительного геопотенциала  $H_{1000}^{500}$  от экватора до высоких широт зимой.

1 — северное полушарие,  
2 — южное полушарие.

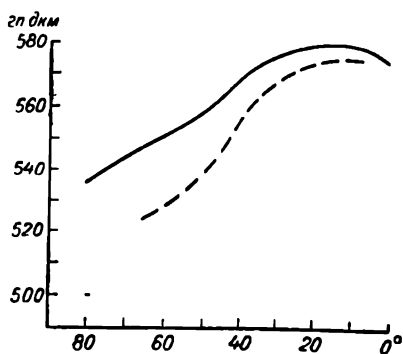


Рис. 78. Средние широтные величины относительного геопотенциала  $H_{1000}^{500}$  от экватора до высоких широт летом.

Напомним, что карты относительной топографии представляют собой карты удвоенной средней температуры слоя атмосферы, расположенного между двумя изобарическими поверхностями. Так, например, карта  $OT_{1000}^{500}$  характеризует среднюю (по высоте) температуру нижней половины тропосферы между уровнями 1000 и 500 мб.

На рис. 77 и 78 представлены средние широтные значения  $H_{1000}^{500}$  для зимы (рис. 77) и лета (рис. 78) над всей земной поверхностью, а на рис. 79 приведена схема распределения средней температуры над северным полушарием зимой и летом.

На основании этих рисунков прежде всего можно сделать очень важный вывод о том, что в основной толще тропосферы (до высоты 5,5 км), так же как и у земной поверхности, и зимой и летом температура понижается от экватора к полюсу (градиент имеет направление от экватора к полюсу). Однако в слое тропопаузы и в нижней стратосфере соотношение изменяется и начиная с высоты 12—14 км устанавливается обратное изменение температуры, а именно она повышается от экватора к полюсам.

Таким образом, горизонтальный градиент температуры,

направленный в тропосфере от экватора к полюсам, в нижней стратосфере изменяет свое направление на обратное (от полюсов к экватору).

Величина горизонтального градиента температуры особенно мала в приэкваториальной области (зимой южнее  $20^\circ$  с. ш. и летом южнее  $30^\circ$  с. ш.). Здесь она практически равна нулю в верхней тропосфере. Наибольшей величины горизонтальный градиент достигает зимой между  $25$  и  $40^\circ$  с. ш., а летом между  $35$  и  $45^\circ$  с. ш.; в более высоких широтах он опять несколько уменьшается.

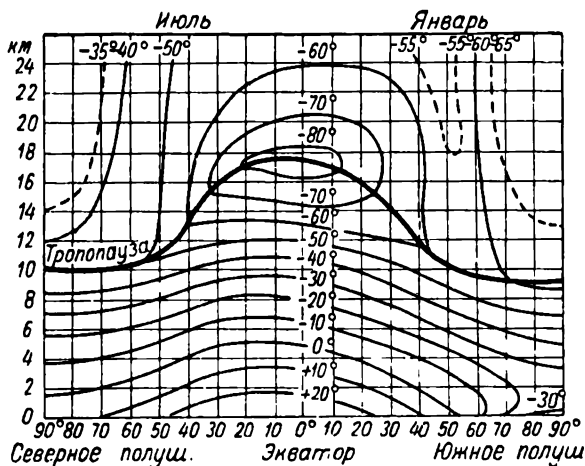


Рис. 79. Вертикальный разрез температурного поля атмосферы по меридиану.

Влияние материков и океанов на распределение температуры велико у земной поверхности и проявляется в нижней половине тропосферы, а именно области холода в тропосфере зимой располагаются примерно над земными полюсами холода, и как зимой, так и летом на этих картах вырисовываются глубокие ложбины холода и тепла. Так, на карте  $H_{1000}^{500}$  в зимнее время над северо-востоком Азии и Северной Америки находим ложбины холода с замкнутыми изогипсами. Несколько более слабо выраженная ложбина холода наблюдается над Восточной Европой. Между ложбинами холода располагаются гребни тепла (например, над Скандинавией и Гольфстримом). Летом картина изменяется, причем ложбины холода, хотя и несколько более слабо выраженные, отмечаются над холодными океаническими областями (Беринговым морем к востоку от Нью-Фаундленда).

Особенно сильное сгущение изогипс имеет место на широте  $30-40^\circ$ , которое отчетливо видно на зимней карте  $H_{1000}^{500}$ . Эта

зона сгущения наиболее выражена в области ложбин холода и ослабевает в области гребней тепла. Указанная зона сгущения изогипс, охватывающая все полушарие, носит название упомянутой ранее планетарной высотной фронтальной зоны.

## § 2. Изменение температуры воздуха с высотой

Убывание температуры воздуха с высотой в пределах тропосферы в среднем составляет  $0,6^\circ$  на каждые 100 м. Более детальный анализ аэрологических данных показывает, что это убывание температуры не остается постоянным по высоте даже в среднем. По величине вертикальных градиентов температуры в тропосфере выше приземного слоя можно выделить четыре слоя: 1) нижний (пограничный) слой, простирающийся до высоты 1—1,5 км, для которого в среднем за сутки градиент составляет лишь  $0,3—0,4^\circ/100$  м; 2) слой средней тропосферы от 1,5 до 5—6 км с градиентом  $0,5—0,6^\circ/100$  м; 3) слой верхней тропосферы от 6 до 8—9 км, где градиент увеличивается до  $0,65—0,75^\circ/100$  м и, наконец, 4) слой колебания тропопаузы, располагающийся на высоте 9—12 км, в котором среднее значение градиента резко уменьшается до  $0,5—0,2^\circ/100$  м. Выше, в стратосфере, до высоты порядка 35 км температура остается почти неизменной либо слегка повышается.

Наиболее неустойчивы градиенты температуры в нижнем пограничном слое, в котором сильно сказывается влияние нагревания и охлаждения земной поверхности. Значения градиентов здесь изменяются в течение года и в зависимости от времени дня. Среднесуточная величина их ( $0,3—0,4^\circ/100$  м) мало показательна. Летом в дневные часы при сильном нагревании земной поверхности градиенты температуры в слое до 300—500 м могут достигать сверхадиабатических значений. В ночные часы при охлаждении земной поверхности в этом же слое градиенты часто изменяют знак. В зимнее время даже днем преобладают также инверсионные градиенты. Ночные инверсионные градиенты могут быть весьма большими — до нескольких градусов; сверхадиабатические же градиенты в указанном слое обычно не превосходят  $1,2—1,5^\circ/100$  м и редко достигают  $2^\circ/100$  м. Это объясняется тем, что в дневные часы при сильном нагревании земной поверхности и возникновении сверхадиабатических градиентов развивается интенсивный вертикальный обмен, который умеряет понижение температуры с высотой, приближая его к адиабатическому.

Выше 1,5 км в основной толще тропосферы средние вертикальные градиенты температуры довольно устойчивы в течение года и мало изменяются в областях умеренных широт. В верхней тропосфере наблюдаются некоторые различия в зависимости от географических условий.

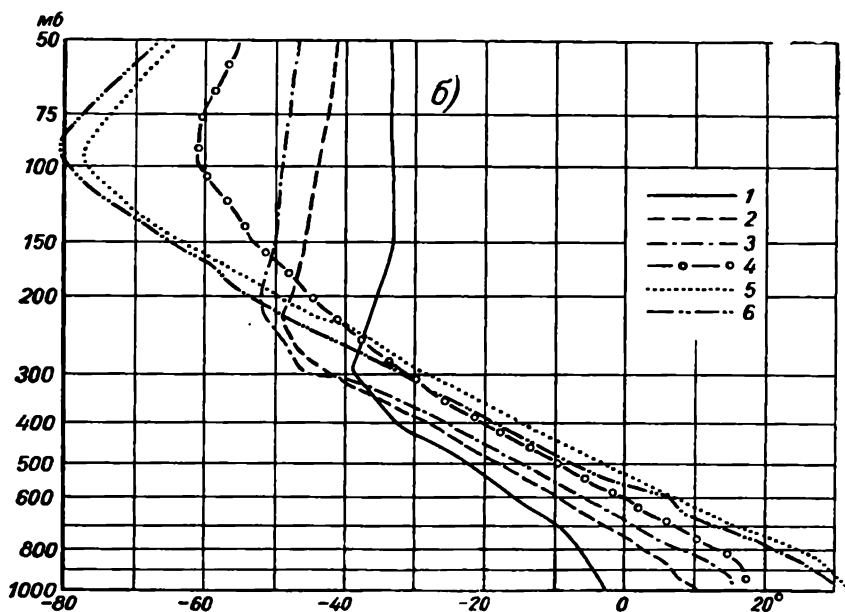
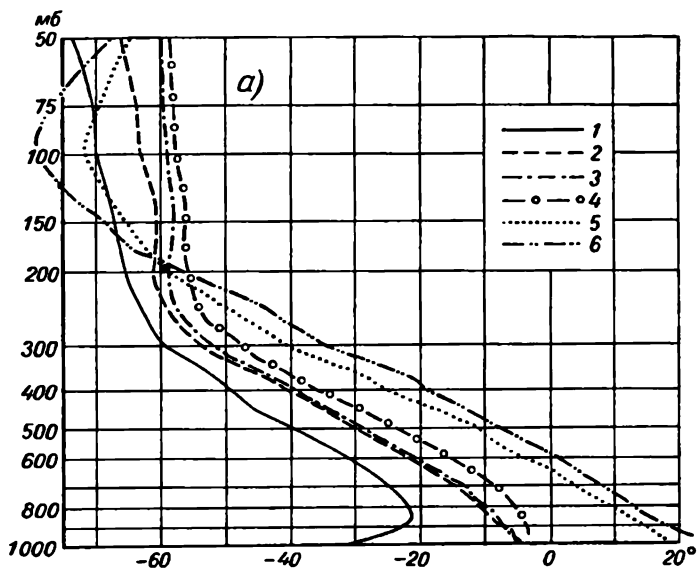


Рис. 80. Распределение температуры с высотой над различными широтами  
а) — зимой и б) — летом.

1 — СП-4, 2 — Мурманск, 3 — Москва, 4 — Ереван—Тбилиси, 5 — Бахрейн, 6 — Аден.



Над верхней границей тропосферы располагается четвертый из выделенных нами слоев — тропопауза, высота и температура которой сильно зависят от географической широты, времени года и развивающихся в атмосфере процессов; этот вопрос мы рассмотрим подробнее несколько далее. Для иллюстрации характера изменения температуры с высотой приведем на рис. 80 *а* и *б* данные для ряда пунктов, расположенных на различных широтах. На рисунке, помимо отмеченных закономерностей, видно, что падение температуры распространяется в низких широтах до значительно бóльшей высоты (до уровня 90—100 мб у экватора), чем в высоких широтах; в связи с этим и наиболее низкая температура (до  $-80^{\circ}$ ) наблюдается в тропосфере вблизи экватора, в то время как в северных районах она составляет  $-50$ ,  $-60^{\circ}$  на высотах около 10 км. При этом над экваториальной зоной после достижения минимального значения температура с высотой начинает расти, в то время как в околополюсном районе она продолжает медленно понижаться.

### § 3. Годовой и суточный ход температуры воздуха в тропосфере

Периодические изменения температуры воздуха (годовые и суточные), столь отчетливо выраженные в пограничном и особенно в приземном слоях атмосферы, наблюдаются и во всей толще тропосферы, причем их характер несколько изменяется с высотой.

Наблюдения показывают, что амплитуда суточных колебаний температуры с высотой уменьшается и притом значительно быстрее зимой, чем летом. Одновременно до высоты примерно 2 км происходит сдвиг волны суточного хода по фазе, а именно наблюдается запаздывание во времени наступления максимумов и минимумов по сравнению с моментами наступления крайних значений у подстилающей поверхности. Такое изменение характера суточных колебаний легко объясняется основным механизмом передачи тепла от земной поверхности — турбулентным теплообменом. Но наряду с этим механизмом суточные колебания определяются также и лучистым притоком тепла, который складывается из теплового излучения земной поверхности и атмосферы, а также коротковолнового излучения Солнца. Начиная с некоторой высоты значение лучистого притока становится более существенным. Им в основном и определяются суточные колебания температуры в средней и верхней тропосфере (выше 2 км). Время наступления максимума на этих высотах приходится на дневные часы (13—14 час.), а минимума — на утренние (5—7 час.). Суточные амплитуды в свободной атмосфере невелики — зимой  $1-2^{\circ}$  и летом  $3-4^{\circ}$ .

По суточному ходу температуры в стратосфере надежных данных пока мало, хотя и там, несомненно, имеют место суточные колебания, что также видно и из табл. 51.

## Амплитуда суточного хода температуры воздуха (Москва)

Высота (км)	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
Амплитуда (град.)	1,4	2,5	2,4	5,3	6,9	3,9	4,2	5,8	6,6	7,8	9,8	13,5

Что касается годовых колебаний температуры в тропосфере, то они выражены весьма отчетливо; их амплитуда с высотой вна-

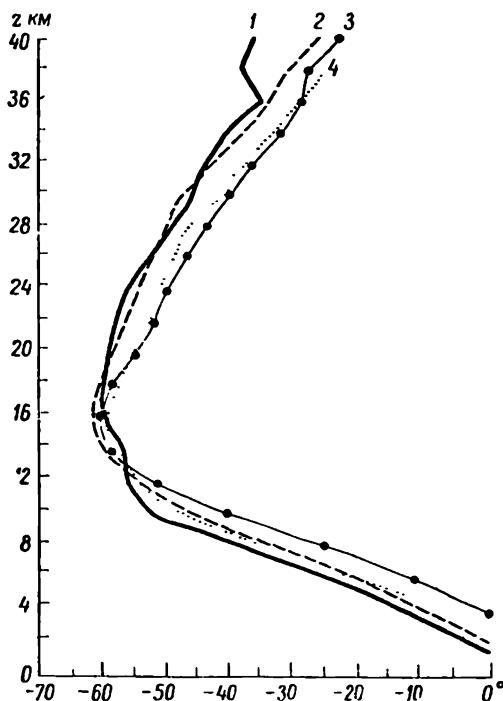


Рис. 81. Распределение по высоте средней температуры воздуха над Бельмаром.

1 — январь—март, 2 — апрель—июнь, 3 — июль—сентябрь, 4 — октябрь—декабрь.

чале несколько уменьшается, но затем в верхней тропосфере снова увеличивается и только при переходе в стратосферу отмечается ее убывание, а затем она вновь увеличивается.

Для примера приведем результаты исследований, проведенных в районе Бельмара (40,2° с. ш., 74,1° з. д.), для четырех сезонов года (рис. 81). Эти данные подтверждают вышеизложенное и показывают, что в стратосфере амплитуда годовых колебаний температуры не меньше, чем в тропосфере.

Моменты наступления годового минимума, а особенно годового максимума температуры с высотой несколько запаздывают

во времени по отношению к моментам крайних значений температуры у земной поверхности. Это отставание увеличивается с высотой, так что в средней тропосфере они смещаются соответственно на февраль и август. В верхней же тропосфере дальнейшее запаздывание крайних температур незаметно, а в стратосфере минимум и максимум температуры наступают даже раньше, чем в тропосфере (июнь—июль и декабрь—январь). Если рассматривать распределение температуры по сезонам, то оказывается, что температура воздуха в тропосфере осенью несколько выше (на  $2-3^{\circ}$ ), чем весной; в нижней же стратосфере, наоборот, температура осенью несколько ниже, чем весной.

Отмеченный выше факт смещения в стратосфере моментов наступления максимума и минимума ко времени солнцестояний, а также отсутствие смещений по фазе суточных колебаний в тропосфере, несомненно, свидетельствуют о том, что на этих высотах существенное влияние на тепловое состояние атмосферы оказывают процессы лучистого теплообмена. Указанную особенность годового хода в атмосфере можно, по-видимому, объяснить тем, что нижняя стратосфера получает тепло не только от земной поверхности и что ее температурный режим регулируется в значительной мере изменениями содержания в ней озона, сильно поглощающего солнечную радиацию.

#### § 4. Высота и температура тропопаузы

На верхней границе тропосферы постоянно существует переходный слой к стратосфере — так называемая тропопауза. Высота расположения тропопаузы и ее температура зависят от географической широты, времени года и развивающихся в атмосфере процессов.

Температура в тропопаузе, как это видно из приведенных в предыдущем параграфе данных, наиболее низка в приэкваториальных областях. Так, наиболее низкая температура, зарегистрированная в ней, составляет около  $-92^{\circ}$  (над Джакартой, в Батавии, на высоте 17,0 км 5/XII 1912 г. была отмечена температура  $-91,9^{\circ}$ , а над Агрой 4/X 1928 г. на высоте 16,8 км наблюдалась температура  $-92^{\circ}$ ).

В то же время и высота тропопаузы различна на разных широтах, а именно в средних выводах имеет место повышение тропопаузы от полюсов к экватору при одновременном понижении ее температуры (см. рис. 79).

Однако более детальное изучение показывает, что в действительности подъем тропопаузы от полюса к экватору не происходит так плавно и равномерно, как это изображено на рис. 79 для схематической средней картины. На широтах около  $30-40^{\circ}$  отмечается в равномерном ходе высоты тропопаузы разрыв, что и видно на рис. 13 и 14. Этот разрыв тропопаузы существует и во

все месяцы, так что имеется как бы две тропопаузы: тропическая и полярная. Тропическая тропопауза наиболее отчетливо выражена в широтах  $0-35^{\circ}$  с. ш., но иногда она прослеживается до  $45^{\circ}$  с. ш. и частично перекрывает (на протяжении  $5-10^{\circ}$  широты) полярную тропопаузу. На этих широтах ( $35-45^{\circ}$ ), где наблюдаются две тропопаузы, расположенные одна над другой, расстояние между ними в различные месяцы составляет примерно от 2,5 до 5 км (больше зимой).

Как уже видно из приведенных данных, высота тропопаузы и температура нижней стратосферы над любым пунктом наблюдения имеют отчетливо выраженный годовой ход; это проявляется в том, что температура стратосферы летом выше, чем зимой, так же как и высота тропопаузы, которая выше всего располагается в конце лета—начале осени и ниже всего в конце зимы или начале весны. В средних широтах летом тропопауза располагается на высоте 11—12 км, а зимой—на высоте 9—10 км. Однако в отдельных случаях наблюдаются очень большие отклонения от этого среднего положения. Например, в Москве крайние значения высоты тропопаузы составляют 6—7 и 13—14 км, т. е. возможны ее отклонения в пределах 6—7 км. Отметим, что найдена связь между изменением высоты тропопаузы и барическими системами: низкая тропопауза наблюдается в циклонах, высокая—в антициклонах, причем и характер изменения температуры оказывается также различным. Так, если при среднем давлении у земной поверхности тропопауза и нижняя стратосфера характеризуются изотермическим распределением температуры, то в циклонах отмечается резкая инверсия в слое тропопаузы и последующее слабое понижение температуры в нижней стратосфере, в антициклонах же имеет место равномерная инверсия как в слое тропопаузы, так и выше.

Установлено также, что при поступлении в некоторый район относительно более теплого воздуха тропопауза располагается выше, а при поступлении холодного тропопауза понижается.

Как уже указано, чем выше располагается тропопауза, тем обычно ниже ее температура. Но из этого правила наблюдаются существенные исключения, например, зимой над Арктикой и Антарктикой тропопауза низкая и в то же время холодная; также весьма холодная тропопауза отмечается в районах полюсов холода в северном полушарии.

Наблюдения постоянных и дрейфующих станций в Арктике и наблюдения в Антарктиде позволили установить ряд характерных особенностей для этих районов. Установлено, что в Арктике в период полярной ночи на высотах 20—25 км температура атмосферы достигает  $-70$ ,  $-80^{\circ}$ , т. е. здесь она ниже, чем на тех же уровнях над экваториальной зоной. В Антарктиде на той же высоте зимой наблюдались еще более низкие температуры (до  $-81,2^{\circ}$ ). В то же время в летний период года темпера-

тура на таких больших высотах сравнительно высокая, так что амплитуда годовых колебаний оказывается здесь весьма значительной.

## § 5. Инверсии температуры

Хотя в средних выводах тропосфера характеризуется плавным убыванием температуры с высотой, в отдельных случаях наблюдаются значительные отклонения от средних условий. Весьма часто на разных высотах располагаются слои большей или меньшей толщины, в которых убывание температуры очень сильно замедляется или совсем прекращается (слои изотермии) либо даже вместо убывания температуры с высотой имеет место ее возрастание (слои инверсии). Такие слои в термодинамическом отношении обладают большой устойчивостью и являются препятствием для развития в атмосфере восходящих движений, поэтому они получили название задерживающих слоев.

Условия образования и термодинамическое значение всех этих слоев принципиально одинаковы. Наиболее четко они выявляются при рассмотрении инверсий.

Итак, будем называть слоем инверсии температуры, или просто слоем инверсии, такой слой атмосферы, в котором температура возрастает с высотой (градиент  $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$  отрицателен).

Высоту расположения нижней границы инверсии называют высотой инверсии, толщину слоя инверсии — его мощностью, а общее приращение температуры в слое инверсии от ее нижней границы до верхней — величиной инверсии. Наблюдения показывают, что в зависимости от характера развития и типа инверсий указанные параметры, характеризующие их, могут изменяться в самых широких пределах.

По высоте различают: 1) приземные инверсии, начинающиеся непосредственно от земной поверхности и 2) инверсии свободной атмосферы, высота которых может быть весьма различной, причем иногда одновременно наблюдается не один, а два и более слоев инверсии.

Мощность инверсий изменяется от нескольких метров до 2—3 км, изменяется также и их величина, которая может достигать нескольких градусов (до 10° и даже более).

Инверсии не представляют собой какое-то особенно редкое явление. Вернее сказать, что их наличие в атмосфере является правилом; так, например, по наблюдениям в Москве за 1934—1935 г. обнаружили наличие инверсий в 98% всех наблюдений.

Процессы, приводящие к образованию инверсий, могут быть весьма различными, и в конкретных условиях нередко одновременно действуют разные факторы. Поэтому классификация инверсий по их происхождению оказывается очень трудной. Однако,

выделяя главнейшие факторы, приводящие к образованию инверсий, различают несколько типов инверсий. Рассмотрим основные из них.

К группе приземных относятся инверсии: 1) радиационные, 2) орографические, 3) теплого воздуха, 4) весенние, или снежные.

1. *Радиационные инверсии* являются наиболее распространенными. Они образуются вблизи земной поверхности, когда она сильно охлаждается в результате теплового излучения. От земной поверхности охлаждаются и прилегающие к ней слои воздуха; в результате в некотором слое воздуха температура с высотой не уменьшается, а растет. Совершенно очевидно, что такие инверсии могут развиваться в тех случаях, когда земная поверхность отдает тепла излучением больше, чем получает. Это имеет место в ночные часы, а в зимнее время также иногда и в течение суток. Поэтому инверсии разделяют на ночные и зимние. Условиями, благоприятствующими для развития радиационных инверсий, являются отсутствие облачности (интенсивное излучение), слабое движение воздуха (не больше 2—3 м/сек), наличие больших колебаний температуры ото дня к ночи. Обычно мощность слоя радиационных инверсий колеблется от 10—15 до 200—300 м, а в наиболее благоприятных условиях — до 300—400 м. Величина же их составляет около половины суточной амплитуды температуры воздуха на высоте метеорологической будки, т. е. несколько градусов. Они характерны для всех районов, но особенно для пустынь.

Весьма большой мощности и величины достигают эти инверсии в зимнее время в Якутии, где они усиливаются рядом других одновременно действующих факторов и поэтому имеют несколько более сложный характер. Мощность их может достигать даже 3 км, а величина — значений порядка 15°.

2. *Орографические инверсии* являются некоторой разновидностью радиационных; в них радиационный эффект усилен особенностями орографии. Так, в условиях холмистой местности охлаждающийся воздух стекает с возвышающихся частей в низины или котловины, в которых к тому же и выхолаживание больше из-за ослабленного обмена.

3. *Инверсии теплого воздуха* возникают в том случае, когда теплые воздушные массы поступают со стороны (адвекция) и распространяются над более холодной подстилающей поверхностью. Нижние слои теплого потока при этом отдают часть тепла подстилающей поверхности и в результате охлаждаются более, чем верхние. Особенно часты они, например, в тех случаях, когда теплый воздух с моря поступает на охлажденную в зимнее время поверхность суши.

4. *Весенние, или снежные, инверсии* также связаны с адвекцией теплого воздуха, поступающего на поверхность, покрытую

снегом. Развитие их в основном определяется затратой большого количества тепла, отдаваемого воздухом, на таяние снега. Их мощность и величина обычно невелики.

К числу инверсий в свободной атмосфере относятся инверсии: 1) трения, 2) динамические, 3) антициклональные, или сжатия, и 4) фронтальные.

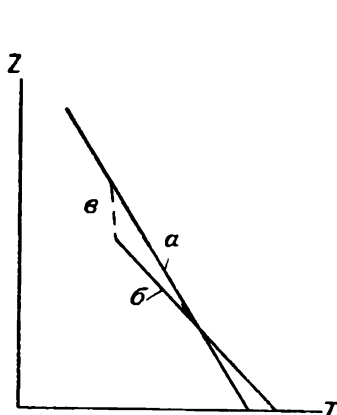


Рис. 82. Схема образования инверсии трения.

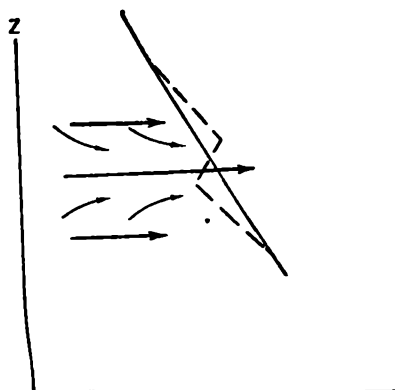


Рис. 83. Схема образования динамической инверсии.

1. *Инверсии трения* представляют собой переходный тип от приземных инверсий к инверсиям свободной атмосферы. Они возникают на высоте нескольких сотен метров над земной поверхностью, на верхней границе слоя трения, т. е. того слоя атмосферы, в котором особенно сильно сказывается непосредственное воздействие земной поверхности и особенно интенсивно развивается турбулентный обмен. Качественно их образование можно объяснить следующим образом. В результате турбулентного перемешивания в слое трения создается вертикальный градиент, близкий к адиабатическому, и кривая стратификации из положения *a* переходит в положение *б* (рис. 82). Понижение температуры в верхней части слоя приведет к разрыву температуры на его границе и к возникновению инверсии *в*. Вертикальная мощность таких инверсий невелика — несколько десятков метров.

2. *Динамические инверсии* развиваются в свободной атмосфере в слоях с большими скоростями ветра. Схему возникновения таких инверсий представляют следующим образом. Быстро движущийся воздушный поток засасывает воздух из соседних слоев с меньшими скоростями движения (рис. 83). При этом на верхней границе слоя увеличенных скоростей создаются нисходящие движения, на нижней — восходящие. В зоне нисходящих движений температура воздушных частиц адиабатически

повышается, а в зоне восходящих понижается, в результате чего происходит перераспределение температуры. Первоначальная линия стратификации  $a$  заменяется другой, более сложной  $b$ ; в средней части слоя больших скоростей возникает температурная инверсия. В прилегающих к ней слоях вертикальные градиенты температуры увеличиваются до адиабатических.

3. *Инверсии сжатия*, или оседания, представляют наибольший интерес: их называют также антициклональными, так как они

обычно развиваются в антициклонах. В таких барических областях, как правило, наблюдается общее нисходящее движение в среднем слое тропосферы и растекание воздуха от центра к периферии в нижнем слое. При этом некоторый слой воздуха толщиной  $dz$ , находящийся на уровне  $z_1$ , опустившись на уровень  $z_2$ , сжимается до толщины  $dz_2$ . Его сечение, равное в исходном положении  $s_1$ , увеличивается до  $s_2$  вследствие растекания. В ре-

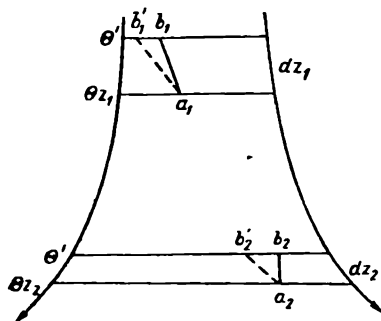


Рис. 84. Схема образования инверсии сжатия.

зультате сжатия слоя произойдет изменение его стратификации.

Обозначим через  $p_1$ ,  $T_1$ ,  $\rho_1$  и  $\gamma_1$  давление, температуру, плотность и вертикальный температурный градиент в исходном положении слоя на уровне  $z_1$ , а через  $p_2$ ,  $T_2$ ,  $\rho_2$  и  $\gamma_2$  — те же характеристики его в конечном положении на уровне  $z_2$  (рис. 84).

Будем считать, что слой все время состоит из одних и тех же частиц и что вертикальные смещения в нем происходят адиабатически, следовательно, для индивидуальной частицы потенциальная температура  $\Theta$  остается постоянной. Так как с высотой  $\Theta$  изменяется, притом различно в исходном и конечном положениях

рассматриваемого слоя, можно написать, что  $\frac{d\Theta}{dz_1} \neq \frac{d\Theta}{dz_2}$ , откуда

$$\frac{d\Theta}{dz_2} = \frac{d\Theta}{dz_1} \frac{dz_1}{dz_2}. \quad (1)$$

Но так как  $s_1 \rho_1 dz_1 = s_2 \rho_2 dz_2$ , то

$$\frac{dz_1}{dz_2} = \frac{s_2 \rho_2}{s_1 \rho_1} = \frac{s_2 T_1 p_2}{s_1 T_2 p_1}, \quad (2)$$

поэтому

$$\frac{d\Theta}{dz_2} = \frac{d\Theta}{dz_1} \frac{s_2 \rho_2 T_1}{s_1 \rho_1 T_2}. \quad (3)$$



Однако выше было показано, что

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{\Theta}{T} (\gamma_a - \gamma).$$

Следовательно, вместо (3) можно написать

$$\frac{\Theta}{T_2} (\gamma_a - \gamma_2) = \frac{\Theta}{T_1} (\gamma_a - \gamma_1) \frac{s_2 p_2 T_1}{s_1 p_1 T_2}, \quad (4)$$

что дает

$$\gamma_a - \gamma_2 = \frac{s_2 p_2}{s_1 p_1} (\gamma_a - \gamma_1), \quad (5)$$

или

$$\gamma_2 - \gamma_1 = (\gamma_a - \gamma_1) \left( 1 - \frac{s_2 p_2}{s_1 p_1} \right). \quad (6)$$

Для анализа выведенной формулы рассмотрим два случая:

1) начальное состояние атмосферы неустойчивое и, следовательно,  $(\gamma_a - \gamma_1) < 0$ ; тогда, так как при сжатии  $\left(1 - \frac{s_2 p_2}{s_1 p_1}\right) < 0$ , то  $(\gamma_2 - \gamma_1) > 0$ , т. е. температурный градиент, оставаясь отрицательным, увеличивается. При расширении слоя  $\left(1 - \frac{s_2 p_2}{s_1 p_1}\right) > 0$ , тогда  $(\gamma_2 - \gamma_1) < 0$ , т. е. вертикальный температурный градиент уменьшается по абсолютной величине. Он может сделаться равным нулю и даже стать положительным;

2) начальное состояние атмосферы устойчивое, т. е.  $(\gamma_a - \gamma_1) > 0$ , тогда при сжатии  $\left(1 - \frac{s_2 p_2}{s_1 p_1}\right) < 0$  и, следовательно,  $(\gamma_2 - \gamma_1) < 0$ , т. е. температурный градиент уменьшается по абсолютной величине и состояние атмосферы становится более устойчивым. При расширении  $\left(1 - \frac{s_2 p_2}{s_1 p_1}\right) > 0$ , когда  $(\gamma_2 - \gamma_1) > 0$ , т. е. температурный градиент увеличивается, состояние атмосферы становится менее устойчивым и может даже перейти в неустойчивое.

Таким образом, при сжатии начальное неустойчивое состояние становится еще более неустойчивым, а устойчивое — еще более устойчивым. При расширении имеет место обратное изменение.

Для развития инверсий следует рассмотреть сжатие при устойчивом начальном состоянии. В этом случае  $(\gamma_2 - \gamma_1) < 0$  или  $\gamma_2 < \gamma_1$  и устойчивость стратификации после опускания слоя увеличится. В частном случае  $\gamma_2$  может оказаться равным нулю, что будет тогда, когда

$$\frac{s_2 p_2}{s_1 p_1} = \frac{\gamma_a}{\gamma_a - \gamma_1}.$$

Следовательно, в этом случае в конечном состоянии возникнет изотермия. Если же

$$\frac{s_2 p_2}{s_1 p_1} > \frac{\gamma_a}{\gamma_a - \gamma_1},$$

то  $\gamma_2 < 0$ , и создается инверсия.

Как показала О. П. Петренчук, в развивающихся антициклонах устойчивые слои постепенно переходят в инверсии; с прекращением нисходящих движений инверсии ослабевают.

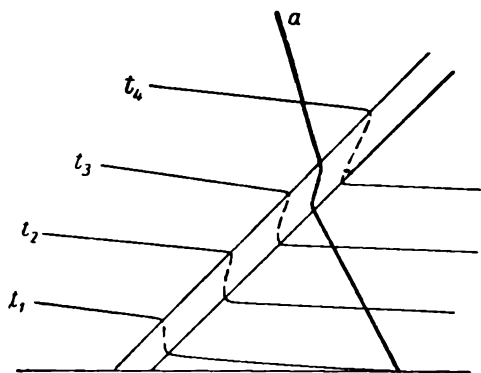


Рис. 85. Фронтальная инверсия.

Инверсии сжатия отличаются большой вертикальной и горизонтальной протяженностью. Развиваются они чаще всего на высотах 1—2 км, а зимой иногда и ниже. При их образовании происходит не только повышение температуры, но и высушивание опускающегося воздуха, причем иногда в инверсионном слое от-

носительная влажность убывает до значений 20—30%. Под инверсией часто появляется слой дымки, а в холодный период года нередко образуется туман и облака.

Рассмотренный процесс в случае наличия в начальном состоянии облаков протекает значительно сложнее.

4. *Фронтальные инверсии* возникают во фронтальных зонах вследствие натекания теплого воздуха на клин холодного. Так как при этом изолинии одинаковой температуры располагаются в теплом воздухе выше, чем в холодном, смыкание их в переходной зоне приводит к излому (рис. 85). В зависимости от контраста температур между воздушными массами излом изотерм будет различен, так что в переходной зоне будут создаваться разные вертикальные градиенты: инверсионные и изотермические при больших контрастах, слабые положительные при малых. В случае сложных фронтов возможно наложение инверсий, в результате которого в зоне фронта может наблюдаться сложная термическая структура атмосферы.

## § 6. Теоретические соображения о распределении температуры с высотой в свободной атмосфере

Приведенные в предыдущих параграфах характеристики распределения температуры получены по фактическим данным наблюдений. Наряду с объяснением этих закономерностей с каче-

ственной стороны необходимо было провести их теоретическое исследование и выразить найденные соотношения в количественной форме.

При построении первых теорий вертикального распределения температуры в атмосфере исходили из предположения о том, что в атмосфере имеет место состояние лучистого равновесия. Это означает, что на любом уровне в атмосфере количества поглощенной и излученной радиации одинаковы.

Рассмотрим один из элементарных вариантов теории лучистого равновесия в атмосфере, используя выведенные в § 2 гл. 10 уравнения переноса лучистой энергии в их упрощенном виде.

Предположим, что коэффициент поглощения длинноволновой радиации в атмосфере не зависит от длины волны. Тогда уравнения переноса радиации примут следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{dG}{dm} &= k(G - E), \\ \frac{dU}{dm} &= k(E - U).\end{aligned}\quad (7)$$

Складывая и вычитая эти уравнения, получим при условии лучистого равновесия, которое выразится в виде  $G + U = 2E$ , что

$$\begin{aligned}\frac{d}{dm}(G + U) &= k(G - U), \\ \frac{d}{dm}(G - U) &= k(G + U - 2E) = 0.\end{aligned}\quad (8)$$

Таким образом, из уравнений (8) имеем

$$G - U = \text{const}$$

или

$$U - G = F_p = \text{const}, \quad (9)$$

т. е. при наличии лучистого равновесия эффективный поток длинноволновой радиации  $F_p$  постоянен по высоте, чего в тропосфере, как мы видели, не наблюдается.

Используя соотношение (9), получим из уравнения (8)

$$\frac{d}{dm}(G + U) = -kF_p.$$

Отсюда найдем

$$G + U = kF_p m + C.$$

Так как при  $m = m_\infty$  (на верхней границе атмосферы) имеем очевидное граничное условие  $G = 0$ , то, принимая во внимание (9), получим

$$C = F_p(1 + km_\infty).$$

Таким образом, можно записать

$$G + U = F_p [1 + k(m_\infty - m)]$$

или, имея в виду условие лучистого равновесия  $G + U = 2E = 2\sigma T^4$ , найдем

$$E = \sigma T^4 = \frac{1}{2} F_p [1 + k(m_\infty - m)]. \quad (10)$$

Так как в стратосфере  $m = m_\infty$ , то с достаточной степенью точности

$$\sigma T^4 = \frac{1}{2} F_p, \quad (11)$$

где  $F_p$  представляет собой длинноволновое излучение Земли и атмосферы, теряемое в межпланетное пространство.

Очевидно, в среднем для земного шара эта величина равна количеству солнечной энергии, поступающему (с учетом альбедо) на  $1 \text{ см}^2$  поверхности земного шара. Указанное количество солнечной энергии, которое обозначим через  $S$ , может быть легко вычислено по следующей формуле:

$$S = S_0 \frac{\pi R^2}{4 \pi R^2} (1 - A) = \frac{S_0}{4} (1 - A),$$

где  $S_0$  — солнечная постоянная,  $R$  — радиус земного шара,  $A$  — среднее значение альбедо Земли.

Итак,  $F_p = S$ . Следовательно,

$$\sigma T^4 = \frac{1}{2} F_p = \frac{1}{2} S. \quad (12)$$

Последняя формула позволяет получить грубую оценку температуры стратосферы.

Физический смысл получающегося, согласно теории лучистого равновесия, результата может быть наглядно пояснен с помощью следующей модели.

Рассмотрим тело, находящееся между двумя бесконечно протяженными параллельными плоскостями температуры  $T_1$ . Предположим, что рассматриваемое тело находится в состоянии лучистого равновесия по отношению к этим плоскостям. Очевидно, что температура тела в таком случае также равна  $T_1$ . Если теперь одну из плоскостей удалить, то положение рассматриваемого тела станет аналогичным положению стратосферы. Температура тела после удаления одной из плоскостей изменится, и если состояние лучистого равновесия сохранится, то эта температура  $T_2$  может быть определена из следующего уравнения:

$$2\sigma T_2^4 = \sigma T_1^4,$$

т. е.

$$\sigma T_2^4 = \frac{1}{2} \sigma T_1^4,$$

где  $\sigma T_1^4$  аналогично величинам  $F_p$  или  $S$ .

Считая, например,  $T_1 = 259^\circ$ , получим  $T_2 = 218^\circ$ , что находится в близком согласии с наблюдениями.

Однако если расчеты, произведенные по последней формуле, дают правильные значения температуры стратосферы, то они плохо согласуются с реально наблюдающимся распределением температуры в тропосфере. Попытки устранить такие расхождения путем внесения ряда уточнений в теорию лучистого равновесия не привели к положительному результату. Это свидетельствует о том, что теория лучистого равновесия должна быть пересмотрена с целью учета других процессов, определяющих температуру воздуха. Не говоря о том, что в данной теории недостаточно точно и правильно учтено поглощение радиации в атмосфере, в ней не принят к тому же во внимание приток тепла в результате адиабатического изменения давления, турбулентного теплообмена, адвекции и фазовых превращений воды в атмосфере. Очевидно, что для решения задачи в общем виде следует учитывать все эти факторы и исходить из уравнения притока тепла в атмосфере в его более полном виде

$$\bar{c}_p \rho \frac{dT}{dt} = A \frac{dp}{dt} + \epsilon_n + \epsilon_r + \epsilon_A + \epsilon_\Phi \quad (13)$$

(все обозначения прежние).

К уравнению (13) должны быть присоединены уравнения, определяющие отдельные притоки; кроме того, нужно иметь численные значения ряда параметров, входящих в эти уравнения. Очевидно, что решение такой системы уравнений представляет очень большие трудности и невозможно без некоторых упрощений. И. А. Кибель (1943 г.) дал первое приближенное решение уравнения (13), причем он упростил его, полагая:

$$\frac{dT}{dt} = 0, \quad \frac{dp}{dt} = 0, \quad \epsilon_\Phi = 0, \quad \epsilon_A = 0.$$

Таким образом, Кибель привел уравнение (13) к виду

$$\epsilon_n + \epsilon_r = 0, \quad (14)$$

т. е. он решал задачу для среднего годового распределения температуры ( $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ ) и считал, что тепловой режим атмосферы зависит только от лучистого и турбулентного переносов тепла.

Используя упрощенные выражения для  $\epsilon_n$  и  $\epsilon_r$ , указанные выше, И. А. Кибель рассматривал только вертикальное перемешивание, придавая этим выражениям вид:

$$\epsilon_n = k\rho_n(U + G) + k'\rho_n S - 2k\rho_n fE, \quad (15)$$

$$\epsilon_r = \bar{c}_p \rho \frac{d}{dz} \left( k_z \frac{dT}{dz} \right), \quad (16)$$

где  $k$  и  $k'$  — коэффициенты поглощения коротковолновой и длинноволновой радиации,  $f$  — коэффициент, показывающий отклонение от излучения черного тела.

Подстановка этих выражений в уравнение (14) позволяет решить его относительно  $E = f\sigma T^4$  и затем найти значение  $T$ . Рядом исследователей в решение Кибеля были внесены некоторые уточнения частного характера. Так, был проведен учет диффузности распространения длинноволновой радиации, учтено влияние селективности поглощения радиации и изменение коэффициента турбулентности с высотой.

Расчеты дали значения, более приближающиеся к фактическим данным в пределах тропосферы; однако для нижней стратосферы рассчитанные температуры оказались существенно отличными от опытных.

Дальнейшим шагом в развитии теории распределения температуры в земной атмосфере явилось исследование Е. Н. Блиновой, которая учла такой существенно важный фактор, как горизонтальный обмен большого масштаба. Это дало ей возможность произвести расчет распределения температуры по высоте в зависимости от широты в случае чисто зональной циркуляции. В последующие годы эти исследования были уточнены рядом авторов. В результате всех этих работ была с большей или меньшей точностью учтена селективность поглощения и диффузность распространения длинноволновой и коротковолновой радиации, конденсация водяного пара в атмосфере и испарение с земной поверхности; учтена была также зависимость от широты таких параметров, как альbedo, оптическая масса атмосферы, количество испаряющейся и конденсирующейся влаги.

Не вдаваясь в изложение математической стороны решения, а также в рассмотрение выбранных для расчета необходимых параметров, характеризующих данное явление, приведем на рис. 86 найденное путем теоретического расчета распределение среднегодовой температуры по высоте для разных широт. Как можно видеть на этом рисунке, теоретические расчеты правильно показывают характер распределения температуры по меридиану, отображая все основные его особенности, например, различие температуры на северном и южном полюсах, смещение термического экватора в северное полушарие. При этом расхождение между рассчитанными и фактическими значениями температуры невелико — не превышает  $2^\circ$  в северном полушарии, в южном полушарии оно несколько больше.

Распределение температуры по высоте (рис. 86), рассчитанное теоретически в пределах тропосферы, также достаточно удовлетворительно совпадает с фактическими данными.

Таким образом, в настоящее время теоретически в основном решена задача о среднем годовом распределении температуры в атмосфере до высот порядка 15 км. Дальнейшая, правда, еще

более трудная задача состоит в теоретическом изучении изменений температуры во времени.

Что касается особенностей теплового режима более высоких слоев атмосферы, то лишь экспериментальные данные, полученные за последние годы, позволили обратиться к теоретическому рассмотрению вопроса. Для стратосферы и мезосферы, как указано в гл. 4, характерным является наличие максимума температуры на высоте около 50 км и минимума вблизи 80 км, а также

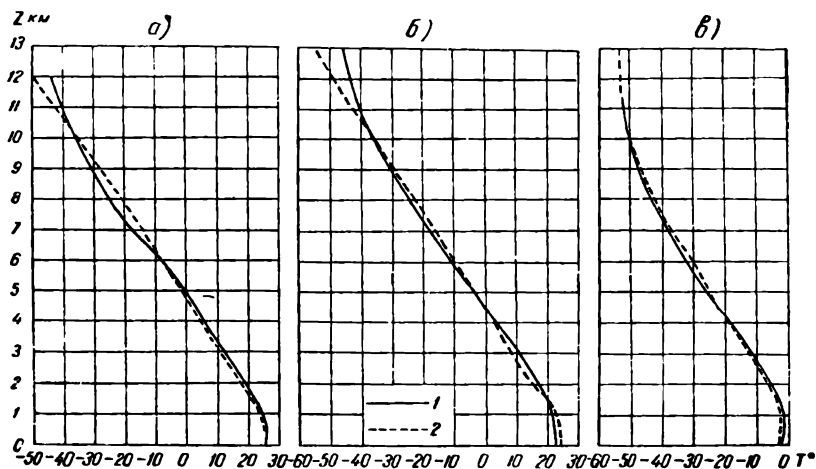


Рис. 86. Распределение температуры по высоте.

а — у экватора, б — для 30° с. ш., в — для 60° с. ш., 1 — вычисленное, 2 — по данным наблюдений.

наличие на всех высотах отчетливо выраженного суточного хода температуры.

Анализ теоретических исследований температурного режима верхних слоев атмосферы, проведенный К. Я. Кондратьевым и О. П. Филипович, показывает, что и в этих слоях атмосфера также не находится в состоянии лучистого равновесия. В нижней половине стратосферы наблюдается общее выхолаживание, а в верхней — радиационное нагревание. Наличие максимума температуры на высоте 50 км и ее минимума на высоте 80 км, несомненно, следует объяснить существованием на уровне 50 км максимума притока тепла, а на уровне 80 км минимума притока. Причиной этого, так же как и суточного хода температуры, является изменчивость с высотой и в течение суток поглощения ультрафиолетовой радиации Солнца озоном. Об этом свидетельствует и тот факт, что тепловой режим мезосферы подвержен непосредственному влиянию изменений солнечной активности. Хотя тепловой режим верхних слоев атмосферы и регулируется в первую очередь радиацией, однако до сего времени остается

еще открытым вопрос о роли других факторов, в частности турбулентного перемешивания, в формировании теплового режима.

Предположение о том, что на высотах более 1000 км атмосфера находится в тепловом равновесии, не находит подтверждения. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные еще недостаточны и для решения вопроса о причинах нагрева верхних слоев атмосферы. Необходимо дальнейшее накопление надежных экспериментальных данных.

## *Глава 15*

### **ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И АТМОСФЕРЫ**

Солнечная энергия, поступающая на земную поверхность, преобразуется и распространяется в глубинные слои почвы или воды, а также в атмосферу посредством потоков тепла, рассмотренных в предыдущих главах. Изучению этого перераспределения и всех форм преобразования солнечной энергии помогает составление теплового баланса подстилающей поверхности и атмосферы, выражающего приходо-расход тепла в системе земля—атмосфера. Уравнения теплового баланса являются частными формулировками общего закона сохранения энергии и должны выражать равенство прихода тепла его расходу. Эти уравнения, справедливые для каждого момента времени, могут быть распространены на некоторый более или менее значительный период времени (часы, сутки, год), если входящие в них величины, характеризующие потоки тепла, заменить их суммами за рассматриваемый период времени.

Все эти вопросы рассматриваются в настоящей главе.

#### **§ 1. Уравнение теплового баланса земной поверхности**

Земная поверхность получает значительное количество энергии от Солнца. Вместе с тем от поверхностного так называемого деятельного слоя происходит отдача тепла расположенным ниже слоям почвы и в атмосферу, а также имеет место расход энергии, например, на испарение воды, на биологические и другие процессы.

Для поверхности суши уравнение теплового баланса должно отразить процесс распределения тепла, поступающего к поверхности и идущего на нагревание почвы и воздуха, а также на испарение воды с поверхности почвы. Для того чтобы его составить, необходимо просуммировать все потоки тепловой энергии между элементом поверхности и окружающим пространством.



Первой и самой существенной составной частью теплового баланса является радиационный баланс  $R$ , рассмотренный в гл. 10. Второй составляющей теплового баланса является теплообмен в почве  $B$ , рассмотренный в гл. 11. Третья составляющая теплового баланса представляет собой теплообмен подстилающей поверхности с атмосферой  $P$ . Наконец, четвертый член характеризует тепло, затрачиваемое на испарение влаги (или выделяющееся при конденсации) с подстилающей поверхности  $LE$ .

Суммируя все потоки тепла между единичной площадкой подстилающей поверхности и окружающим пространством (т. е. почвой и воздухом), получим следующее уравнение теплового баланса подстилающей поверхности:

$$R = B + P + LE. \quad (1)$$

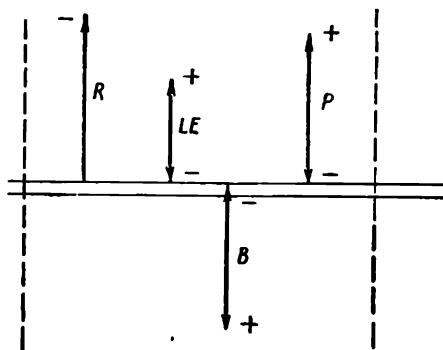


Рис. 87. Схема теплового баланса, поверхности суши.

В этом уравнении условились считать радиационный баланс положительным, если он характеризует приход тепла к подстилающей поверхности. Все же остальные потоки, наоборот, считают положительными в том случае, когда они характеризуют расход тепла (рис. 87).

Так как уравнение (1) содержит только четыре наиболее существенных составляющих теплового баланса подстилающей поверхности, то оно, естественно, является приближенным. В этом уравнении не учтены, например, такие второстепенные члены, как теплообмен (положительный или отрицательный), обусловленный поступающими в почву осадками, тепло, которое затрачивается на фотосинтез органического вещества, и некоторые другие. В уравнение (1) не включена также значительно более существенная составляющая теплового баланса — тепло, которое затрачивается при таянии снега (льда) или выделяется при замерзании воды. Учет этой составляющей чрезвычайно важен при рассмотрении теплового баланса подстилающей поверхности в период снеготаяния.

Однако анализ уравнения (1) в приближенном виде дает возможность выяснить многие особенности теплового режима. Учет же упомянутых второстепенных факторов может быть проведен при рассмотрении частных случаев.

Уравнение (1) может быть еще более упрощено, если рассматривать тепловой баланс в среднем за год. Так как тепловое

состояние почвы в среднем за год не изменяется, то теплообмен в ней за такой промежуток времени можно принять равным нулю ( $B = 0$ ), т. е. считать, что количество тепла, получаемого ею за год, равно количеству отдаваемого тепла. В этом случае уравнение (1) имеет вид

$$R = P + LE. \quad (2)$$

Для поверхности сухой почвы, с которой не происходит испарения (т. е.  $LE = 0$ ), вместо (1) запишем

$$R = B + P, \quad (3)$$

а в среднем за год

$$R = P, \quad (4)$$

т. е. все радиационное тепло расходуется на теплообмен с атмосферой.

Для поверхности океанов и морей, занимающих  $\frac{3}{4}$  всей поверхности земного шара, уравнение теплового баланса может быть написано аналогично уравнению (1) в виде

$$R_0 = B_0 + P + LE, \quad (5)$$

где  $R_0$  — радиационный баланс водной поверхности.

Величина теплообмена в море  $B_0$  имеет несколько иной смысл, чем соответствующая величина теплообмена в почве.

Дело в том, что на суше вследствие малости горизонтальных градиентов температуры в почве можно считать, что имеет место только вертикальный теплообмен, который определяется в основном теплопроводностью почвы. На море же теплообмен определяется не только теплообменом по вертикали с расположенным ниже вертикальным слоем воды, но и теплообменом с окружающим пространством по горизонтали, обусловленным в значительной мере теплом, приносимым (уносимым) морскими течениями. Это тепло, приносимое (уносимое) со стороны, обычно называют теплом водообмена, или океанической адвекцией. Обозначая ее через  $B_{Ao}$ , можно написать, что  $B_0 = B + B_{Ao}$ , где  $B$  — вертикальный теплообмен, который был бы при отсутствии горизонтального обмена.

На рис. 88 дана схема теплового баланса моря. В среднем за год можно, так же как и раньше, принять  $B = 0$ . Тогда  $B_0 = B_{Ao}$  и уравнение (5) для среднего годового баланса моря примет вид

$$R_0 = B_{Ao} + P + LE. \quad (6)$$

Уравнение (5), так же как и (1), является приближенным, поскольку в нем не учтены такие важные факторы, как, например, тепло, выделяемое (или поглощаемое) при замерзании воды (или таянии льда), или тепло, приносимое в моря и океаны водами рек, и т. д.

Рассматривая теплообмен между подстилающей поверхностью и атмосферой, отметим, что в него не следует включать член, характеризующий влияние адвективного притока тепла. Действительно, специальный анализ этого вопроса показывает, что адвекция тепла непосредственно не влияет не только на тепловой баланс земной поверхности, но также и на тепловой баланс приземного слоя воздуха. Поэтому в предыдущих уравнениях для теплового баланса поверхности суши всюду должны положить  $P=P_{\tau}$  и считать, что теплообмен между земной поверхностью и атмосферой целиком определяется турбулентным потоком тепла. Из сказанного, однако, не следует делать вывод, что горизонтальная адвекция тепла в атмосфере никак не влияет на тепловой баланс поверхности. Такое влияние, безусловно, существует, но оно проявляется лишь косвенным образом через изменения, происходящие при адвекции, всех составляющих теплового баланса — радиационного потока, затрат тепла на испарение, турбулентного потока тепла и т. д.

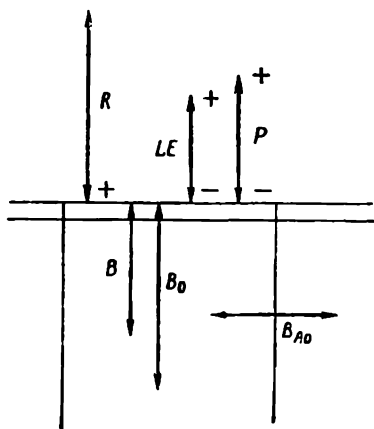


Рис. 88. Схема теплового баланса поверхности моря.

## § 2. Уравнение теплового баланса атмосферы и системы земля—атмосфера

Для того чтобы получить уравнение теплового баланса атмосферы, очевидно, необходимо просуммировать все потоки тепла в вертикальном столбе воздуха единичного поперечного сечения ( $1 \text{ см}^2$ ), простирающемся от подстилающей земной поверхности (исключая последнюю) до верхних пределов атмосферы. Аналогично предыдущему будем иметь следующие основные составляющие баланса: радиационный баланс атмосферы  $R_a$ , турбулентную теплоотдачу  $P_{\tau}$ , тепло, выделяющееся при конденсации водяного пара,  $Lr$ , и в данном случае еще горизонтальную адвекцию тепла через стенки выделенного столба атмосферы  $P_A$ .

Для радиационного баланса атмосферы  $R_a$ , который должен быть отрицательным, имеем соотношение (см. гл. 10, уравнение)

$$R_a = F_0 - F_{\infty} + q', \quad (7)$$

где  $F_0$  и  $F_{\infty}$  — соответственно эффективные потоки длинноволновой радиации у земной поверхности и на верхней границе

атмосферы, а  $q'$  — поглощенная столбом атмосферы прямая и рассеянная радиация.

Количество тепла, выделяющегося при конденсации водяного пара, можно принять равным  $Lr$ , где  $L$  — скрытая теплота парообразования, а  $r$  — количество сконденсировавшейся и выпавшей на землю воды (т. е. осадки).

Таким образом, учитывая принятые условия для знака потоков, запишем уравнение теплового баланса атмосферы как

$$-R_a = P_T + Lr - P_A - B_a. \quad (8)$$

Член  $B_a$  учитывает величину изменения теплосодержания всего столба воздуха за период времени суммирования. За годичный период можно положить  $B_a = 0$ , и тогда уравнение для годового баланса атмосферы будет иметь вид

$$-R_a = P_T + Lr - P_A. \quad (8')$$

Заметим, что в среднегодовом адвекция  $P_A$  приводит к переносу тепла из низких широт в высокие. Следовательно, она связана с расходом тепла в низких широтах и с приходом его в высоких широтах.

Для вывода уравнения теплового баланса системы земля—атмосфера следует продолжить только что рассмотренный вертикальный столб атмосферы вниз в слои суши или моря до тех уровней, где уже отсутствуют колебания температуры, обусловленные метеорологическими факторами. Для такого столба следует просуммировать все потоки тепла.

Можно, очевидно, получить искомое уравнение теплового баланса системы земля—атмосфера также путем сложения уравнений тепловых балансов земной поверхности и атмосферы.

Таким образом, складывая (1) и (8), получим для участка над сушей

$$\begin{aligned} R_s &= R + R_a = B + L(E - r) + P_A + B_a = \\ &= P_A + L(E - r) + B_s, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $B_s = B + B_a$  — изменение теплосодержания внутри всего слоя за весь период суммирования.

В среднегодовом выводе  $B_s = 0$  и тогда

$$R_s = P_A + L(E - r). \quad (10)$$

Для условий моря следует учесть еще и океаническую адвекцию  $B_{Ao}$  и тогда уравнение баланса для моря примет вид

$$R_s = P_A + L(E - r) + B_s + B_{Ao}, \quad (11)$$

а в среднегодовом

$$R_s = P_A + L(E - r) + B_{Ao}. \quad (12)$$

Изложенное схематически представлено на рис. 89.

Если рассматривать весь земной шар, то в среднем за год можно принять, что  $E = r$ , т. е. что количество испарившейся с земной поверхности воды равно количеству воды, выпавшей из атмосферы в виде осадков. Кроме того, горизонтальный

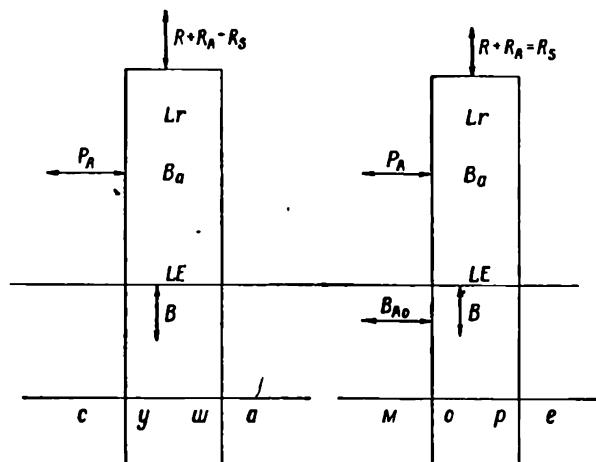


Рис. 89. Схема теплового баланса системы Земля—атмосфера.

перенос тепла в атмосфере и океанах для всей Земли, очевидно, также равен нулю. В этом случае уравнение теплового баланса всего земного шара оказывается очень простым, а именно

$$R_S = (Q + q)(1 - A) + q' - F_\infty = 0. \quad (13)$$

### § 3. Соотношение между отдельными составляющими теплового баланса. Суточный и годовой ход теплового баланса

Для исследования теплового баланса необходимо измерять его либо определять все отдельные его составляющие. Однако задача непосредственного измерения составляющих является очень сложной и трудной в связи с отсутствием простой и в то же время надежной аппаратуры. Наиболее разработаны методы измерения и определения радиационного баланса — главной составляющей теплового баланса — как путем актинометрических наблюдений, так и путем расчета, что было рассмотрено в гл. 10.

В гл. 11 изложено состояние вопроса об определении потока тепла, связанного с теплообменом между подстилающей поверхностью и ниже лежащими слоями почвы. Расход тепла на испарение с подстилающей поверхности определяется произведением

скрытой теплоты испарения на величину испарения и, таким образом, тесно связан с вопросом об определении величины испарения с подстилающей поверхности, что подробно рассматривается далее (гл. 12). Его определение представляет довольно сложную задачу. Но наибольшие трудности представляет определение турбулентного потока тепла, для непосредственного измерения которого до настоящего времени еще не имеем надежных и удобных приборов. Поэтому число инструментальных измерений всех основных составляющих теплового баланса весьма

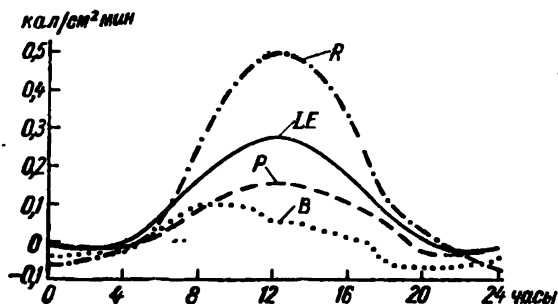


Рис. 90. Суточный ход составляющих теплового баланса в районе Ленинграда. Июль.

ограничено и недостаточно для более или менее широких обобщений. В связи с этим уже издавна разрабатывались методы косвенного расчета всех указанных величин, получившие весьма широкое развитие за последние годы. Указанные методы основаны на использовании данных сравнительно простых наблюдений над основными метеорологическими элементами. Они позволяют найти значения отдельных составляющих теплового баланса, осредненные за достаточно длительные промежутки времени (год, месяц), но еще недостаточно разработаны для расчета составляющих теплового баланса за короткие сроки. Эти методы описываются в специальных инструкциях и на их рассмотрении останавливаться не будем.

Имеющиеся в настоящее время данные наблюдений и расчетов теплового баланса позволяют сделать ряд достаточно надежных выводов о соотношении между отдельными его составляющими как в различных географических районах, так и для всей Земли в целом.

Остановимся прежде всего на рассмотрении суточного хода составляющих теплового баланса подстилающей поверхности.

На рис. 90 приведен суточный ход этих составляющих в районе Ленинграда, а на рис. 91 — в полупустынном районе Средней Азии (Пахта-Арал) за июль. Эти рисунки прежде всего показывают первостепенное значение радиационного баланса. В те-

чение почти всего времени суток величина радиационного баланса превышает величины любой из остальных составляющих теплового баланса. Лишь в период около восхода и захода солнца, когда изменяется знак радиационного баланса  $R$ , ведущая роль в тепловом балансе на короткое время переходит к теплообмену в почве  $B$  и турбулентному потоку тепла  $P_T$ .

Согласно расчетам, ночью отрицательный радиационный баланс сравнительно невелик и компенсируется притоком тепла к подстилающей поверхности из почвы и атмосферы. В дневное

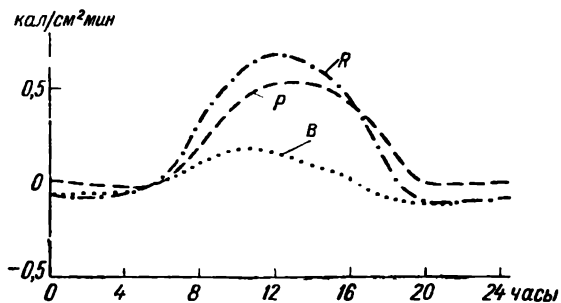


Рис. 91. Суточный ход составляющих теплового баланса в полупустыне. Июль.

время положительный радиационный баланс уравнивается суммой всех остальных составляющих теплового баланса. Затрата тепла на испарение в условиях влажного климата (Ленинград) заметно больше турбулентной теплоотдачи, а в условиях полупустыни (Пахта-Арал) в рассматриваемом месяце она равна нулю.

Обширные исследования в этом направлении выполнены в Главной геофизической обсерватории под руководством М. И. Будыко.

Теплооборот в почве  $B$  значительно меньше затраты тепла на турбулентный теплообмен. На рис. 90 и 91 видно, что основная доля получаемого подстилающей поверхностью радиационного потока тепла поступает в атмосферу либо непосредственно через турбулентный обмен  $P_T$  (в Пахта-Арале), либо расходуется на испарение (в Ленинграде).

Соотношения между отдельными составляющими теплового баланса подстилающей поверхности, представленные на этих рисунках, не являются, конечно, универсальными. Однако наиболее существенные черты теплового баланса, выявляющиеся в рассмотренных примерах, можно считать достаточно типичными. Так, максимальные значения теплового баланса, как и большинство его составляющих, приходится на околополуденные часы и лишь максимум теплооборота в почве наблюдается в утренние

часы. Максимальные амплитуды суточного хода составляющих теплового баланса наблюдаются в летнее время, а минимальные — зимой.

Что касается годового хода, то он весьма различен в разных климатических зонах, однако всюду ведущая роль в годовом ходе составляющих теплового баланса также принадлежит радиационному балансу. Приходящее тепло при положительном радиационном балансе расходуется в основном на испарение и турбулентный теплообмен.

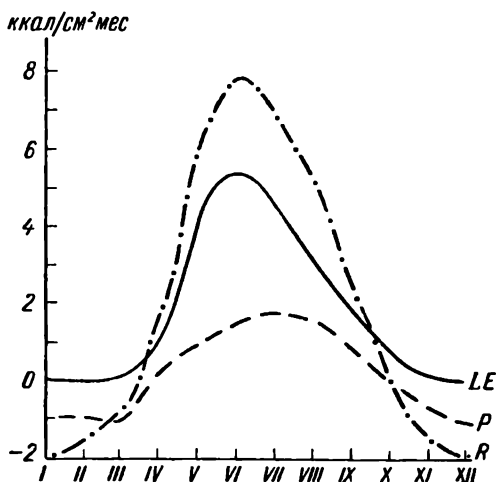


Рис. 92. Годовой ход составляющих теплового баланса над сушей. Барнаул.

Наименьшую роль в годовом ходе играет теплообмен в почве; он достигает максимальных значений, колеблющихся в пределах 4—12% радиационного баланса, весной и осенью (рис. 92).

Следует отметить, что годовой ход отдельных членов теплового баланса над сушей и над океанами обычно существенно различен. Если годовой ход радиационного баланса над океанами в общем аналогичен годовому ходу баланса над сушей, то турбулентный теплообмен над океанами отличается от баланса над сушей. Это различие в основном определяется различиями в процессах поглощения радиации и распространения тепла в нижние слои суши и воды.

Приведем (по М. И. Будыко) средние величины годовых сумм составляющих теплового баланса над поверхностью земного шара по широтным зонам в  $\text{ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (табл. 52).

На основании этой таблицы можно сделать следующие выводы.



Средние широтные величины составляющих теплового баланса поверхности земли в ккал/см<sup>2</sup>·год (по М. И. Будыко)

Широта	Океаны					Суша				Земля				
	$\Sigma (Q + q)$	$R$	$LE$	$P$	$B_{\Lambda 0}$	$\Sigma (Q + q)$	$R$	$LE$	$P$	$\Sigma (Q + q)$	$R$	$LE$	$P$	$B_{\Lambda 0}$
60—50°С	88	34	34	18	—18	93	23	19	4	91	28	25	10	—7
50—40	109	54	51	15	—12	119	38	22	16	114	46	36	15	—5
40—30	136	78	73	12	—7	159	56	26	30	146	69	53	20	—4
30—20	151	100	85	7	8	184	64	23	41	163	86	60	20	6
20—10	156	110	89	5	16	182	74	36	38	163	101	75	14	12
10—0	149	107	76	5	26	149	79	58	21	149	101	72	9	20
0—10°Ю	152	107	81	7	19	143	75	59	16	150	99	76	9	14
10—20	155	107	97	9	1	161	69	44	25	156	99	85	13	1
20—30	147	94	87	10	—3	169	62	29	33	152	87	74	15	—2
30—40	128	73	77	12	—16	149	55	29	26	130	71	72	14	—15
40—50	104	53	57	5	—9	112	39	24	15	104	53	56	5	—8
50—60	84	31	37	12	—18	80	26	18	8	83	31	37	12	—18
Земля в целом	128	77	68	9	0	132	46	27	19	129	68	56	12	0

Суммарная радиация ( $Q + q$ ), увеличиваясь в общем от высоких широт к низким, достигает максимума не у экватора, а около 20° с. и ю. ш., что, очевидно, связано с увеличением облачности в области экватора. Численно на единицу поверхности как суши, так и океанов практически для Земли в целом за год приходит одинаковое количество суммарной радиации.

Радиационный баланс  $R$  в умеренных широтах быстро растет с уменьшением широты. В тропиках ( $\varphi < 30^\circ$ ) рост замедляется и значения  $R$  мало зависят от широты, причем  $R$  для поверхности океанов в среднем во всех зонах заметно больше, чем для поверхности суши; в этом сказывается меньшее альbedo и пониженные значения эффективного излучения над океанами.

Затрата тепла на испарение ( $LE$ ) как уже указано, заметно больше на океанах, чем на суше, причем наибольшие значения  $LE$  на суше отмечаются у экватора, а на океанах — в области тропических широт (10—30°), несколько снижаясь у самого экватора.

Турбулентная теплоотдача  $P_T$  с поверхности суши в среднем для земли в целом вдвое больше, чем с поверхности океанов. При этом над океанами значения  $P_T$  несколько больше в высоких широтах, над сушей же, наоборот, максимальные значения  $P_T$  отмечаются в области тропических широт. Подчеркнем здесь, что для всей поверхности Земли в пределах рассматриваемых широт  $\pm 60^\circ$  турбулентный поток  $P_T$  всюду положителен и,

следовательно, как на суше, так и на океанах поток тепла в среднем направлен от земной поверхности к атмосфере.

Рассмотрим член  $B_{Ao}$ , характеризующий величину потока между поверхностью океана и более глубокими слоями воды, который обусловлен действием океанических течений. Данные, приведенные в табл. 55, показывают, что океаны в среднем поглощают тепло в зоне примерно от  $20^\circ$  ю. ш. до  $30^\circ$  с. ш. и отдают это тепло в более высоких широтах.

Широтное распределение составляющих теплового баланса атмосферы в среднем за год, выражаемого уравнением (8')

$$-R_a = P_T + Lr - P_A,$$

представлено на рис. 93.

На этом рисунке видно, как уже указывалось, что радиационный баланс атмосферы на всех широтах является отрицательным. Приход тепла в экваториальной зоне в очень большой степени определяется теплом, выделяющимся при конденсации водяного пара. В средних широтах возрастает также роль турбулентной теплоотдачи. На рисунке видна существенная роль для теплового баланса атмосферы адвекции  $P_A$ , определяющей перенос тепла из экваториальной и тропической областей в более высокие широты.

Наибольший интерес представляет широтное распределение составляющих теплового баланса системы земля—атмосфера, определяемое уравнением

$$R_s = P_A + L(E - r) + B_{Ao}.$$

Это распределение приведено на рис. 94. Согласно рисунку, в каждом полушарии можно выделить четыре широтные зоны.

1. Приэкваториальная зона, простирающаяся до  $10$ — $15^\circ$  с. и ю. ш., характеризуется большим положительным радиационным балансом и значительным приходом тепла за счет влагообмена. Весь этот приход тепла расходуется на атмосферную и океаническую адвекцию, для которой приэкваториальная зона является основным источником тепловой энергии.

2. Зона, включающая тропические районы и часть субтропических, располагается в каждом полушарии приблизительно в пределах  $15$ — $35^\circ$  широты. Эту зону можно назвать тропической. Отличительной особенностью тропической зоны является наличие большого расхода тепла на влагообмен (достигающий значительных величин при положительном радиационном балансе), убывающий так же, как и расход тепла на влагообмен, с увеличением широты. Потоки тепла за счет атмосферной и океанической адвекции в этих зонах незначительны.

3. В районах  $35$ — $40^\circ$  широты располагаются узкие переходные зоны, в которых годовые суммы составляющих теплового баланса взаимно компенсируются.

4. Наконец, в более высоких широтах лежат зоны отрицательного радиационного баланса, абсолютная величина которого

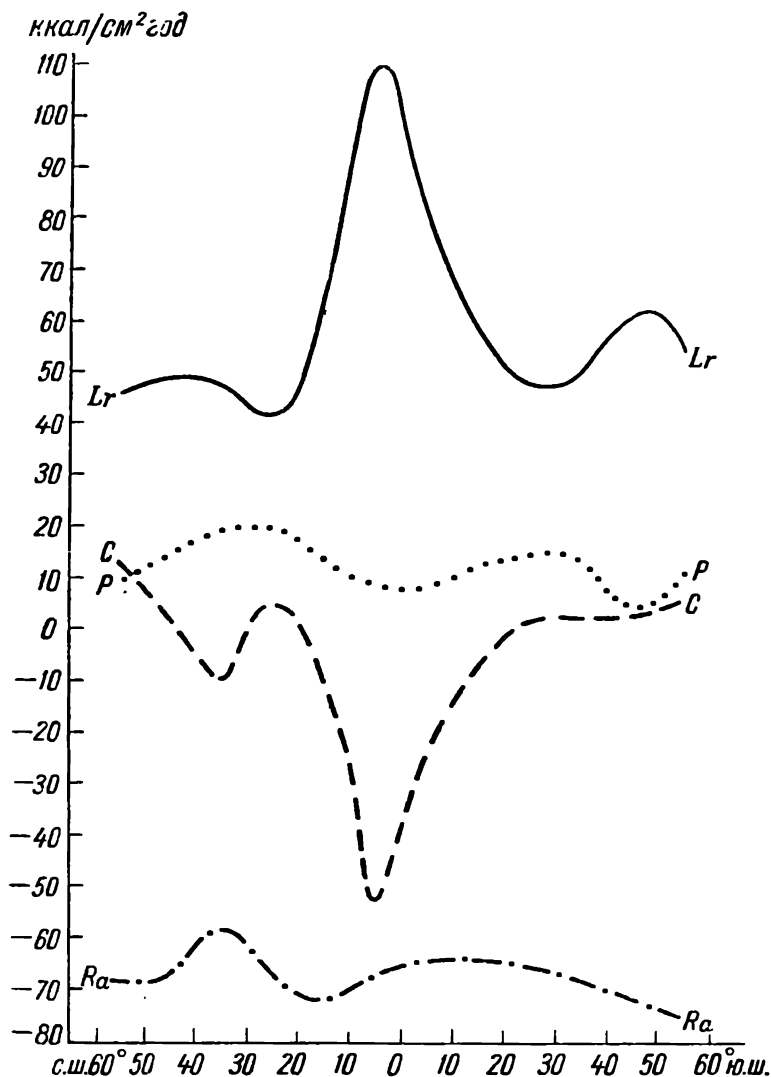


Рис. 93. Тепловой баланс атмосферы.

чрезвычайно быстро возрастает с широтой. Приход тепла здесь осуществляется за счет атмосферной и океанической адвекции, а также за счет теплоты влагообмена.

Важной чертой распределения составляющих теплового

баланса является то обстоятельство, что в теплообмене между высокими и низкими широтами все составляющие теплового баланса играют существенную роль и, следовательно, ни одной из них нельзя пренебречь.

Сравнение широтного хода океанической и атмосферной адвекции показывает, что значения атмосферной адвекции при-

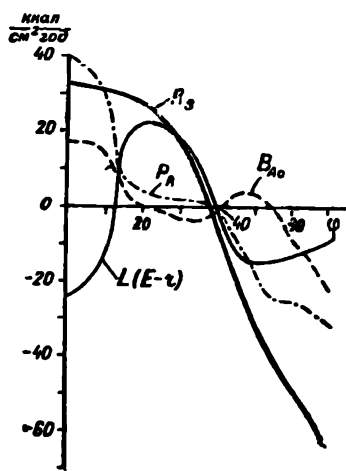


Рис. 94. Тепловой баланс системы земля — атмосфера.

мерно в два раза превышают значения океанической адвекции. Таким образом, горизонтальный перенос тепла в атмосфере играет бóльшую роль в ее тепловом балансе, чем горизонтальный перенос тепла в океанах. Отметим дополнительно, что если средние величины радиационного баланса для разных океанов мало отличаются друг от друга, то на отдельных континентах они существенно различны.

#### § 4. Тепловой баланс земного шара в целом

Рассмотрим теперь общую схему среднего теплового баланса системы земля—атмосфера для всей Земли в целом. Этому вопросу уделялось большое внимание многими исследователями, однако такие расчеты имеют еще до сего времени ориентировочный характер, и предлагаемые схемы теплового баланса системы земля—атмосфера в деталях несколько отличаются одна от другой.

Приведем расчет составляющих теплового баланса, выполненный в последнее время М. И. Будыко, который следует признать наиболее обоснованным. При этом расчете было принято, что альбедо земного шара в целом равно 0,40, а величина

альбедо земной поверхности в среднем составляет 0,14. Тогда из общего потока солнечной радиации, который можно считать равным  $1000 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ , в среднем на границу атмосферы на единицу поверхности вследствие шарообразности Земли и ее вращения поступает всего одна четверть общего количества тепла, т. е.  $250 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ , что мы и примем за 100%. Из этого количества отражается обратно в мировое пространство  $100 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (40%), а земная поверхность и атмосфера поглощают остальные  $150 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (60%). Из  $150 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  на долю земной поверхности приходится  $111 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (44%), а на долю атмосферы  $39 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (16%).

Так как радиационный баланс земной поверхности в целом равен  $68 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (27%) (табл. 53), то отсюда следует, что эффективное излучение на уровне ее поверхности составляет  $111 - 68 = 43 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (17%).

Теплообмен, обусловленный испарением и конденсацией, составляет  $56 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (22%), а турбулентная теплоотдача от земной поверхности к атмосфере равна  $12 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (5%). В результате для теплового баланса имеем величины, приведенные в табл. 53.

Таблица 53

Среднегодовой тепловой баланс земного шара (по М. И. Будыко)

	Приход тепла (ккал/см <sup>2</sup> год)		Расход тепла (ккал/см <sup>2</sup> год)	
Земная поверхность	Поглощенная солнечная радиация	111 (44%)	Эффективное излучение	43 (17%)
			На испарение воды	56 (22%)
			Турбулентная теплоотдача	12 (5%)
	Всего	111 (44%)	Всего	111 (44%)
Атмосфера	Поглощение коротковолновой радиации	39 (16%)	Баланс длинноволновой радиации	107 (43%)
		За счет конденсации		
		Путем турбулентного переноса		
	Всего	107 (43%)	Всего	107 (43%)
Система земля — атмосфера	Получает от Солнца	250 (100%)	Отражается	100 (40%)
			Излучается в мировое пространство	150 (60%)
	Всего	+250 (100%)	Всего	—250 (100%)

Для того чтобы более детально разобрать рассматриваемую схему (табл. 53) теплового баланса системы земля—атмосфера, она расчленена на три части: тепловой баланс земной поверхности, тепловой баланс атмосферы и тепловой баланс системы земля—атмосфера.

В этой таблице, так же как и в приведенной на рис. 95 схеме, исключены из рассмотрения взаимно компенсирующие друг друга потоки длинноволновой радиации. Например, в приходе

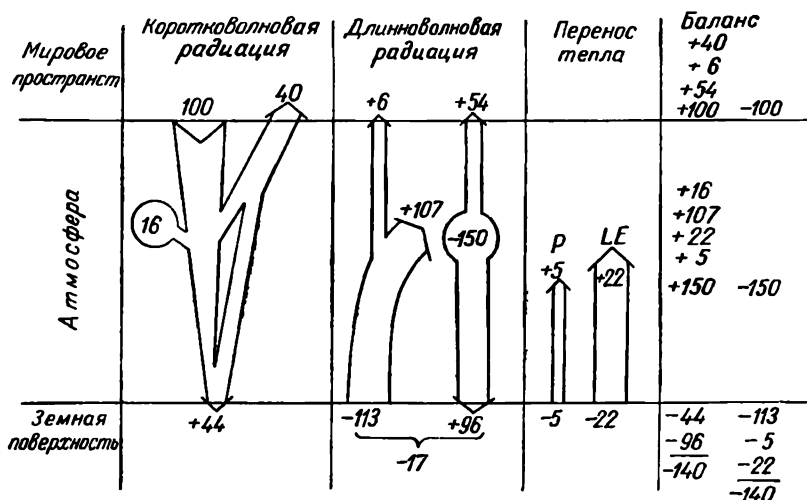


Рис. 95. Тепловой баланс Земли в целом (составляющие теплового баланса в процентах).

тепла на земную поверхность не учтено длинноволновое излучение атмосферы, и поэтому в графе расхода тепла фигурирует не собственное излучение земной поверхности, а эффективное излучение. В таблице также не расчленены прямая и рассеянная солнечная радиация, а рассмотрена только суммарная радиация. Как видно из таблицы, наибольшую роль в тепловых балансах земной поверхности и атмосферы играют радиационный теплообмен и теплообмен, обусловленный фазовыми превращениями воды. Турбулентный теплообмен земной поверхности с атмосферой имеет сравнительно небольшое значение.

Тепловой баланс земной поверхности мы уже рассмотрели. Что касается теплового баланса атмосферы, то он складывается из указанного выше тепла поглощенной коротковолновой радиации, равного  $39 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (16%), прихода тепла, выделяющегося при конденсации водяного пара и оцениваемого в  $56 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (22%), и притока тепла путем турбулентного переноса, равного  $12 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (5%). В сумме общий приток

тепла оказывается равным  $39 + 56 + 12 = 107 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (43%), расход же определяется эффективным излучением, которое также равно  $107 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  (43%). Таким образом, тепловой баланс Земли в целом составляет  $\pm 250 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$ , причем из поступающих от Солнца  $250 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$   $100 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  отражается и  $43 + 107 = 150 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{год}$  теряется путем длинноволнового излучения. Несколько иные числа приводят для северного полушария Хоутон и другие исследователи, но общий характер приведенных соотношений остается таким же.

## РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

# ВОДНЫЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ

---

Существующий в настоящее время водный режим атмосферы сложился в результате ее длительного взаимодействия с земной поверхностью.

— Водный режим атмосферы определяется и регулируется двумя процессами: испарением воды с поверхности океанов и суши, что обеспечивает непрерывное поступление водяного пара в атмосферу, и выпадением осадков, в виде которых вода возвращается обратно на земную поверхность.

На поверхности Земли (без учета подземных вод) общая масса воды составляет  $1,3 \cdot 10^{18}$  т. Это количество воды почти ~~полностью сосредоточено~~ в Мировом океане (99,7%), полярные льды дают 0,27%, а внутренние водоемы (моря, озера и реки) — около 0,03%.

Количество воды, которое имеется в атмосфере, составляет примерно  $1,3 \cdot 10^{13}$  т, т. е. 0,001% мировых запасов воды. Основная часть воды в атмосфере находится в паровом состоянии (около 95%), на долю облачных частиц (капель воды и кристаллов льда) приходится менее 5% массы воды, содержащейся в атмосфере.

Большая часть водяного пара (> 90%) содержится в нижнем слое атмосферы (до высот 8—10 км) и составляет 0,3—0,4% массы атмосферного воздуха в этом слое.

Существенно отметить, что общее количество воды, выпадающее из атмосферы за год в виде осадков, как и испарение, для всего земного шара оценивается в  $5 \cdot 10^{14}$  т, что в 40 раз больше, чем общее содержание воды в атмосфере.

Этот факт убедительно показывает, насколько интенсивно происходит в природе обмен влагой между земной поверхностью и атмосферой.

Рассмотрению процессов, связанных с влагооборотом в атмосфере, посвящен настоящий раздел.



## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ВОДЫ

## § 1. Условия фазового равновесия

Вода является единственным веществом, которое встречается в атмосфере во всех трех агрегатных состояниях: твердом (лед), жидком (вода) и газообразном (водяной пар). Объясняется это тем, что наблюдающаяся в атмосфере температура всегда ниже критической температуры для водяного пара, которая составляет  $T_{кр} = 647^\circ \text{K} = 374^\circ \text{C}$ ; при этом упругость в критической точке равна  $p_{кр} = 218 \text{ атм.}$

В зависимости от парциального давления (упругости) и внешних условий водяной пар, содержащийся в атмосфере, может частично переходить в жидкое или кристаллическое состояние.

В природе, например в облаках, часто встречаются системы, образованные из воды, находящейся в различных агрегатных состояниях, причем в этих системах непрерывно наблюдается переход воды из одного состояния в другое — замерзание и таяние, испарение и конденсация и т. п. В таком случае говорят о различных фазах воды, понимая под фазой физически однородные части системы, способные переходить одна в другую. Для системы, состоящей из одного вещества, понятия «фаза» и «агрегатное состояние» совпадают.

В каждой системе, в состав которой входит несколько фаз, в результате молекулярного обмена постоянно происходит переход вещества из одной фазы в другую (из одного агрегатного состояния в другое). Однако в ходе этих процессов часто наступает некоторое установившееся состояние, при котором прекращается всякое внешнее проявление фазовых превращений, и в системе достигается равновесие между фазами.

По существу, такое равновесие носит подвижный, динамический характер; оно лишь показывает, что при этих условиях преимущественный переход молекул из одной фазы в другую не имеет места — взаимный молекулярный обмен уравнивается. Система, пришедшая в фазовое равновесие, может находиться в нем без всяких видимых изменений до тех пор, пока внешние условия среды остаются постоянными.

Для характеристики фазового равновесия и условий фазового перехода находит широкое применение введенное Гиббсом понятие о термодинамическом потенциале. Термодинамический потенциал является одной из важнейших характеристических функций, вытекающих из первого и второго начал термодинамики.

Дадим его определение. Для этого запишем первое начало термодинамики в виде

$$\sqrt{dQ = dU + A p dv}, \quad (1)$$

где  $dQ$  — количество тепла, сообщенное системе,  $dU$  — внутренняя энергия и  $A p dv$  — работа против внешней силы давления.

Выразим  $dQ$  через энтропию  $\varphi$ , воспользовавшись соотношением (см. гл. 6)  $d\varphi \geq \frac{dQ}{T}$ , или  $dQ \leq T d\varphi$ , тогда

$$dU = T d\varphi + A p dv \leq 0, \quad (2)$$

где знак равенства относится к обратимым процессам, а неравенства — к необратимым процессам; остальные обозначения прежние.

Рассмотрим вначале обратимые процессы. Если процесс протекает изотермически ( $T = \text{const}$ ) и при постоянном давлении ( $p = \text{const}$ ), то выражение (2) можно представить как полный дифференциал некоторой функции  $S$ , а именно

$$dS = d[U - T\varphi + A p v], \quad (3)$$

где функция

$$\widehat{S} = U - T\varphi + A p v \quad (4)$$

и носит название термодинамического потенциала.<sup>1</sup>

При всех необратимых процессах, как доказывается в термодинамике, происходит уменьшение термодинамического потенциала ( $dS < 0$ ); он остается неизменным ( $dS = 0$ ) только в том случае, когда в замкнутой системе наступит подвижное равновесие и отдельные флуктуации будут носить обратимый характер.

Если при всех возможных необратимых процессах термодинамический потенциал уменьшается, то, следовательно, при равновесии фаз он достигает своего минимума, что и является необходимым условием для равновесия фаз при заданных значениях параметров  $T$  и  $p$ .

Для системы с одним компонентом при равновесии фаз должны быть равны их удельные термодинамические потенциалы. Если потенциалы неравны, то равновесие между фазами будет нарушено, а так как в этом случае система стремится к уменьшению общего термодинамического потенциала, то фаза с большим потенциалом начнет переходить в фазу с меньшим потенциалом.

Применим эти соотношения для выяснения условий, при которых между жидкостью и ее паром наступает равновесие.

<sup>1</sup> См. об этом подробнее: «Леонтович «Введение в термодинамику» или «Курс метеорологии.» Изд ред. П. Н. Тверского. Гидрометеиздат, Л., 1951.

В этом случае, как указано, удельные термодинамические потенциалы обеих фаз должны быть равны

$$S_n = S_{ж} \quad \text{или} \quad dS_n = dS_{ж}. \quad (5)$$

При изотермическом процессе ( $T = \text{const}$ ) из (3) имеем  $dS = A v dp$ . Следовательно,

$$A v_n dp = A v_{ж} dp,$$

или

$$A (v_n - v_{ж}) dp = 0. \quad (6)$$

Так как  $A = \text{const}$ , а  $(v_n - v_{ж}) \neq 0$ , то  $dp = 0$  и  $p = \text{const}$ .

Значит, изотермическое равновесие между паром и жидкостью наступает лишь при строго определенном, соответствующем данной температуре давлении. Это давление, необходимое для равновесия жидкой и газообразной фаз, и представляет собой упругость насыщенного пара, которую обычно обозначают через  $E$ .

## § 2. Упругость насыщенного пара в зависимости от температуры над водой и над льдом

Для равновесия системы вода—пар или лед—пар требуется, чтобы в окружающей среде упругость пара соответствовала насыщению. Экспериментальным путем давно установлено, что упругость насыщенного пара резко возрастает с увеличением температуры. В дифференциальной форме эта зависимость, полученная на основании термодинамических соображений, выражается уравнением Клаузиуса—Клапейрона, выведенным в § 10 гл. 6,

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{AR_n} \frac{dT}{T^2}, \quad (7)$$

где  $L$  — теплота испарения,  $E$  — упругость насыщенного пара,  $A$  — тепловой эквивалент работы,  $R_n$  — удельная газовая постоянная для водяного пара и  $T$  — температура.

Более строгий вывод приведенной зависимости можно получить, исходя из понятия термодинамического потенциала, используя соотношения (5) и (3) при  $U = \text{const}$ . На основании (3) имеем

$$dS = A v dp - \varphi dT. \quad (8)$$

Тогда условие равновесия двух фаз запишется в виде

$$A v_n dp - \varphi_n dT = A v_{ж} dp - \varphi_{ж} dT, \quad (9)$$

или

$$\frac{dp}{dT} = - \frac{\varphi_n - \varphi_{ж}}{A (v_n - v_{ж})} = \frac{\Delta \varphi}{A \Delta v}. \quad (10)$$

Изменение энтропии в данном случае происходит вследствие затраты энергии на теплоту испарения, так что

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta Q}{T} = \frac{L}{T}.$$

Учитывая, что  $v_{\text{ж}} \ll v_{\text{п}}$ , а следовательно,  $\Delta v \approx \frac{R_{\text{п}} T}{p_{\text{п}}}$ , и что  $p_{\text{п}} = E$  соответствует упругости насыщенного пара, приходим к формуле (7)

$$\frac{dp_{\text{п}}}{dT} = \frac{dE}{dT} = \frac{LE}{AR_{\text{п}} T^2}.$$

Чтобы найти выражение для упругости насыщенного пара в зависимости от температуры  $E = f(T)$ , следует проинтегрировать уравнение (7). За нижние пределы интегрирования возьмем  $T_0 = 273^\circ$  и соответствующее ему значение  $E_0 = 6,1078$  мб. Тогда, считая в первом приближении  $L = \text{const}$ , получим

$$\ln \frac{E}{E_0} = -\frac{L}{AR_{\text{п}}} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right). \quad (11)$$

Но так как

$$-\left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) = \frac{T - T_0}{TT_0} = \frac{t}{T_0(273 + t)},$$

то

$$\ln \frac{E}{E_0} = \frac{L}{AR_{\text{п}} T_0} \frac{t}{273 + t}, \quad (12)$$

или

$$E = E_0 e^{\frac{L}{AR_{\text{п}} T_0} \frac{t}{273 + t}} = E_0 e^{C \frac{t}{273 + t}}, \quad (13)$$

где

$$C = \frac{L}{AR_{\text{п}} T_0}.$$

Переходя к десятичному логарифму, имеем

$$E = E_0 10^{0,43 \frac{Ct}{273 + t}}. \quad (14)$$

Если принять линейную зависимость скрытой теплоты испарения от температуры, то, как известно из экспериментальных данных и теории фазовых превращений, она может быть представлена в виде

$$L(T) = L_0 + (c_{p\text{п}} - c)(T - T_0) = L_0 - 0,57 t,$$

где  $L_0 \approx 597$  кал/г,  $c$  — теплоемкость воды, равная единице, а  $c_{p\text{п}}$  — теплоемкость водяного пара, примерно равная 0,43 кал/г.

Подставляя полученное значение в уравнение (7), найдем

$$\int_{E_0}^E \frac{dE}{E} = \int_{T_0}^T \frac{[L_0 - a(T - T_0)]}{AR_n T^2} dT, \quad (15)$$

откуда, переходя к десятичному логарифму, имеем

$$\lg E = \frac{K_1}{T} + K_2 \lg T + K_3, \quad (16)$$

где  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$  — постоянные, после подстановки которых выражение (16) примет вид

$$\lg E = 23,5518 - \frac{2937,4}{T} - 4,9283 \lg T. \quad (17)$$

Применим полученные формулы для расчета упругости пара над водой и над льдом.

Упругость водяного пара над водой. Так как  $A = 0,24 \cdot 10^{-7}$  кал/эрг,  $R_n = 4,6 \cdot 10^6$  эрг/г·град, то, принимая  $L = L_0 \approx 597$  кал/г, найдем численное значение  $C$

$$C = C_v = \frac{L_0}{AR_n T_0} = 19,87.$$

Тогда формула (14) примет вид

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{8,62t}{273+t}}. \quad (18)$$

Значения  $E(T)$ , вычисленные по формуле (18), не совпадают точно с экспериментальными данными. На основе экспериментальных данных была предложена эмпирическая формула Магнуса

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{7,45t}{235+t}}, \quad (19)$$

где

$$E_0 = 6,1 \text{ мб (4,6 мм)}.$$

Сравнение результатов, полученных по формулам (18) и (19), с экспериментальными данными приводится в табл. 54; расхождение между этими значениями составляет сотые доли миллибара.

Таблица 54

Значения упругости насыщенного пара (мб) в зависимости от температуры

E	t°					
	-30	-20	-10	0	10	20
По (18) . . . . .	0,53	1,27	2,87	6,11	12,32	23,70
По (19) . . . . .	0,51	1,25	2,86	6,11	12,28	23,39
По экспериментальным данным	0,51	1,25	2,86	6,11	12,27	23,37

Упругость пара надо льдом. Для определения упругости пара надо льдом вместо теплоты испарения  $L_0$  следует брать теплоту сублимации  $L_{\text{л}} = L_0 + L_{\text{пл}}$ , где  $L_{\text{пл}} = 80 \text{ кал/г}$  — теплота плавления льда. Тогда для упругости насыщенного пара над поверхностью льда  $E_{\text{л}}$  получим аналогично (11)

$$\ln \frac{E_{\text{л}}}{E_0} = - \frac{L_0 + L_{\text{пл}}}{AR_{\text{н}}} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right). \quad (20)$$

Произведя такие же преобразования, как и выше, найдем

$$E_{\text{л}} = E_0 e^{\frac{L_0 + L_{\text{пл}}}{AR_{\text{н}}T_0} \frac{t}{273+t}}, \quad (21)$$

или

$$E_{\text{л}} = E_0 10^{0,43 C_{\text{л}} \frac{t}{273+t}} = E_0 10^{0,43 \frac{L_0 + L_{\text{пл}}}{AR_{\text{н}}T_0} \frac{t}{273+t}}. \quad (21')$$

Численное значение  $C_{\text{л}}$  теперь будет

$$C_{\text{л}} = \frac{L_0 + L_{\text{пл}}}{AR_{\text{н}}T} = 22,46. \quad (22)$$

Сравним упругость насыщенного пара надо льдом  $E_{\text{л}}$  и над переохлажденной водой  $E_{\text{в}}$  при той же температуре  $t < 0$ . Для этого на основании (13) и (21) запишем отношение

$$\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{в}}} = e^{\frac{L_{\text{пл}}}{AR_{\text{н}}T_0} \frac{t}{T}}, \quad (23)$$

где

$$C_{\text{л}} - C_{\text{в}} = \frac{L_{\text{пл}}}{AR_{\text{н}}T_0} = 2,66. \quad (24)$$

Так как  $t < 0$ , то из (23) видно, что упругость насыщенного пара надо льдом  $E_{\text{л}}$  всегда меньше упругости насыщенного пара над переохлажденной водой  $E_{\text{в}}$  при той же температуре. Эту разность, учитывая (13) и (21), можно представить в виде

$$\Delta E = E_{\text{в}} - E_{\text{л}} = E_0 \left[ e^{C_{\text{в}} \frac{t}{T}} - e^{C_{\text{л}} \frac{t}{T}} \right].$$

Отсюда, взяв производную  $\frac{\partial(\Delta E)}{\partial t}$ , найдем, что  $\Delta E$  имеет максимальное значение при

$$t = t_1 \frac{T \ln \frac{C_{\text{в}}}{C_{\text{л}}}}{C_{\text{л}} - C_{\text{в}}} = \frac{T \lg \frac{C_{\text{в}}}{C_{\text{л}}}}{0,43 (C_{\text{л}} - C_{\text{в}})}. \quad (25)$$

Подставляя численные значения  $C_{\text{в}} = 19,80$  и  $C_{\text{л}} = 22,46$  и беря  $T$  равным  $273^\circ \text{K}$ , найдем, что  $t \approx -12,6^\circ \text{C}$  и максимальное значение  $\Delta E$  составляет около  $0,269 \text{ мб}$ .

На рис. 96 приведена эта зависимость  $\Delta E$  от температуры.

Отношение  $\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{в}}}$  соответствует величине относительной влажности, которую в метеорологии обычно рассчитывают по отношению к упругости насыщенного пара над плоской поверхностью дистиллированной воды. Так как  $E_{\text{л}} < E_{\text{в}}$ , то относительная влажность всегда меньше 100%.

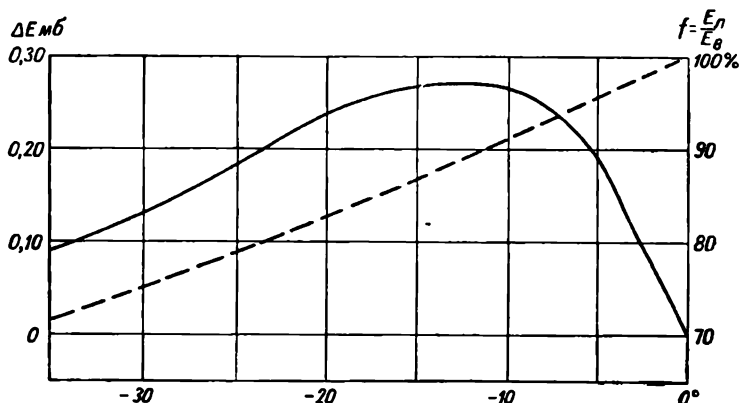


Рис. 96. Разность упругостей насыщенного пара  $\Delta E$  над водой  $E_{\text{в}}$  и над льдом  $E_{\text{л}}$  (сплошная кривая) и относительная влажность воздуха при насыщении над льдом (пунктирная кривая).

Для приближенных расчетов относительной влажности, соответствующей насыщению над поверхностью льда, можно вместо выражения (23) получить приближенное соотношение. Для его вывода положим  $T = 266^\circ \text{K}$ ; тогда, учитывая (24), вместо (23) напомним

$$\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{в}}} = e^{2,66 \frac{t}{266}} = e^{0,01 t}. \quad (26)$$

Представляя  $e^{0,01 t}$  в виде ряда и ограничиваясь членами второго порядка малости, получим

$$\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{в}}} = 1 + 10^{-2} t + 10^{-4} \frac{t^2}{2} + \dots, \quad (27)$$

или, выражая  $\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{в}}}$  в процентах,

$$\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{в}}} = 100 + t + \frac{t^2}{200} + \dots \quad (28)$$

В табл. 55 приведены численные значения  $\frac{E_{\text{л}}}{E_{\text{в}}}$  в зависимости от температуры.

	Значения $\frac{E_d}{E_b} 100\%$								
$t^\circ$ . . . . .	0	-5	-10	-15	-20	-25	-30	-40	-50
$\frac{E_d}{E_b} \%$ . . . . .	100	95,2	90,8	86,4	82,3	78,3	74,6	67,8	61,9

Как видно из приведенных в таблице данных, упругость пара над льдом по сравнению с упругостью пара над водой значительно уменьшается с понижением температуры (т. е. относительная влажность уменьшается). Так, если при  $t = 10^\circ$ ,  $E_d = 0,91E_b$ , то при  $t = -40^\circ$ ,  $E_d = 0,68E_b$ . Из табл. 58 видно также, что если относительная влажность равна 100% по отношению к воде, то при отрицательных температурах (например, в переохлажденных облаках) часто имеет место пересыщение по отношению к поверхности льда. Причем это пересыщение  $\Delta f_d = 100 - f$  может достигать нескольких десятков процентов.

На рис. 96 зависимость  $f(T)$  изображена прерывистой кривой.

### § 3. Термодинамическая диаграмма равновесия фаз

Графически зависимость упругости насыщенного водяного пара от температуры представлена на рис. 97, который является термодинамической диаграммой фазового равновесия воды.

Три состояния — вода, лед и пар — одновременно могут находиться в равновесии только при одном определенном значении температуры и давления, а именно при температуре  $t = 0,0076^\circ$ <sup>1</sup> и давлении пара  $e = p = 6,11$  мб. На диаграмме состояние системы, характеризуемое указанными выше значениями  $T$  и  $e$ , обозначено буквой  $O$ ; эта точка носит название тройной точки.

На диаграмме проведено несколько кривых:  $OA$ ,  $OC$ ,  $OB$  и  $OB'$ .

Кривая  $OA$  соответствует равновесию между жидкостью и паром при положительной температуре [формула (15)]. Если при некоторой температуре упругость водяного пара меньше, чем требуется для насыщения водяного пара при данной температуре, то существует лишь газообразная фаза (например, состояние, характеризуемое точкой 1). Если давление пара больше (например, точка 2), то равновесие системы возможно в том случае, когда часть пара сконденсируется, что приведет к состоянию, характеризующемуся точкой 3, лежащей на кривой  $OA$ . Линия  $OA$  обрывается при  $T = 374^\circ \text{K}$  и  $e = p = 218$  атм — это значения кри-

<sup>1</sup> Эта температура соответствует температуре плавления льда при давлении  $p = 6,11$  мб; при атмосферном давлении  $p = 1000$  мб температура плавления льда  $0^\circ$ .



тической температуры и критического давления. Выше лежит область пара. Ниже этой температуры кривая  $OA$  разграничивает область жидкой и газообразной фазы.

При температуре ниже  $0^\circ$  линия испарения  $OA$  разделяется на две:  $OB$  и  $OB'$ . Первая из них ( $OB$ ) — линия сублимации — соответствует упругости насыщения надо льдом [формула (18)],

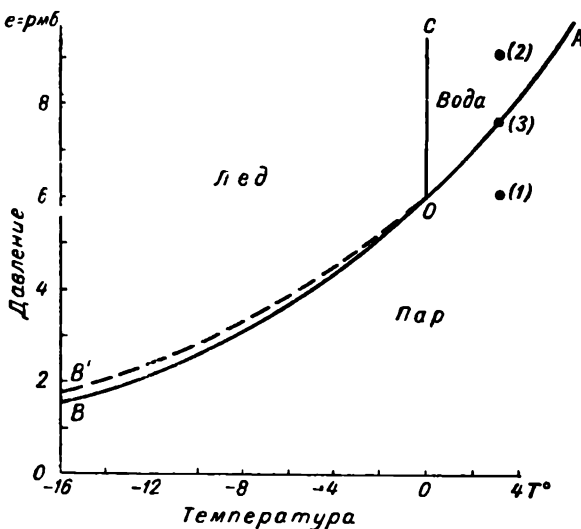


Рис. 97. График равновесия фаз воды.

вторая ( $OB'$ ) — линия насыщения над переохлажденной водой [формула (15)]. Кривая  $OB$  разграничивает область пара и льда; она характеризует состояние равновесия между льдом и паром. Ниже этой линии расположена область пара, выше — льда. Пунктирная линия  $OB'$  характеризует те же условия для равновесия системы пар — переохлажденная вода.

Кривая плавления  $OC$  показывает зависимость между давлением и температурой плавления. Для воды, в отличие от большинства веществ, она наклонена влево, т. е. чем больше давление, тем ниже температура плавления.

Таким образом, проведенные на рис. 97 линии резко ограничивают три области: область пара ниже линий  $OA$  и  $OB$ , область жидкой воды — между линиями  $OA$  и  $OC$  и область льда, если исключить переохлажденную воду, между линиями  $OB'$  и  $OC$ . Равновесие между двумя фазами возможно только при значениях  $e$  и  $T$ , соответствующих разделяющим их кривым.

Если состояние однофазной системы характеризуется точкой (со значениями  $e$  и  $T$ ), лежащей на диаграмме в соответствующей этой фазе области, то равновесие устойчиво. Если система

состоит из двух фаз, то устойчивое равновесие между ними определяется лишь значениями  $e$  и  $T$ , соответствующими разделяющим их кривым. Если же точка, характеризующая состояние системы (по параметрам  $e$  и  $T$ ), расположена вне указанных условий равновесия, например точка 2 для пара или точка 1 для воды, то, исходя из графика, можно сделать общее заключение о том, что система находится в этом случае в неустойчивом состоянии и в ней нет равновесия между фазами.

Однако опытами установлен целый ряд состояний системы, соответствующих неустойчивому равновесию. Так, например, в воздухе, очищенном от коллоидальных примесей, удается получить пересыщенный пар без образования в нем жидкой фазы. Пересыщенным называют пар в том случае, когда его упругость (давление) больше, чем требуется для насыщения при этой температуре. Обычно пересыщение, как и относительную влажность, выражают в процентах; так как при этом  $\frac{e}{E} > 1$ , то  $f > 100\%$ .

Иногда пересыщением называют также величину  $\Delta f = (f - 100)\% = \left(\frac{e}{E} - 1\right) \cdot 100\%$ , т. е. считают, на сколько относительная влажность больше 100%.

При некоторых условиях можно получить воду, переохлажденную до температуры  $-30, -40^\circ$ . Особенность неустойчивого равновесия заключается в том, что система может находиться в нем длительное время, и для перехода ее в устойчивое (стабильное) состояние требуются некоторые дополнительные условия.

Диаграмма, представленная на рис. 97, характеризует фазовое равновесие. Она позволяет наглядно судить о том, в каком положении находится система, поэтому ее иногда называют графиком равновесия фаз. Пользуясь ею, можно легко определить условия, необходимые для устойчивого равновесия, однако на основании ее еще нельзя ничего сказать о тех дополнительных условиях, которые определяют переход системы из неустойчивого состояния в устойчивое при тех же значениях температуры и давления.

## Глава 17

### ИСПАРЕНИЕ

Испарение воды с поверхности океанов и суши является основным процессом, благодаря которому в атмосферу поступает водяной пар. На испарение затрачивается значительное количество тепла, исчисляемое для всей земной поверхности величиной порядка  $3 \cdot 10^{23}$  кал/год, что составляет около 25% всей энергии,

пара это же количество тепла выделяется и поступает в атмосферу. Таким образом, как уже указывалось раньше, испарение является важнейшим фактором теплового баланса атмосферы и земной поверхности.

Изучение испарения с водных поверхностей занимает большое место в гидрологии и океанографии. Расчет скорости испарения имеет громадное значение для решения ряда практических задач, особенно в области мелиорации, водоснабжения и т. п.

В настоящей главе мы остановимся главным образом на физической и метеорологической сущности этого явления и ограничимся лишь рассмотрением наиболее важных сторон этой весьма сложной проблемы.

## § 1. Процесс испарения с молекулярно-кинетической точки зрения

Исходя из молекулярно-кинетических представлений, испарение можно объяснить тем, что с поверхности жидкого тела всегда отрывается некоторое число молекул, обладающих энергией, большей, чем их средняя кинетическая энергия при данной тем-

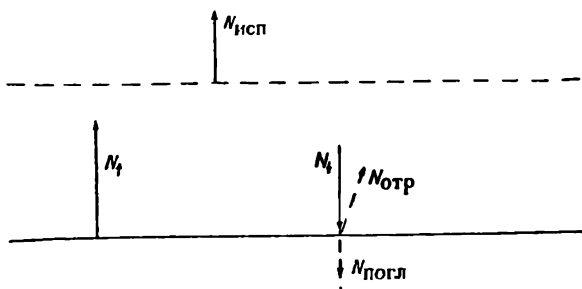


Рис. 98. Схема процесса испарения.

пературе, и достаточной для того, чтобы преодолеть силы молекулярного притяжения со стороны других молекул жидкости. На совершение этой работы затрачивается энергия, численно равная теплоте испарения.

В результате отрыва молекул пространство над испаряющей поверхностью обогащается молекулами пара. Молекулы водяного пара, находящиеся в тонком слое воздуха, расположенном непосредственно над испаряющей поверхностью, вследствие диффузии частично распространяются в окружающем пространстве, а некоторые из них возвращаются из этого слоя обратно к испаряющей поверхности и либо отражаются от нее, либо захватываются жидкостью.

Схематически процесс испарения можно представить следующим образом (рис. 98). С каждого квадратного сантиметра

испаряющей поверхности в единицу времени (1 сек.) вылетает  $N_{\uparrow}$  молекул, а подлетает к ней извне  $N_{\downarrow}$ , из которых  $N_{\text{отр}}$  отражается, а  $N_{\text{погл}}$  поглощается. Число молекул, которое в действительности теряет жидкость в окружающее пространство, и есть испарение  $N_{\text{исп}}$ . Оно, очевидно, будет равно

$$N_{\text{исп}} = N_{\uparrow} - (N_{\downarrow} - N_{\text{отр}}) = N_{\uparrow} - N_{\text{погл}}. \quad (1)$$

Таким образом, наблюдаемое испарение определяется разностью двух потоков молекул, вылетающих из жидкости и возвращающихся в нее. Численно оно равно диффузионному потоку водяного пара.

Непосредственно измерить потоки молекул, входящие в выражение (1), настолько сложно, что это до сих пор не сделано.

Изучение молекулярных процессов, происходящих вблизи испаряющей поверхности, позволило В. В. Шулейкину построить кинетическую теорию испарения. На основании этой теории полное число молекул, вылетающих через  $1 \text{ см}^2$  поверхности в 1 сек., равно

$$N_{\uparrow} = \frac{N}{\eta} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{U}{kT}}, \quad (2)$$

где  $N$  — число молекул в  $1 \text{ см}^3$  воды,  $m$  — масса молекулы,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $U$  — работа, необходимая для отрыва молекул от поверхности жидкости, и  $\eta$  — некоторый поправочный коэффициент, учитывающий, какая доля единицы объема действительно пронизывается молекулами при их движении.

Поскольку численное значение  $\eta$  Шулейкиным не дается, то и приведенная формула пока не получила практического применения.

Можно, однако, определить некоторые из потоков молекул другим путем. Поток молекул пара, ударяющихся о поверхность жидкости, состоит из тех молекул, составляющая скорости которых  $v$  направлена к испаряющей поверхности. Используя закон Максвелла для распределения скоростей движения газовых молекул, можно найти их число.

Допустим, что в единице объема содержится  $n$  молекул ( $\text{см}^{-3}$ ), причем доля молекул со скоростями в интервале  $v_i$  и  $v_i + dv$  составит

$$dn = n f(v) dv,$$

где  $f(v)$  — максвелловская функция распределения молекул по их скоростям движения  $\left[ f(v) = \frac{1}{n} \frac{dn}{dv} \right]$ .<sup>1</sup>

<sup>1</sup> См. курс общей физики.

За время  $dt$  до испаряющей поверхности долетят все молекулы, проходящие путь  $dh_i = v_i dt$ . Чем больше скорость молекул, тем из большего слоя они выпадут. На поверхность в  $1 \text{ см}^2$  за 1 сек. будет поступать общее число молекул

$$N_{\downarrow} = n \int_0^{\infty} f(v) v dv = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v dv,$$

где  $m$  — масса молекулы,  $k = \frac{R}{N_0}$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

Учитывая, что  $d \left( \frac{mv^2}{2kT} \right) = \frac{m}{kT} v dv$  и вынося множитель  $\frac{kT}{m}$  за знак интеграла, получим

$$N_{\downarrow} = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{kT}{m} \int_0^{\infty} e^{-\epsilon} d\epsilon = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}, \quad (3)$$

где  $\epsilon = \frac{mv^2}{2kT}$ .

Это общее количество молекул, ударяющихся о поверхность, но часть из них может отразиться, и только некоторая их доля, равная  $\alpha = \frac{N_{\downarrow}}{N_{\text{погл}}}$ , перейдет в жидкость. В связи с этим можно написать, что в жидкость вернется число молекул

$$N_{\text{погл}} = \alpha N_{\downarrow} = \alpha n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}. \quad (4)$$

Если непосредственно над испаряющей поверхностью создается тонкий слой, в котором число молекул таково, что  $N_{\downarrow}$  становится равным  $N_{\text{погл}}$ , получим условие насыщения, при котором наблюдаемое испарение  $N_{\text{исп}}$  в соответствии с (1) будет равно нулю.

Испарение обычно характеризуют не числом вылетевших молекул, а массой испарившейся жидкости. Эта величина, рассчитанная на единицу поверхности за единицу времени, дает *скорость испарения*  $W$ , которая выражается в  $\text{г H}_2\text{O}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . Очевидно, что этот поток водяного пара составит

$$W = Nm. \quad (5)$$

Выражение для скорости испарения аналогично (1) можно написать в виде

$$W_{\text{исп}} = W_{\downarrow} - W_{\text{погл}}. \quad (6)$$

При условии насыщения, когда  $W_{\text{исп}} = 0$ , очевидно,

$$W_{\downarrow} = W_{\text{погл}} = \alpha W_{\downarrow}, \quad \text{где } W_{\downarrow} = m N_{\downarrow}.$$

Число молекул  $N_{\downarrow}$  в соответствии с (3) будет

$$N_{\downarrow} = n_{\downarrow} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}, \quad (7)$$

где  $n_{\downarrow}$  — концентрация молекул в слое над жидкостью в условиях насыщения.

Имея в виду это выражение, получим

$$W_{\downarrow} = mN_{\downarrow} = mn_{\downarrow} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = n_{\downarrow} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} kT. \quad (8)$$

Но  $n_{\downarrow} kT = E$  соответствует упругости насыщенного пара, поэтому

$$W_{\downarrow} = E \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}$$

и

$$W_{\uparrow} = W_{\text{погл}} = \alpha W_{\downarrow} = \alpha E \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}. \quad (9)$$

Если в слое толщиной  $h$ , непосредственно прилегающем к испаряющей поверхности, упругость пара  $e_h = nkT$  меньше насыщающей ( $e_h < E$ ), то очевидно, что поглощенный поверхностью поток пара извне будет

$$W'_n = \alpha W'_{\downarrow} = \alpha e_h \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}. \quad (10)$$

Вычитая (10) из (9), в соответствии с (6), получим

$$W_{\text{исп}} = W_{\uparrow} - W'_n = \alpha (E - e_h) \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \text{ г H}_2\text{O/см}^2 \cdot \text{сек}. \quad (11)$$

Это уравнение называют формулой Кнудсена; ее часто приводят в следующем виде.

$$N_{\text{исп}} = \alpha (n_{\downarrow} - n_h) \frac{\bar{v}}{4} \text{ мол/см}^2 \cdot \text{сек}, \quad (12)$$

где  $n_{\downarrow}$  и  $n_h$  — концентрация молекул при насыщении и в прилегающем слое  $h$ ,  $\bar{v}$  — средняя арифметическая скорость движения молекул, по Максвеллу,

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}.$$

Если учесть, что из (3)

$$N_{\downarrow} = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}},$$

то легко получить выражение (12).

На основании лабораторных опытов получили значение  $\alpha = 0,036$ . Это значит, что из 1000 молекул, ударяющихся о поверхность воды, поглощается только 36.

Из уравнения (11), имея в виду (9) и (10), найдем

$$e_h = \frac{W_{\uparrow} - W_{\text{исп}}}{\alpha \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}} = E \left( 1 - \frac{W_{\text{исп}}}{W_{\uparrow}} \right).$$

Это выражение показывает, что при наличии испарения ( $W_{\text{исп}} > 0$ )  $e_h < E$ , т. е. непосредственно над испаряющей поверхностью упругость пара всегда несколько меньше насыщенной, причем упругость понижается тем больше, чем ближе скорость испарения  $W_{\text{исп}}$  к  $W_{\uparrow}$  — испарению в вакууме.

Оценка величины этих потоков показывает, что, например, при  $T = 293^\circ \text{K}$   $W_{\uparrow} = E \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $W_{\uparrow} = W_n = \alpha W_{\uparrow} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ . В то же время фактически наблюдаемое испарение  $W_{\text{исп}} = W_{\uparrow} - W_{\uparrow}'$  в сухом воздухе при  $t = 20^\circ \text{C}$  в естественных условиях составляет  $10^{-6} - 10^{-7} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек}$ .

Таким образом, действительное испарение составляет лишь сотые или тысячные доли от максимально возможного испарения в вакуум. Следовательно, практически всегда допустимо считать, что непосредственно у поверхности воды упругость пара  $e_h \approx E$ . В то же время из сказанного видно, что фактическое испарение лимитируется не молекулярными процессами, а скоростью распространения водяного пара в атмосфере из тонкого прилегающего к поверхности слоя. В связи с этим необходимо рассмотреть роль процесса диффузии. Обозначим упругость водяного пара на некотором достаточно большом расстоянии от поверхности жидкости через  $e$ , причем примем, что она во времени поддерживается постоянной. Упругость пара в непосредственно прилегающем к поверхности жидкости тонком слое, как мы только что убедились, практически равна упругости насыщенного пара при температуре поверхности.

В случае совершенно неподвижного воздуха перенос молекул из слоя у поверхности жидкости в окружающее пространство будет осуществляться процессом молекулярной диффузии. Этот перенос, определяющий наблюдаемую скорость испарения  $W_{\text{исп}}$ , можно выразить как вертикальный поток водяного пара

$$W_{\text{исп}} = -D \frac{\partial a}{\partial z} = -D\rho \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (13)$$

где  $D$  — коэффициент молекулярной диффузии,  $a = \rho q$  — объемная концентрация (плотность) водяного пара ( $q$  — удельная влажность и  $\rho$  — плотность воздуха).

Учитывая, что  $q = 0,622 \frac{e}{p}$  и записывая последнее выражение в конечных разностях, получим

$$W_{\text{исп}} = -0,622 \frac{Dp}{p} \frac{\Delta e}{\Delta z}. \quad (14)$$

Если обозначить  $-0,622 \frac{Dp}{\Delta z}$  через  $A$  и принять, что при  $z \rightarrow 0$   $e \rightarrow E_n$ , где  $E_n$  — упругость насыщенного пара у поверхности, то выражение (14) можно записать в виде

$$W_{\text{исп}} = \frac{A}{p} [E_n - e] = A' [E_n - e]. \quad (15)$$

При более строгом рассмотрении процесса диффузии водяного пара в формулу (15) должен входить дефицит влажности, выраженный через концентрацию молекул, т. е. через плотность водяного пара, а не через его упругость. Однако при небольшой разности температур испаряющей поверхности и воздуха уравнение (15) будет достаточно точным. Из него следует, что: 1) скорость испарения пропорциональна дефициту влажности ( $E_n - e$ ), рассчитанному по температуре испаряющей поверхности, и 2) испарение зависит от коэффициента диффузии водяного пара, значение которого для неподвижного воздуха при температуре  $T$  и давлении  $p$  будет равно  $D_{T,p} = D_0 \frac{T}{T_0} \frac{p}{p_0}$ , где  $D_0 = (0,22 \pm 0,02) \text{ см}^2 \cdot \text{сек}$  (при  $T = 273^\circ \text{ К}$  и  $p = 1000 \text{ мб}$ ).

Наиболее существенна зависимость скорости испарения от разности ( $E_n - e$ ). При относительной влажности воздуха  $f < 100\%$  происходит испарение, причем скорость его увеличивается с повышением температуры вследствие некоторого изменения коэффициента диффузии  $D$ , а главное благодаря увеличению значения  $E_n$  и, следовательно, дефицита влажности (при том же  $e$ ). Обратим внимание на то, что температура испаряющей поверхности в ряде случаев может оказаться ниже температуры окружающего воздуха, тогда упругость  $E_n$  пара над ней будет меньше  $e$ , что приведет к конденсации водяного пара.

Зависимость для скорости испарения, выражаемая формулой (15), была эмпирически найдена на основании лабораторных опытов еще в начале прошлого столетия и известна под названием закона Дальтона.

## § 2. Особенности испарения в естественных условиях

Основными факторами, определяющими скорость испарения в естественных условиях, по Будыко, являются:

1) водные ресурсы, т. е. наличие запаса влаги, обеспечивающей испарение;



2) приток тепла, расходуемый на испарение, т. е. энергетические ресурсы;

3) турбулентное перемешивание, приводящее к распространению водяного пара в атмосфере.

При наличии водных ресурсов испарение зависит от характера и состояния испаряющей поверхности. Например, на испарение с поверхности океанов и морей оказывает влияние их соленость, так как упругость насыщенного пара над раствором уменьшается. При низких значениях относительной влажности это обстоятельство не имеет существенного значения, но при влажности 90% испарение морской воды составляет 0,8, а при 95% только 0,6 испарения пресной воды.

Понижение упругости насыщенного пара сказывается также и при испарении с поверхности снега и льда. При низких температурах упругость насыщенного пара над льдом значительно меньше, чем над переохлажденной водой, которая и испаряется быстрее, чем лед.

Особенно сложными являются условия испарения на суше. Здесь имеются участки как покрытые различной по характеру растительностью, так и лишенные ее, а также участки, достаточно сильно увлажненные либо сравнительно сухие. Испарение воды растениями, так называемая транспирация, — сложный физиологический процесс, в результате которого влага из почвы всасывается корневой системой растений и затем испаряется с их наземных частей (ветвей, листьев, цветов и т. д.), поверхность которых может быть весьма большой, поэтому учет влияния растительности становится очень сложным.

При рассмотрении испарения с поверхности суши всегда следует также считаться с тем, будет ли испаряющаяся с поверхности вода непрерывно пополняться влагой, поступающей из ниже-расположенных слоев почвы, а это зависит от влажности и структуры почвы, уровня грунтовых вод, наличия и характера растительности и т. д. Все это приводит к большим различиям в наблюдаемой скорости испарения. Так, с поверхности сухой почвы испарение мало и может быть близким к нулю, в то время как в случае избыточно увлажненной поверхности испарение с нее не меньше, чем с водной, а при наличии растительного покрова (лес, кустарники и т. п.) оно, например, в летнее время может оказаться даже больше, чем с поверхности воды, в результате испарения с очень большой поверхности наземных частей растений.

Вторым фактором, от которого зависит испарение, является, как уже говорилось, приток тепла. На испарение затрачивается энергия, и если к испаряющей поверхности не поступает тепло, то она при испарении охлаждается. Испарение при этом не только уменьшается, но может даже прекратиться, если упругость насыщенного пара над поверхностью  $E_n$  окажется равной упругости

е в воздухе. В результате скорость испарения во многом зависит от энергетических ресурсов, а иногда и полностью определяется ими, т. е. количеством тепла, которое может быть использовано на испарение. Испарение велико там, где много тепла и влаги.

Наконец, третий фактор — это условия распространения водяного пара в атмосфере. Следует иметь в виду, что в естественных условиях испарение происходит не в спокойном воздухе, а в воздухе, находящемся в непрерывном движении, имеющем турбулентный характер. Поэтому распространение водяного пара в атмосфере от испаряющей поверхности будет определяться в основном интенсивностью турбулентного перемешивания. Это вызывает необходимость замены в формуле (14) коэффициента молекулярной диффузии  $D$  на коэффициент турбулентной диффузии.

Однако величина турбулентного обмена сильно изменяется с изменением скорости ветра, увеличиваясь с возрастанием последней. Отсюда становится очевидным наличие зависимости скорости испарения от скорости ветра, которая оказывается очень сложной. Дело в том, что интенсивный турбулентный обмен приводит к уменьшению градиента удельной влажности, а, как следует из уравнения (13), скорость испарения определяется совместным влиянием как диффузии, так и градиента влажности.

Вместе с тем влияние ветра на скорость испарения проявляется еще в том, что при ветре происходит горизонтальный перенос воздуха, обогащающегося водяным паром над испаряющей поверхностью. С этим особенно приходится считаться, когда в атмосфере создаются большие горизонтальные разности влажности и когда мы рассматриваем испарение с небольших по размерам испаряющих поверхностей, например с ограниченных водоемов. В этих случаях над испаряющей поверхностью проносятся то более, то менее влажные массы воздуха и, например, при поступлении более сухого воздуха испарение, очевидно, будет увеличиваться. Это особенно отчетливо проявляется в прибрежной полосе. Совершенно очевидно, что при испарении с однородной большой по размерам территории роль горизонтального переноса практически сводится к нулю, так как горизонтальные градиенты будут близки к нулю и здесь испарение осуществляется почти полностью в результате вертикального распространения водяного пара путем турбулентной диффузии.

Следует иметь в виду, что все указанные выше факторы, так же как и ряд второстепенных, не упомянутых нами, действуют в природе одновременно. При многообразии и сложности этих факторов выделить и изучить как экспериментально, так и теоретически влияние каждого из них в отдельности оказывается весьма трудной задачей.

### § 3. Испарение и испаряемость

В метеорологии принято определять среднюю скорость испарения за более или менее длительный промежуток времени: сутки, декаду, месяц, сезон или год, причем величина испарения выражается не в граммах воды, испарившейся с  $1 \text{ см}^2$ , а высотой испарившегося слоя воды, выраженной в миллиметрах или сантиметрах. Легко рассчитать, что  $1 \text{ кг}$  воды, распределенный на площади  $1 \text{ м}^2$ , образует слой толщиной  $1 \text{ мм}$ , а  $1 \text{ г/см}^2$  соответствует толщине слоя  $10 \text{ мм}$ .

Издавна применявшиеся методы измерения испарения с помощью так называемых испарителей основаны на измерении того количества воды, которое теряется в результате испарения с поверхности искусственно выделенного объема воды или образца почвы, помещаемого в специальный сосуд, изолирующий его от окружающей среды. Но все эти методы не могут дать точную величину действительно испаряющейся в естественных условиях воды, так как условия испарения сильно нарушаются при искусственном выделении исследуемых образцов. Совершенно очевидно, что даже при полном сохранении естественных условий диффузии водяного пара от поверхности скорость испарения из испарителя изменяется из-за нарушения условий теплообмена в верхних слоях воды и почвы, а при испарении с почвы также из-за нарушения условий поступления воды к поверхности из более глубоких слоев. Это обстоятельство, подмеченное уже при первых исследованиях, определяет зависимость получаемых результатов от размеров испарителя, способа и места его установки и ряда других факторов. Были проведены многочисленные исследования по улучшению конструкции испарителей и устранению свойственных им ошибок.

Учитывая все эти трудности, в последнее время часто пользуются косвенными методами, когда испарение не измеряется, а вычисляется из наблюдений за другими элементами с помощью уравнения теплового или водного баланса.

Так как в природе испарение происходит с самых различных поверхностей (воды, почвы, растений и т. д.), то при одинаковых метеорологических условиях скорость испарения будет разной и она не может быть определена однозначно. В связи с этим в гидрологии, метеорологии и климатологии введено специальное понятие об испаряемости. Первоначально таким термином обозначалось испарение с поверхности воды. В настоящее время это понятие расширено.

*Испаряемостью* принято называть скорость испарения, которая возможна в данных условиях при наличии избытка влаги. Другими словами, испаряемость характеризует максимально возможное испарение, определяемое водными и энергетическими ресурсами данной местности. Отсюда вытекает, что фактическое

испарение либо равно, либо меньше испаряемости. Например, в пустынях испаряемость велика, а испарение может быть близко к нулю.

#### § 4. Уравнение турбулентной диффузии водяного пара

Скорость испарения существенно зависит от диффузии водяного пара. Поэтому рассмотрим здесь общее уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере. Возьмем в качестве характеристики содержания водяного пара в атмосфере удельную влажность  $q = 0,622 \frac{e}{p} = \frac{a}{p} = \frac{g\text{H}_2\text{O}}{g \text{ воздуха}}$ , представляющую отношение плотности водяного пара  $a$  к плотности воздуха. Тогда для потока водяного пара в атмосфере в вертикальном направлении можем написать

$$Q = -k_z \rho \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (16)$$

где  $k_z$  — коэффициент турбулентной диффузии водяного пара, который приближенно равен коэффициенту турбулентности.

Рассуждая подобно тому, как при решении задачи о турбулентном переносе тепла (см. § 3 гл. 12), получим уравнение турбулентной диффузии водяного пара

$$\rho \frac{dq}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \rho \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \rho \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \rho \frac{\partial q}{\partial y} \right). \quad (17)$$

Так как  $q = f(t, x, y, z)$ , то полный дифференциал этой функции

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z},$$

где  $u = \frac{\partial x}{\partial t}$ ,  $v = \frac{\partial y}{\partial t}$ ,  $w = \frac{\partial z}{\partial t}$  — слагающие скорости движения по осям координат.

Уравнение (17) перепишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} = & - \left( u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} \right) - w \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \rho \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \rho \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \rho \frac{\partial q}{\partial y} \right) \right], \end{aligned} \quad (18)$$

приняв, что  $k_x = k_y = k_0$ .

Если учитывать еще отток или приток водяного пара к объему воздуха вследствие фазовых переходов (испарения и конденсации), то к правой части этого уравнения необходимо прибавить слагаемое  $\frac{m}{\rho}$ , где  $m$  — масса водяного пара (или воды), конден-

сирующегося (или испаряющейся) в единице объема за единицу времени. Тогда окончательно получим уравнение диффузии водяного пара в атмосфере в наиболее общем его виде

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} \right) - w \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \rho \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( k_0 \rho \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_0 \rho \frac{\partial q}{\partial y} \right) \right] \pm \frac{m}{\rho}. \quad (19)$$

Из уравнения (19) следует, что изменение удельной влажности в какой-либо точке атмосферы за единицу времени происходит в результате:

1) переноса пара в горизонтальном направлении средним потоком (адвекции водяного пара), что выражается первым слагаемым  $\left( u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} \right)$ ;

2) переноса пара в вертикальном направлении упорядоченными вертикальными потоками — второе слагаемое —  $w \frac{\partial q}{\partial z}$ ;

3) турбулентного перемешивания в вертикальном и горизонтальном направлениях — третье слагаемое (в квадратных скобках). Заметим при этом, что турбулентное перемешивание приводит к выравниванию удельной влажности;

4) испарения воды или конденсации водяного пара, содержащихся в рассматриваемом объеме (но не на земной поверхности) — слагаемое —  $\frac{m}{\rho}$ .

Общее решение этого неоднородного дифференциального уравнения 2-го порядка в частных производных представляет очень большие трудности. Основная из них вызвана тем, что коэффициент турбулентной диффузии  $k_z$  зависит от высоты и не остается постоянным во времени. При этом должно быть известно начальное (при  $t = 0$ ) распределение удельной влажности и начальный профиль ветра (начальное условие), а также заданы граничные условия, определяющие изменение удельной влажности во времени на границах рассматриваемой области. Применительно к решению различного рода конкретных задач эти начальные и граничные условия можно задавать по-разному.

Ряд работ, выполненных в этом направлении различными авторами (Джефрисом, Свердрупом, Сеттоном, Лайхтманом, Тимофеевым и др.), показывает, что задача решается более или менее удовлетворительно только для «бесконечной» или «полубесконечной» водной поверхности, например для площадки среди океана. При этом однако использование полученных результатов для практических расчетов оказывается весьма сложным и затруднительным.

Рассмотрим некоторые частные случаи. Для этого упростим уравнение (19), расположив ось  $x$  по направлению ветра, когда  $u = \frac{\partial y}{\partial t} = 0$ . Затем положим  $w = 0$ , а также учтем, что  $k_z \gg k_0$ , это дает основания принять  $k_0 = 0$ . Тогда в случае, если не происходит изменения содержания водяного пара в результате фазовых переходов ( $m = 0$ ), вместо (19) напишем

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \rho \frac{\partial q}{\partial z} \right) - u \frac{\partial q}{\partial x}. \quad (20)$$

Интегрируя это уравнение по  $z$ , имеем

$$\int_0^z \frac{\partial q}{\partial t} dz + \int_0^z u \frac{\partial q}{\partial x} dz = k_z \frac{\partial q}{\partial z} + C, \quad (21)$$

где  $C$  — постоянная интегрирования, пропорциональная величине потока водяного пара у поверхности, т. е. скорости испарения. Для ее определения учтем, что при  $z \rightarrow 0$  оба члена в левой части уравнения (21) стремятся к нулю. Следовательно, постоянная  $C$  будет равна

$$C = - k_z \frac{\partial q}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow 0}.$$

Но величина  $- k_z \frac{\partial q}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow 0} = - \frac{k_z}{\rho} \frac{\partial a}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow 0} = \frac{W_{\text{исп}}}{\rho}$  и определяет скорость испарения, поэтому

$$C = - k_z \frac{\partial q}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow 0} = \frac{W_{\text{исп}}}{\rho}. \quad (22)$$

Теперь (21) напишем в виде

$$W_{\text{исп}} = \rho \left[ - k_z \frac{\partial q}{\partial z} + \int_0^z \left( \frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} \right) dz \right]. \quad (23)$$

В правой части уравнения (23) первый член дает величину потока водяного пара через уровень  $z$ , второй член характеризует влияние нестационарности на процесс испарения, а третий член — влияние горизонтального переноса водяного пара. Оценка численного значения этих членов показывает, что при однородной подстилающей поверхности для нижнего слоя атмосферы ( $z < 100$  м) величина второго и третьего членов пренебрежимо мала по сравнению с первым членом (примерно на три порядка меньше). Это дает право вместо (23) использовать приближенное соотношение

$$W_{\text{исп}} = - \rho k_z \frac{\partial q}{\partial z}. \quad (24)$$

Ошибка при замене (23) на (24), как показали расчеты, не превосходит 10% для слоя воздуха высотой 10—100 м днем и 1—10 м ночью.

Таким образом, мы приходим к важному выводу, что в нижнем приземном слое атмосферы *поток водяного пара*, равный  $-\rho k_z \frac{\partial q}{\partial z}$ , с достаточной точностью *можно считать не изменяющимся по высоте*. Учитывая это, после интегрирования (24) по  $z$ , найдем

$$W_{\text{исп}} \int_0^z \frac{dz}{k_z} = - \int_{q_n}^{q_z} dq = - \int_{a_n}^{a_z} da = a_n - a_z, \quad (25)$$

где  $q_n$  и  $a_n$  относятся к испаряющей поверхности.

Отсюда можно написать

$$W_{\text{исп}} = D' (a_n - a_z) = D' \rho (q_n - q_z), \quad (26)$$

где

$$D' = \frac{1}{\int_0^z \frac{dz}{k_z}}. \quad (27)$$

Коэффициент  $D'$  является интегральной характеристикой обмена и носит название *коэффициента внешней диффузии*, причем он сравнительно мало изменяется с высотой. Для его вычисления следует принять ту или иную гипотезу о виде функции  $k_z$  при малых  $z$ .

Принимая наиболее простую линейную зависимость  $k_z = k_1 z$ , из (25) для малых высот получим

$$W_{\text{исп}} = -k_1 \rho \frac{q_2 - q_1}{\ln \frac{z_2}{z_1}} = -k_1 \frac{a_2 - a_1}{\ln \frac{z_2}{z_1}}. \quad (28)$$

Сравнивая (26) и (28), найдем

$$D' = \frac{k_1 (q_1 - q_2)}{\ln \frac{z_2}{z_1} (q_n - q_2)}. \quad (29)$$

Вычисления показывают, что в среднем значения  $D'$  составляют 1—1,5 см/сек.

По данным многочисленных наблюдений можно принять  $k_1 = 0,05 u_1$ , где  $u_1$  — скорость ветра на высоте 1 м. Тогда из (28) приближенно получим

$$W_{\text{исп}} = 0,05 u_1 \frac{a_1 - a_2}{\ln \frac{z_2}{z_1}}. \quad (30)$$

Выражения (30) и (28) позволяют определить скорость испарения, если известно значение коэффициента турбулентности  $k_1$  и измерены значения абсолютной или удельной влажности на двух высотах, для чего необходимо проведение градиентных наблюдений.

Для расчета испарения может быть использовано также уравнение теплового баланса. Действительно, мы видели, что в уравнение теплового баланса подстилающей поверхности в качестве одной из его составляющих входит расход тепла на испарение. Следовательно, зная все другие составляющие теплового баланса, можно определить действительное испарение.

Уравнение теплового баланса было записано в виде

$$R = P + B + LW, \quad (31)$$

где  $R$  — радиационный баланс,  $P$  — теплообмен с воздухом,  $B$  — теплообмен в почве и  $LW$  — затрата тепла на испарение. Все величины, как указано выше, рассчитаны за определенный промежуток времени  $t$  и отнесены к единице поверхности.

Выделим из уравнения (31) величину испарения

$$W = \frac{R - P - B}{L}. \quad (32)$$

Это выражение и дает общее решение поставленной задачи.

Рассмотрим одно из частных решений, по М. И. Будыко и М. И. Юдину. Подставим в уравнение (31) значения

$$W = -k_p \frac{\partial q}{\partial z} \quad \text{и} \quad P = -k_p c_p \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (33)$$

где  $\theta$  — потенциальная температура.

Тогда

$$R - B = P + LW = -k_p \left[ c_p \frac{\partial \theta}{\partial z} + L \frac{\partial q}{\partial z} \right]. \quad (34)$$

Но так как из (33)  $k_p = -\frac{W}{\frac{\partial q}{\partial z}}$ , то

$$R - B = W \left[ c_p \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial q} + L \right],$$

или

$$W = \frac{R - B}{c_p \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial q} + L}. \quad (35)$$



Переходя к конечным разностям (или интегрируя по  $z$ ), получим

$$W = \frac{R - B}{L + c_p \frac{\theta_1 - \theta_2}{q_1 - q_2}} \approx \frac{R}{L + c_p \frac{\Delta T}{\Delta q}}. \quad (36)$$

Подчеркнем, что применение выражения (36) возможно только для определения скорости испарения в определенный момент времени и для расчетов по нему нельзя использовать средние (например, суточные или месячные) значения разностей  $\Delta T = \theta_1 - \theta_2$  и  $\Delta q = q_1 - q_2$ .

Выражение (36) весьма удобно для расчетов испарения, так как в него не входит величина коэффициента турбулентного обмена, а требуется только знать разности температуры и удельной влажности на высотах.

Анализ фактического материала наблюдений показывает, что в большинстве случаев, особенно за длительный промежуток времени,  $R \gg B$ , а  $c_p \frac{\theta_1 - \theta_2}{q_1 - q_2} \ll L$ , поэтому, например, для среднегодового испарения будет справедливо соотношение

$$W = \frac{R}{L}. \quad (37)$$

Значит, среднегодовое испарение в данной местности для сравнительно большой территории определяется радиационным балансом. Эта формула хорошо оправдывается для расчетов испарения с водной поверхности и с поверхности почвы в зонах с обильным увлажнением.

## § 5. Эмпирические формулы для расчета испарения

Определение величины естественного испарения как с водных поверхностей, так и с поверхности суши имеет существенное значение для решения ряда прикладных задач, связанных, например, с осушением, орошением, водоснабжением и т. д. Поэтому многие исследователи стремились найти эмпирические соотношения, связывающие величину испарения с основными, определяющими ее метеорологическими характеристиками.

Наибольшее распространение получили формулы, построенные на основе соотношения (15). В этих формулах отражается зависимость скорости испарения от дефицита влажности и скорости ветра. Все они имеют вид

$$W_{исп} = (E_n - e) f(u), \quad (38)$$

где  $(E_n - e)$  — дефицит влажности, причем  $E_n$  рассчитывается по температуре испаряющей поверхности, а  $f(u)$  — некоторая эмпирически установленная функция, учитывающая зависимость

скорости испарения от скорости ветра — так называемый «ветровой фактор».

Для функции  $f(u)$  предложено большое число различных более или менее сложных выражений. В большинстве случаев эти выражения имеют вид  $f(u) = A + Bu$  (где  $A$  и  $B$  — численные коэффициенты) или вид степенной зависимости типа  $f(u) \sim u^n$ , где показатель  $n$ , по данным разных авторов, равен от 0,5 до 1.

В связи с тем что во многих случаях отсутствуют данные о температуре испаряющей поверхности, необходимые для определения  $E_n$ , были также предложены формулы, в которых дефицит влажности рассчитывается по температуре воздуха. Формулы этого типа существенно осложняются применительно к расчетам испарения с поверхности почвы и в некоторые из них иногда вводится параметр, зависящий от дефицита влажности.

Число таких эмпирических формул, предложенных различными исследователями, весьма велико и приводить их здесь не будем, тем более что, как и все эмпирические формулы, справедливые в пределах тех условий, при которых были эмпирически получены значения входящих в них постоянных, они могут давать заметные ошибки при их использовании в иных условиях. Ими можно пользоваться в большинстве случаев лишь для получения некоторых ориентировочных средних значений.

## § 6. Результаты определения испарения и испаряемости

Наиболее надежные данные величины испарения имеются для поверхности океанов. Можно считать, что океанической поверхности испаряется в среднем за сутки в экваториальной зоне 3—4 мм, в умеренных широтах 1—2 мм и еще меньше в полярных странах. Что касается испарения с поверхности внутренних морей и водоемов, то оно может сильно изменяться в зависимости от местных условий и времени года. Так, например, в Аральском море при среднем испарении за сутки около 3 мм в летние месяцы оно достигает 10 мм, а в зимние уменьшается до 0,1 мм за сутки. Так же сильно изменяется и испарение с малых водоемов, озер, прудов, бассейнов и т. п.

Что касается испарения с поверхности почвы, то, как отмечалось выше, оно очень сильно зависит в каждом районе от степени увлажнения почвы, от наличия растительности и многих других факторов, поэтому в ряде районов величины испарения могут очень сильно отличаться от величины испаряемости. В качестве примера можно указать, что в Сахаре из открытого сосуда с водой могло бы испариться за год около 4000 мм, в то время как действительное испарение совершенно ничтожно; подобные условия наблюдаются в районе Ташкента, где испаряемость может быть оценена величиной около 2000 мм за год. Так же сильно сказывается и влияние растительности на испарение,

которая, как правило, несколько уменьшает испарение непосредственно с почвы. Если учитывать также и испарение с поверхности растений, то это так называемое суммарное испарение может оказаться значительно большим, чем с оголенной поверхности почвы.

Что касается действительного испарения, то оно определяется как водными, так и энергетическими ресурсами и, по данным расчетов, в северной зоне Европейской территории СССР (тундра) составляет около 150 мм/год. К югу оно увеличивается, достигая в центральной полосе до 300—400 мм/год; на юго-востоке Европейской территории СССР и в Средней Азии оно опять уменьшается до значений меньше 200 мм/год. Отметим, что в тундре малое испарение связано с недостатком тепла, а в южных областях — с недостатком запасов влаги.

Результаты расчетов распределения величины испарения на поверхности земного шара приводят к выводу, что испарение уменьшается от экваториальных областей к полюсам; при этом, однако, в северном полушарии наибольшее испарение за год наблюдается в тропиках, а не на экваторе. Можно отметить различие в испарении с поверхности суши и моря. Если в экваториальной зоне испарение с суши и моря примерно одинаково, то в тропических и умеренных широтах испарение с поверхности моря больше, чем с суши. Это видно из табл. 56, в которой даны величины испарения (по М. И. Будыко) для различных широтных поясов северного полушария.

Таблица 56

Зональное распределение испарения (см/год)

	Широта (град.)							
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—90	0—90
Суша . . . . .	112	57	37	41	37	23	10	41
Океаны . . . . .	110	135	130	115	70	60	15	101
По северному полушарию . . . . .	110	114	95	83	53	39	12	77

Примерно так же распределяется по широтам испарение и в южном полушарии, но в результате того, что площадь, занятая океанами, здесь больше, то и средняя величина испарения по всему полушарию составляет слой около 125 см/год. В среднем для всего земного шара испарение равно примерно 100 см/год.

Что касается суточного хода испарения, то он большей частью параллелен ходу температуры. В дневные часы при возрастании температуры и усилении турбулентного обмена увеличивается и скорость испарения. В ночные же часы с увеличением относительной влажности и уменьшением турбулентного обмена

испарение уменьшается, причем в течение ночи оно мало изменяется и близко к нулю.

В летние месяцы суточный ход испарения выражен резче, чем зимой. В годовом ходе наибольшие значения как испарения с суши, так и испаряемости наблюдаются в летние месяцы (июнь, июль, иногда май), а наименьшие — зимой (декабрь—январь). Для незамерзающих морей максимум в годовом ходе испарения приходится на осенне-зимний период.

## § 7. Распределение водяного пара в атмосфере. Суточный и годовой ход влажности воздуха

Испарение воды с земной поверхности является практически единственным процессом, обеспечивающим поступление водяного пара в атмосферу. В настоящем параграфе кратко рассмотрим распределение водяного пара в атмосфере, которое определяется как процессами его распространения, так и процессами его конденсации.

Обобщение результатов наблюдений над влажностью воздуха дает возможность представить распределение водяного пара по земному шару. Характеризуя влажность воздуха его упругостью, можно отметить, что в средних выводах упругость водяного пара  $e$  в своем распределении следует за распределением температуры: наибольшие значения наблюдаются в экваториальной области и убывают по направлению к полюсам. Как видно из табл. 57, где приведены средние значения упругости водяного пара  $e$  и относительной влажности  $f$  для широтных кругов, в экваториальной зоне средняя упругость водяного пара достигает 25 мб и к 65—70° с. ш. она уменьшается до 4—5 мб. Очевидно, что убывание влажности в сторону высоких широт летом меньше, зимой больше. В зимнее время у широт 65—70° в условиях низких температур (—20° и ниже) упругость пара составляет лишь около 1 мб.

Таблица 57

Средние значения  $e$  и  $f$  для широтных кругов

	φ° с. ш.						
	5	15	25	35	45	55	65
$t^{\circ}$ . . . . .	25,5	25,4	21,9	15,3	8,7	1,2	—7,0
$e$ мб . . . . .	25,3	22,9	18,4	12,9	9,3	6,5	4,1
$f$ % . . . . .	79	75	71	70	74	78	82

Изменение с широтой относительной влажности  $f$  имеет более сложный характер. Для умеренной зоны типично увеличение относительной влажности к более высоким широтам, что особенно резко заметно зимой. Сказанное хорошо видно на рис. 99.

Вдоль параллелей влажность воздуха также несколько различна. Наиболее высокие значения как абсолютной, так и относительной влажности, естественно, наблюдаются над океанами; с удалением от них в глубь континентов в общем происходит уменьшение влажности. Но и на континентах создаются большие неоднородности распределения влажности, определяемые местными условиями.

Вопрос о вертикальном распределении влажности воздуха решить теоретически трудно из-за сложности условий, определяющих это распределение. Эмпирическая формула

$$e_z = e_0 \cdot 10^{-\beta z},$$

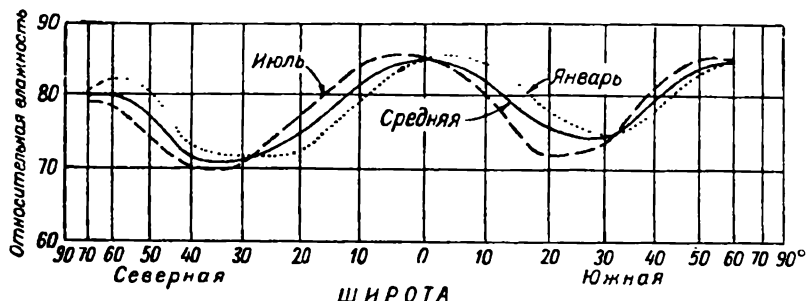


Рис. 99. Зональное изменение относительной влажности.

приведенная в гл. 2, характеризует среднее изменение упругости водяного пара до высоты 3—4 км. На основании многочисленных аэрологических наблюдений эта формула была уточнена и распространена до больших высот, причем была получена зависимость вида

$$e_z = e_0 \cdot 10^{-az - bz^2}, \quad (39)$$

где  $a$  и  $b$  — эмпирические коэффициенты.

Так, для Западной Европы эта формула с численными коэффициентами записывается следующим образом:

$$e_z = e_0 \cdot 10^{-\frac{z}{8} - \frac{z^2}{48}}, \quad (40)$$

где  $z$  выражается в километрах.

Для характеристики убывания с высотой удельной влажности А. Х. Хргиан на основании наблюдений под Москвой предложил формулу

$$q_z = q_0 \cdot 10^{-\frac{z}{11,8} - \frac{z^2}{62,1}}. \quad (41)$$

Здесь  $z$  выражено в километрах.

Из сопоставления формул (44) и (45) видно, что уменьшение удельной влажности  $q$  идет медленнее, чем упругости водяного пара  $e$ . Это и понятно, так как  $q = 0,622 \frac{e}{p}$ , причем  $e$  убывает быстрее, чем  $p$ .

Аналогичным образом убывает с высотой и абсолютная влажность, т. е. объемная концентрация водяного пара  $a$ . Следует подчеркнуть, что все сказанное справедливо лишь в средних выводах. В каждом же реальном случае могут наблюдаться значительные отклонения и ход влажности с высотой может быть при общем убывании незакономерным.

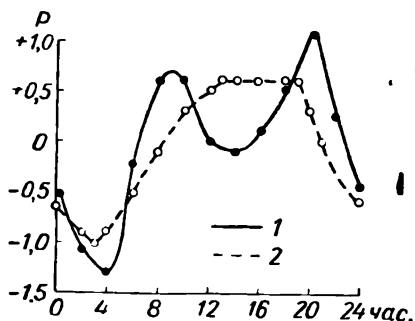


Рис. 100. Суточный ход упругости водяного пара:

1 — в ясные летние дни, 2 — во все дни осенью.

Относительная влажность в средних выводах в общем также убывает с высотой, однако это убывание значительно менее закономерно.

В приземном слое атмосферы изменение упругости водяного пара следует за изменением температуры; ход же относительной влаж-

ности обратен ходу температуры. На периодические изменения влажности в этом слое, кроме того, оказывает непосредственное влияние перенос водяного пара в результате вертикального обмена. При слабом обмене в приземном слое содержание водяного пара вблизи земной поверхности повышается и изменение его во времени зависит тогда только от испарения с подстилающей поверхности. Интенсивный обмен уменьшает абсолютную влажность внизу и приводит к обогащению водяным паром более высоких слоев. Все это и определяет особенности суточного хода влажности.

Выделяют два типа суточного хода упругости водяного пара и удельной влажности (рис. 100).

Первый тип — простой, вполне аналогичный ходу температуры: суточный максимум наступает в дневные часы во время максимума температуры, минимум — перед восходом солнца; амплитуда в общем увеличивается вместе с амплитудой температуры. Этот тип проявляется при незначительном вертикальном обмене и при интенсивном испарении. Он наблюдается в тех местах, где обилие влаги обеспечивает возможность непрерывного испарения. Такой суточный ход обычно имеет место над обширными водными поверхностями (морями) и над континентами в зимнее время.

Второй тип суточного хода  $e$  или  $q$  имеет вид двойной волны (рис. 100) и характеризуется двумя максимумами: около 9—10 и 20—21 час. и двумя минимумами: рано утром и в период наиболее развитой турбулентности в послеполуденные часы. Такой суточный ход обычно наблюдается на континентах в летнее время.

С поднятием вверх двугорбая кривая суточного хода влажности постепенно деформируется в простую, и на высоте 2—3 км суточные колебания затухают. Тот же процесс вертикального обмена приводит к повышению влажности на высотах в дневные часы. Высота смены типа суточного хода зависит от интенсивности турбулентности; в среднем она составляет на широтах 50—60° около 0,5 км.

Относительная влажность воздуха внизу всегда имеет суточный ход, примерно обратный ходу температуры. В континентальных условиях дневное понижение относительной влажности летом выражено особенно резко. В данном случае и понижение  $e$  в результате обмена, и повышение  $E$  в результате роста температуры действуют в одном направлении, понижая  $f$ . Поэтому амплитуда суточных колебаний  $f$  велика на материках и гораздо меньше над водными поверхностями.

В суточном ходе относительной влажности максимум наступает перед восходом солнца, а минимум — около 15—16 час.

В соответствии с изменением суточного хода абсолютной влажности при поднятии над земной поверхностью происходит и обращение хода относительной влажности. Повышение в дневные часы на высоте абсолютной влажности приводит к повышению и относительной влажности.

Годовой ход как абсолютной, так и относительной влажности имеет простой характер: абсолютная влажность повторяет ход температуры, ход относительной влажности обратен ему. Величины годовых амплитуд также в общем соответствуют значениям амплитуд температуры.

Летом абсолютная влажность наибольшая, а относительная наименьшая, зимой наоборот. Так, в северных широтах относительная влажность зимой наибольшая и составляет в это время 80—90%; в летние месяцы она понижается до 60—70%, а в сухих юго-восточных районах Европейской территории СССР — до 40—50%. Упругость водяного пара, наоборот, мала зимой — 2—3 мб, значительно больше летом — средние ее значения в летние месяцы достигают 12—15 мб, так что годовые амплитуды составляют 10—12 мб.

Годовой ход влажности в сильной степени зависит от физико-географических условий.

С высотой годовые колебания влажности уменьшаются и в верхней тропосфере они незначительны.

## ОБРАЗОВАНИЕ ЖИДКОЙ И ТВЕРДОЙ ФАЗЫ ВОДЫ В АТМОСФЕРЕ

### § 1. Конденсация и сублимация водяного пара

Наряду с процессом испарения воды и льда в природе всегда происходит и обратный процесс — переход водяного пара в жидкое (конденсация) или непосредственно в твердое (сублимация) состояние.

Конденсация и сублимация водяного пара происходят как на земной поверхности и расположенных на ней предметах, так и в атмосфере. Началу процессов конденсации и сублимации способствует наличие жидкой или твердой фазы воды. В этом случае для конденсации (сублимации) водяного пара достаточно, чтобы концентрация (упругость) водяного пара в воздухе была больше, чем над поверхностью воды или льда (или снега).

Гораздо сложнее обстоит дело при отсутствии в атмосфере, содержащей водяной пар, жидких или твердых частиц воды. В этом случае новая фаза появляется в виде ее зародышей, причем появившиеся зародыши должны не разрушаться, а иметь тенденцию расти в данной системе.

Образование «жизнеспособных» зародышей новой фазы может произойти вследствие флуктуаций плотности пара внутри первоначально однородной системы. При таких флуктуациях внутри системы могут образоваться комплексы молекул, которые при определенных условиях станут устойчивыми и явятся зародышами капель воды.

Из теории спонтанной конденсации следует, что вероятность образования зародышей пропорциональна величине  $e^{-\frac{W_3}{kT}}$ , где  $W_3 = \frac{4}{3}\pi r_3^2 \sigma$  — работа, необходимая для образования зародыша,  $r_3$  — радиус жизнеспособного зародыша,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $k$  — постоянная Больцмана и  $T$  — температура.

Число таких зародышей  $I$ , образующихся в  $1 \text{ см}^3/\text{сек}$ , можно найти из соотношения

$$\lg I = \lg C - \frac{W_3}{2,3 kT}, \quad (1)$$

где  $C$  — некоторый коэффициент, пропорциональный числу молекул и зависящий от температуры и пересыщения  $\left(\frac{e}{E}\right)$ .

Для вывода выражения  $W_3 = \frac{4}{3}\pi r_3^2 \sigma$  рассмотрим изменение термодинамического потенциала при образовании в пересыщен-



ном паре капель воды. Допустим, что в газообразной фазе образовалась одна капля жидкости с радиусом  $r$ , имеющая поверхностную энергию  $F = 4\pi r^2 \sigma$  (энергия отнесена к единице поверхности). Для воды  $\sigma = 75 \text{ дин/см} = 75 \text{ эрг/см}^2$ .

Значение термодинамического потенциала системы с учетом появления одной капли составит

$$S = S_n m_n + S_{ж} m_{ж} + F,$$

а при отсутствии капли

$$S_0 = S_n m = S_n (m_n + m_{ж}),$$

где  $m$  — общая масса выделенной нами системы.

Отсюда

$$\Delta S = - (S_n - S_{ж}) m_{ж} + 4 \pi r^2 \sigma.$$

Так как

$$S_n - S_{ж} = \frac{2\sigma}{\rho_k r} \quad \text{и} \quad m_{ж} = \frac{4}{3} \pi \rho_k r^3,$$

то

$$\Delta S = - \frac{2\sigma}{\rho_k r} \frac{4}{3} \pi \rho_k r^3 + 4 \pi r^2 \sigma = 4 \pi \sigma \left( - \frac{2}{3} r^2 + r^2 \right) = \frac{4}{3} \pi r^2 \sigma, \quad (2)$$

что и соответствует работе, затрачиваемой на образование зародыша.

В естественных условиях образование зародышевых капель воды и кристалликов льда в пересыщенном паре происходит на ядрах конденсации ( $r \approx 10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}$ ), которые в достаточном количестве всегда присутствуют в атмосфере.

В изучении условий конденсации водяного пара большую роль сыграли опыты, проведенные в камере Вильсона, в которой удается воспроизвести в лабораторной обстановке процесс конденсации водяного пара при условиях, сходных с атмосферными. Эти широко известные опыты показали, что туман появляется в камере лишь тогда, когда в ней создается некоторое так называемое критическое пересыщение.

Во влажном воздухе, тщательно очищенном от посторонних взвешенных примесей, образуется небольшое число сравнительно крупных капель только при адиабатическом расширении, соответствующем восьмикратному пересыщению, т. е. при  $\frac{e}{E} 100 = 800\%$ . При меньшем пересыщении появление тумана не наблюдается. При наличии в воздухе газовых ионов туман образуется при четырехкратном пересыщении ( $\frac{e}{E} 100 = 400\%$ ) на отрицательных ионах и при шестикратном ( $\frac{e}{E} 100 = 600\%$ )

на положительных. В опытах с обычным (неочищенным) воздухом туман образуется при незначительных пересыщениях, причем появляется большое число мельчайших капель.

Все эти факты, установленные еще в конце прошлого века, получили в последующем свое теоретическое объяснение. Так, Крыстанов, а позднее Френкель и др. показали, что работа образования зародыша новой фазы  $W$  при наличии ядер уменьшается на величину  $W_{\text{я}}$ , зависящую от размера ядер, т. е. при расчетах следует брать не  $W_0$ , а  $(W_0 - W_{\text{я}})$ . Поэтому, особенно при  $W_0 \approx W_{\text{я}}$ , наличие ядер конденсации значительно облегчает условия образования капель и тогда пересыщение может быть небольшим.

Образование твердой фазы воды в атмосфере, как установлено опытами, идет двумя путями: во-первых, непосредственной сублимацией, минуя жидкую фазу на ядрах, или при очень низких температурах спонтанно, во-вторых, путем замерзания переохлажденных капель. Этот вопрос подробнее рассмотрим в § 6.

## § 2. Упругость пара над поверхностью капель

Рассматривая вопрос об упругости пара над поверхностью капель, следует учесть влияние ряда факторов, к главнейшим из которых относятся: 1) кривизна поверхности, 2) наличие электрического заряда на капле и 3) присутствие в капле растворенных гигроскопических примесей.

Таким образом, упругость пара над каплей является функцией нескольких величин  $E = f(r, q, k, T)$ .

За исходное значение примем упругость насыщенного пара над плоской поверхностью ( $r = \infty$ ) дистиллированной воды. Обозначим эту величину через  $E_{\infty}$ . Тогда упругость пара над каплей  $E$  при некоторой неизменной температуре можно записать в виде

$$E = E_{\infty} + \Delta E_r - \Delta E_q - \Delta E_p, \quad (3)$$

где  $\Delta E_r$  — учитывает влияние кривизны поверхности,  $\Delta E_q$  — электрического заряда,  $\Delta E_p$  — концентрации раствора.

Рассмотрим зависимость  $E$  от перечисленных факторов.

**1. Влияние кривизны поверхности.** Упругость пара над выпуклой поверхностью, как известно, больше, а над вогнутой меньше, чем над плоской поверхностью воды. Это связано с изменением поверхностной энергии системы.

Обозначая через  $E_r$  упругость пара над поверхностью, радиус кривизны которой  $r$ , можно написать

$$E_r = E_{\infty} \pm \Delta E_r, \quad (4)$$

Из курса физики известно, что связь между  $E_r$  и  $E_\infty$  выражается формулой В. Томсона

$$\ln \frac{E_r}{E_\infty} = \frac{2\sigma}{r_k R_n T} \frac{1}{r} = c_r \frac{1}{r}, \quad (5)$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения на границе вода—пар,  $\rho_k$  — плотность воды (капли),  $R_n$  — газовая постоянная водяного пара.

Довольно сложным образом  $\sigma$  зависит от температуры. Значения  $\sigma$  при различной температуре, так же как и значения

$$c_r = \frac{2\sigma}{\rho_k R_n T}, \text{ приведены в табл. 58.}$$

Таблица 58

Значения $\sigma$ дин/см и $c_r$ см					
$t^\circ$ . . . . .	—5	0	10	20	30
$\sigma$ дин/см . . . . .	76,4	75,6	74,2	72,8	71,2
$c_r \cdot 10^7$ см . . . . .	1,1	1,2	1,2	1,3	1,3

Представим (5) в виде

$$E_r = E_\infty e^{\frac{c_r}{r}}. \quad (5')$$

Так как  $c_r$  имеет в среднем значение порядка  $10^{-7}$  см, то для капель с  $r > 10^{-7}$  см удобнее пользоваться приближенной фор-

мулой, которую получим из (5'), разлагая  $e^{\frac{c_r}{r}}$  в ряд и ограничиваясь первыми членами разложения

$$E_r = E_\infty \left[ 1 + \frac{c_r}{r} + \dots \right] = E_\infty \left[ 1 + 1,2 \cdot 10^{-7} \frac{1}{r} + \dots \right]. \quad (6)$$

Следовательно,

$$\Delta E_r = E_\infty \frac{c_r}{r}. \quad (7)$$

В табл. 59 приведены значения  $\frac{E_r}{E_\infty}$  в процентах, вычисленные при  $t = 0^\circ$  для нескольких размеров капель.

Таблица 59

$r$ см . . . . .	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$
$\frac{E_r}{E_\infty}$ % из (5') . . . . .	295	112,8	101,2	100,1	100,01
$\frac{E_r}{E_\infty}$ % из (6) . . . . .	220	112,0	101,2	100,1	100,01

Как видно из этих данных, над мелкими каплями ( $r < 10^{-5}$  см) должны быть весьма значительные пересыщения для того, чтобы они не испарялись; практически только при  $r > 10^{-4}$  влияние кривизны незначительно ( $\frac{E_r}{E_\infty} < 0,1\%$ ).

При выводе формулы (6) принималось, что коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma$  не зависит от радиуса капли; это справедливо только для капель радиусом  $r > 10^{-6}$  см. Следовательно, формулу (6) можно считать относительно точной для  $r \geq 10^{-6}$  см.

**2. Влияние электрических зарядов.** Для капель, имеющих заряд, равновесная упругость пара уменьшается, так как в этом случае сказывается действие электрических сил.

Если заряд капли равен  $n$  элементарных зарядов  $e$ , то величина упругости насыщенного пара  $E$  над такой каплей, по Дж. Томсону, связана с  $E_\infty$  соотношением

$$\ln \frac{E_{r,q}}{E_\infty} = \frac{1}{r_k R_n T} \left[ \frac{2\sigma}{r} - \frac{n^2 e^2}{8\pi r^4} \right]. \quad (8)$$

Отсюда следует, что

$$\Delta E_{r,q} = E_\infty \frac{c_r}{r} - E_\infty \frac{c_q}{r^4} \quad \text{и} \quad \Delta E_q = E_\infty \frac{c_q}{r^4}, \quad (9)$$

где  $c_q = \frac{n^2 e^2}{8\pi r_k R_n}$ , что численно при  $n = 1$  дает  $7,5 \cdot 10^{30}$  см<sup>4</sup>.

Учет поправки на влияние заряда имеет значение только для капель с  $r \leq 10^{-7}$  см.

Пользуясь вычисленными значениями  $c_r$  и  $c_q$ , можно вместо (9) написать

$$E_{r,q} \approx E_\infty \left[ 1 + \frac{1,2 \cdot 10^{-7}}{r} - \frac{7,5 \cdot 10^{-30}}{r^4} \right].$$

Поправки на кривизну поверхности и влияние электрических зарядов имеют противоположные знаки. Для очень малых значений  $r$  поправка на влияние электрических зарядов может по величине оказаться больше поправки на кривизну поверхности, и тогда упругость пара, требуемая для равновесия над такой каплей, будет меньше  $E_\infty$ . Но для более крупных капель ( $r > 10^{-7}$  см) основное значение имеет всегда первый член, и для равновесия требуется упругость более  $E_\infty$ .

Графически зависимость  $\frac{E_{r,q}}{E_\infty}$  от радиуса капли  $r$  изображена на рис. 101, на котором по оси абсцисс отложен  $\lg r$ , а по оси ординат —  $\frac{E_r}{E_\infty}$ . Сплошная кривая выражает эту зависимость без учета заряда, а пунктирная — с учетом одного элементарного заряда. Как видно на этом графике, при наличии заряда необходимо, чтобы пересыщение в воздухе было четырехкратным, т. е. относительная влажность составляла 400% (максимум кривой), тогда частички окажутся жизнеспособными и смогут расти дальше при меньшем пересыщении. При  $r > 10^{-7}$  см влияние электрических зарядов практически уже не сказывается.

3. Влияние растворенных в капле гигроскопических примесей (солей и кислот). Являясь хорошим растворителем, вода в природе всегда имеет примеси. Так, в морской воде растворено до 40 г солей на 1 л, в колодезной и ключевой — до 1 г, дождевая вода и снег содержат обычно 7—10 мг солей на 1 л воды.

Примеси солей и кислот уменьшают упругость насыщенного пара над водой. При наличии в воде растворимых примесей упругость насыщенного пара над плоской поверхностью раствора  $E_p$  составит

$$E_p = E_\infty - \Delta E_p, \quad (10)$$

где  $\Delta E_p$  — поправка, зависящая от концентрации раствора  $K$ .

Для нелетучих веществ можно считать, что растворимые примеси содержатся только в жидкой фазе и отсутствуют в газообразной, но тогда при переходе молекул растворителя в пар концентрация раствора увеличивается, а при конденсации, наоборот, она уменьшается.

Концентрацию раствора  $K$  обычно принято выражать как отношение числа грамм-молей растворенного вещества  $n$  к числу грамм-молей раствора  $N+n$ , т. е.

$$K = \frac{n}{N+n}, \quad (11)$$

где  $n = \frac{m}{\mu_1}$ ,  $N = \frac{M}{\mu_2}$  ( $m$  и  $M$  — массы растворенного вещества и растворителя,  $\mu_1$  и  $\mu_2$  — их молекулярные веса).

Согласно эмпирически установленному закону Рауля,

$$E_p = \frac{N}{N+n} E_\infty \quad (12)$$

и

$$\Delta E_p = \frac{n}{N+n} E_\infty. \quad (12')$$

В тех случаях, когда  $N \gg n$ , можно считать

$$\Delta E_p = \frac{n}{N} E_\infty. \quad (13)$$

Формула (12) относится к «идеальным» растворам; она хорошо оправдывается только для слабых концентраций.

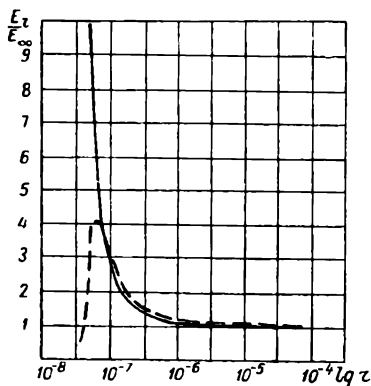


Рис. 101. Упругость пара над каплей в зависимости от ее радиуса.

Расчеты показывают, что влияние примесей заметно сказывается лишь при больших концентрациях, для морской же воды понижение упругости составляет только около 2%, а для дождевой и речной оно и совсем не играет роли.

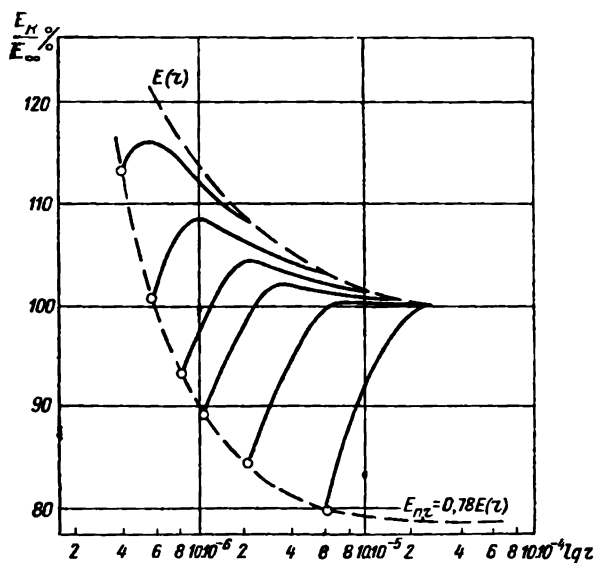


Рис. 102. Упругость пара над каплями раствора NaCl, в зависимости от их радиуса.

Вернемся теперь к исходному выражению (3):  $E = E_\infty + \Delta E_r - \Delta E_q - \Delta E_p$  и подставим в него найденные значения отдельных слагаемых. Тогда получим

$$E = E_\infty \left[ e^{\frac{c_r}{r} - \frac{c_q}{r^2} - \frac{n}{N}} \right] \quad (14)$$

или приближенно

$$E = E_\infty \left[ 1 + \frac{c_r}{r} - \frac{c_q}{r^2} - \frac{n}{N} \right]. \quad (15)$$

Для облачных капель с  $r > 10^{-6}$ , как мы видели, можно пренебречь влиянием электрических зарядов. Тогда для таких капель будем иметь

$$E = E_\infty \left[ 1 + \frac{c_r}{r} - \frac{n}{N} \right]. \quad (16)$$

Это выражение позволяет выяснить ряд вопросов, связанных с конденсацией водяного пара в атмосфере. Допустим, что конденсация происходит на ядрах и что эти ядра конденсации гигроскопичны и растворимы в воде. Тогда образующаяся на них зародышевая капля представляет собой в начальной стадии насыщенный раствор этого вещества. Ядрами конденсации часто являются частички соли  $\text{NaCl}$ , для насыщенного раствора которой  $E_p = 0,78 E_\infty$ .

Представим графически отношение  $\frac{E_p}{E_\infty}$  (выраженное в процентах) для капли насыщенного раствора  $\text{NaCl}$  как функцию  $f(r)$  — нижняя прерывистая кривая на рис. 102. Верхняя прерывистая кривая на том же рисунке дает значение  $\frac{E}{E_\infty}$  для смачиваемых и нерастворимых частиц.

На графике видно, что при  $r > 10^{-6}$  см конденсация на ядрах  $\text{NaCl}$  может начинаться при влажности даже значительно ниже 100%. На основании того же графика можно сделать вывод о том, что при очень малых размерах гигроскопических ядер конденсации ( $r < 10^{-6}$  см) более активными центрами конденсации становятся крупные нерастворимые, но смачиваемые водой частички. Отсюда следует, что ядрами конденсации могут быть также и негигроскопичные смачиваемые частички, если размер их достаточно велик ( $r > 1 \mu$ ).

### § 3. Образование и рост зародышевых капель

При небольших пересыщениях (меньше 1%), которые имеют место в атмосфере, спонтанный переход водяного пара в жидкость практически, как мы видели, не играет никакой роли; образующиеся мельчайшие зародыши возникают, но и мгновенно разрушаются.

Конденсация водяного пара на легких ионах размером  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  см также не имеет места, и только отдельные, самые крупные из них, так называемые ультратяжелые ионы ( $r > 10^{-6}$  см) могут дать начало для образования жизнеспособных, растущих зародышевых капель.

Основная роль в образовании зародышевых капель в атмосфере принадлежит конденсации на ядрах.

Из формулы В. Томсона [см. уравнение (5)] вытекает, что при данном пересыщении могут сохраняться и расти капли начиная с радиуса, который обозначим через  $r_3$ , причем

$$r_3 = \frac{c_r}{\ln \frac{E}{E_\infty}}. \quad (17)$$

Если  $r < r_s$ , то капли, очевидно, будут испаряться. Такое условие справедливо для негигроскопических частиц. Если ядра гигроскопичны, то из уравнения (14) найдем

$$(r_s)_{\text{гигр}} = \frac{c_r}{\ln \frac{E}{E_\infty} + \frac{n}{N}}. \quad (18)$$

Сравнивая эти два выражения, мы видим, что в случае гигроскопических частиц равновесный радиус  $(r_s)_{\text{гигр}} < r_s$ , так как в знаменатель выражения для  $(r_s)_{\text{гигр}}$  входит как слагаемое молярная концентрация раствора  $\frac{n}{N} > 0$ .

Значение  $\frac{n}{N}$  зависит от концентрации раствора и уменьшается по мере роста капли. Поэтому, рассматривая процесс образования и роста зародышевых капель, необходимо учесть это весьма существенное обстоятельство. Допустим, что в начальный момент времени имеется частица соли с массой  $m_s$ . По мере осаждения на ее поверхности молекул водяного пара часть соли растворяется и частичка покрывается пленкой воды, представляющей насыщенный раствор данного вещества, в результате чего образуется капля насыщенного раствора с радиусом  $r_n$ . При дальнейшем росте масса растворенного в капле вещества остается постоянной (т. е.  $m_0 = \text{const}$ ), а масса воды увеличивается пропорционально объему капли и, следовательно, концентрация раствора уменьшается обратно пропорционально объему, т. е. кубу радиуса растущей капли. Исходя из этих соображений, для отношения концентраций раствора при двух значениях радиуса капли  $r_1$  и  $r_2$  можно написать

$$\left(\frac{n}{N+n}\right)_2 : \left(\frac{n}{N+n}\right)_1 = r_1^3 : r_2^3$$

или, имея в виду, что  $N \gg n$ ,

$$\left(\frac{n}{N}\right)_2 : \left(\frac{n}{N}\right)_1 = r_1^3 : r_2^3. \quad (19)$$

Примем за начальный размер капли тот, когда она представляет собой насыщенный раствор, т. е.  $r_1 = r_n$ , тогда на основании (13) получим

$$\left(\frac{n}{N}\right)_1 = \left(\frac{n}{N}\right)_n = \frac{(\Delta E_p)_n}{E_\infty}. \quad (20)$$

По мере роста капли ее радиус  $r = r_2$  в соответствии с (19) в любой момент определится из соотношения

$$\left(\frac{n}{N}\right)_2 = \left(\frac{n}{N}\right)_1 \frac{r_n^3}{r_2^3} = \frac{(\Delta E_p)_n}{E_\infty} \frac{r_n^3}{r_2^3} = c_p \frac{r_n^3}{r^3}. \quad (21)$$



Значение коэффициента  $c_p = \frac{(\Delta E_p)_n}{E_\infty}$  надежно определяется экспериментальным путем и для различных солей может быть взято из соответствующих справочников. В табл. 60 даны некоторые из этих значений.

Таблица 60

Относительное понижение упругости пара для насыщенного раствора

	NH <sub>4</sub> Cl	NaCl	CaCl <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (50%)	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> (25%)
$\frac{(\Delta E_p)_n}{E_\infty}$	0,20	0,22	0,65	0,68	0,15
$\frac{(E_p)_n}{E_\infty}$	0,80	0,78	0,35	0,32	0,85

Подставляя значение  $\frac{n}{N}$  из (21) в приближенную формулу (16), получим

$$E = E_\infty \left[ 1 + \frac{c_r}{r} - c_p \frac{r_n^3}{r^3} \right]. \quad (22)$$

Например, для капель, образующихся на частичках NaCl, подставляя численные значения коэффициентов  $c_r$  и  $c_p$ , имеем

$$E = E_\infty \left[ 1 + \frac{1,2 \cdot 10^{-7}}{r} - 0,22 \frac{r_n^3}{r^3} \right]. \quad (22')$$

Анализ выражения (22) приводит к выводу, что в начальный момент, когда капля представляет насыщенный раствор и ее радиус равен  $r_n$ , упругость пара над каплей может быть меньше  $E_\infty$  для ядер конденсации с  $r > 5,5 \cdot 10^{-7}$  см, и конденсация начнется при влажности ниже 100%. При увеличении начального радиуса ( $r = r_n$ ) относительная влажность, необходимая для начала конденсации, уменьшается, но, однако, даже для плоской поверхности ( $r \rightarrow \infty$ ) она должна быть не меньше отношения  $\frac{(\Delta E_p)_n}{E_\infty}$ .

Для поваренной соли (NaCl) это отношение равно 0,78.

При росте капли по мере увеличения  $r$  поправка на концентрацию уменьшается сильнее, чем поправка на кривизну. При  $r = 2r_n$  она составляет для NaCl только  $\frac{0,22}{8} = 2,5\%$ , а при  $r > 3r_n$  — менее 1%.

Взяв производную от (22) и приравняв ее нулю, найдем, что функция  $\frac{E_p}{E_\infty}$  при  $r = \sqrt[3]{3 \frac{c_p}{c_r} r_n^3}$  переходит через максимум, и при дальнейшем увеличении  $r \frac{E_p}{E_\infty}$  стремится к  $\frac{E_r}{E_\infty}$ .

Семейство кривых  $f(r)$  изображено на рис. 102 сплошными линиями. Кривые построены для разных начальных размеров ядер конденсации. Ордината каждой точки на этих кривых определяет относительную влажность, необходимую для равновесия при заданном размере капли. Следовательно, если относительная влажность воздуха больше этого значения, капли будут расти, если меньше — они будут испаряться. Если влажность менее 78%, то, например, на частичках NaCl конденсация не произойдет независимо от размера ядер.

Таким образом, для конденсации водяного пара в атмосфере необходимо, чтобы упругость (концентрация) пара в воздухе была больше, чем над поверхностью образующихся частичек новой фазы, и чтобы в воздухе имелись мельчайшие частички, которые могли бы служить центрами конденсации.

Однако оба эти условия, являясь необходимыми для начала конденсации, оказываются еще недостаточными для образования облачных капель. Дело в том, что в ненасыщенном воздухе на гигроскопических ядрах могут образоваться лишь мельчайшие, зародышевые капли. Их дальнейший рост не происходит, так как с увеличением размера капель очень быстро уменьшается концентрация раствора и упругость пара над их поверхностью резко возрастает. Поэтому образовавшиеся на ядрах зародышевые капли могут только тогда расти и переходить в облачные капли, когда упругость пара в воздухе будет больше упругости, необходимой для их возникновения. Как правило, это соответствует относительной влажности  $f=101-102\%$ , т. е. пересыщению  $\Delta f = 1-2\%$ .

Для процесса сублимации при наличии ледяных кристаллов или замерзших капель пересыщение должно определяться по отношению к поверхности льда. Так как упругость пара над льдом меньше, чем над водой, то при крупных ледяных частичках ( $r \geq 10^{-4}$  см) и значительном понижении температуры ниже  $0^\circ$  пересыщение над их поверхностью может наступить и при относительной влажности меньше 100% по отношению к плоской поверхности переохлажденной воды.

#### § 4. Ядра конденсации

Как видно из предыдущего, в начальной стадии образования капель в атмосфере большая роль принадлежит ядрам конденсации. Экспериментальными исследованиями показано, что ядрами конденсации могут служить частички любой мелкодиспергиро-

ванной субстанции и в этом отношении трудно провести резкую границу между ядрами и атмосферными аэрозолями.

Число ядер конденсации в  $1 \text{ см}^3$  приземного слоя колеблется в зависимости от условий в широких пределах — от нескольких миллионов в городах, особенно промышленных, до единиц над океанами. С высотой число ядер в тропосфере убывает в среднем примерно в 10 раз при поднятии на высоту порядка 2 км. Изменение концентрации ядер в зависимости от высоты выражается приведенными в гл. 2 формулами.

В качестве примера приведем (по Ландсбергу) значения концентрации ядер, полученные при полетах на аэростатах (табл. 61). Подобное убывание концентрации ядер выявлено и по самолетным наблюдениям в период Международного геофизического года (см. рис. 5 гл. 2).

Таблица 61

Среднее распределение ядер по высоте

Высота (м) . . . . .	0—500	500—1000	1000—2000	2000—3000
Концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ) . . . . .	22 800	11 000	2 500	780
Высота (м) . . . . .	3000—4000		4000—5000	5000
Концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ) . . . . .	340		170	80

В отдельных случаях в зависимости от места наблюдений и условий отмечены более или менее значительные отклонения от приведенных в таблице и на рисунке данных. Под слоями, задерживающими турбулентный обмен (инверсия, изотермия), происходит увеличение концентрации ядер. Внутри облаков отмечается уменьшение концентрации ядер по сравнению с внеоблачными слоями атмосферы. Так, по наблюдениям Гайворонского (под Москвой), в слоистых облаках число ядер уменьшается в 2—3 раза, а, по данным В. А. Зайцева (под Ленинградом), в кучевых облаках — на 30—40%. При этом оказывается, что все же число ядер в облаках остается значительным. Следовательно, в образовании облачных капель из общего числа ядер принимают участие лишь наиболее активные из них. Судя по концентрации капель в нижней части облаков, число таких активных ядер составляет  $10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ ; лишь при больших вертикальных скоростях (кучевые облака) конденсация может происходить и на менее активных ядрах.

Размеры большинства ядер конденсации настолько малы, что с помощью обычного микроскопа они не видны. Их размеры удалось определить некоторыми косвенными методами, а в последние годы измерить с помощью электронного микроскопа. В настоящее время ядра конденсации по их размерам принято делить на три группы:

а) наиболее мелкие ядра конденсации, наблюдаемые с помощью счетчика Айткена и потому получившие название ядер

Айткена. Их радиус составляет  $5 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-5}$  см. Это наиболее многочисленная группа аэрозолей;

б) частицы аэрозолей с радиусом от  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $10^{-4}$  см, называемые большими ядрами; их концентрация в атмосфере на 2—2,5 порядка меньше, чем ядер Айткена;

в) частицы, радиус которых больше  $10^{-4}$  см, составляющие группу «гигантских» ядер; число их в единице объема незначительно — несколько ядер в 1 л воздуха.

В табл. 62 приведена средняя концентрация и масса ядер, по Юнге.

Таблица 62

Распределение ядер по размерам, по Юнге

	Радиус ядер (см)					
	Айткена	крупных	гигантских			
	$5 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$	$(1-2) \cdot 10^{-4}$	$(2-3) \cdot 10^{-4}$	$(3-5) \cdot 10^{-4}$	$(5-10) \cdot 10^{-4}$
Концентрация (см <sup>-3</sup> )	42 500	132	2,08	2,09	0,02	0,005
Масса (г/м <sup>3</sup> ) . . . .	17	25	23	4,2	5,1	9,1

Число крупных ядер над сушей, в среднем равное 132 см<sup>-3</sup>, изменяется в значительно меньших пределах, чем концентрация ядер Айткена, а именно примерно от 45 до 360; число же гигантских ядер совершенно ничтожно.

Масса отдельных ядер колеблется от  $10^{-15}$  до  $10^{-11}$  г, а гигантских ядер достигает  $10^{-8}$  г.

Весьма большое значение имеет вопрос о природе и происхождении ядер конденсации. Выяснение природы (химического состава) ядер конденсации производится чаще всего путем химического и спектрального анализов воды, собранных из дождевых и облачных капель.

Результаты химического анализа дождевой воды показывают, что в ней в среднем содержится около 1 мг/л ионов хлора Cl', 5—10 мг/л сульфата SO<sub>4</sub>'', 5—15 мг/л гидрокарбоната HCO<sub>3</sub>', 2 мг/л натрия Na', 3—5 мг/л кальция Ca' и в меньшем количестве другие вещества. Максимальные значения бывают в 10—15 раз больше, а минимальные в 10—20 раз меньше приведенных средних.

В дождевых каплях примеси могут быть захвачены при падении, поэтому более существенными для выяснения вопроса о химическом составе ядер являются результаты анализа воды, по-

лученной из облачных капель. Но таких данных еще мало, однако во всех пробах обнаружено присутствие хлоридов, содержание которых колеблется от десятых долей до нескольких мг/л. В последнее время выполнен также ряд анализов аэрозольных частиц, собранных в разных слоях атмосферы (Юнге и др.).

Таким образом, можно принять, что наиболее распространены являются ядра, содержащие соединения хлора, серы, азота, углерода, магния, натрия, кальция, причем особенно часто встречаются ядра, состоящие из галита  $\text{NaCl}$ . Химический состав ядер оказывается несколько различным в разных районах. Это свидетельствует о том, что ядра конденсации попадают в атмосферу с земной поверхности, хотя возможно, что некоторая их часть имеет космическое происхождение.

До настоящего времени остается еще неясным вопрос, в каких количествах поступают в атмосферу ядра от континентальных источников и являются ли преобладающими ядра морского происхождения. На суше ядра конденсации возникают в результате выветривания горных пород, вулканических извержений, а главным образом они являются продуктом промышленной деятельности. На океанах ядра образуются в результате испарения капель морской воды, попадающих в атмосферу во время волнения, а также в результате непосредственного испарения компонентов морской соли. Некоторые исследователи (Г. Келлер, Р. И. Грабовский и др.) приходят к выводу, что Мировой океан является главным источником ядер (на 80%) и процесс разбрызгивания морской воды может полностью обеспечить атмосферу активными ядрами конденсации, главным образом хлоридами. В то же время ряд наблюдений свидетельствует о том, что значительное количество ядер имеет континентальное происхождение.

## **§ 5. Переохлажденные капли. Образование ледяных кристаллов**

В облаках и туманах переохлажденные капли наблюдаются при температуре до  $-30$ ,  $-40^\circ$ , причем, по данным наблюдений, до температуры  $-12$ ,  $-16^\circ$  большая часть облаков состоит из жидких капель.

Наличие переохлажденных капель в облаках еще сравнительно недавно объясняли присутствием в каплях растворенных веществ. Однако, так как в облачных каплях концентрация раствора порядка  $10^{-3}$  г/моль растворенного вещества на 1 л, то простой подсчет показывает, что влияние примесей на понижение температуры замерзания облачных и дождевых капель совершенно ничтожно.

Большое число экспериментальных исследований, проведенных за последние годы в лабораторных и естественных условиях, убедительно показывает, что наличие переохлажденных капель

в атмосфере объясняется условиями фазовых переходов воды. Для замерзания капель необходимо появление в них зародышей твердой фазы (центров кристаллизации). Эти центры кристаллизации могут создаваться примесями, содержащимися в каплях, или же попадать в них извне, но они могут образовываться и внутри жидкой фазы.

Теория фазовых переходов показывает, что вероятность образования кристаллического зародыша в переохлажденной жидкости в результате флуктуаций плотности пропорциональна

$e^{-\frac{U+W_s}{kT}}$ , где  $U$  — свободная энергия,  $W_s$  — работа образования равновесного зародыша и  $k$  — постоянная Больцмана.

Расчеты показывают, что максимальная вероятность образования плоскостных зародышей имеет место при температуре  $-10$ ,  $-12^\circ$ , а объемных при температуре  $-50$ ,  $-55^\circ$ . Таким образом, для образования зародышей необходимы очень большие переохлаждения и, следовательно, очень низкая температура. Но процесс спонтанного образования зародышей твердой фазы как вероятностный процесс зависит от массы охлаждаемой воды, а поэтому малые объемы воды (мельчайшие капельки) легче переохлаждаются до более низких температур, чем большие объемы (крупные капли). Таким образом, если в атмосфере нет зародышей твердой фазы (ледяных кристаллов), то замерзание капель, как показывают многочисленные опыты, происходит быстрее по мере увеличения их размера, поэтому в атмосфере встречаются мелкие капли, переохлажденные до очень низкой температуры.

Вопрос о первичном образовании ледяных кристаллов в атмосфере значительно сложнее. Долгое время считали, что образование кристаллов в атмосфере происходит аналогично конденсации путем сублимации водяного пара на ядрах, отличных, однако, по своей природе от ядер конденсации. Такие ядра получили название ядер сублимации. Но, несмотря на долгие поиски, они не были обнаружены в атмосфере. Позднейшие исследования показали, что их существование не является обязательным, так как ледяные кристаллы образуются либо в результате замерзания переохлажденных капель, либо при соответствующих температурных условиях на обычных ядрах конденсации и других аэрозольных частичках.

Условия образования ледяных кристаллов за последнее время изучались в лабораториях и в естественных условиях. Опыты, проведенные в специальных камерах (типа камеры Вильсона), показали, что до температуры  $-32^\circ$  в камере образуются капли, при температуре от  $-32$  до  $-41^\circ$  появляются отдельные кристаллы и только при температуре ниже  $-41^\circ$  образуется туман, состоящий исключительно из кристаллов льда. Причем, что очень

существенно, кристаллы появляются в камере в том случае, когда в камере создается пересыщение по отношению к плоской поверхности воды, а не ко льду. Отсюда вытекает, что в этих опытах даже при низких температурах (до  $-41^{\circ}$ ) вначале образуется жидкая, а затем уже твердая фаза воды — кристаллики льда.

За последние годы проведено также много успешных опытов по искусственному стимулированию образования ледяных кристаллов. В этих опытах обнаружено появление огромного числа кристаллов при внесении в систему переохлажденных капель (до температуры  $-2$ ,  $-5^{\circ}$ ) частиц твердой углекислоты  $\text{CO}_2$ , имеющей температуру  $-78^{\circ}$ . Такой же эффект создает и любое вещество, охлажденное до температуры ниже  $-39^{\circ}$ . По-видимому, в этих случаях основную роль играет сильное охлаждение.

Другая, не менее интересная серия опытов, проведенная в этом направлении, заключалась во введении в туман, состоящий из переохлажденных капель, дымов веществ, имеющих кристаллическую структуру, сходную с решеткой льда. Из таких веществ наиболее активными оказались йодистое серебро  $\text{AgI}$  и йодистый свинец  $\text{PbI}_2$ , которые относятся к гексогональной кристаллической системе со структурой, почти точно такой, как у льда.

При введении путем возгонки этих веществ в переохлажденный туман при температуре ниже  $-5$ ,  $-7^{\circ}$  в нем появляется огромное число ледяных частиц, и через 5—10 мин. весь туман становится кристаллическим. Объяснить эти результаты можно, предполагая, что: 1) частицы йодистого серебра являются искусственными ядрами сублимации и на них начинается образование и рост ледяных зародышей или 2) эти частички, оседая или будучи захваченными переохлажденными каплями, вызывают их замерзание, т. е. играют роль ядер кристаллизации. В настоящее время имеется много фактов, указывающих на то, что в зависимости от условий иногда больше проявляется первый процесс, а иногда второй из них.

Возвращаясь к вопросу о ядрах сублимации, приведем еще следующие соображения. В природе можно отнести к ядрам сублимации в первую очередь любые мельчайшие частички льда, которые остаются в атмосфере после распада облаков или появляются как обломки более крупных, ветвящихся кристаллов. Кроме того, ядрами сублимации могут служить частицы, изоморфные льду, например искусственные ядра  $\text{AgI}$ , которые, однако, пока еще в природе не обнаружены. Затем такую же роль могут выполнять и другие растворимые и нерастворимые частицы, если они смачиваются и обволакиваются пленкой воды, замерзающей при низких температурах, т. е. и ядра конденсации при температуре ниже  $-32^{\circ}$  могут переходить в группу так называемых ядер сублимации. Следует учесть, что упругость насы-

щенного пара надо льдом меньше, чем над переохлажденной водой. Поэтому если при одинаковых размерах ядер конденсации и кристаллов льда (в частности, замерзших капель) упругость пара над гигроскопическими частичками (ядрами) меньше, чем над кристаллами льда, то, очевидно, преимущество принадлежит конденсации, если наоборот (над кристаллами льда упругость меньше) — сублимации.

Таким образом, в зависимости от размеров ядер, их свойств и температурных условий в атмосфере могут либо расти кристаллы льда, либо образоваться капли. Последние при дальнейшем понижении температуры и наличии ядер кристаллизации могут замерзнуть. Имеющийся экспериментальный материал по изучению ядер кристаллизации позволяет разделить их на три группы (по Мейсону):

Первая группа — это ядра, эффективные при температуре выше  $-32^{\circ}$ . В естественных условиях их мало. Более существенную роль играют искусственные ядра йодистых и других соединений (их насчитывается теперь более 100).

Вторая группа — ядра, проявляющиеся при температуре от  $-32$  до  $-41^{\circ}$ ; они также требуют пересыщения над водой и должны быть отнесены к ядрам замерзания.

Наконец, третья, более многочисленная группа — ядра, активные только при температуре ниже  $-41^{\circ}$ ; природа их мало изучена.

Зародыши ледяных кристаллов при наличии пересыщения растут вследствие диффузии водяного пара к их поверхности. При этом можно выделить два рода процессов, играющих существенную роль в формировании кристаллов, а именно: процессы, связанные с внутренним механизмом построения кристаллической решетки, и процессы, отражающие влияние внешней среды.

Для построения правильного кристалла молекулы должны занимать строго определенное место в кристаллической решетке, поэтому далеко не все молекулы, ударяющиеся о поверхность кристалла, попадают на «свое место». Многие молекулы перемещаются или, как говорят, мигрируют в течение некоторого времени по поверхности кристалла и либо закрепляются на нем, либо испаряются.

Теоретические соображения, высказанные Крыстановым и др., показывают, что легче всего молекулы водяного пара связываются с ледяным кристаллом у его вершины. Следовательно, призмы, растущие в направлении главной оси, оказываются «идеальной» формой для ледяных кристаллов, а все остальные промежуточные формы зависят от внешних условий. --

Если число молекул, за счет которых растет кристалл, невелико, то они успевают строить правильный «идеальный» кристалл. Если число молекул возрастает, то некоторые из них могут задержаться на поверхности кристалла и давать начало для



развития новой кристаллической решетки. Это позволяет, хотя и качественно, объяснить появление различных форм ледяных и снежных кристаллов.

При малых пересыщениях (надо льдом) и низких температурах образуются призмы, растущие в направлении главной оси. При больших пересыщениях появляются пластинки, а в области температур около  $-12^{\circ}$  — ветвящиеся формы кристаллов в виде звездочек. При изменении внешних условий форма кристаллов меняется — призмы превращаются в пластинки и, наоборот, пластинка в призмы или звездочки.

## Глава 19

### ТУМАНЫ И ОБЛАКА

#### § 1. Общие сведения о туманах и облаках

В результате конденсации и сублимации водяного пара в атмосферном воздухе образуются мельчайшие капли воды и кристаллы льда. Скопление таких частиц в воздухе непосредственно у земной поверхности называется *туманом*; если же процесс протекает в атмосфере на некоторой высоте, образуются облака.

С физической точки зрения туманы и облака представляют собой коллоидную систему, состоящую из медленно падающих или, как говорят, «взвешенных» в воздухе водяных капель, ледяных кристаллов, а иногда и тех и других вместе.

Содержащиеся в воздухе капли воды и кристаллы льда уменьшают его прозрачность, поэтому дальность/видимости в тумане и облаках может быть очень малой. Это оптическое свойство и учитывается при определении наличия тумана и других атмосферных помутнений. В тумане (символ  $\equiv$ ) дневная горизонтальная дальность видимости обычно становится менее 1 км. Если же дальность видимости оказывается больше 1 км, но меньше 10 км, что имеет место при малой концентрации частиц, то такое явление называют туманной дымкой, или просто *дымкой* (символ  $=$ ).

Иногда ухудшение видимости вызывается присутствием в воздухе твердых частиц пыли, дыма и т. п., при этом относительная влажность воздуха бывает небольшой. Такое явление называется *мглой* (символ  $\infty$ ). Дальность видимости при мгле так же, как и при дымке, менее 10 км.

В зависимости от интенсивности тумана и дымки по условиям видимости в них отмечают:

	при дальности видимости	
Сильный туман ( $\equiv^2$ )		$< 50$ м
Умеренный туман ( $\equiv$ )	• • •	50—500 м
Слабый туман ( $\equiv^0$ )	• • •	500—1000 м
Умеренная дымка ( $=$ , $\infty^0$ )	• • •	1—2 км
Слабая дымка ( $=^0$ , $\infty^0$ )	• • •	2—10 км

Туманы относятся к часто повторяющимся явлениям, весьма неблагоприятным для авиации и наземного транспорта. Поэтому изучение условий их образования, а также их географического распространения имеет большое практическое значение.

Наиболее общей особенностью распределения туманов по земной поверхности является увеличение их повторяемости к высоким широтам.

В полярных областях туман — явление частое и устойчивое: так в Арктике отмечается до 100 дней с туманами за год. В тропических широтах туманы образуются значительно реже, за исключением районов влажных субтропиков и береговых зон, где число дней с туманом доходит до 60 за год. В глубь континентов частота туманов уменьшается (за счет уменьшения адвективных туманов). Вблизи морей и океанов, особенно на возвышенных берегах и берегах, омываемых холодными течениями, туманы наблюдаются чаще. Например, вдоль высокого западного берега Северной Америки повторяемость туманов достигает в некоторые месяцы 24—28 дней, а за год наблюдается до 60—80 дней с туманами. Велика повторяемость туманов также на дальневосточном побережье СССР. Так, во Владивостоке с туманом около 80 дней за год; много туманов (до 85 дней) на о. Диксон.

Туманы имеют хорошо выраженный суточный и годовой ход. Особенно четко выражен суточный ход у радиационных туманов: они развиваются ночью, достигают наибольшей интенсивности к утру (во время минимума температуры и максимума относительной влажности) и рассеиваются после восхода солнца. Туманы других типов усиливаются радиационными процессами. Поэтому и общая повторяемость туманов имеет максимум ночью, минимум днем (вблизи максимума температуры). Годовой ход зависит от географических условий. В умеренных широтах наблюдается два максимума повторяемости туманов: осенью и весной. При этом над континентами туманы образуются чаще всего осенью, над морями и океанами — весной, когда водная поверхность наиболее холодная.

Возникновение, развитие и распад облаков и туманов зависят от общих термодинамических условий в атмосфере (макропроцессов), обеспечивающих возможность конденсации (сублимации) водяного пара; кроме того, не менее важную, а иногда и решающую роль играют микрофизические процессы, которые происходят внутри самого облака и связаны с особенностями строения облачных частиц.

В природе макро- и микропроцессы действуют одновременно, взаимно накладываясь друг на друга, и обычно наблюдают лишь конечный результат их совокупного действия. Совместное рассмотрение их представляет собой очень сложную задачу.

Рассмотрим вначале результаты изучения микроструктуры

облаков и туманов, а затем макропроцессы, определяющие условия их образования.

Основными и важнейшими микрофизическими характеристиками облаков и туманов являются:

- 1) агрегатное состояние частиц;
- 2) преобладающие размеры и спектры капель, форма и размер твердых частиц;
- 3) объемная концентрация, т. е. число частиц в единице объема;
- 4) содержание сконденсированной воды в единице объема или так называемая водность облаков и туманов. Заметим, что водность облака в сумме с парообразной влагой дает общее влагосодержание воздуха.

Комплекс перечисленных характеристик объединяют понятием «микроструктура облаков и туманов». Наряду с этими основными характеристиками изучаются электрические заряды облачных частиц, их химический состав, радиоактивность и др. Для характеристики состояния облака требуются также данные о температуре и влажности воздуха в облаках, скорости вертикальных движений воздуха в них, интенсивности турбулентного перемешивания и т. д.

В следующих параграфах рассмотрим главнейшие из перечисленных характеристик.

## § 2. Агрегатное состояние облачных частиц

При температуре выше  $0^{\circ}$  все облака и туманы состоят из капель воды, и только иногда в них появляются выпадающие из выше лежащих слоев тающие снежинки или градинки. С понижением температуры ниже  $0^{\circ}$  в облаках встречаются как переохлажденные капли, так и кристаллы льда. Наконец, при весьма низкой температуре ( $-40$ ,  $-50^{\circ}$ ) облака состоят только из твердой фазы воды — различных по форме ледяных кристаллов.

Таким образом, все облака и туманы можно разделить на три группы:

- 1) капельно-жидкие, или водяные, состоящие из капель воды. В этой группе большое место занимают так называемые переохлажденные облака и туманы, которые состоят при  $t < 0^{\circ}$  из незамерзающих капель;
- 2) ледяные, или кристаллические, состоящие только из ледяных кристаллов;
- 3) облака и туманы смешанного строения, когда в их состав одновременно входят жидкая и твердая фазы воды (переохлажденные капли и кристаллики льда).

По имеющимся данным, можно считать, что в большинстве случаев образуются капельножидкие туманы до очень низкой температуры ( $-20$ ,  $-25^{\circ}$ ) и состоят из переохлажденных капель.

При температуре ниже  $-20^{\circ}$  часто отмечаются смешанные туманы, но они, как правило, являются неустойчивыми и при появлении в них ледяной фазы быстро кристаллизуются, нередко при этом осаждаясь. Относительное число ледяных кристаллов в них обычно увеличивается с понижением температуры, но неоднократно отмечались случаи, когда в туманах вплоть до  $-40^{\circ}$  наблюдались еще и переохлажденные капли. При температуре ниже  $-40^{\circ}$  туманы обычно бывают кристаллическими.

По агрегатному состоянию облаков имеются более обширные данные. Наблюдения показывают, что в умеренных широтах указанные выше три группы облаков встречаются почти одинаково часто, причем чисто водяные облака имеют максимум повторяемости в летнее время и минимум зимой. Так, по данным Е. Г. Зак, из 686 случаев капельножидкие облака наблюдались в 34%, ледяные — в 37% и смешанные — в остальных 29% всех случаев.

Водяные облака без переохлажденных капель всегда располагаются ниже нулевой изотермы, а содержащиеся переохлажденные капли в большинстве случаев наблюдаются до температуры  $-12^{\circ}$ . При дальнейшем понижении температуры переохлажденные водяные облака встречаются реже, чем смешанные и кристаллические. Чисто ледяные облака обычно, как и туманы, наблюдаются при температуре ниже  $-40^{\circ}$ . Что касается смешанных облаков, то иногда такие облака содержат твердую фазу (ледяные кристаллы или замерзшие капли) только в верхней части, в то время как нижняя состоит из жидкой фазы. Может оказаться, что все облако или часть его состоит из смеси ледяных кристаллов и переохлажденных капель. Наконец, встречаются и такие случаи, когда над ледяной частью облака расположен слой с переохлажденными каплями.

К чисто кристаллическим относятся облака верхнего яруса (Ci, Cs, Cc). Капельножидкими в теплое время года являются облака нижнего яруса (St, Sc), почти все разновидности Cu (Cu hum, Cu cong) и Cb в их нижней части. Смешанными облаками, как правило, являются в холодную половину года Ns—As и Cb; в облаках нижнего яруса вместе с мелкими каплями наблюдаются кристаллы льда и снежинки, так что их можно отнести к смешанным, как и облака среднего яруса (As и часть Ac).

### **§ 3. Микроструктура капельножидких туманов и облаков**

Прежде чем переходить к рассмотрению результатов наблюдений за микроструктурой туманов и облаков, приведем некоторые сведения о том, какими методами они получены.

Основным методом определения размера облачных частиц является их микрофотографирование. На стекло с нанесенным тонким слоем масла или на киноплёнку с другим покрытием (сажа,

окись магния и т. д.) улавливают разными способами капли, а затем полученную «пробу» фотографируют через микроскоп. Зная увеличение, можно найти и размер частиц. На рис. 103 приведена для примера фотография капель тумана.

Метод микрофотографии позволяет надежно определять размеры капель от  $r \geq 1 \mu$  (разрешающая способность микроскопа) до  $r \leq 60-70 \mu$  (более крупные капли при осаждении могут деформироваться). Следует еще учесть, что при заборе проб мелкие капли обтекают препятствие и не осаждаются на нем,

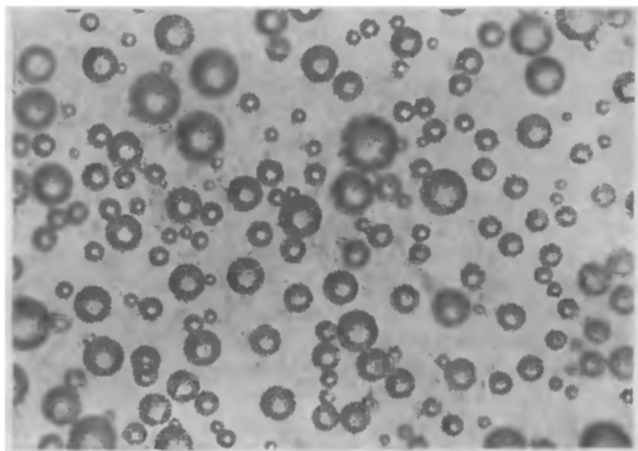


Рис. 103. Микрофотография облачных капель.

поэтому спектр капель получается искаженным. Для получения истинного распределения приходится вносить соответствующие поправки.

Для определения водности облаков наиболее простым и распространенным является метод, предложенный В. А. Зайцевым. В его приборе воздух вместе с облачными каплями с большой скоростью засасывается через входное сопло (отверстие), на небольшом расстоянии от которого помещена фильтровальная бумага, предварительно покрытая сухим красящим веществом. Капли, осаждаясь на бумагу, растворяют краску и создают на ней окрашенное пятно. По размерам пятна, пользуясь предварительной градуировкой и учитывая объем прошедшего воздуха, можно найти водность, т. е. содержащееся в каплях облака и тумана количество жидкой воды, рассчитанное на единицу объема. Существуют и другие методы определения водности, описание которых можно найти в монографии В. А. Зайцева и А. А. Ледохова.

Непосредственное измерение числа частиц очень сложно и обычно не производится; оно вычисляется по данным о водности и среднем размере капель.

**Микроструктура туманов.** Капельножидкие туманы встречаются при очень низких температурах (до  $-28^\circ$  и ниже). Капли в большинстве случаев имеют размеры от  $r = 1 \mu$  до  $r = 35-40 \mu$ , и только в отдельных наблюдениях зафиксированы капли с  $r \approx 60-100 \mu$ .

Диапазон размеров капель и их преобладающий размер зависят от условий образования тумана. Так, по данным, собранным П. Н. Красиковым, в туманах испарения и в начальной стадии образования других видов туманов диапазон размеров капель суживается (преобладают капли от  $r = 1 \mu$  до  $r = 20 \mu$  и менее); в радиационных и адвективных туманах верхний предел расширяется до  $r = 40-60 \mu$ . Преобладающие размеры составляют: для туманов испарения  $r \approx 2-4 \mu$ , для длительных сильных туманов  $r \approx 5-10 \mu$ , а в среднем от 3 до 8  $\mu$ , причем меньшие значения характерны для слабых туманов в начале их образования, а большие — для сильных длительно существующих туманов.

Возможно, что в туманах и особенно в дыме имеются капли и более мелкие, чем  $r \approx 1 \mu$ , но микрофотография обнаружить их не позволяет, хотя оптические данные И. А. Хвостикова о спектральной прозрачности туманов подтверждают их наличие.

Водность туманов  $a_w$  по непосредственным наблюдениям составляет от 0,02 до 1,0 г/м<sup>3</sup>, а по результатам вычислений — до 1,7 г/м<sup>3</sup>. Меньшие значения водности относятся к туманам испарения при низких температурах ( $-10$ ,  $-20^\circ$ ), а именно  $a_w = 0,02-0,3$  г/м<sup>3</sup>, большие — к радиационным и адвективным туманам:  $a_w = 0,3-0,9$  г/м<sup>3</sup>. По данным наблюдений четкой зависимости между водностью, типом тумана и температурой его образования нет, хотя в большинстве случаев водность меньше при отрицательной температуре и больше при положительной. В среднем можно принять, что водность тумана  $a_w = 0,2$  г/м<sup>3</sup>.

Концентрация частиц, т. е. число капель в единице объема тумана, зависит от их размера и водности. В среднем число капель, по данным вычислений, составляет 1—10 капель/см<sup>3</sup> для слабого и 400—600 капель/см<sup>3</sup> для сильного тумана.

**Микроструктура капельножидких облаков.** Капельножидкие облака (без наличия в них кристаллов льда) наблюдаются вплоть до температуры  $-34$ ,  $-36^\circ$ . Повторяемость их с понижением температуры ниже  $0^\circ$  уменьшается; так, при  $-8^\circ$  она составляет  $\sim 50\%$ , а при  $-20^\circ$  — только  $10\%$  всех облаков.

Диапазон размеров капель в этих облаках естественно больше, чем в туманах. Нижний предел радиуса облачных капель (по микрофотографиям) составляет  $r \sim 1-2 \mu$ , а наиболее крупные капли имеют  $r \gtrsim 100 \mu$ , так что их правильнее относить к частицам осадков.

Наиболее мелкие капли с радиусом от 1—2 до 10—15  $\mu$  и преобладающим радиусом от 3 до 4  $\mu$  наблюдаются в слабо развитых кучевых облаках (Cu hum), иногда в слоисто-кучевых Sc и высоко-кучевых Ac. В облаках St, Sc, Ns и Ac в большинстве случаев радиус капель равен от 1—2 до 20—22  $\mu$  с преобладающим радиусом от 4 до 6  $\mu$ . По отдельным наблюдениям, в Cu, Cb и Ns встречаются капли с радиусом от 2 до 100  $\mu$ .

Размеры капель изменяются внутри облака с высотой над его основанием: как правило, в нижней и в верхней частях облака преобладают мелкие капли, а в средней части, ближе к верхней границе, — более крупные.

В среднем можно считать, что во всех облаках преобладают капли с радиусом от 3 до 6  $\mu$ .

**Водность капельножидких облаков.** Непосредственные измерения прибором Зайцева или другими приборами дают значения водности  $a_w$  от 0,01—0,02 до 1—4 г/м<sup>3</sup>. Однако в отдельных случаях в мощно-кучевых облаках имеются зоны с водностью более 10 г/м<sup>3</sup>.

В облаках St, Sc, Ns и As в большинстве случаев водность составляет 0,05—0,25 г/м<sup>3</sup> и сравнительно редко достигает 1,2—1,5 г/м<sup>3</sup>. В развитых конвективных облаках Cu cong, Cb в среднем  $a_w \approx 1—2$  г/м<sup>3</sup>. С высотой от основания облака водность увеличивается, а затем к вершине облака уменьшается. Распределение водности облака с высотой зависит от стадии развития или разрушения облака, от изменения скорости восходящих движений с высотой и т. д. За последнее время Г. К. Сулаквелидзе и другие обнаружили, что в конвективных облаках в их верхней части могут скапливаться крупные капли и создавать зоны с большой водностью ( $a_w > 10—20$  г/м<sup>3</sup>).

Концентрация в облаках, как уже было указано, зависит от водности и размера капель. Учитывая, что в облаках большинство капель имеет радиус 4—6  $\mu$ , при водности  $a_w = 0,1 \div 2,0$  г/м<sup>3</sup> их число  $N \approx 10^2 \div 10^3$  капель/см<sup>3</sup>.

#### § 4. Распределение капель по размерам в туманах и облаках

Распределение капель по размерам может быть представлено различными способами. Наиболее просто и наглядно можно воспользоваться построением диаграмм повторяемости капель разного размера, при этом по оси абсцисс наносятся значения радиуса (или диаметра) капель, а по оси ординат — число капель  $N_i$  (или их долю  $n_i$  %), имеющих размеры от  $r_i$  до  $r_i + \Delta r$ ; интервал  $\Delta r$  берется при этом постоянным.  $N_i$  изменяется при переходе от интервала к интервалу, поэтому диаграмма получает ступенчатый вид (рис. 104). Если относить  $N_i$  к середине интервала  $(r_i + \frac{\Delta r}{2})$ , то при большом числе рассматриваемых капель

( $N \geq 10^3$ ) удается получить сглаженный, непрерывный «спектр» размеров капель, т. е. кривую  $N = f(r)$ . Эта зависимость, выраженная аналитически в виде уравнения, носит название функции (или кривой) распределения (на рис. 104 нанесена пунктиром).

Практически проще иметь дело не с абсолютным, а с относительным числом капель

$$n_i = \frac{N_i}{N} \quad \text{или} \quad n_i = \frac{N_i}{N} \cdot 100, \quad (1)$$

где  $N_i$  — число капель со средним радиусом  $r_i$ , а  $N$  — общее число измеренных капель.

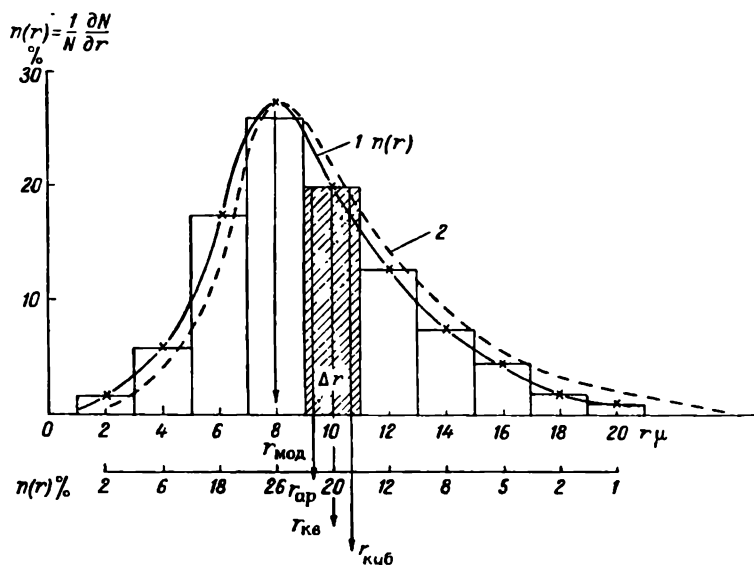


Рис. 104. Типичное распределение облачных капель по размерам.  
1 — по данным наблюдений, 2 — по формуле Хргиана—Мазина.

При изменении радиуса капель на  $dr$  относительное их число изменится на величину

$$dn_i = \frac{1}{N} \frac{\partial N_i}{\partial r} dr = n(r) dr, \quad (2)$$

где  $n(r) = \frac{dn_i}{dr}$  является функцией распределения, которой и определяется доля капель, приходящаяся на диапазон  $dr \approx \Delta r$ . На графике (рис. 104) этой доле частиц соответствует заштрихованная площадь  $n(r)\Delta r = n_i$ . Очевидно, общее число капель в этом интервале составит

$$N_i = N n_i,$$



но, так как  $\sum N_i = N$ , отсюда вытекает и условие, которому должна удовлетворять функция  $n(r)$ , а именно

$$\int_0^{\infty} n(r) dr = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} \frac{\partial n}{\partial r} dr = 1 \quad (\text{или } 100\%). \quad (3)$$

Если выражать функцию распределения через абсолютное число частиц, то, очевидно,

$$\int_0^{\infty} N_i(r) dr = N.$$

Наряду с кривыми  $n(r)$ , позволяющими определить число капель разных размеров, в некоторых случаях, например при расчетах водности, необходимо знать относительное распределение капель по их массе или объему, т. е. зависимость  $M = v \rho_k = f(r)$ , где  $M$  — масса,  $v$  — объем и  $\rho_k$  — плотность капель.

Рассуждая подобно тому, как при выводе выражения для  $n(r)$ , найдем, что относительная масса капель  $m_i = \frac{M_i}{M}$ , приходящаяся на диапазон со средним радиусом  $r_i$ , изменяется в зависимости от  $r$  по соотношению

$$dm_i = \frac{1}{M} \frac{\partial M_i}{\partial r} dr = m(r) dr. \quad (4)$$

Нетрудно перейти от системы кривых  $n(r)$  к системе кривых  $m(r)$ . Если в диапазоне  $r_i$  число капель увеличилось или уменьшилось на  $dN_i$ , то масса капель в этом интервале изменится на величину

$$dM_i = M_i dN_i,$$

но так как  $dM_i = M m(r) dr$ , а  $dN_i = N n(r) dr$ , то

$$M_i = \frac{dM_i}{dN_i} = \frac{M m(r) dr}{N n(r) dr},$$

отсюда

$$\frac{m(r)}{n(r)} = \frac{M_i N}{M} = \frac{\frac{4}{3} \pi \rho_k r_1^3 N}{\frac{4}{3} \pi \rho_k r_{\text{куб}}^3 N} = \frac{r_1^3}{r_{\text{куб}}^3}, \quad (5)$$

где  $r_{\text{куб}}$  — среднекубический радиус капель (о чем подробнее см. дальше).

На рис. 105 приведены кривые  $n(r)$  и  $m(r)$ . Обе кривые асимметричны: они круто поднимаются к максимуму и более плавно опускаются в сторону крупных капель. Вершина кривой  $m(r)$

сдвинута вправо, так как водность пропорциональна  $r^3$  и, следовательно, в большей степени зависит от вклада крупных капель.

Иногда, особенно в иностранной литературе, вместо указанных выше дифференциальных функций распределения  $n(r)$  и  $m(r)$  пользуются так называемыми интегральными кривыми распределения. Интегральные кривые распределения показывают, какая доля частиц (по их числу или массе) имеет радиус больше или меньше заданной величины  $r_i$ . Такое распределение может

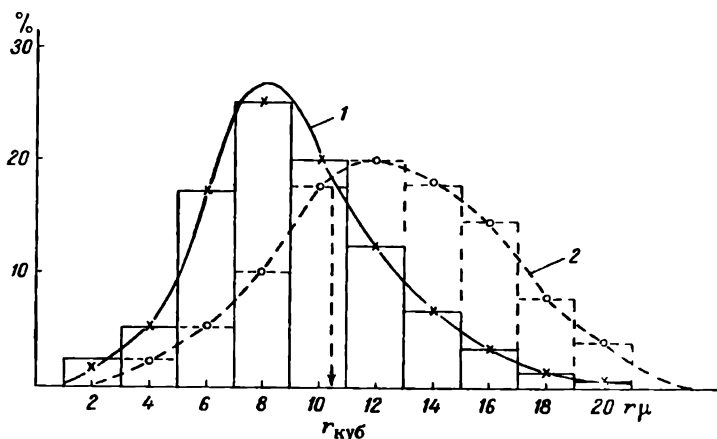


Рис. 105. Кривые распределения.  
1 —  $n(r)$ , 2 —  $m(r)$

быть получено путем интегрирования функции  $n(r)$  в пределах от заданного значения  $r_i$  до  $\infty$  и от нуля до  $r_i$ . Обозначим соответственно

$$F_1(r) = \int_{r_i}^{\infty} n(r) dr \quad \text{и} \quad F_2(r) = \int_0^{r_i} n(r) dr,$$

при этом должно соблюдаться условие

$$F_1(r) + F_2(r) = 1 \quad (\text{или } 100\%).$$

Такой вид интегральных кривых распределения представлен на рис. 106. По оси ординат отложена доля частиц (в процентах), а по оси абсцисс — их радиус.

Для аналитического выражения функции распределения  $N(r)$  за последние годы предложен ряд формул. Большинство из них можно свести к уравнению, содержащему четыре параметра, а именно

$$N(r) = Ar^m e^{-br^k}. \quad (6)$$

Коэффициенты  $A$  и  $b$  зависят от данных конкретных условий (водности облака или тумана, времени их существования и т. д.). Показатели степени  $m$  и  $k$  играют более существенную роль. Так как функция  $r^m$  — возрастающая с увеличением  $r$ , а функция  $e^{-r^k}$  — убывающая, то их произведение и дает вид кривой  $N(r)$ . Численное значение показателей степени, по Смолуховскому — Шуману,  $m=2$  и  $k=3$ , по Бесту,  $m=k_1 \approx 4$ .

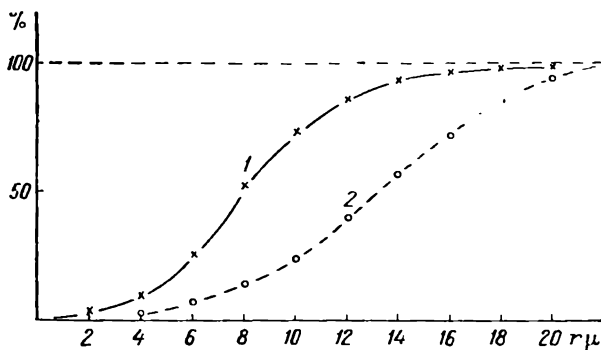


Рис. 106. Интегральные кривые распределения.  
1 —  $n(r)$ , 2 —  $m(r)$ .

Наиболее простой и удобной является формула Хргиана—Мазина, в которой  $m=2$  и  $k=1$ , т. е.

$$N(r) = Ar^2 e^{-br} \quad \text{или} \quad n(r) = \frac{A}{N} r^2 e^{-br}. \quad (7)$$

Этой формулой хорошо описывается среднее распределение крупных капель ( $r > 2-4 \mu$ ); в области мелких капель ( $r < 4 \mu$ ) она дает заниженные значения  $n(r)$ .

Более обоснованные и точные формулы (нормально-логарифмический закон распределения А. Н. Колмогорова и гамма-распределение, предложенное Л. М. Левиным) ввиду их сложности не получили пока распространения.

Перейдем теперь к уточнению понятия о среднем радиусе капель в туманах и облаках. При решении ряда практических задач и для приближенных вычислений использование спектра распределения капель оказывается очень сложным. Желательно найти такой средний радиус частиц, при котором одинаковое их число создает такой же эффект, как и при фактическом их распределении. В зависимости от поставленной задачи следует пользоваться различными средними. Например, скорость изменения массы капли при испарении и конденсации пропорциональна ее радиусу  $r$ ; рассеяние света на каплях пропорционально квадрату

радиуса  $r^2$ , изменение их объема или массы пропорционально  $r^3$  отражение радиоволн пропорционально  $r^6$  и т. д. В каждом таком случае потребуется определить соответствующий средний радиус частиц. Приведем выражение для некоторых из них.

1. Средний арифметический радиус капель

$$r_{\text{ар}} = \frac{\sum r_i N_i}{\sum N_i} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} r N_i(r) dr. \quad (8)$$

Так как  $\sum N_i = N$  (общему числу рассматриваемых капель), то из (8)

$$r_{\text{ар}} N = \sum N_i r_i.$$

Это значит, что если взять  $N$  капель с радиусом  $r_{\text{ар}}$ , то создаваемый ими эффект будет эквивалентен  $\sum N_i r_i$ .

2. Модальный радиус капель. Это радиус наиболее часто встречающихся капель в данной системе, поэтому он соответствует вершине кривой распределения. Следовательно,  $r_{\text{мод}}$  можно найти из условия

$$\frac{\partial N(r)}{\partial r} = 0.$$

3. Средний кубический радиус капель

$$r_{\text{куб}}^3 = \frac{1}{N} \sum r_i^3 N_i = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} r^3 N_i(r) dr. \quad (9)$$

Отсюда следует, что

$$\sum r_i^3 N_i = r_{\text{куб}}^3 N = \int_0^{\infty} r^3 N_i(r) dr.$$

Так как водность тумана (облака)

$$a_w = \frac{4}{3} \pi \rho_k \int_0^{\infty} r^3 N_i(r) dr = \frac{4}{3} \pi \rho_k r_{\text{куб}}^3 N,$$

то, следовательно,  $N$  капель с радиусом  $r_{\text{куб}}$  дадут такую же массу воды, как и  $N$  капель разного размера при данном их распределении. Этот пример показывает, насколько облегчаются вычисления водности, если известно  $r_{\text{куб}}$  и число капель в единице объема.

Таким же путем можно определить и другие средние радиусы капель, например среднеквадратичный радиус  $r_{\text{кв}}$  капель, которые вносят наибольший вклад в водность облака  $r_m$ , и т. д.

В однородном (монодисперсном) облаке все размеры капель

одинаковы. При симметричных кривых  $r_{\text{ар}} = r_{\text{мод}}$  в полидисперсном облаке

$$r_m > r_{\text{куб}} > r_{\text{ар}} > r_{\text{мод}}$$

(см. рис. 104).

Покажем на примере, как вычисляются средние радиусы капель при использовании формулы Хргиана—Мазина  $N_i(r) = Ar^2 e^{-br}$ .<sup>1</sup>

1. Среднеарифметический радиус

$$r_{\text{ар}} = \frac{1}{N} \sum r_i N_i = \frac{\int_0^{\infty} r^3 A e^{-br} dr}{\int_0^{\infty} A r^2 e^{-br} dr} = A \frac{6}{b^4} \frac{b^3}{2A} = \frac{3}{b}, \quad (10)$$

отсюда  $b = \frac{3}{r_{\text{ар}}}$ .

2. Модальный радиус найдем, взяв логарифмическую производную от  $N_i(r)$ ,

$$\ln N_i(r) = \ln A + 2 \ln r - br, \quad (11)$$

тогда

$$\frac{dN_i(r)}{dr} = N_i(r) \left( \frac{2}{r} - b \right).$$

Если  $N_i(r) \neq 0$ , то

$$r = r_{\text{мод}} \left| \frac{dN_i(r)}{dr} = 0 \right. = \frac{2}{b}. \quad (12)$$

3. Среднекубический радиус

$$r_{\text{куб}}^3 = \frac{1}{N} \sum r^3 N_i = \frac{A}{N} \int_0^{\infty} r^5 e^{-br} dr = \frac{A 5!}{b^6} \frac{b^3}{2A} = \frac{60}{b^3}. \quad (13)$$

Учитывая, что водность облака (тумана)

$$a_w = \frac{4}{3} \pi \rho_k \int_0^{\infty} r^3 N(r) dr = \frac{4}{3} \pi \rho_k A \frac{5!}{b^6}, \quad (14)$$

можно найти значение параметра  $A$  в зависимости от водности

$$A = \frac{b^6}{\frac{4}{3} \pi \rho_k 5!} a_w. \quad (15)$$

<sup>1</sup> См. таблицу интегралов

$$\left( \int_0^{\infty} r^k e^{-br} dr = \frac{k!}{b^{k+1}} \right).$$

Подставив  $b = \frac{3}{r_{ap}}$  в (15), получим

$$A = 1,45 \frac{a_w}{\rho_k r_{ap}^0}. \quad (16)$$

Переходя к рассмотрению результатов наблюдений, прежде всего заметим, что фактические кривые распределения  $n(r)$  в различных облаках имеют несколько разный вид, притом для одного и того же облака кривые изменяются во времени.

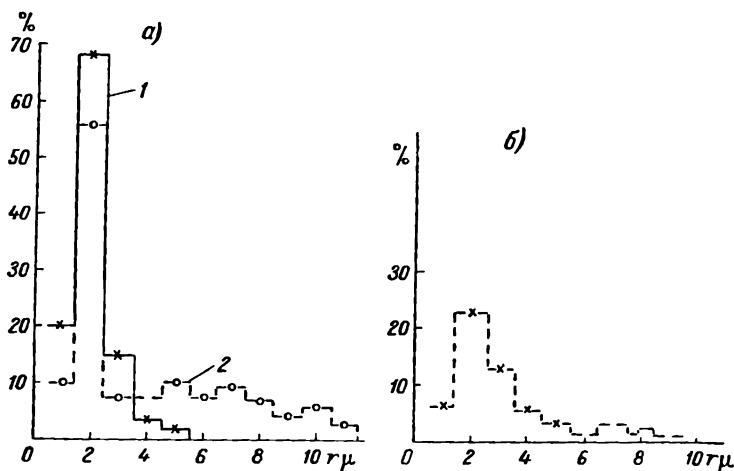


Рис. 107. Спектр размеров капель в туманах.

а — для радиационных туманов (по П. Н. Красикову и Г. А. Чегуровой),  
б — для туманов испарения (по В. Я. Никандрову).

Типичный вид кривых распределения капель для радиационных туманов и туманов испарения приведен на рис. (107 а и б). Из этих данных вытекает, что при положительной температуре в сильных радиационных туманах спектр пологий, вытянутый в сторону крупных капель, достигающих  $r \approx 60 \mu$ . При низкой температуре и слабых туманах спектр становится островершинным, что характерно и для спектра капель в туманах испарения.

На рис. 108 приведены спектры капель для различных облаков слоистых форм, на рис. 109 — для кучевых облаков.

Существенно отметить, что спектр капель в разных частях одного и того же облака неодинаков. Это особенно проявляется в вертикальном направлении. В облаках со значительными вертикальными скоростями воздушных движений при поднятии от основания облака вверх средний размер капель до некоторой

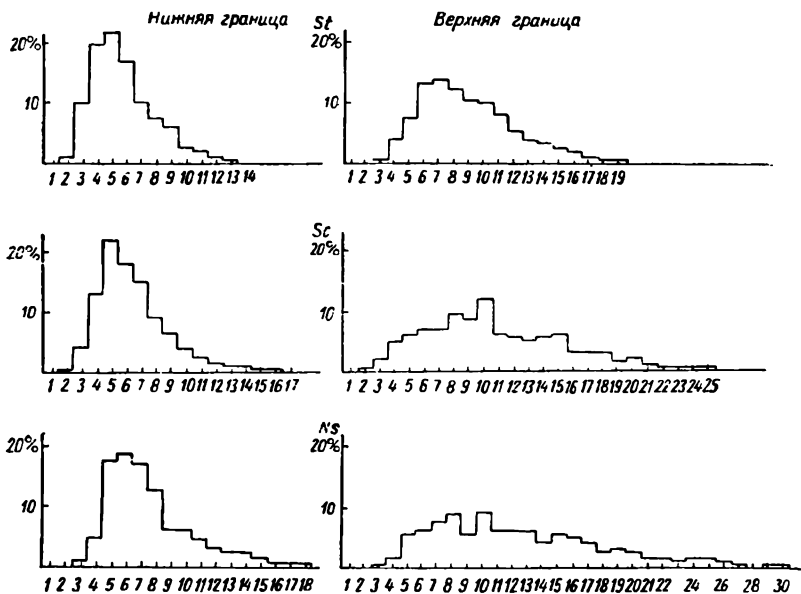


Рис. 108. Спектры размеров капель в разных облаках (по А. М. Боровикову).

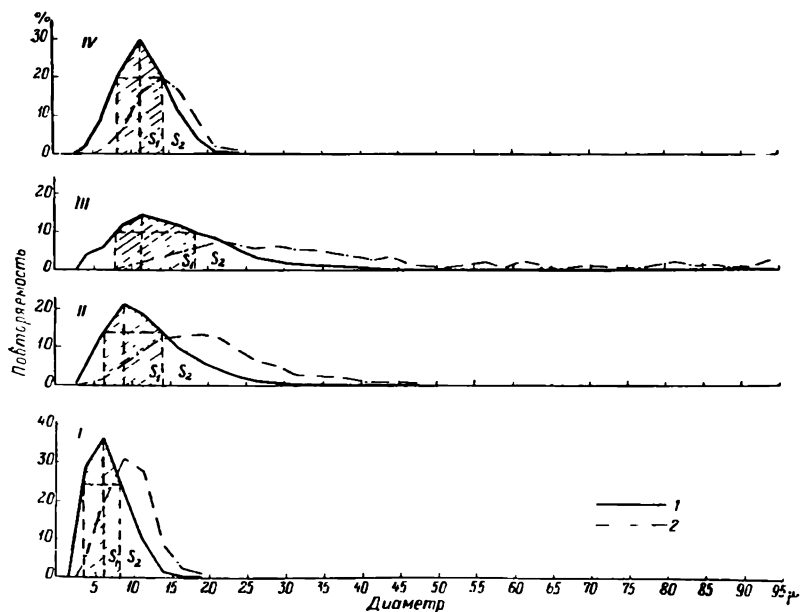


Рис. 109. Спектры размеров капель в разных частях кучевого облака  
1 — обычные повторяемости, 2 — относительные объемы.

высоты постепенно растет. Наиболее типичная картина такого распределения капель с высотой получена в кучевых облаках в результате исследований, проведенных в Главной геофизической обсерватории (1946—1948 гг.).

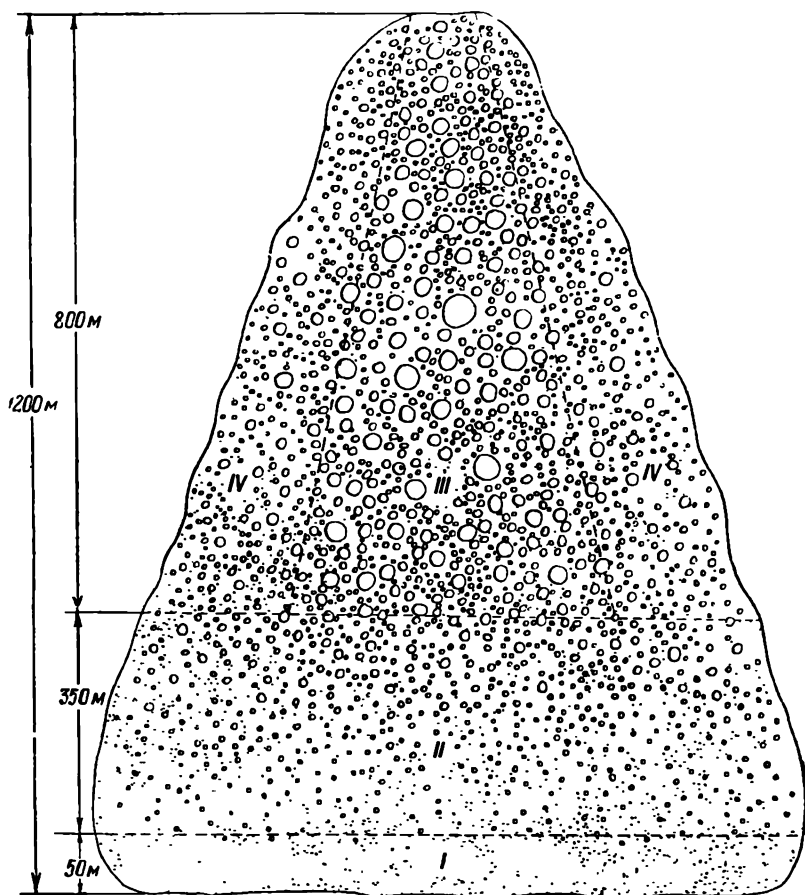


Рис. 110. Схема распределения капель в кучевом облаке (по В. А. Зайцеву).

На рис. 109 и 110 видно, что в основании кучевых облаков (зона I) капли мелки и наиболее близки друг к другу по размерам (островершинная кривая распределения); в средней части (зона II) увеличивается размер преобладающих капель и появляется заметное число более крупных капель; в верхней части (зона III) кривая распределения капель еще более деформирована и показывает общее укрупнение облачных капель, причем отдельные из них достигают размера  $r = 100\text{--}200\text{ }\mu$ .



Подобное изменение спектра капель с высотой получено и для слоистых форм облаков (см. рис. 108). Однако иногда в облаках этого типа капли наибольшего размера отмечаются в средней, а также и в нижней частях. Это имеет место, когда восходящее движение воздуха не является решающим в развитии облака и поток водяного пара от верхнего теплого и влажного воздуха направлен вниз.

На размер капель у внешних границ облаков оказывает также влияние перенос водяного пара в окружающую среду и испарение капель; поэтому в вершинах всех облаков, а также в их боковых частях размер капель уменьшается. Изменения кривой распределения капель в разных частях облака определяются процессами конденсации и коагуляции. В результате процесса конденсации капли выравниваются по размерам; в результате же коагуляции происходит быстрое увеличение числа крупных капель, спектр распределения расширяется в сторону крупных и вся кривая становится более пологой с нечетко выраженным максимумом.

Следует учесть, что сказанное относится к осредненным данным наблюдений. В каждом отдельном облаке могут быть и значительные отклонения от приведенных выводов в зависимости от того, в стадии развития или распада облака были взяты пробы капель.

## **§ 5. Микроструктура ледяных (кристаллических) и смешанных туманов и облаков**

Микроструктура ледяных и смешанных облаков (туманов) является более сложной, чем капельножидких, и она менее изучена. В кристаллических облаках отдельные частицы твердой фазы воды отличаются друг от друга по форме и по размерам. В смешанных облаках наряду с замерзшими и незамерзшими каплями воды содержатся различные по форме мелкие ледяные кристаллы, а иногда и более крупные ледяные образования в виде снежных хлопьев, крупы и градин, которые относятся к частицам осадков.

Основным методом изучения размеров частиц в таких облаках остается микрофотография. При этом на стекло для улавливания твердых частиц наносят не масло, а быстросохнущий лак; ледяные кристаллы, ударяясь о такую пленку лака, оставляют на ней следы («реплику» — рис. 111). Эти реплики, которые сохраняются и после испарения кристаллов, потом обрабатывают.

Для определения водности кристаллических облаков применяют прибор Зайцева с соответствующим обогревом.

Агрегатное состояние системы определяют визуально, а также с помощью фазотметчика, предложенного В. Я. Никандровым. В этом приборе поток частиц просматривается

в перпендикулярном луче света; капли дают при этом белесоватую пелену, а кристаллы выделяются своим ярким блеском.

Приведем некоторые данные по туманам.

Строгой температурной границы для кристаллических туманов не установлено, они наблюдались от  $-16^{\circ}$  и ниже. По данным Клинова, чисто кристаллические туманы бывают всегда только при температуре ниже  $-40^{\circ}$ . Смешанные туманы испарения отмечались по данным Красикова при температуре от  $-11$  до  $-28^{\circ}$ , по данным Вегенера они могут наблюдаться и при более



Рис. 111. Микрофотография «реплик» ледяных кристаллов.

низкой температуре. Эти данные говорят о том, что при температуре от 0 до  $-11^{\circ}$  капли и кристаллы в естественных туманах наблюдаются очень редко; при температуре от  $-10$  до  $-16^{\circ}$  смешанные туманы встречаются довольно часто, а ниже  $-16^{\circ}$  отмечаются и чисто кристаллические туманы.

Типичной формой кристаллов в ледяных и смешанных туманах являются пластинки (тонкие призмы), звездочки и иногда вытянутые призмы в виде игл. Размер пластин и звездочек (их диаметр) колеблется от 10—15 до 500  $\mu$ . По данным Красикова, в слабых туманах преобладающий размер пластин составляет примерно 25—55  $\mu$ , в умеренных — 35—75  $\mu$ , а в сильных — 25—200  $\mu$ .

Интересно отметить, что, по данным Никандрова, в смешанных туманах испарения резко уменьшалось число мелких капель ( $r < 3 \mu$ ) и преобладающими становятся более крупные капли ( $r = 5-6 \mu$ ). Это объясняется тем, что мелкие капли в присутствии кристаллов быстрее испаряются, чем крупные.

Водность кристаллических и смешанных туманов мала, в большинстве случаев  $a_w < 0,03 \text{ г/м}^3$ , так что прибором Зайцева ее измерить не удастся. Число кристаллов в ледяных туманах ме-

нее 1 на  $\text{см}^3$ . Их число по отношению к каплям в смешанных туманах в зависимости от условий количественно не оценено, очевидно, оно может составлять от 0 до  $\infty$ .

По микроструктуре ледяных и смешанных облаков в настоящее время собран более обширный материал наблюдений, чем по микроструктуре туманов. Так, относительное число водяных и смешанных облаков для умеренных широт, по данным А. М. Боровикова и Л. Г. Сахно, составляет (см. рис. 112) около 60% при  $-15^\circ$  и около 5% при  $-40^\circ$ ; кристаллических облаков — соответ-

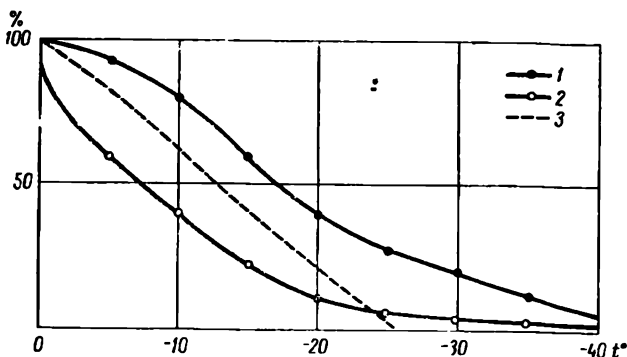


Рис. 112. Относительное число кристаллических и смешанных облаков.

1 — совместно водяные и смешанные облака, 2 — чисто водяные облака (по Боровикову и Сахно), 3 — водяные облака (по Пеплеру).

ственно около 40 и 95%. При любой температуре ниже нуля могут наблюдаться облака в различных агрегатных состояниях. Но доля кристаллических возрастает с понижением температуры, а доля смешанных убывает.

Разнообразные формы встречающихся в облаках ледяных кристаллов, основной из которых является гексогональная (шестигранная) призма, можно свести к трем группам. Первую составляют кристаллы, которые растут вдоль главной оси и представляют собой удлиненные иногда пустотелые призмы в виде «игл», «столбиков» и их сочетаний (рис. 113 а). Кристаллы второй группы растут вдоль побочных осей, образуя при этом более или менее правильные шестиугольные пластинки и звездочки (рис. 113 б). В третью группу отнесены кристаллы неопределенной, неправильной формы в виде «пирамид», «запонок» и т. д. (рис. 113 в).

Боровиков приводит следующие интервалы температуры для отдельных групп. Тонкие пластинки наблюдаются при температуре от 0 до  $-16^\circ$ , толстые — от  $-16$  до  $-25^\circ$ ; призмы в виде столбиков — от  $-13$  до  $-30^\circ$  и неправильные формы — от  $-10$  до  $-28^\circ$  и ниже (рис. 114).

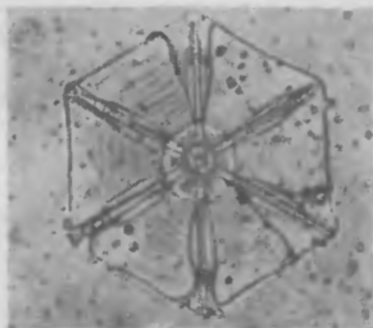
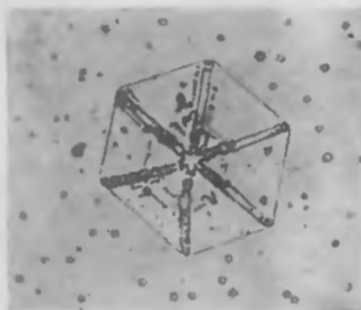
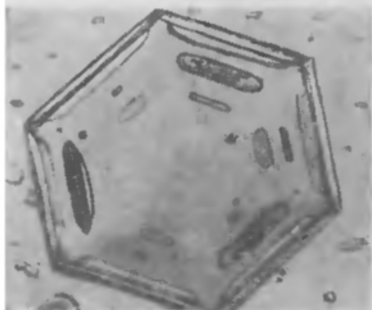
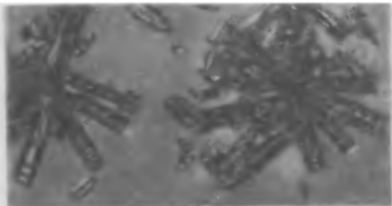


Рис. 113. Различные формы кристаллов (по А. М. Боровикову)

Эти результаты хорошо согласуются со схемой Валля, полученной для роста кристаллов в переохлажденных туманах.

Размеры ледяных кристаллов весьма разнообразны, они зависят от условий и продолжительности их роста. Иглы имеют диаметр несколько микрон и длину до миллиметра и больше, пластинки — толщину микрон, диаметр более миллиметра. При

	Форма	Температура						
		0	-5	-10	-15	-20	-25	-30°
1	Пластинки тонкие							
2	Пластинки толстые							
3	Столбики							
4	Неправильные							

Рис. 114. Формы кристаллов в зависимости от температуры в облаках.

формировании кристаллов играет роль не только температура, но и пересыщение. Изучая формы кристаллов в различных облаках, Вайкман приходит к следующему обобщению (табл. 63).

Таблица 63

Форма кристаллов	Температура (град.)	Размеры кристаллов (μ)
Тонкие гексогональные пластинки	От 0 до —15	От 50 до 500 (диаметр)
Кристаллы в виде звезд с ветвящейся структурой		от 10 до 20 (толщина)
Толстые гексогональные пластинки	От —15 до —30	От 0,5 до $5 \cdot 10^3$ (диаметр)
Призмы в виде столбиков (одиночные и группы)		200 (диаметр)
Пучки призматических столбиков	Ниже —30	200 (длина)
Полые призмы		$1 \cdot 10^3$ (диаметр)
Одиночные полые призмы		$0,5 \cdot 10^3$ (длина)
		100 (длина)
		1—5 (диаметр)

Водность ледяных облаков очень мала, по косвенным данным, она менее  $0,02 \text{ г/м}^3$ , в смешанных облаках за счет капель она больше — до  $0,2\text{—}0,3 \text{ г/м}^3$ .

Число кристаллов в ледяных облаках с учетом их малой водности и большого размера частиц составляет менее 1—2 кристаллов на 1 л ( $10^3 \text{ см}^3$ ). В смешанных облаках число капель порядка  $10\text{—}10^2$  на 1  $\text{см}^3$ , а число кристаллов мало.

## § 6. Процессы, приводящие к образованию туманов.

### Классификация туманов

При наличии тумана общее влагосодержание воздуха складывается из водяного пара и капельножидкой или кристаллической влаги. Следовательно, влагосодержание на единицу объема (в  $г/м^3$ ) можно выразить следующим образом:

$$W = a_n - a_w, \quad (17)$$

где  $W$  — общее влагосодержание воздуха при тумане,  $a_n$  — паровая влага, а  $a_w$  — сконденсированная влага.

Из (9) следует, что  $W > a_n$ , т. е. при образовании тумана общее влагосодержание воздуха  $W$  становится больше того количества, которое требуется для насыщения при данной температуре. Это может произойти при следующих условиях.

1. Влагосодержание  $W$  не изменяется, но содержание паровообразной влаги  $a_n$  уменьшается вследствие охлаждения воздуха. Понижение температуры возможно в результате: а) радиационного выхолаживания, б) теплообмена с земной поверхностью, а также и с окружающими массами воздуха и в) адиабатического расширения рассматриваемой массы воздуха при ее вертикальном поднятии.

2. Влагосодержание  $W$  увеличивается за счет испарения при неизменном значении  $a_n$ . Такой процесс происходит, например, при соприкосновении холодного воздуха с более теплой испаряющей поверхностью.

3. Изменяются  $W$  и  $a_n$ , что может произойти при взаимном смешении двух слоев воздуха с различной температурой и влагосодержанием.

В природе туманы образуются в большинстве случаев в результате совместного влияния указанных факторов, значимость каждого из которых в развитии тумана в большой степени зависит от погодных (синоптических) условий и местных особенностей. Так, например, радиационное выхолаживание, несомненно, имеет большее значение при ясной погоде, чем при пасмурной; испарение сказывается сильнее над увлажненными поверхностями (в частности, над водоемами), чем над сухими (пустынями и т. п.); перемешивание (горизонтальное и вертикальное) над этими поверхностями будет различным, кроме того оно зависит от рельефа местности.

Разнообразие туманов, определяемое сложной совокупностью одновременно действующих факторов, приводящих к их образованию, весьма затрудняет их классификацию.

В зависимости от синоптических условий туманы подразделяют на внутримассовые и фронтальные. Однако это очень общее деление; для каждой из таких групп развитие тумана может определяться различными факторами.

Если классифицировать туманы по физическим причинам, вызывающим их образование, то, как уже указано, их можно разделить на туманы испарения, туманы охлаждения и туманы смешения.

**1. Туманы испарения.** Они появляются вследствие притока водяного пара в воздух благодаря испарению воды с теплой подстилающей поверхности и последующего охлаждения воздуха, поднимающегося над поверхностью; для этого нужно, чтобы испаряющая поверхность была значительно теплее воздуха. Можно выделить:

а) *морские туманы*, как правило, наблюдающиеся над незамерзающими заливами и полыннями в зимние месяцы при достаточно низкой температуре воздуха и в полярных странах достигающие особенной интенсивности.

б) *осенние туманы над реками и озерами*, образующиеся осенью, когда поверхность воды в реках и озерах оказывается значительно теплее, чем суша; при натекании на воду более холодного воздуха с суши в результате интенсивного испарения часто возникает туман.

**2. Туманы охлаждения.** К ним относится наибольшее число туманов и притом наиболее интенсивных. Эти туманы появляются в результате охлаждения воздуха. В зависимости от причин, вызывающих понижение температуры, туманы разделяются на три типа:

а) *радиационные туманы*, образующиеся в результате охлаждения земной поверхности и прилегающего слоя воздуха под влиянием излучения и турбулентного перемешивания. При этом вследствие излучения охлаждается в основном земная поверхность, воздух же вследствие излучения теряет мало тепла и в его охлаждении основная роль принадлежит турбулентному теплообмену приземного слоя с земной поверхностью. При понижении температуры воздуха ниже точки росы в нем и происходит конденсация водяного пара. Радиационные туманы наблюдаются вечером и ночью; благоприятными условиями для их развития является отсутствие облачного покрова, высокая относительная влажность и небольшие скорости ветра.

б) *адвективные туманы*, возникающие в относительно теплой массе воздуха при перемещении ее на более холодные участки земной поверхности. Когда такая теплая масса поступает на холодную поверхность, в ней устанавливается инверсионное распределение температуры, охватывающее постепенно все большую толщу. Охлаждение начинается от земной поверхности, где в первую очередь и начинается конденсация водяного пара, которая может охватить весь слой инверсии, достигающей иногда значительных высот (1,5—2 км). Особенно часто такие туманы наблюдаются у берегов морей в холодную половину года при поступлении воздуха с теплой водной поверхности на сушу — это

так называемые береговые туманы. Они часто образуются также над холодными морскими течениями

в) туманы склонов (восхождения), которые образуются в результате адиабатического охлаждения при восходящем движении воздуха вдоль склонов, поэтому их иногда называют орографическими.

**3. Туманы смешения.** Они образуются благодаря горизонтальному перемешиванию (смешению) воздушных масс с различной

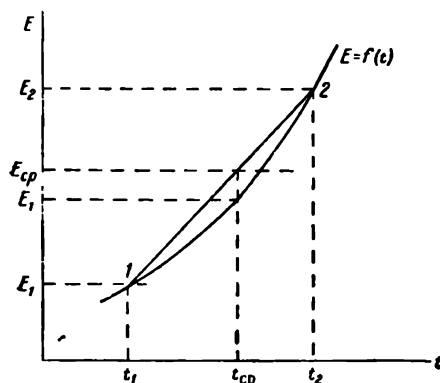


Рис. 115.

температурой и влажностью, а также при определенных условиях в результате турбулентного вертикального обмена. Рассмотрим эффект смешения. Ограничимся простейшим случаем смешения двух равных по величине масс воздуха, температура которых  $t_1$  и  $t_2$  и каждая из которых содержит количество водяного пара в состоянии насыщения (упругости  $E_1$  и  $E_2$ ). В результате смешения средняя температура смеси должна бы быть равной

$t_{cp} = \frac{t_1 + t_2}{2}$ , а упругость пара  $E_{cp} = \frac{E_1 + E_2}{2}$ , но она, как видно на рис. 115, оказалась бы больше упругости  $E$ , соответствующей  $t_{cp}$ . Количество водяного пара, соответствующее разности  $E_{cp} - E$ , должно будет сконденсироваться и образовать туман.

Расчеты показывают, что эффект смешения может проявиться только в том случае, если влажность воздуха смешиваемых масс не меньше 95%, а разность температур не меньше  $10^\circ$ . Поэтому такие туманы обычно бывают незначительными по интенсивности.

Несколько особое место занимают туманы, образование которых можно связать с деятельностью человека. Это прежде всего городские туманы. Они часто образуются в больших городах, где во влажном воздухе легко начинается конденсация благодаря наличию большого числа активных ядер конденсации, выделяющихся в результате работы промышленных предприятий. Они отличаются большой интенсивностью и продолжительностью.

Такие туманы могут быть вызваны любой из указанных выше причин, но они усиливаются под влиянием городских условий и могут иногда сохраняться в течение нескольких дней. К этой же группе можно отнести туманы особого рода, образующиеся наиболее часто при сильных морозах в населенных пунктах Сибири



в период топки печей, когда при сгорании дров и угля в воздух поступает большое количество ядер и водяного пара, при конденсации которого и создается туман.

## § 7. Физические основы предсказания туманов

Уменьшение видимости в тумане затрудняет нормальную работу всех видов транспорта, поэтому разработке методов прогноза туманов уделяют большое внимание. Не останавливаясь на синоптических методах, основанных на учете перемещения воздушных масс, что совершенно необходимо для прогноза адвективных туманов, заметим, что задача прогноза других типов туманов может быть решена при количественной оценке тех основных факторов, которые приводят к их образованию. Наибольшее число исследований относится к разработке физических методов прогноза радиационных туманов, а в последнее время и туманов испарения. Приведем некоторые термодинамические соотношения, положенные в основу указанных методов.

Для образования тумана, очевидно, необходимо, чтобы влажность воздуха стала насыщающей. Рассмотрим условия, при которых это достигается. Возьмем логарифмическую производную от выражения для относительной влажности  $f = 100 \frac{e}{E}$

$$\frac{df}{f} = \frac{de}{e} - \frac{dE}{E}. \quad (18)$$

Подставим в (18) значение  $dE$  по формуле Клаузиуса—Клапейрона  $\frac{dE}{E} = \frac{LdT}{AR_n T^2}$ , тогда получим

$$\frac{df}{f} = \frac{de}{e} - \frac{L}{AR_n T} \frac{dT}{T}. \quad (19)$$

Отсюда видно, что рост относительной влажности, а тем самым и достижение состояния насыщения определяются увеличением упругости  $e$  и уменьшением  $T$  ( $dT < 0$ ). Для условий образования радиационных туманов  $\frac{de}{e}$  очень мало и основным является второе слагаемое в правой части уравнения (19), которое в 10—20 раз больше  $\frac{de}{e}$  (так как для средних условий множитель  $\frac{L}{AR_n T}$  оказывается равным около 19,5). Следовательно, можно принять для этого типа туманов  $\frac{de}{e} = 0$ . Интегрируя при этом условии уравнение (19) по  $f$  в пределах от начального  $f$  до

$f = 100\%$  и по  $T$  от исходного значения температуры до значения  $T = \tau$  (где  $\tau$  — температура точки росы), получим

$$\ln \frac{100}{f} = -C \ln \frac{\tau}{T}, \quad (20)$$

где  $C = \frac{L}{AR_n T}$ .

Но  $\tau = T - \Delta T_1$ , где  $\Delta T_1$  — необходимое понижение температуры до точки росы, поэтому

$$\ln \frac{\tau}{T} = \ln \frac{T - \Delta T_1}{T} = \ln \left( 1 - \frac{\Delta T_1}{T} \right) \approx -\frac{\Delta T_1}{T}$$

и, следовательно,

$$\ln \frac{100}{f} = C \frac{\Delta T_1}{T}. \quad (21)$$

Отсюда, переходя к десятичному логарифму, получим

$$\Delta T_1 = \frac{2,3 T}{C} (2 - \lg f) \approx 0,115 T (2 - \lg f), \quad (22)$$

что дает возможность рассчитать  $\Delta T_1$  по начальным значениям  $T$  и  $f$ .

За начальные значения для радиационных туманов обычно принимаются данные наблюдений в вечерние сроки. Для развития тумана необходимо еще некоторое дальнейшее понижение температуры  $\Delta T_2$ , при котором перейдет в жидкое состояние некоторое количество водяного пара  $\Delta a$  г/м<sup>3</sup>, определяющее водность тумана —  $a_w$  г воды/м<sup>3</sup>. Это понижение температуры можно найти, если в выражение логарифмической производной для аб-

солютной влажности ( $a = 217 \frac{e}{T}$  г/м<sup>3</sup>)  $\frac{da}{a} = \frac{de}{e} - \frac{dT}{T}$ , также под-

ставить значение  $\frac{de}{e} = \frac{dE}{E}$  по уравнению Клазиуса—Клапейрона.

Тогда

$$\frac{da}{a} = \frac{L}{AR_n T} \frac{dT}{T} - \frac{dT}{T} = \left[ \frac{L}{AR_n T} - 1 \right] \frac{dT}{T}. \quad (23)$$

Переходя к конечным разностям и учитывая, что в тумане  $T = \tau$ , найдем

$$\Delta a = a_w = a_\tau \left[ \frac{L}{AR_n \tau} - 1 \right] \frac{\Delta T_2}{\tau} = 217 \frac{E_\tau}{\tau^2} \left[ \frac{L}{AR_n \tau} - 1 \right] \Delta T_2. \quad (24)$$

Выражение (24) дает возможность рассчитать водность тумана по понижению температуры  $\Delta T_2$  ниже точки росы или же найти необходимое понижение температуры для образования тумана с определенной водностью.

Значение множителя  $217 \frac{E\tau}{\tau^2} \left[ \frac{L}{AR_{\text{п}\tau}} - 1 \right]$ , равного водности при  $\Delta T_2 = 1$ , может быть легко рассчитано. Оно сильно зависит от  $\tau$ , возрастаая с ее увеличением. Из этого следует вывод, что туманы, образующиеся при более высоких температурах, имеют и большую водность. Таким образом, если дан прогноз радиационного понижения температуры на величину  $\Delta T$ , то по соотношениям (22) и (24) можно не только предсказать возникновение тумана, но и подсчитать его водность.

Для других типов туманов величиной  $\frac{de}{e}$  в уравнении (19) пренебрегать нельзя, а при некоторых условиях это слагаемое становится главным. Такие условия имеют место для туманов испарения, когда возникновение и развитие тумана вызывается увеличением влагосодержания воздуха вследствие испарения с открытой водной поверхности. Принимая в этом случае  $dT = 0$ , уравнение (19) приводим к виду

$$\frac{df}{f} = \frac{de}{e}. \quad (25)$$

Отсюда следует, что задача прогноза тумана сводится к предвычислению изменения величины  $\frac{de}{e}$ . Рассмотрев эту задачу теоретически, М. П. Тимофеев дал следующую формулу:

$$\frac{de}{e} = \frac{1}{1 + \frac{e_1}{E_{\text{п}} - e_1} F}, \quad (26)$$

где  $e_1$  — влажность воздуха, поступающего на испаряющую водную поверхность,  $E_{\text{п}}$  — максимальная упругость водяного пара относительно этой поверхности,  $F$  — функция, зависящая от размеров водоема и турбулентного обмена между водной поверхностью и воздухом (для ее определения автор построил графики).

В общем случае при прогнозе туманов испарения и особенно адвективных должно учитываться изменение как влагосодержания воздуха, так и его температуры. Решая эту задачу теоретически при некоторых упрощениях, М. П. Тимофеев оценил, при каких значениях начальной влажности воздуха  $f_1$  и при какой разности температуры подстилающей поверхности и воздуха  $T_{\text{п}} - T_1$  можно ожидать образование тумана.

## § 8. Основные процессы, приводящие к образованию облаков

Важнейшим фактором, обеспечивающим образование облаков, является охлаждение влажного воздуха, что может вызываться следующими причинами:

1) адиабатическим расширением при вертикальном подъеме воздуха,

2) турбулентным обменом,

3) излучением (радиационным выхолаживанием).

Охлаждение воздуха при его адиабатическом расширении происходит при уменьшении давления. В этом отношении основная роль принадлежит перемещению воздуха в более высокие слои атмосферы. Изменение давления на каком-нибудь одном уровне составляет в среднем 5—6 мб за сутки и редко превышает даже при прохождении фронтов 15—20 мб. Такое падение давления может вызвать охлаждение воздуха лишь на 1—2° за сутки. При вертикальном же подъеме воздух, содержащий ненасыщенный водяной пар, адиабатически охлаждается на 1° на каждые 100 м поднятия.

При сильно развитой конвекции воздух за несколько минут может подняться на высоту, измеряемую километрами, и охлаждаться при этом весьма сильно.

Охлаждение воздуха, происходящее в результате турбулентного обмена и перемешивания, зависит от вертикального распределения температуры. При устойчивой стратификации верхние части слоя, охваченного турбулентным обменом, будут охлаждаться. Если это охлаждение сопровождается турбулентным переносом водяного пара, близкого к состоянию насыщения, то при его конденсации могут образоваться слоистые облака (St).

Наконец, последней из указанных выше причин охлаждения воздуха является излучение. Этот процесс проявляется в охлаждении слоев воздуха, содержащих большое количество водяного пара, а также много пылинок, ядер конденсации, частиц дымки. И, в частности, в ночном охлаждении верхней границы облаков. В результате излучения часто появляются и иногда усиливаются ночные, сравнительно тонкие подынверсионные облака типа St и Sc.

В природе все перечисленные процессы действуют совместно, взаимно накладываясь друг на друга. Однако решающая роль в образовании облаков, как уже указано, всегда принадлежит вертикальным движениям воздуха, которые и являются основной причиной образования больших облачных масс, имеющих значительное горизонтальное и вертикальное протяжение.

В зависимости от характера вертикальных движений воздуха и от других физических процессов облака различаются как по своему внешнему виду, так и внутреннему строению.

Наиболее обширную группу облаков образуют те, которые связаны с восходящими движениями большого масштаба. Эти облака распространяются на большие площади в горизонтальном направлении и охватывают значительную толщу атмосферы в вертикальном направлении. Благоприятные условия для возникновения таких вертикальных движений создаются во фрон-

тальных зонах. Вертикальная скорость их невелика (не превышает нескольких *см/сек.*) При этом вдоль поверхности раздела теплых и холодных масс, наклоненной под малым углом ( $30-40'$ ) к горизонту, возникает так называемая фронтальная облачность, образующая целую систему, включающую самые разнообразные формы и виды облаков.

На рис. 116 дана схема облачности теплого фронта (по С. П. Хромову). На рисунке видно, что при продвижении теплого фронта последовательно проходит система слоистообразных

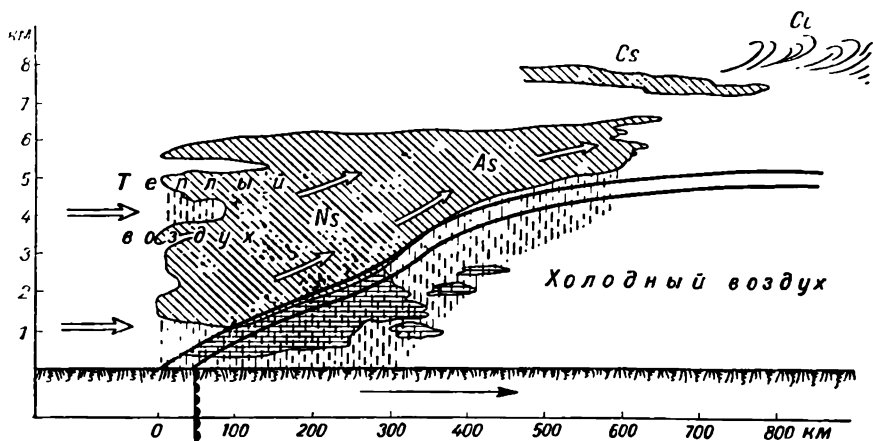


Рис. 116. Схема облачности теплого фронта.

облаков, а именно: перистые (Ci), перисто-слоистые (Cs), высоко-слоистые (As) и, наконец, наиболее мощные слоисто-дождевые (Ns) и сопутствующие им разорванно-дождевые Frnb. По горизонтали эта система часто распространяется в ширину на сотни километров (до 1000 км) и в длину на несколько сотен и тысяч километров (вдоль фронта).

На рис. 117 приведена схема облачности, образующейся на холодном фронте, т. е. на фронте, движущемся в сторону теплой воздушной массы, для двух разновидностей этих фронтов (1-го и 2-го рода).

На рисунке видно, что здесь также образуется система облачности, имеющей слоистый характер, в которой, однако, формы облачности идут в обратной последовательности, начинаясь с Ns и заканчиваясь As—Cs. Характерной особенностью этих фронтов является наличие перед ними мощной облачности Cb.

Не вдаваясь в подробности, отметим, что реальные облачные системы фронтов могут существенно отличаться от схем, приведенных на рисунках, что объясняется различием в свойствах воздушных масс и динамическими причинами.

Наиболее интенсивные восходящие движения воздуха связаны с конвекцией. Как мы уже указывали, конвекция может вызываться двумя причинами: термической и динамической.

Термическая конвекция развивается особенно интенсивно при неустойчивой стратификации атмосферы. Над сушей в теплое время года она возникает днем в результате неоднородного

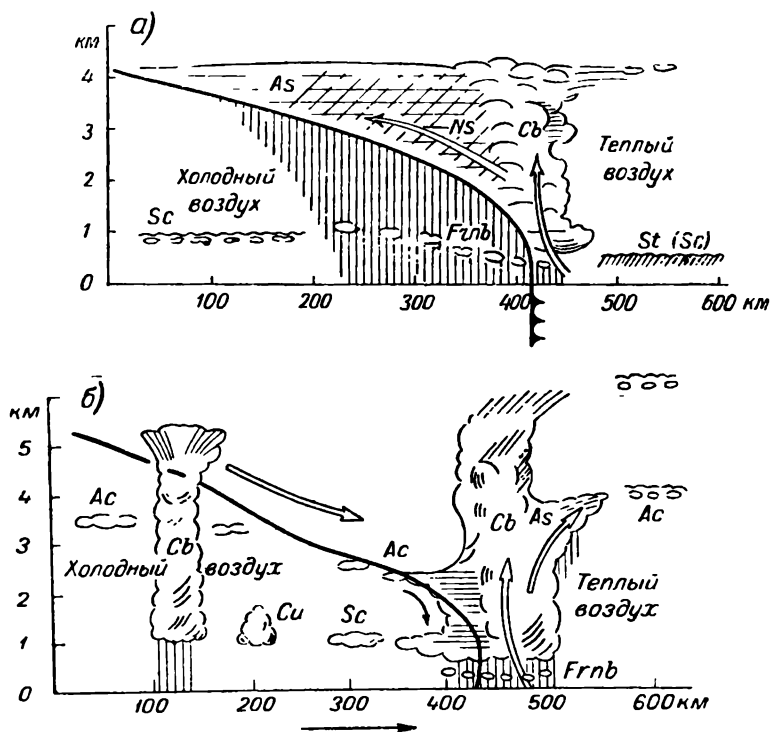


Рис. 117. Схема облачности холодных фронтов.

нагревания ее поверхности (лес и степь, пашни и луг и т. п.). Над морем она создается чаще всего ночью, когда поверхность воды становится теплее прилегающих к ней слоев воздуха. Нагретый объем воздуха может подниматься до тех пор, пока его температура не сравняется с окружающей средой. Большая неустойчивость приводит к мощным восходящим потокам с вертикальными скоростями до нескольких метров в секунду.

Динамической конвекцией принято называть вертикальное перемещение воздуха, происходящее перед клином холодного фронта, а также в зоне сходимости воздушных течений. В этих случаях на большом пространстве огромные массы воздуха поднимаются на высоту нескольких километров.

Скорость вертикальных токов в области развитой конвекции может быть весьма значительной; она изменяется в широких пределах (от нескольких *см/сек* до 10—20 *м/сек*). При возникновении такого рода вертикальных движений образуются кучевообразные (конвективные) облака в виде отдельных облачных масс, сильно развитых по вертикали при сравнительно небольшой горизонтальной протяженности. К числу их относятся такие формы облаков, как кучевые хорошей погоды (Cu), мощные кучевые (Cu cong), кучево-дождевые (Cb) и другие их разновидности.

Наконец, весьма обширную и разнообразную по видам группу облаков составляют так называемые волнистообразные облака. Эти облака имеют вид распространенного по горизонтали слоя, состоящего из барашков, валов, гряд и т. д.

Волнистообразные облака образуются во всех трех ярусах: верхнем (Cc), среднем (Ac) и нижнем (Sc); их вертикальная мощность обычно невелика (несколько десятков или сотен метров).

Долгое время считали, что все волнистые облака являются видимым проявлением гравитационных «волн Гельмгольца». Еще в конце прошлого столетия Гельмгольц показал, что если в атмосфере текут друг над другом с разной скоростью два потока воздуха (нижний более плотный и холодный и верхний теплый и более легкий), то на поверхности раздела таких слоев могут возникнуть волны. Если водяной пар, содержащийся в воздухе, близок к состоянию насыщения, то в гребнях волны, где имеет место восходящее движение, может происходить конденсация пара и образуются облака в виде длинных валов; в местах же, где имеют место нисходящие движения, остаются просветы, чистые от облаков. Если векторы скоростей этих двух потоков  $v_1$  и  $v_2$  направлены под некоторым углом друг к другу (рис. 118), то образующиеся волны будут простираются перпендикулярно к векторной разности  $\Delta v = v_1 - v_2$ .

Однако, как показали дальнейшие исследования, образование волнистых облаков может вызываться и другими процессами. Дело в том, что в случае образования гравитационных

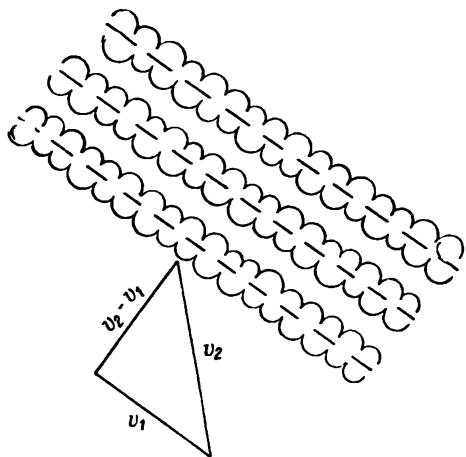


Рис. 118. Векторная разность скоростей движения двух атмосферных слоев и направление простираения облачных гряд.

волн в атмосфере, как показал Д. Л. Лайхтман, они в большинстве случаев являются неустойчивыми и разрушаются. Степень их устойчивости определяется разностью температур и скоростей рассматриваемых двух потоков; чем меньше разность температур, тем меньше и устойчивость образующейся волны. Так, например, при разности температур  $5,5^\circ$  между движущимися слоями все волны длиннее 100 м оказываются неустойчивыми. Волна разрушается и превращается в ряд вихрей.

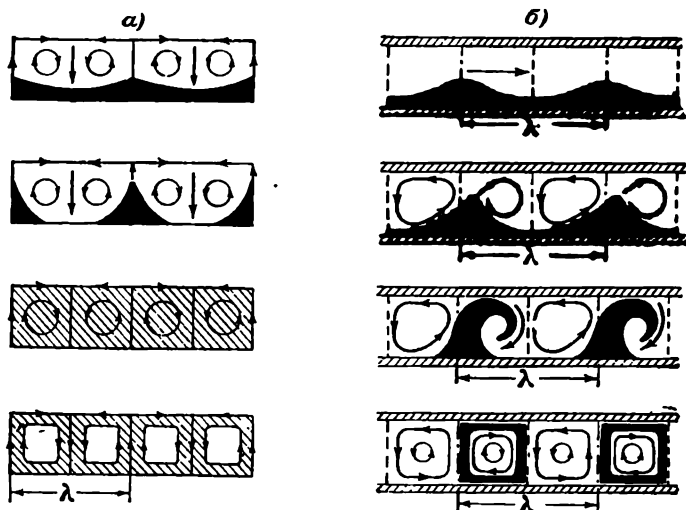


Рис. 119. Схема постепенного возникновения продольных ячеек (а), поперечных ячеек (б) в слое движущегося воздуха.

вращающихся попеременно в ту и другую стороны. Возникает совершенно иная форма движения, получившая наименование «ячейковой циркуляции» (рис. 119).

Теорию ячейковой циркуляции в атмосфере разрабатывали Релей, Джефрис, Н. С. Шишкин, Л. С. Гандин и др. Их исследования дают возможность определить условия, при которых происходит потеря устойчивости слоя, а также размеры образующихся ячеек.

Можно показать, что ячейковая циркуляция развивается в тех слоях атмосферы, в которых вертикальный градиент температуры превышает  $0,82^\circ/100$  м. При возникновении такой циркуляции в атмосфере, там, где воздух поднимается в ячейках, появляется облако, а в местах нисходящих течений — просветы. В результате образуются облака «ячейкового» строения (некоторые разновидности Sc, Ac и Cc).

Волнистые облака могут также возникать при обтекании воздушным потоком горных хребтов и различного рода других препятствий на земной поверхности. В этом случае над



горным хребтом и за ним образуется система волн, сохраняющих свое положение в пространстве. Теория таких волн дана А. А. Дороднициным.

Из сказанного видно, насколько разнообразные формы облаков могут возникать в атмосфере в зависимости от видов вертикальных движений и ряда других факторов. Различия в развитии процессов, приводящих к образованию облаков, в той или иной мере проявляются не только в разнообразии их внешних форм, но и в их микрофизическом строении. Отсюда понятна недостаточность только морфологической классификации облаков по их внешнему виду и высоте расположения, необходимо учитывать также и генетические особенности. В некоторой мере это принято во внимание в современной международной классификации, хотя применительно к задачам наблюдений на станциях основными остаются морфологические признаки.

Подробные данные по классификации облачности приведены в изданном Главным управлением гидрометеорологической службы СССР Атласе облаков (1957 г.), из которого в конце книги приводится сводная таблица (см. приложение). Этот атлас, принятый в СССР, в некоторых деталях отличается от Международного атласа облаков, опубликованного в 1956 г. Всемирной метеорологической организацией, однако принцип классификации в них одинаков.

Климатологическая обработка наблюдений дает весьма сложную картину географического распределения облачности. В общих чертах экваториальная зона характеризуется значительной облачностью в течение всего года; в тропических зонах (20—35° ш.) облачность наименьшая, причем основной минимум наблюдается над континентами этой зоны, где расположены области пустынь; от субтропиков к полюсам облачность в общем возрастает до широты 65—70° (или 75°); в близких к полюсам областях облачность несколько уменьшается, оставаясь, однако, значительной. Таким образом, зоны распределения облачности в общем согласуются с распределением относительной влажности.

Среднюю годовую облачность для всей Земли можно оценить в 5,4 балла, причем над сушей это значение несколько меньше (4,8 балла), а над океанами больше (5,8 балла). Самыми облачными местами в северном полушарии являются северные части Атлантического и Тихого океанов и моря Ледовитого океана; здесь средняя облачность превышает 8 баллов. Самые малооблачные области, как уже сказано,—пустыни субтропического пояса, лежащие в зоне высокого давления. В СССР наибольшим числом безоблачных дней отличается среднеазиатская территория, где в среднем облачность равна 1—2 баллам.

Географическое распределение форм облаков в деталях изучено недостаточно. В общих чертах можно сказать следующее. В экваториальной зоне по условиям конвекции господствует облачность вертикального развития — мощные *Cu* и *Cb*. В умеренных широтах над материками летом также преобладают конвективные облака, зимой — слоистые формы. В высоких широтах наблюдаются почти исключительно слоистые формы облаков.

Годовой ход облачности наиболее выражен в умеренных широтах, но он весьма различен в разных географических районах. Так, над Европейской территорией СССР наибольшая облачность и наибольшее число пасмурных дней обычно имеют место осенью и зимой; над Сибирью и Якутией зимой и в начале весны в связи с развитием здесь в это время барического максимума отмечается минимум облачности.

Суточный ход наиболее отчетливо выражен для облаков нижнего и среднего ярусов. Слоистые формы *St*, *Sc* и отчасти *As* чаще всего образуются в ночное время или к утру, днем они рассеиваются. *Cu* обычно развиваются днем и разрушаются к вечеру. Поэтому над континентами летом, когда преобладающей облачностью является конвективная, наибольшее ее развитие наблюдается в дневное время (максимум облачности в послеполуденные часы).

Для холодного времени года типична слоистая облачность, максимум ее количества отмечается в утренние часы. Возможно, однако, образование двух максимумов количества облаков в течение суток: одного утром и второго в послеполуденные часы. Суточный ход такого типа чаще всего можно встретить весной, когда утром относительная влажность еще высока и наблюдаются радиационные слоистые облака, а днем уже развивается конвективная облачность.

Над океанами суточный ход облачности имеет обратный характер — конвективные облака чаще развиваются в ночное время, когда водная поверхность теплее воздуха.

На развитие и суточный ход облачности большое влияние оказывают местные особенности. Например, в горных районах в летнее время днем развиваются особенно мощные конвективные облака, утро бывает ясным, безоблачным; в береговых зонах, наоборот, днем количество облачности уменьшено.

## **§ 9. Высота нижней границы облаков и их вертикальная протяженность**

Высота нижней границы облаков, а также их толщина (вертикальная протяженность) весьма непостоянны и изменяются в пространстве и времени даже для одной и той же формы облаков.

На основании большого числа измерений, проведенных как при полетах на самолетах, так и с помощью других аэрологических методов (шаров-пилотов, радиозондов и др.), определены средние значения высоты и толщины основных форм облаков в различных географических пунктах. Наиболее характерные значения этих величин для умеренных широт приведены в сводной таблице классификации облаков (см. приложение).

В отношении закономерности географического изменения высоты расположения облаков заметим, что высота основания почти всех форм облаков повышается от высоких широт к экваториальным. Высота облаков нижнего и среднего ярусов подвержена годовым колебаниям: летом облака преимущественно расположены выше, чем зимой.

В теплый период года хорошо выражены также суточные изменения высот облаков: днем высоты больше, чем ночью. В отдельных случаях высота облаков может значительно отличаться от средних значений, изменяясь иногда в течение коротких промежутков времени. Обычно необходимо знать высоту основания облаков в каждом конкретном случае. При отсутствии непосредственных измерений для облаков нижнего яруса прибегают к расчетным методам.

Простейшие расчетные формулы получены в предположении, что основание облака совпадает с уровнем конденсации в адиабатически поднимающемся из приземного слоя влажном воздухе. При этих условиях выведена приведенная уже в гл. 6 § 9 формула Ферреля

$$Z_k = 121 (T_1 - \tau_1).$$

Высоты, вычисленные по этой формуле, обычно плохо согласуются с данными наблюдений. Сделан ряд попыток уточнить формулу на основании результатов аэрологических наблюдений. Предложенные эмпирические формулы для высот облаков  $H_{об}$  имеют такой же вид, как формула Ферреля, отличаясь от нее только значением коэффициента

$$H_{об} = a(T - \tau), \quad (27)$$

или же выражают  $H_{об}$  в зависимости от относительной влажности

$$H_{об} = A(B - \lg f) \quad (28)$$

(формула Д. Л. Лайхтмана и др.) и

$$H_{об} = C(100 - f) \quad (29)$$

(формула А. Н. Ипполитова и др.).

Как показала Е. С. Селезнева, эти формулы непосредственно преобразуются одна в другую, если выразить разность

( $T - \tau$ ) через  $f$  (см. гл. 6). Тогда при условии адиабатического подъема воздуха можно написать (при начальной  $T = 273^\circ$ )

$$H_{\text{об}} = 123(T - \tau) = 3874(2 - \lg f) \approx 17(100 - f). \quad (30)$$

Однако адиабатические условия подъема воздуха обычно нарушаются вследствие тепло- и влагообмена между поднимающейся частицей и средой. Поэтому формула (30) может быть применена с некоторым приближением только для конвективных облаков, образованных вследствие подъема значительных масс воздуха. Для облаков нижнего яруса слоистого типа ( $St$ ,  $Frst$ ,  $Frnb$ , низкие  $Sc$ ), возникающих в результате турбулентного переноса водяного пара из приземного слоя вверх, коэффициенты в формуле (30) имеют другие значения. По Е. С. Селезневой, они зависят от температуры воздуха на начальном уровне и от равновесного градиента температуры. Так, для средних условий холодного полугодия

$$H_{St} = 215(T - \tau).$$

Более строгое решение задачи с учетом турбулентного обмена дал М. Е. Швец. Он получил формулу вида (29) и показал, что коэффициент  $C$  зависит не только от  $\gamma_p$ , но и от  $\gamma_{cp}$ , а также от градиента удельной влажности  $\beta$  в подоблачном слое. При отсутствии указанных данных ( $\gamma_{cp}$  и  $\beta$ ) коэффициент  $C$  остается эмпирическим.

Следует отметить, что облако (как и приземный туман) становится видимым после того, как сконденсируется некоторое количество влаги (будет достигнуто определенное значение водности). Это требует понижения температуры воздуха ниже точки росы на добавочную величину  $\Delta\tau$ , что соответствует подъему выше уровня конденсации. С учетом этого фактора формулы для  $H_{\text{об}}$  принимают вид

$$H_{\text{об}} = a[(T - \tau) + \Delta\tau],$$

или

$$H_{\text{об}} = C[100 + \Delta f - f].$$

В соответствии с этим И. И. Честная уточнила формулу Ипполитова, записав ее следующим образом:

$$H_{\text{об}} = 22(107 - f). \quad (31)$$

Селезнева дала для  $St$  аналогичное соотношение

$$H_{St} = 25(102 - f) = 5400(2,015 - \lg f). \quad (32)$$

Что касается вертикальной мощности облаков, то она для разных форм изменяется в очень широких пределах: от 50—100 м

до нескольких километров. Наиболее тонкими являются разорванные облака (Frst и Fgcu), представляющие собой обычно остатки какого-нибудь слоя облаков (St или Sc). Из основных форм наименьшую толщину имеют волнистые облака среднего и верхнего ярусов As и Cs, наибольшую — Ns и облака вертикального развития — мощные Cu и Cb, имеющие мощность до нескольких километров. Вертикальная протяженность облаков верхнего яруса также довольно значительно колеблется. Наиболее вероятная толщина Ci и Cs (по А. М. Баринову) составляет 1—2 км. Иногда перистые облака представляют собой как бы зону полос выпадающих кристаллов; в таких случаях облака имеют значительную вертикальную протяженность, достигающую 3—4 км и даже более.

Значительную вертикальную протяженность (до 7—10 км) имеют облачные системы, развивающиеся на фронтах. В большинстве случаев пределом для верхней границы облаков является тропопауза. Однако с развитием высотной авиации обнаружено значительное число случаев, когда Ci захватывают слои и тропопаузы и нижней стратосферы.

## Глава 20

### ОСАДКИ

Атмосферными осадками, или просто осадками, называют все виды воды в ее жидком и твердом состоянии, которые получает земная поверхность из атмосферы.

Количество осадков обычно измеряют толщиной (выраженной в миллиметрах или сантиметрах) того слоя воды, который они образовали бы на поверхности земли при отсутствии просачивания, стока и испарения.

Важной характеристикой осадков является продолжительность их выпадения и интенсивность, т. е. количество осадков (в миллиметрах слоя воды), выпавших за единицу времени (за минуту или час).

При наблюдениях над осадками на метеорологических станциях уделяется также большое внимание внешнему виду выпадающих частиц, при этом прежде всего выделяются так называемые твердые и жидкие осадки.

Основную массу осадков составляет вода, выпадающая из облаков в виде дождя и снега. Значительно меньшая часть осадков образуется в результате непосредственной конденсации и сублимации водяного пара на земной поверхности из соприкасающегося с нею слоя воздуха — такие осадки называют наземными. В настоящей главе рассмотрим виды осадков и условия их образования.

## § 1. Наземные осадки и условия их образования

К наземным видам осадков относятся те, которые образуются на земной поверхности и на различных предметах вследствие:

а) непосредственной конденсации или сублимации водяного пара,

б) осаждения капель воды, содержащихся в набегающем на них потоке воздуха.

Рассмотрим кратко виды наземных осадков.

Роса и иней □. <sup>1</sup> Росой называются жидкие осадки в виде мелких капель воды, образующихся ночью, а иногда и с вечера, обычно на открытых поверхностях почвы, листьях растений, крышах зданий и т. д.

Роса образуется в результате конденсации водяного пара, происходящей при соприкосновении влажного воздуха с более холодной поверхностью. Если температура последней ниже 0°, то образуется иней □, который представляет собой белый ледяной осадок кристаллического строения.

Условиями погоды, благоприятными для образования росы или инея, являются ясные и сравнительно тихие ночи, когда в суточном ходе температуры особенно сильно сказывается ночное радиационное выхолаживание почвы и растений. Слабый ветер способствует образованию обильной росы, а сильный ветер, сопровождающийся интенсивным перемешиванием нижних охлажденных слоев воздуха с верхними более теплыми, выравнивает их температуру и тем самым препятствует выделению росы.

Почва и предметы с плохой теплопроводностью охлаждаются ночью сильнее, поэтому роса и иней осаждаются особенно интенсивно на разрыхленной почве, крышах домов и т. д.

Количество выпавшей росы, естественно, зависит от влажности воздуха, с увеличением которой оно также увеличивается; однако при очень большой влажности уменьшается эффективное излучение и возрастает количество теплоты, выделяющейся при конденсации. С количественной стороны вопрос об образовании росы решается аналогично задаче о ночном понижении температуры и образовании туманов.

На основании теоретических соображений, как показал М. Е. Берлянд, можно сделать вывод о том, что в образовании росы принимает участие слой воздуха, имеющий толщину 200—300 м, а иногда и больше. Это не соответствует широко распространенному мнению, что роса образуется только из влаги, заключенной в нижнем тонком (несколько метров) слое воздуха. Теория позволяет рассчитать количество росы, выпавшей за некоторое время в зависимости от определяющих скорость выпа-

<sup>1</sup> Значками указаны условные обозначения вида осадков, принятые для записи при метеорологических наблюдениях.

дения росы параметров: влажности воздуха, скорости ветра, увлажненности почвы и др.

В среднем можно считать, что в умеренных широтах роса дает слой осадков около 0,1—0,3 мм за ночь и 10—50 мм в течение года. Роса бывает осенью и весной обильнее, чем летом, так как летом реже имеет место охлаждение ниже точки росы. При образовании обильной росы за счет выделения теплоты конденсации уменьшается ночное понижение температуры воздуха, поэтому при сильной росе снижается вероятность заморозка и образования радиационного тумана.

Жидкий  $\Delta$  и твердый налет  $\square$ . Жидким налетом называют осадки в виде капель воды, а иногда и сплошной водяной пленки, образующиеся главным образом на наветренной части предметов, охлажденных до температуры, значительно более низкой, чем температура окружающего воздуха. В зимнее время при температуре поверхностей ниже 0° эти осадки образуются в виде белых полупрозрачных кристаллов льда; их называют твердым налетом.

В отличие от росы и инея, жидкий и твердый налет появляется главным образом на вертикальных поверхностях, стенах домов и камнях. Образуется этот вид осадков обычно в пасмурную погоду, когда после продолжительного периода холодной погоды наступает резкое потепление. Осаждаться он может в любую часть суток. Толщина слоя твердого налета обычно не превышает нескольких миллиметров.

Изморозь  $\vee$ ,  $\vee$ . Изморозью называют белый рыхлый похожий на снег осадок, образующийся на ветвях деревьев и кустарниках, телеграфных столбах и проводах, выступах и углах зданий. Она часто осаждается в виде свисающей бахромы из ледяных игл самой причудливой формы. При небольшом сотрясении они легко осыпаются. Иногда, смерзаясь и оледеневая, изморозь превращается в слой рыхлого непрозрачного льда.

Изморозь отличается от инея тем, что наблюдается в любую часть суток, иногда при облачном небе, чаще всего в холодную туманную погоду или при сильном морозе, когда в воздухе плавают ледяные кристаллы. От твердого налета изморозь отличается по внешнему виду своим нежным и рыхлым строением.

Образуется изморозь либо при намерзании на предмет мельчайших переохлажденных капелек тумана, которые при соприкосновении с предметом быстро замерзают, не растекаясь по его поверхности, и при этом слой изморози состоит из слабо различимых ледяных зерен (зернистая изморозь  $\vee$ ), либо путем непосредственной сублимации водяного пара, тогда она имеет вид слоя мелких кристалликов льда (кристаллическая изморозь  $\vee$ ). Сублимационная изморозь, в отличие от зернистой, образуется при загибе или слабом ветре и не дает таких мощных

отложений, как зернистая; толщина слоя сублимационного отложения обычно не более 1 см, в то время как слой зернистой изморози может в исключительных случаях достигать 1 м.

**Гололед** ∩. Гололедом называют слой плотного льда, иногда прозрачного, иногда мутного, появляющегося на горизонтальных и вертикальных поверхностях преимущественно с наветренной стороны. На тонких предметах, проводах и ветвях деревьев гололед может отлагаться со всех сторон.

Гололед образуется главным образом в результате замерзания оседающих на поверхности крупных переохлажденных капель. Он отличается от твердого налета большой интенсивностью и тем, что образует сплошной плотный слой льда. При его образовании переохлажденные капли, прежде чем замерзнуть, успевают растечься по поверхности и слиться в пленку. Образовавшимся стекловидным слоем льда покрываются мостовые, дороги, стены зданий, провода и т. д.

Гололед наблюдается обычно в конце и начале зимы при слабых морозах (до  $-3$ ,  $-5^{\circ}$ ). Толщина слоя гололеда может достигать нескольких сантиметров. Гололед и изморозь вызывают нередко большие разрушения: в результате обледенения валяются деревья, ломаются телеграфные столбы и обрываются провода, разрушаются линии электропередач.

## § 2. Характеристика и классификация осадков, выпадающих из облаков

Осадки, выпадающие на земную поверхность из облаков, прежде всего можно подразделить на твердые, жидкие и смешанные.

К твердым осадкам относятся следующие основные их формы.

**Снег** ✕ — осадки, выпадающие в виде ледяных и снежных кристаллов самой разнообразной формы, чаще всего в виде звездочек, нередко соединившихся в хлопья большого размера. Крупные снежинки достигают в поперечнике 10 мм, а крупные хлопья могут иметь размеры до 8—10 см.

**Снежная крупа** ✕, представляющая собой довольно мягкие непрозрачные крупинки сферической формы белого или матового цвета диаметром до 2—5 мм.

**Снежные зерна** △, отличающиеся от крупы меньшими размерами, их диаметр составляет 1 мм.

**Ледяная крупа** △ — твердые частицы (крупинки) размером 2—5 мм, с поверхности прозрачные, в центре имеющие непрозрачное белое ядро.

**Град** ▲ — кусочки льда разнообразной формы и размера. Градины по размерам, как правило, значительно больше ледяной крупы, их диаметр составляет от 2—3 мм до нескольких сантиметров.



*Ледяной дождь*  $\Delta$ , представляющий собой мелкие твердые, совершенно прозрачные сферические частички диаметром 1—3 мм.

*Ледяные иглы*  $\leftrightarrow$  — мельчайшие ледяные кристаллы, не имеющие ветвистого строения. В морозные дни они видны как сверкающие на солнце блески.

К жидким осадкам относятся следующие формы.

*Дождь*  $\bullet$  — осадки в виде капель воды разного размера (от 0,5 до 7 мм в диаметре).

*Морось*  $\circ$  — осадки, состоящие из настолько мелких капель дождя (диаметр  $< 0,5$  мм), что их падение почти незаметно и они кажутся взвешенными в воздухе.

Наконец, нередко выпадают осадки смешанного характера, состоящие из смеси одновременно выпадающих твердых осадков и дождя, например ледяная крупа и дождь, а также так называемый мокрый снег  $\times$  — осадки, состоящие из тающего снега или смеси снега с дождем.

В зависимости от физических условий образования, продолжительности и интенсивности выпадения осадки принято разделять на три типа:

1) *обложные*, выпадающие из системы фронтальных облаков Ns и As. Это осадки средней интенсивности, но продолжительного характера; они охватывают одновременно значительную площадь; выпадают в виде капель дождя среднего размера или снега;

2) *ливневые*, выпадающие обычно из Cb. Они часто отличаются большой интенсивностью. Начинаются они внезапно и длятся недолго, но нередко возобновляются повторно, охватывая обычно небольшую площадь. При ливневых осадках капли дождя крупнее, чем при обложных. В твердом виде — это крупные хлопья снега, снежная крупа, а иногда и град. Их выпадение часто сопровождается грозами и шквалами;

3) *моросящие*, выпадающие из St или Sc. Они состоят из наиболее мелких дождевых капель, мельчайших снежинок или ледяных игл. Интенсивность этих осадков очень мала. Образуются они главным образом внутри однородных устойчивых воздушных масс.

### § 3. Размер частиц осадков и скорость их падения

Результаты наблюдений показывают, что радиус дождевых капель может изменяться в очень широких пределах, примерно от 0,1 до 3,5 мм. Радиус падающих капель не бывает больше 3,5 мм, так как при больших размерах возрастает скорость падения капель, вследствие чего они деформируются и разбрызгиваются. При указанных размерах капель их масса изменяется примерно от  $5 \cdot 10^{-6}$  до  $1,5 \cdot 10^{-1}$  г.

Что касается линейных размеров частиц твердых осадков, то они чрезвычайно разнообразны, особенно для снежинок и снежных хлопьев, а также градин. Так, снежные хлопья могут достигать 15—20 см в диаметре, а сферические градины 10—15 см.

Для характеристики размера осадков, выпадающих в твердом виде, из-за существенного отличия их внешней формы от сферической (например, у снежинок) обычно приводят массу отдельных частиц. Наблюдения показывают, что мелкие кристаллы и снежинки имеют массу порядка  $10^{-6}$  г, т. е. такую же, как и мелкие капли дождя. Снежные хлопья могут достигать по массе 0,4—0,6 г, крупные градины — иногда нескольких граммов, а в исключительных случаях вес градин составляет несколько сотен граммов.

Для описания распределения дождевых капель по размерам, а снежинок по массе пользуются так же, как и для описания распределения облачных капель, эмпирическими формулами распределения различного вида, например формулой, аналогичной формуле Хргиана—Мазина.

$$f(r) = B r e^{-\beta r}, \quad (1)$$

где  $B$ ,  $\beta$  и  $\alpha$  — эмпирические коэффициенты.

Частицы осадков, так же как и облачные частицы, в зависимости от их массы и формы падают в воздухе с различной скоростью. Если их падение происходит во встречном потоке восходящего воздуха, то их скорость падения по отношению к земной поверхности будет равна разности скорости их падения в неподвижном воздухе  $v$  и скорости встречного вертикального движения воздуха  $w$ .

Вопрос о скорости падения  $v$  сферических капель воды малого радиуса  $r$ , для которых применима формула Стокса, рассмотрен нами в § 8 гл. 2. Скорость падения таких капель приближенно определяется формулой

$$v \doteq 1,26 \cdot 10^6 r \text{ см/сек.} \quad (2)$$

Но, как показывают опыты, эта формула справедлива лишь для малых облачных капель (радиусом меньше 50  $\mu$ ). Для более крупных капель и частиц осадков она оправдывается плохо. Установлено, что их падение происходит с меньшей скоростью. Например, при  $r=100 \mu$  скорость  $v$  по формуле Стокса равна 126 см/сек, а по опытным данным она составляет только 78 см/сек.

На рис. 120 приведены две кривые: 1 — по результатам вычислений и 2 — по опытным данным. Как видно из сравнения кривых, заметное расхождение имеется уже начиная с  $r$  порядка 50  $\mu$ . Отмеченное расхождение возникает вследствие того, что в формуле Стокса недостаточно точно учтено сопротивление воз-

духа падающей капли. Эту формулу можно уточнить, взяв более правильное выражение для силы сопротивления

$$F = C_D \pi r^2 \frac{\rho_B v^2}{2}. \quad (3)$$

Здесь  $C_D$  — коэффициент сопротивления, зависящий от числа Рейнольдса, что найдено из опытов в аэродинамических трубах.

С учетом формулы (2)

К. С. Шифрин получил для  $v$  следующую зависимость

$$v = \frac{12}{2\rho_B r} \Phi(x), \quad (4)$$

где  $\Phi(x)$  — функция от параметра

$$x = \alpha r^3 = \frac{4}{9} \frac{\rho_B \rho_K g}{\eta} r^3. \quad (5)$$

Здесь  $\rho_B$  и  $\rho_K$  — плотность воздуха и падающей сферической частицы,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\eta$  — коэффициент внутреннего трения.

Из формулы (4) при  $x \ll 1$  получается формула Стокса, а

для больших  $x$  — формула, предложенная Л. Крыстановым,

$$v = a \sqrt{r}, \quad (6)$$

где  $a = (1,5-2) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ .

Последняя формула справедлива для  $r > 500 \text{ м}$ .

В табл. 64 приведены экспериментально найденные значения установившейся скорости падения капель воды в воздухе при  $p = 1000 \text{ мм}$  и  $t = 20^\circ$ .

Таблица 64

Скорость падения облачных и дождевых капель

$r \text{ мм} \dots$	0,02	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
$v \text{ см/сек} \dots$	5	27	72	162	403	649	806	883	909	918

Из изложенного видно, что мелкие облачные капли радиусом меньше  $20 \text{ м}$  уже при скорости восходящего потока воздуха  $w > 5 \text{ см/сек}$  не падают, а уносятся вверх. Для выпадения капель необходимо, чтобы скорость  $w$  была меньше  $v$ . Иногда в облаках встречаются скорости  $w$ , измеряемые несколькими  $\text{м/сек}$ ; в этих случаях даже самые большие капли ( $r = 3-3,5 \text{ мм}$ )

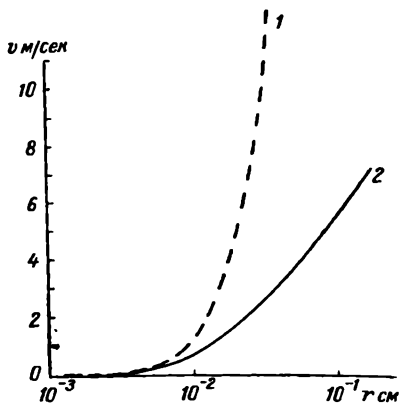


Рис. 120. Скорость падения капель по формуле Стокса (1), по опытным данным (2).

падать не смогут, а еще более крупные ( $r > 3,5$  мм) при  $w \approx 9$  м/сек деформируются и разбрызгиваются.

Вопрос о скорости падения твердых частиц осадков значительно сложнее. Если эти частицы имеют сферическую форму, то их скорость падения может быть рассчитана так же, как и скорость падения капель воды, причем только нужно учесть, что их плотность  $\rho < 1$ . Для таких частиц, как кристаллы льда и снежинки, а также для сложных агрегатов последних, скорость падения рассчитать трудно, так как при падении они непрерывно изменяют свое положение, стремясь принять такое, при котором они будут встречать наибольшее сопротивление со стороны воздуха. Наблюдения показывают, что снежные кристаллы, имеющие форму пластин или звездочек, при той же массе, что и капли, падают с меньшей скоростью, чем капли. Так, ледяные иглы ( $l \approx 1$  мм) имеют скорость примерно 0,5 м/сек, обзерненные кристаллы ( $r \approx 2$  мм) — около 1 м/сек. Частицы крупы и особенно града с массой, значительно большей, чем масса самых крупных капель дождя, падают с очень большой скоростью. Например, крупа с  $r > 1$  мм имеет скорость около 2 м/сек; градина с  $r = 0,6$  см падает со скоростью около 10 м/сек, а с  $r = 2,5$  см — со скоростью порядка 25 м/сек; более крупные градины падают с еще большей скоростью.

#### § 4. Испарение дождевых капель

Капли дождя, а также другие частицы осадков, выпадая из облаков, попадают в слои воздуха с относительной влажностью, обычно меньшей 100%. Здесь с поверхности падающих частиц происходит испарение и иногда они испаряются полностью, не достигнув земной поверхности, образуя так называемые *полосы падения* (*virga*).

Рассмотрим процесс испарения капель, так как он играет значительную роль при образовании дождя на земную поверхность.

Допустим, что капля воды радиусом  $r_k$  находится в среде, концентрация пара в которой на некотором расстоянии от центра капли  $r \gg r_k$  составляет  $a_\infty$ . Если концентрация пара у поверхности капли  $a_k > a_\infty$ , то со всей ее поверхности ( $4\pi r_k^2$ ) в окружающее пространство будет распространяться поток водяного пара

$$W = -4\pi r_k^2 D \frac{da}{dr}, \quad (7)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии водяного пара,  $\frac{da}{dr}$  — градиент концентрации водяного пара.

Этот общий поток пара проходит через каждую сферу, окружающую каплю, поэтому можно считать, что  $W(r) = \text{const}$ .

Разделим переменные и проинтегрируем выражение (7) от  $r_k$  до  $r$  и от  $a_k$  до  $a_b$ . Очевидно,

$$a_k - a_b = \frac{W}{4\pi D} \left( \frac{1}{r_k} - \frac{1}{r} \right). \quad (8)$$

Учитывая, что  $r \gg r_k$ , приближенно имеем

$$W = 4\pi D (a_k - a_b) r_k. \quad (9)$$

Так как масса капли равна  $m = \frac{4}{3} \pi r_k^3 \rho_k$ , где  $\rho_k$  — ее плотность,

то

$$\frac{dm}{dt} = -W = 4\pi r_k^2 \rho_k \frac{dr_k}{dt},$$

откуда изменение радиуса капли во времени, учитывая (9), будет

$$\frac{dr_k}{dt} = -\frac{W}{4\pi r_k^2 \rho_k} = -\frac{D}{\rho_k} \frac{(a_k - a_b)}{r_k}. \quad (10)$$

Из этого выражения видно, что *скорость изменения размера капли при ее испарении обратно пропорциональна ее радиусу*, т. е. чем крупнее капля, тем медленнее при той же разности ( $a_k - a_b$ ) происходит уменьшение ее радиуса.

Определим время, необходимое для того, чтобы радиус капли, первоначально равный  $r_1$ , уменьшился до  $r_2$ . Ограничимся упрощенным выводом, полагая, что упругость насыщенного пара над каплей не зависит от кривизны ее поверхности, т. е. будем считать  $a_k - a_b$  постоянным. Тогда из (10), разделяя переменные и интегрируя по времени от нуля до  $t$  и по  $r$  от  $r_1$  до  $r_2$ , найдем

$$r_1^2 - r_2^2 = \frac{2D}{\rho_k} (a_k - a_b) t, \quad (11)$$

а отсюда

$$t = \frac{\rho_k}{2D} \frac{r_1^2 - r_2^2}{(a_k - a_b)}. \quad (12)$$

Переходя от объемной концентрации водяного пара  $a$  г/см<sup>3</sup> к его упругости  $e$  ммб, для чего используем соотношение  $a = \frac{e}{R_n T}$ , получим

$$t_{r_1 \rightarrow r_2} = c_{\text{исп}} \frac{T}{T_0} \frac{r_1^2 - r_2^2}{E_k - e_b}. \quad (13)$$

При  $\rho_k = 1$  г/см<sup>3</sup>,  $R_n = 4,60 \cdot 10^6$  эрг/г·град,  $D = 0,22$  см<sup>2</sup>/сек и  $T_0 = 273^\circ$

$$c_{\text{исп}} = \frac{\rho_k R_n T_0}{2D} = 2,85 \cdot 10^6 \text{ ммб} \cdot \text{сек/см}^2.$$

По экспериментальным данным Н. Фреслинга, Е. Г. Зак, Б. В. Кирюхина, Н. П. Тверской и др.  $c_{\text{исп}} = 3 \cdot 10^6$ , что согласуется с приведенным выше значением  $c_{\text{исп}}$ .

Рассматривая вопрос об испарении капель, следует отметить еще одно существенное обстоятельство. Затрата тепла на испарение вызывает понижение температуры капли. Разность температур между каплей и окружающим воздухом в свою очередь создает поток тепла, направленный к поверхности капли.

В стационарном состоянии теплота, расходуемая на испарение капли  $WL$ , компенсируется приходом тепла  $Q$  от воздуха, т. е.

$$WL = -Q = +\lambda \frac{\partial T}{\partial r},$$

где  $L$  — теплота испарения,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности и  $\frac{\partial T}{\partial r}$  — градиент температуры между каплей и воздухом.

Пользуясь тем же методом, что и при определении потока водяного пара, получим

$$4\pi DL(a_k - a_v)r = -4\pi\lambda(T_k - T_v)r, \quad (14)$$

откуда

$$T_k = T_v - \frac{DL}{\lambda}(a_k - a_v),$$

где  $a_k$  — должно соответствовать температуре капли.

Приближенно можно считать, что температура капли равна температуре смоченного термометра в психрометре. С учетом температуры капли (по Мейсону) выражение (10) приобретает более сложный вид

$$r_1 \frac{dr_k}{dt} = \frac{a_k - a_v}{\frac{AL^2}{\lambda T^2} + \frac{T}{a_k D}}. \quad (15)$$

В приведенных рассуждениях мы принимали каплю неподвижной по отношению к окружающему воздуху. В действительности при падении капель в атмосфере происходит их обтекание воздушными потоками. Это вызывает необходимость введения в формулу (15) поправочного множителя  $f = 1 + F$ , где  $F$  является сложной функцией размера капли и скорости ее падения. Тогда формула (13) принимает вид

$$t_{r_1 \rightarrow r_2} = c_{\text{исп}} \frac{T}{T_0} \frac{r_1^2 - r_2^2}{[E_k - e_v][1 + F]}. \quad (16)$$

Найдено, что  $F = k\sqrt{\text{Re}}$ ,  $k$  — некоторая постоянная  $\approx 0,22$ ,  $\text{Re} = \frac{2\nu r_k r}{\eta}$  — число Рейнольдса.

Теоретический вывод выражения для множителя  $f$ , сделанный Л. Е. Лейбеноном, и экспериментальная его проверка, проведенная Н. П. Тверской и др., показывают, что для мелких капель, падающих очень медленно (радиус которых меньше  $100 \mu$ ), практически эту поправку можно не принимать во внимание; для более же крупных (дождевых) капель она играет большую роль и, например, при  $r = 1000 \mu = 10^{-1} \text{ см}$  значение  $F$  составляет величину около 5, ускоряя испарение в несколько раз.

По приведенным формулам можно найти время, необходимое для полного испарения капли, когда ее радиус становится равным нулю.

В качестве примера в табл. 65 приведены значения времени  $t$  полного испарения капель разных размеров при  $f=90\%$  и  $t=5^\circ$ , рассчитанные по формуле (16).

Таблица 65

Время полного испарения капель				
$r_1 \mu$ . . . . .	1	10	100	1000
$t$ . . . . .	0,05 сек.	5,3 сек.	6,1 мин.	2,9 час.

Отсюда видно, что время, необходимое для испарения мелких капель, очень мало и они испарятся за немногие секунды. Капли, более крупные ( $r > 100 \mu$ ), испаряются медленно, поэтому они смогут проходить значительные расстояния и достигать земной поверхности.

Оценим расстояние, которое может пройти до полного испарения падающая капля, имеющая начальный радиус  $r_1$ . Если скорость падения капли относительно воздуха  $v$ , то за время  $dt$  она пройдет путь  $dz = v dt$ .

Из выражения (10), написанного с учетом поправки на обтекание воздушным потоком, имеем

$$dt = - \frac{\rho_k}{D} \frac{r dr}{[a_k - a_b][1 + F]}. \quad (17)$$

Подставляя значение  $dt$  в предыдущее выражение для пути, получим

$$dz = - \frac{\rho_k}{D} \frac{r dr}{[a_k - a_b][1 + F]} v \quad (18)$$

(знак минус потому, что ось  $z$  и скорость  $v$  имеют разное направление).

Однако использование этого выражения для определения пути  $z$ , который пройдет капля до ее полного испарения, осложняется тем, что, помимо изменения температуры и влажности на пути падения капли, скорость ее падения  $v$  не остается неизменной, причем изменяется также и значение множителя  $F$ . Для

примерной оценки  $z$  принимают среднее значение входящих в формулу величин. Из такой оценки следует, что даже при сравнительно большой влажности (90%) при отсутствии вертикальных движений воздуха расстояние порядка километра ( $10^5$  см) могут пройти только достаточно большие капли ( $r > 200 \mu$ ).

На рис. 121 приведены кривые, дающие высоту, с которой должны выпасть капли для их испарения до размера  $r = 100 \mu$ ; расчеты произведены для разных средних значений относительной влажности и температуры.

Если в атмосфере имеют место восходящие течения со скоростью  $w$ , то падение капель замедляется, а при  $v < w$  капли будут подниматься. При этих условиях путь, проходимый каплей относительно поверхности земли, составит

$$dz = (v - w) \cdot dt. \quad (19)$$

Соответственно уравнение (19) примет вид

$$dz = - \frac{p_k}{D} \frac{r dr}{(a_k - a_v)} (v - w). \quad (20)$$

Расчеты по этой формуле показывают, что при  $w = 1$  м/сек,  $T = 288^\circ \text{K}$  ( $t = 5^\circ$ ) и  $f = 90\%$  капля радиусом  $r = 200 \mu$  полностью испарится на пути  $z_1 = 500$  м. При  $w = 1$  м/сек путь более 1 км могут проходить капли с  $r > 500 \mu$ .

## § 5. Рост капель в облаках

Для образования осадков необходимо, чтобы облачные частицы выросли и укрупнились до таких размеров, при которых они смогут выпадать из облака. Далее необходимо, чтобы скорость их падения была больше, чем скорость восходящих движений воздуха, и чтобы они могли пройти, не испарившись, весь путь от облака до поверхности земли.

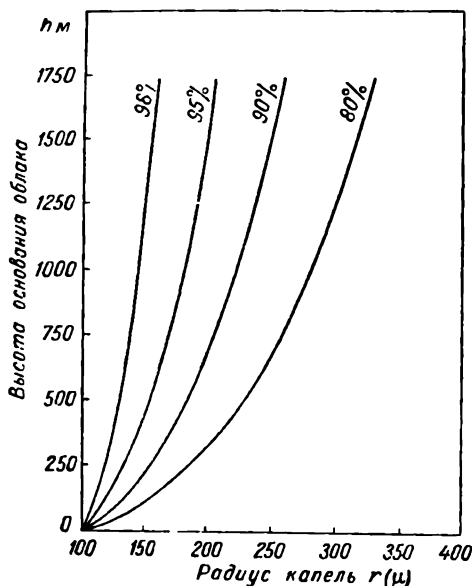


Рис. 121. Испарение капель, выпавших из облака при разных значениях относительной влажности (по Мейсону).



Основными процессами, определяющими рост и укрупнение частиц в облаках, являются коагуляция (слияние) их и конденсация или сублимация на них водяного пара. Следовательно,

$$\frac{dm}{dt} = \left(\frac{dm}{dt}\right)_{\text{конд}} + \left(\frac{dm}{dt}\right)_{\text{коаг}}. \quad (21)$$

**Конденсационный рост капель.** В начальной стадии укрупнения частиц облака основную роль играют процессы конденсации и сублимации. Для развития этих процессов необходимо, чтобы упругость пара в воздухе была больше упругости насыщенного пара над поверхностью капли, т. е. чтобы в облаке имело место некоторое пересыщение водяного пара по отношению к каплям.

Для выяснения роли конденсации воспользуемся выводами предыдущего параграфа, учтя, что теперь мы имеем дело с увеличением размера капли вследствие конденсации, когда  $a_v > a_k$ . В этом случае для скорости увеличения массы капли  $m$  радиусом  $r_k$  можно написать

$$\left(\frac{dm}{dt}\right)_{\text{конд}} = 4\pi D(a_v - a_k)r_k \quad (22)$$

и

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{конд}} = \frac{D}{\rho_k} \frac{(a_v - a_k)}{r_k}. \quad (22')$$

Переходя в последнем уравнении к упругости водяного пара

$$a_k = \frac{E_k}{R_n T}, \text{ получим}$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_{\text{конд}} = c_{\text{конд}} \frac{(e - E_k)}{r} \frac{T_0}{T}, \quad (23)$$

где  $c_{\text{конд}} = \frac{D}{\rho_k R_n T_0}$ . Численно  $c_{\text{конд}} = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{мб сек.}$

В качестве примера для количественной оценки скорости конденсационного роста капель примем  $T_k$  равной температуре воздуха  $T_v = 273^\circ \text{ К}$ , а относительную влажность в одном случае равной 101%, а в другом случае 100,1%, что дает для  $e - E_k$  соответственно 0,04 и 0,004 мб.

Приведем в табл. 66 результаты вычислений, показывающие время, за которое начальная капля с  $r_0 = 1 \text{ м}$  увеличится в 2, 10, 100 и 200 раз.

Таблица 66

$\frac{r}{r_0}$	2	10	100	200
$f = 101\%$	2,1 сек.	75 сек.	2 часа	8 час.
$f = 100,1\%$	21 сек.	12,5 мин.	20 час.	—

Как видно из приведенных данных, мелкие капли вначале растут довольно быстро: за несколько секунд их радиус увеличивается в 2—3 раза. С увеличением размера капель их рост замедляется, и для образования дождевых капель ( $r > 100 \mu$ ) при незначительных пересыщениях, возможных в облаках, требуется уже несколько часов. Так как с увеличением промежутка времени укрупнившиеся капли растут очень медленно, то в результате действия конденсации в облаках должны появляться более однородные по размеру капли.

Выведенные формулы позволяют рассчитать скорость роста капли и ее размер в любой момент, если известно пересыщение водяного пара в облаке. Однако это пересыщение измерить с нужной точностью пока не удастся и оно оценивается обычно теоретическим путем.

**Коагуляционный рост капель.** Он обусловлен соударением капель друг с другом, в результате чего может происходить их слияние (коагуляция). Рассмотрение вопроса о коагуляции капель в облаках показывает, что сближение и соударение частиц может вызываться разными причинами. Однако в образовании частиц осадков главную роль играет соударение капель разных размеров, имеющих в силу этого различные скорости падения. Это так называемая гравитационная коагуляция.

Коагуляция частиц, обусловленная их молекулярно-кинетическим (броуновским) движением, а также происходящая благодаря турбулентным движениям, как показывают расчеты, имеет существенное значение только для очень мелких частиц (радиусом до 1—2  $\mu$ ) и при большом их числе. Так, при  $r_{\text{нач}} = 1 \mu$  и при водности облака  $a_w = 1 \text{ г/м}^3$  для увеличения радиуса частиц в два раза в результате броуновского движения требуется около 30 мин., а при  $r_{\text{нач}} = 6 \mu$  для увеличения радиуса до  $r = 7 \mu$  уже нужно около 10 час.

Заметим, что значительный рост капель путем коагуляции требует взаимного слияния большого числа капель. Действительно, отношение объемов двух капель разного размера будет

$$\frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^3,$$

поэтому, если, например, все капли имеют радиус  $r_1 = 5 \mu$ , то для образования дождевой капли с  $r_2 = 500 \mu$  в результате слияния таких капель потребуется около миллиона мелких облачных капель.

Имея в виду что для процесса осадкообразования из всех видов коагуляции основным является гравитационная коагуляция, а остальными можно пренебречь, остановимся несколько подробнее только на этом процессе.

Рассмотрим прежде всего важнейший для теории гравитационной коагуляции вопрос об аэродинамических условиях соударения капель. Пусть имеется крупная капля радиусом  $R$ , находящаяся в потоке воздуха, содержащем более мелкие капли

(рис. 122). На большом удалении от крупной капли траектории воздушных частиц, а вместе с ними и мелких капель представляют собой параллельные линии. Но на некотором расстоянии от крупной капли траектории воздушных частиц начинают искривляться, обтекая крупную каплю. Самые мелкие капельки, практически движущиеся с воздушными частицами, также будут обгибать крупную каплю и не будут с нею сталкиваться. Капли же большего размера, обладающие значительной инерцией, будут отклоняться от траектории воздушных частиц и смогут сталкиваться с крупной каплей. Теоретическому рассмотрению вопроса об аэродинамических условиях столкновения сферических частиц посвящен ряд работ П. Ленгмюра, Н. С. Шишкина, Л. М. Левина и др.).

Отношение числа мелких капель, соударяющихся с крупной каплей, к числу всех тех капель, которые столкнулись бы с ней, если бы они все время двигались прямолинейно, называется коэффициентом соударения  $\varepsilon'$ . Он зависит от радиуса  $R$  обтекаемой крупной капли и радиуса  $r$  мелких капель и, по данным вычислений Ленгмюра, равен

$$\varepsilon'(R, r) = \left( 1 - \frac{0,75 \ln 2k}{k - 1,214} \right)^{-2}, \quad (24)$$

где  $k = \frac{\lambda}{R}$  — так называемый коэффициент инерции, а  $\lambda$  — инерционный путь капелек.

Если начальная скорость капли радиусом  $r$  в точке, где она начинает отклоняться по инерции от траектории воздушной частицы,  $v_0$ , то ее скорость будет при дальнейшем движении уменьшаться в результате сопротивления со стороны воздуха. Если принять сопротивление среды, по Стоксу, равным

$$F = -6\pi\eta r v,$$

то уменьшение скорости будет происходить по закону

$$v = v_0 e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где  $\tau = \frac{2}{9} \frac{\rho}{\eta} r^2$  — время релаксации, т. е. то время, за которое

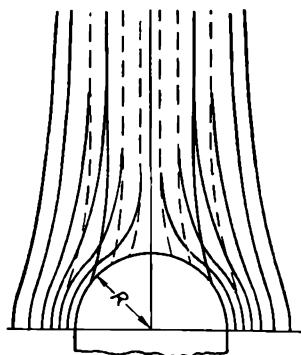


Рис. 122. Схема обтекания и инерционного осаждения каплей.

скорость капли уменьшится в  $e$  раз. Тогда путь, проходимый каплей по инерции, очевидно, будет равен

$$\lambda = \int_0^{\infty} v_0 e^{-\frac{t}{\tau}} dt = v_0 \tau. \quad (25)$$

Ленгмюр при расчетах коэффициента соударения капель считал мелкие капли (радиусом  $r$ ) неподвижными, а крупную каплю (радиусом  $R$ ) падающей с установившейся скоростью. Однако, как указал Н. С. Шишкин, при расчетах  $\epsilon'$  следует учитывать относительную скорость движения крупной и мелкой капель.

Расчеты показывают, что мелкие капли практически не испытывают взаимных столкновений.

Для приближенной оценки коэффициента соударения можно воспользоваться и более простым выражением, предложенным Н. С. Шишкиным, а именно:

$$\epsilon' = \left( \frac{k - 1,214}{k} \right)^2, \quad (26)$$

$$\text{где } k = \frac{\lambda}{R}.$$

Соответствующие расчеты показывают, что гравитационная коагуляция начинается лишь тогда, когда некоторые из капель достигнут размера  $R \geq 14,5 \mu$ . Например, капли радиусом  $r = 4 \mu$  не могут столкнуться с каплями радиусом  $R \leq 48 \mu$ , а капли радиусом  $r = 6 \mu$  — с каплями радиусом  $R \leq 23 \mu$  и т. д. На рис. 123 показаны пределы изменения тех капель радиусом  $r$ , которые участвуют в коагуляции с каплями радиусом  $R$ .

Применяя выведенные соотношения для расчета изменения размера капель в результате коагуляции, следует учитывать, что далеко не всякое столкновение капель приводит к обязательному их слиянию. Причину этого следует видеть в образовании между соударяющимися каплями тонкой воздушной прослойки, внутри которой имеет место избыточное давление (порядка 1 мб), которое и противодействует слиянию.

Экспериментальные исследования этого сложного вопроса, проведенные Б. В. Дерягиным, П. С. Прохоровым и др., показали, что на эффективность слияния капель очень сильное влияние оказывает относительная влажность окружающего воздуха, а также целый ряд дополнительных обстоятельств, к числу которых относятся: относительная скорость движения в момент столкновения капель, характер столкновения, наличие на каплях

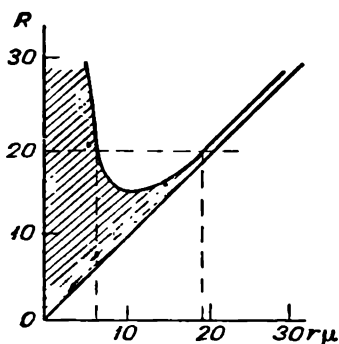


Рис. 123. Область коагуляции капель разных размеров.

электрических зарядов и многие другие. При влажности 100% практически все соударения приводят к слиянию капель.

Долю капель, слившихся с более крупной из числа столкнувшихся с нею, называют коэффициентом слияния  $\epsilon$ . Произведение двух коэффициентов — соударения и слияния — объединяют под общим понятием *коэффициента захвата*  $\epsilon^* = \epsilon' \epsilon''$ .

Однако так как при влажности 100% (в облаках и туманах) все столкновения обычно приводят к слиянию, то в них  $\epsilon''$  близко к единице и  $\epsilon^* = \epsilon'$ , т. е. коэффициент захвата можно считать равным коэффициенту соударения.

Рассмотрим теперь вопрос о росте капли радиусом  $R$  в результате ее соударений с каплями меньшего радиуса  $r$ . Такая капля при ее падении через облако пройдет за время  $dt$  по отношению к капле радиусом  $r$  путь

$$dz = (v_R - v_r) dt. \quad (27)$$

При этом большая капля захватывает на своем пути более мелкие капли в объеме сечением  $S = \pi (R+r)^2$ .

Если водность облака  $a_w$  и коэффициент захвата  $\epsilon^*$ , то увеличение массы растущей капли

$$\left( \frac{dm}{dt} \right)_{\text{коаг}} \epsilon^* \pi (R+r)^2 (v_R - v_r) a_w = 4 \pi \rho_k R^2 \frac{dR}{dt},$$

отсюда

$$\frac{dR}{dt} = \epsilon^* \frac{(R+r)^2}{R^2} (v_R - v_r) \frac{a_w}{4 \rho_k}. \quad (28)$$

Учитывая, что

$$\epsilon^* = f(R, r) \quad \text{и} \quad a_w = \sum_i m_i N_i = \frac{4}{3} \pi \rho_k N \int_0^\infty r^3 n(r) dr,$$

более точно следует записать (28) в виде

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1}{R^2} \frac{a_w}{4 \rho_k} \frac{\int_0^R \epsilon^* (R+r)^2 (v_R - v_r) r^3 n(r) dr}{\int_0^\infty r^3 n(r) dr}. \quad (29)$$

Пользуясь приближенными выражениями, получим

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt} &= \left( \frac{dm}{dt} \right)_{\text{конд}} + \left( \frac{dm}{dt} \right)_{\text{коаг}} = 4 \pi D (a_v - a_k) r + \\ &+ \epsilon^* \pi (R+r)^2 (v_R - v_r) a_w. \end{aligned} \quad (30)$$

Мы рассмотрели процесс роста капель без учета восходящих в облаке движений воздуха. Если имеется восходящий поток, то путь, проходимый каплей относительно земли,

$$dz = (w - v) dt,$$

где  $w$  — средняя скорость восходящих потоков воздуха.

Тогда

$$dm = \left[ \frac{4\pi D (a_s - a_k) r}{w - v_R} + \frac{\epsilon^* \pi (R + r)^2 (v_R - v_r) a_w}{w - v_R} \right] dz. \quad (31)$$

На рис. 124 приведены кривые (прерывистые) скорости роста капель в облаке со средней водностью  $a_w = 1 \text{ г/м}^3$  для значений  $r_m$ ,

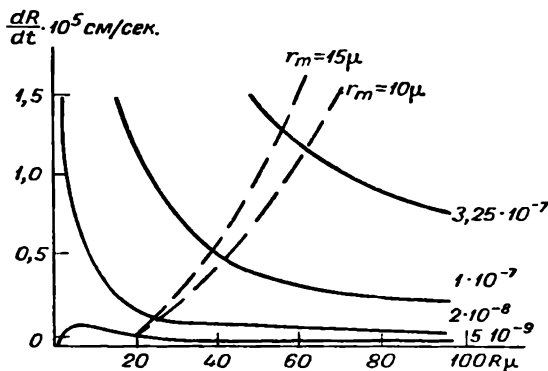


Рис. 124. Скорость коагуляционного и конденсационного роста облачных капель при водности облака  $1 \text{ г/м}^3$  (по Н. С. Шишкину).

равных 10 и 15  $\mu$  ( $r_m$  — радиус капель, дающих наибольший вклад в водность облака). При этих расчетах, выполненных интегрированием, было учтено отклонение скорости падения крупной капли от стоксовой. На этом же рисунке сплошные кривые дают скорость роста капли за счет конденсации при разных значениях пересыщения

$$\Delta e = \frac{a_k - a_e}{p_s}.$$

Согласно рисунку, при увеличении радиуса капли скорость конденсационного роста капли уменьшается, а скорость ее коагуляционного роста возрастает. Радиус капли, при котором коагуляционный рост превосходит конденсационный, зависит от величины пересыщения, возрастая с его увеличением. Так, если при пересыщениях порядка  $\Delta e = 5 \cdot 10^{-9}$  (что наблюдается при скорости восходящих движений около  $1 \text{ м/сек}$ ) скорость коагуляционного роста обгоняет конденсационный рост при  $R = 20 \mu$ , то при больших пересыщениях она обгоняет его только при

$R \approx 50-70 \mu$ . Далее видно, что капельки, радиус которых значительно превосходит  $r_m$ , растут быстрее за счет коагуляции, чем более мелкие.

На рис. 125 дана рассчитанная скорость укрупнения капли, падающей в облаке, в котором водность  $a_w = 0,5 \text{ г/м}^3$ , скорость восходящего потока  $w = 0,5 \text{ см/сек}$ , число капель  $n = 5,3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$  и средний взвешенный радиус капель  $\bar{r} = 4,1 \mu$ .

Приведенные нами выражения могут быть использованы для расчета скорости роста капель в облаках в разных случаях. В качестве примера на рис. 126 изображен график изменения с высотой радиуса капель, выпадающих из облака в начале дождя, для облака с равномерным восходящим потоком. При расчетах принято, что основание облака, от которого производится расчет высоты, расположено на уровне 1000 м; температура здесь  $6^\circ$ . Расчет произведен для роста капли, имевшей у основания облака радиус  $10 \mu$ , для значений скорости восходящего потока  $w$  от 10 до  $100 \text{ см/сек}$ .

Как видно на этом рисунке, капля вначале поднимается вверх (увлекаемая воздушным потоком), причем ее размеры увеличиваются до некоторого значения  $r = r_{в.т}$  в так называемой вершине траектории, при котором  $v_R = w$ . Затем она начинает падать ( $v_R > w$ ) и, продолжая расти, выпадает из облака, имея конечный радиус  $r = r_{кон}$ .

В начальной стадии на пути подъема основное значение имеет конденсационный рост капли, а затем с некоторого уровня рост капли происходит в основном в результате коагуляции, особенно при ее падении (на нисходящей ветви траектории).

На приведенном графике видно, насколько сильно зависит радиус  $r_{кон}$  выпадающей из облака капли дождя от скорости восходящих течений  $w$ . Так, в данном случае при  $w = 10 \text{ см/сек}$   $r_{кон} = 0,33 \text{ мм}$ , а при  $w = 100 \text{ см/сек}$   $r_{кон}$  достигает уже значения  $1,6 \text{ мм}$ . В то же время видно, что для выпадения капель из облака в зависимости от значений  $w$  облако должно иметь определенную мощность. Например, при  $w = 10 \text{ см/сек}$  в рассматривае-

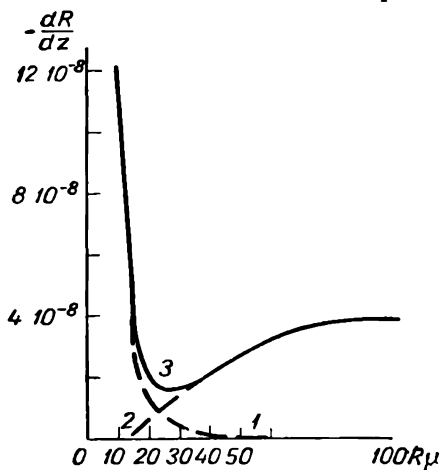


Рис. 125. Скорость укрупнения капли, падающей в облаке.

1 — скорость конденсационного роста,  
2 — скорость коагуляционного роста,  
3 — суммарная скорость роста.

мом случае вершина траектории должна располагаться на высоте около 1 км над основанием облака, а при  $w=100$  см/сек капли должны подняться на высоту около 2,4 км.

В качестве еще одного примера приведем на рис. 127 результаты вычисления роста капли со временем в облаке с восходящим потоком  $w=70$  см/сек. На этом рисунке видно, что сначала

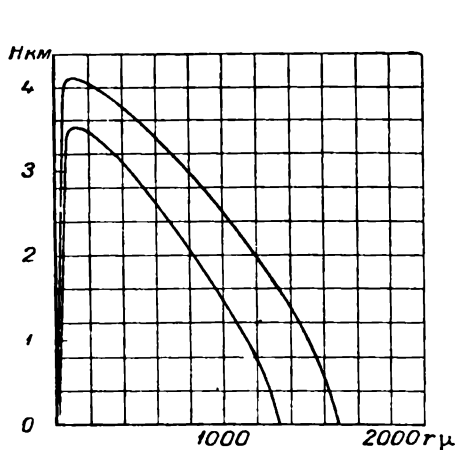


Рис. 126. Рост первых капель дождя.

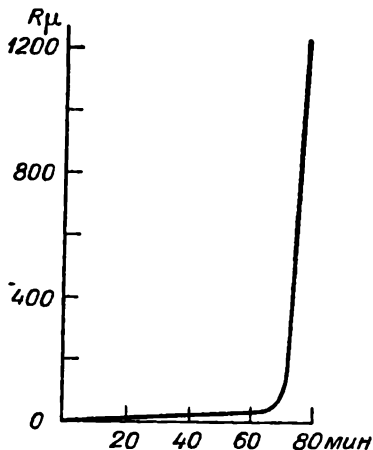


Рис. 127. Рост капли со временем в облаке с восходящим потоком скоростью 70 см/сек.

капля растет очень медленно за счет конденсации и только после того, как она достигнет значений порядка 50—70  $\mu$ , ее рост за счет коагуляции происходит очень быстро. Если, например, для роста капли от 10 до 50  $\mu$  требуется время около 30 мин., то для роста ее от 100 до 1200  $\mu$  нужно только 6 мин. Естественно, что при меньших значениях  $w$  процесс протекает медленнее.

Приведенные данные показывают, что основной рост капель происходит за счет коагуляции. Из уравнения (31), учитывая только коагуляционный рост крупных капель, для которых  $R \gg r$  и  $dm = 4\pi \rho_k R^2 dR$ , на нисходящей ветви траектории получим

$$\frac{dR}{dz} = \varepsilon^* \frac{a_w}{4\rho_k} \frac{v_R}{w - v_R}.$$

Если  $v_R \gg w$ , то интегрируя последнее выражение от  $z=0$  до  $z=z_{в.т}$  и от  $R=r_{в.т}$  до  $R=r_{кон}$ , найдем

$$r_{кон} = r_{в.т} + \varepsilon^* \frac{a_w}{4\rho_k} \Delta z, \quad (32)$$

где  $r_{кон}$  и  $r_{в.т}$  — радиусы выпадающей капли и капли на вершине траектории.



Для крупных капель с  $R > 1000 \mu$  ( $\varepsilon^* = 1$ ), если  $a_w = 1 \text{ г/м}^3$ , то скорость роста капель приблизительно составит

$$\frac{\Delta r}{\Delta z} = \varepsilon^* \frac{a_w}{4\rho_k} \approx 250 \mu/\text{км}. \quad (33)$$

## § 6. Осадки из водяных облаков

Рассмотрим процесс образования осадков из различных форм водяных облаков.

Мы видели, насколько существенное значение для роста капель осадков имеет вертикальная мощность облака и скорость восходящих движений воздуха в нем, поэтому рассмотрим отдельно облака со слабыми и мощными вертикальными течениями.

Типичным примером капельножидких облаков, в которых скорость восходящих течений мала и из которых иногда выпадает небольшой дождь типа мороси, являются слоистые (St) и слоисто-кучевые (Sc), имеющие, как правило, небольшую мощность (меньше 1 км).

Происхождение осадков в этом случае можно объяснить следующим образом. Обычно эти облака мелкокапельные и в них преобладают капли радиусом меньше  $10\mu$ . Если такие облака существуют продолжительное время, то процесс конденсации, действующий хотя и медленно, может привести к образованию в них некоторого небольшого числа более крупных капель ( $r \approx 20 \div 30 \mu$ ), которые при малых значениях  $w$  будут падать вниз и, пронизывая толщу облака, расти за счет коагуляции. При малой мощности облака (около 1 км) эти падающие капли не могут сильно вырасти и на нижней границе приобретают размеры капель мороси ( $r = 100 \div 200 \mu$ ), а достигающие земной поверхности осадки из таких облаков обычно мало интенсивны.

В водяных облаках, образующихся при длительном подъеме воздуха с относительно большой скоростью, таких как (в летнее время) высоко-слоистые (As) и слоисто-дождевые (Ns), условия для образования дождя более благоприятны. Большая вертикальная мощность их обеспечивает образование и выпадение из них более крупных капель, имеющих  $r \approx 0,5 - 0,7 \text{ мм}$ .

Если в облако происходит непрерывное поступление водяного пара, компенсирующее потерю влаги в результате выпадения капель, то выпадение осадков из таких облаков может продолжаться, как показывают наблюдения, много часов и даже сутки и более.

Рассмотрим теперь конвективные водяные облака. К ним относятся кучевые облака (Cu, Cu cong). Для всех этих облаков характерна большая вертикальная скорость движения воздуха, достигающая  $6 - 8 \text{ м/сек}$ , а иногда и больше. Мощные восходящие потоки, вызывающие резкое охлаждение воздуха, могут

создавать значительное пересыщение, чем обеспечивается появление большого числа мелких капель. Эти потоки уносят вверх не только мелкие, но и достаточно крупные капли. При вертикальных скоростях движения воздуха 5—8 м/сек из облаков будут выпадать лишь капли с  $r \geq 1-2$  мм. До таких размеров капли, однако, вырастут только при достаточно большой мощности водяного облака — больше 3 км. Поэтому в умеренных широтах кучевые облака, имеющие вертикальную мощность 2—3 км, обычно не дают осадков.

Если вершина конвективных облаков достигает больших высот (8—10 км), а основание располагается на высоте 2—3 км (что часто имеет место в тропиках), создаются особо благоприятные условия для образования очень крупных капель и, как следствие, выпадения сильного дождя или ливня. В таких облаках капли могут вырастать до предельных размеров ( $r \approx 3,5$  мм), по достижении которых они при скоростях встречного потока  $w \approx \approx 9$  м/сек разбрызгиваются. При этом наиболее крупные брызги могут выпадать в виде капель дождя, а более мелкие уносятся вверх. Отсюда (по Ленгмюру) создается своеобразный процесс «цепной реакции». Мелкие брызги, размер которых значительно больше среднего размера облачных капель, могут вновь достигнуть критического радиуса и снова начнут дробиться и давать капли дождя и частицы более крупные, чем облачные капли.

Условия для поддержания такой цепной реакции довольно сложны. Требуется большая вертикальная мощность облаков (5—6 км) и водность не менее 2—3 г/м<sup>3</sup>. Эти условия часто встречаются для водяных облаков в тропических зонах и редко в умеренных широтах.

## § 7. Осадки из ледяных и смешанных облаков

Условия образования осадков из ледяных и смешанных облаков оказываются значительно более сложными, но в то же время и более благоприятными, чем в случае капельножидких облаков. Все наблюдения указывают на то, что в высоких и умеренных широтах почти все интенсивные осадки выпадают из смешанных облаков, содержащих хотя бы только в верхней их части ледяные кристаллы.

В образовании осадков из ледяных и смешанных облаков роль сублимационного роста кристаллов оказывается более значимой, чем конденсация пара при росте капель. Дело в том, что в таких облаках при температуре до  $-40^\circ$  обычно наблюдается упругость (концентрация) пара, соответствующая насыщению над поверхностью воды, а не льда. При этом условии создается значительное пересыщение (в несколько десятков процентов) по отношению ко льду, и ледяные частички в облаке растут за счет сублимации значительно быстрее, чем капли воды. Этот рост

наиболее интенсивен при температуре около  $-12,5^{\circ}$ , когда, как мы видели, достигается наибольшая разность упругостей пара над льдом и водой.

Вопрос о скорости сублимационного роста ледяных кристаллов, имеющих форму, отличную от формы сферических частиц, с количественной стороны еще почти не изучен. Приближенные расчеты и наблюдения показывают, что при пересыщении порядка  $10 \div 12\%$  ледяные кристаллы при их концентрации около 100 на  $1 \text{ м}^3$  могут вырасти за 4—5 мин. до размера, при котором их скорость падения достигает 30—40 *см/сек*, а за 1—2 мин. масса кристалла становится равной массе капель воды радиусом примерно 100—200  $\mu$ . Такой сублимационный рост кристаллов до больших размеров является причиной того, что даже тонкие (толщиной около 1 км) кристаллические облака, например высоко-слоистые (As) и перисто-слоистые (Cs), при малых скоростях восходящих движений воздуха могут дать полосы падения, иногда достигающие земной поверхности в виде мелкого слабого снега или дождя.

Существенно иные условия возникают, если ледяная частица находится в окружении водяных капель, как это имеет место в смешанных облаках. Тогда для ее сублимационного роста создаются наиболее благоприятные условия, особенно если переохлажденных капель в облаке значительно больше, чем кристаллов. Такими облаками в умеренных широтах являются Ns и Cb. В этом случае при уменьшении относительной влажности в облаке, происходящей в результате сублимации водяного пара на ледяных частицах, нарушаются условия фазового равновесия над каплями и последние начинают испаряться, пополняя тем самым запас влаги, идущий на рост кристаллов. Таким образом, начинает действовать своеобразный процесс «перекачки» (перегонки) воды с переохлажденных капель на кристаллы.

В табл. 67 приведены значения критического диаметра сферических ледяных частиц, при котором они начинают расти за счет перегонки воды с крупных водяных капель, в зависимости от температуры.

Таблица 67

**Критический диаметр сферических ледяных частиц**

Температура (град.)	0	-1	-5	-10	-15	-20	-30	-40
Критический диаметр $10^6 \text{ см}$	$\infty$	7,80	3,10	1,68	1,18	0,93	0,67	0,56

Из таблицы видно, что уже при появлении в переохлажденном водяном облаке ледяной частицы радиусом порядка  $10^{-6} \text{ см}$  начинается ее быстрый рост за счет перегонки пара с водяных капель. В результате кристаллы получают возможность расти до больших размеров, пока не испарятся все капли воды, не конденсируется на них начальный избыток водяного пара и облако полностью не преобразуется в кристаллическое. Расчет показывает, что роль этого процесса в первоначальном росте ледяных

частичек, попадающих в среду, содержащую переохлажденные капли, весьма велика.

Начальная стадия роста ледяной частицы в результате сублимации протекает значительно (в 10—20 раз) быстрее, чем конденсационный рост водяных капелек, и ледяные частицы за несколько минут вырастают до размера ( $r=50-60 \mu$ ), когда основную роль в их дальнейшем росте начинает играть процесс коагуляции.

При рассмотрении вопроса о коагуляции ледяных частиц следует учитывать, что при падении они (особенно такие, как звездочки, пластинки) имеют при той же массе, что и капли, большую площадь захвата; в то же время скорость их падения меньше, чем скорость падения сферических частиц. Все это определяет более быстрый коагуляционный рост несферических ледяных частиц и многообразие их форм. Однако решить вопрос о коагуляции таких частиц весьма трудно. Приблизительно оценивают, что ледяные частички (плоские призмы) растут при той же массе, что и капли, в 5—6 раз быстрее.

Наблюдения показывают, что при столкновении ледяных частиц с переохлажденными каплями воды наблюдается намерзание этих капель на частице, что и выражается либо в обзертении кристалла, либо в образовании водяной пленки, обволакивающей кристалл и затем замерзающей.

Если в облаке имеется большое число мелких капель, то они замерзают на кристалле почти мгновенно, не изменяя своей формы, и образуют зернистый рыхлый слой льда, обволакивающий кристалл и превращающий его при сильном обзертении в крупу. Более крупные капли при столкновении с кристаллом частично растекаются по его поверхности, образуя водяную пленку, которая при последующем замерзании дает более плотный слой льда. При замерзании же на поверхности льда крупных переохлажденных капель, успевающих полностью растечься по поверхности ледяной частицы, на ней образуется слой сплошного обычно прозрачного льда и возникают градины.

При небольшом размере начальных зерен и при беспорядочном характере их падения градины имеют форму, близкую к сферической, и нередко многослойную структуру с чередованием слоев льда прозрачного и матового, что определяется условиями, при которых образуются эти слои.

При смерзании частичек крупы, снежинок или градин, происходящем при их столкновении, могут образовываться сложные по форме частицы, достигающие значительных размеров. Так, частицы снежной крупы, выпадающие в виде небольших снежных комочков, имеют диаметр от 0,3 до 5 мм. Что касается размера градин, то чаще всего они имеют диаметр несколько миллиметров (до 1 см), хотя в некоторых случаях их диаметр может достигать 10 см, а возможно и больше.

Снежная крупа и град — это ливневые кратковременные осадки, выпадающие из кучево-дождевых облаков (Cb). Продолжительность их выпадения обычно мала (менее часа). Например, по данным наблюдений в Ростовской области, продолжительность выпадения града до 5 мин. составляет 50%, от 5 до 20 мин. — 30% и от 20 мин. и больше — 20%.

Площадь, на которую выпадает град, составляет в ширину от долей километра до 10 км, а в длину несколько десятков километров. Эту полосу часто называют «градовой дорогой». Выпавший град может создавать слой высотой до 20 см.

Число дней с градом зависит от местных условий. В СССР град часто выпадает на Кавказе (в Грузии, Армении) и на юге Казахстана, где бывает 8—10 дней с градом за год. В районе Москвы отмечается в среднем менее двух дней с градом за год. Град выпадает при температуре воздуха у земли выше 0° обычно в конце весны и в начале осени. Очень часто (но не всегда) при выпадении града бывают грозы.

Полной теории образования снежной крупы и града, учитывающей всю сложность и разнообразие условий их формирования, пока еще нет. Были проведены лишь некоторые упомянутые выше расчеты роста сферических ледяных частиц в облаках смешанного строения, позволившие уточнить роль ледяных частиц в образовании осадков.

## **§ 8. Количество осадков и их распределение по земной поверхности**

Измерения количества осадков, производимые на метеорологических станциях, позволяют (в результате их обработки) получить очень ценные в практическом отношении данные о суммарном количестве воды, выпадающей в различных районах земной поверхности за более или менее значительный промежуток времени (год, сезон, месяц). В целом для земного шара наибольшее количество осадков в среднем за год выпадает в экваториальной зоне, наименьшее количество их приходится на высокие широты (Арктику и Антарктику) и субтропическую зону пустынь.

Наиболее увлажненные области получают в год свыше 200 см осадков; в отдельных областях (острова Тихого океана и возвышенные берега материков) количество годовых осадков превышает 300—400 см. Рекордные количества осадков отмечены на горе Валиаги на о. Кауаи (Гавайские острова) и в Черрапунджи (Индия). Там выпадающий за год слой дождевой воды в среднем составляет около 12 м, а в отдельные годы он достигает 15 м и даже больше.

Наряду с такими областями обильных осадков встречаются места, где осадки не выпадают по нескольку лет. Это наиболее сухие области пустынь Чили, Перу и Сахары. Во всей

субтропической зоне высокого давления и наименьшего количества облаков общее количество осадков менее 25 см в год.

В умеренных широтах количество осадков изменяется от места к месту в довольно широких пределах. Прибрежные области обычно характеризуются количеством осадков от 75 до 100 см, внутренние части материков — от 25 до 50 см.

С высотой над уровнем моря (в горах) количество осадков увеличивается до известного предела, а затем уменьшается.

В СССР наибольшее количество осадков выпадает на южных склонах Главного Кавказского хребта и в так называемых влажных субтропиках — на Черноморском побережье Кавказа (свыше 200 см за год). У западных границ Европейской территории СССР годовое количество осадков составляет 65—70 см, в центральных областях 50—60 см и дальше на восток оно еще несколько уменьшается. Наименьшее количество осадков наблюдается в Средней Азии и на юго-востоке Европейской территории СССР (до 10 см за год).

Если температура земной поверхности и прилегающих к ней слоев воздуха ниже 0°, то осадки, выпадающие в этом случае главным образом в виде снега, образуют снежный покров.

Высота снежного покрова зависит от количества выпавшего снега, его плотности, рельефа местности и растительности. Наибольшая толщина снежного покрова в СССР бывает на западных склонах Урала, в средней и западной частях Сибири и на Дальнем Востоке (в низовьях Амура). В этих районах высота снежного покрова составляет около 1 м. К северу и югу от этих районов она убывает. В высокогорных зонах (на Кавказе, Памире и др.) высота снежного покрова достигает нескольких метров.

Плотность снежного покрова изменяется в очень широких пределах. В зимние месяцы средняя плотность снежного покрова в СССР составляет около 0,2 г/см<sup>3</sup>, весной — до 0,3 г/см<sup>3</sup>. Если известна средняя плотность снега  $\rho_s$  и высота его залегания  $h$ , то можно определить количество воды, содержащейся в снежном покрове; очевидно,  $W = \rho_s h$  г/см<sup>2</sup>. Этот запас воды, накопленный за зиму, идет частично при таянии снега на увлажнение почвы, что имеет очень важное значение для питания сельскохозяйственных культур.

Важной характеристикой осадков является также их интенсивность, которая убывает от экваториальных широт к высоким. Наиболее значительные осадки выпадают обычно в виде ливней. Известны случаи, когда интенсивность достигала 10 мм в минуту. В СССР неоднократно наблюдались ливни интенсивностью 5—6 мм в минуту. В тропиках нередко выпадает за сутки до 1000 мм осадков (в 1911 г. на Филиппинах выпало 1168 мм за сутки). Наибольшее суточное количество осадков, отмеченное в СССР, составляет около 300 мм.

## § 9. Влагодобор. Баланс влаги на поверхности Земли

Рассмотренные в отдельности процессы испарения и выпадения осадков тесно связаны друг с другом и являются лишь отдельными звеньями общего влагооборота на Земле.

В современную эпоху можно считать, что количество воды на Земле во всех трех агрегатных состояниях остается неизменным. Это позволяет принять, что в целом для всего земного шара мы имеем дело с некоторым установившимся режимом влагооборота, при котором общая сумма выпадающих на его поверхность осадков равна общему количеству испаряющейся воды.

Подобно уравнению теплового баланса, можно составить уравнение водного баланса за тот или иной промежуток времени.

Рассматривая отдельно океаны и сушу, а также ее участки, при составлении водного баланса следует, помимо осадков и испарения, учитывать еще и другие его составляющие, в первую очередь сток, т. е. количество воды, уносимой реками с материков в океан. Некоторыми составляющими, например потерей воды на фильтрацию (впитыванием воды в почву) или обменом между океанами и материками посредством подземных вод, можно в первом приближении пренебречь. Тогда уравнение водного баланса в среднем за год для поверхности океанов может быть записано следующим образом:

$$r_o = E_o - f, \quad (34)$$

где  $r_o$  — осадки,  $E_o$  — испарение и  $f$  — речной сток.

Для поверхности всей суши аналогично напишем

$$r_c = E_c + f_c. \quad (35)$$

В целом же для поверхности всего земного шара, пренебрегая стоком во внутренние бассейны (т. е. считая  $f=f_c$ ), складывая (34) и (35), получаем

$$r_o + r_c = E_o + E_c. \quad (36)$$

Задача количественного подсчета составляющих водного баланса из-за недостаточности наблюдений за осадками над океанами очень сложна. По современным данным (с точностью до 10%), общее количество осадков, выпадающих на поверхность Мирового океана,  $r_o$  дает в среднем слой осадков 102 см/год, что соответствует выпадению  $370 \cdot 10^3 \text{ км}^3$  осадков. Испарение же с поверхности океанов составляет 113 см/год или в целом  $407 \times 10^3 \text{ км}^3$  воды, и речной сток в океаны оказывается равным 10,3 см/год или  $37 \cdot 10^3 \text{ км}^3$ , что составляет 10% годовой суммы океанических осадков.

Для поверхности суши, учитывая сток в океан, мы имеем следующие значения: осадки 70,0 см/год ( $102,0 \cdot 10^3 \text{ км}^3$ ), испарение 44,6 см/год ( $64,9 \cdot 10^3 \text{ км}^3$ ) и сток 25,4 см/год ( $37 \cdot 10^3 \text{ км}^3$ ). На

долю частей суши, не имеющих стока в океан, приходится всего около  $8 \cdot 10^3 \text{ км}^3$  осадков и столько же на испарение.

В целом для всего земного шара годовой слой осадков, равный годовой величине испарения, составляет  $92,8 \text{ см/год}$  ( $370,1 \times 10^3 + 102,0 \cdot 10^3 = 472 \cdot 10^3 \text{ км}^3$ ), причем на сушу из общего количества осадков выпадает только 22%, а на океан — 78%; испарение же с поверхности суши составляет 14% общего испарения, а остальные 86% испаряются с поверхности океанов.

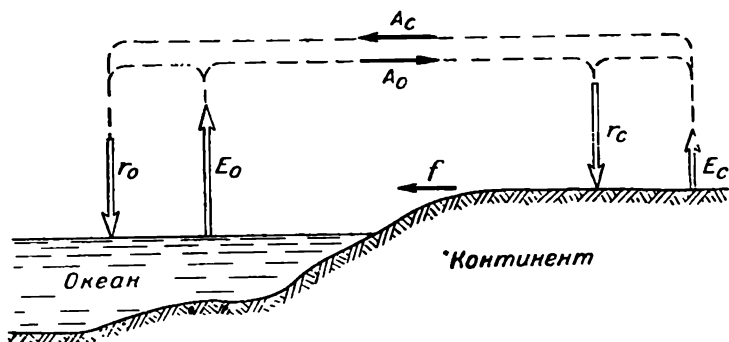


Рис. 128. Общая схема влагооборота по земному шару.

Из приведенных данных следует весьма важный вывод: над океанами осадков выпадает меньше, чем с них испаряется воды, а на суше, напротив, осадков выпадает больше, чем испаряется. Очевидно, часть влаги, испарившейся с океанов, уносится воздушными течениями на материки, где и выпадает в виде осадков. Но наряду с этим переносом влаги с океана на сушу, несомненно, имеет место и частичный обратный перенос ее с суши на море. Тот избыток осадков над испарением на суше, который образует речной сток, является результатом взаимного обмена атмосферной влагой между океанами и континентами.

Таким образом, можно представить себе общую схему внешнего влагооборота на земном шаре следующим образом (рис. 128). Вода, испарившаяся с поверхности океана  $E_o$ , частично уносится с него в виде потока  $A_o$ , точно так же и вода, испарившаяся с поверхности суши  $E_c$ , частично переносится на океан потоком  $A_c$ . Разность потоков  $A_o - A_c$  определяет речной сток  $f$ . Осадки же, выпадающие на океан  $r_o$ , так же как и на сушу  $r_c$ , образуются за счет испарившейся влаги как с поверхности океана  $E_o$ , так и с поверхности суши  $E_c$ .

Кроме обмена влагой между сушей и океанами, получившего название внешнего влагооборота, на материках происходит еще внутренний влагооборот, который определяется тем, что часть влаги, выпавшей на суше в виде осадков, вновь здесь испаряется



и повторно может вовлекаться в процесс образования осадков. Вопрос о том, какую роль в выпадении осадков на суше играет океаническая влага, приносимая извне, и местная влага, имеет большое значение при проведении различного рода мелиоративных мероприятий (осушение болот, создание оросительных систем, водохранилищ и т. п.).

Приведем кратко основные соотношения, полученные М. И. Будыко и О. А. Дроздовым, для расчета внутреннего влагооборота.

Допустим, что на ограниченную часть территории материка поступает извне через единицу длины контура с наветренной стороны поток водяного пара  $A$ , приносимого воздушными течениями. Его можно положить равным  $\bar{W}\bar{u}$ , где  $\bar{u}$  — средняя скорость движения воздушных потоков,  $\bar{W}$  — среднее влагосодержание поступающего воздуха. По мере продвижения воздушного потока над рассматриваемой территорией часть этой влаги будет выделяться из него в виде осадков  $r_A$ , но в то же время поток будет обогащаться за счет испаряющейся с территории влаги  $E$ , часть которой в свою очередь может выпасть на той же территории в виде осадков местного происхождения  $r_m$ .

Общее количество выпавших на данной территории осадков можно рассматривать как сумму осадков  $r_A$ , образовавшихся из принесенной извне влаги, и осадков  $r_m$ , образовавшихся за счет влаги  $EM$ , испарившейся с территории ( $M$  — линейный размер территории в направлении переноса). Таким образом, внешний поток, равный при поступлении  $\bar{W}\bar{u}$ , при уходе с территории составит  $\bar{W}\bar{u} - r_A M$ , но к нему прибавится поток местного водяного пара, равный нулю на наветренной стороне контура территории и равный  $(E - r_m) M$  на противоположной стороне, что в сумме дает  $\bar{W}\bar{u} - (r - E) M$ .

Предполагая, что изменение рассматриваемых потоков в направлении переноса происходит равномерно по линейному закону, можно принять, что в среднем над рассматриваемой территорией внешний поток будет

$$\frac{\bar{W}\bar{u} + (\bar{W}\bar{u} - r_A M)}{2} = \bar{W}\bar{u} - \frac{r_A M}{2}, \quad (37)$$

а поток местного пара

$$\frac{0 + (E - r_m) M}{2} = \frac{(E - r_m) M}{2}. \quad (38)$$

В сумме они и дают общий средний поток

$$\bar{W}\bar{u} - \frac{(r_A + r_m - E) M}{2} = \bar{W}\bar{u} - \frac{(r - E) M}{2}. \quad (39)$$

Считая, что суммы осадков  $r_A$  и  $r_M$  относятся как количества водяного пара, поступившего извне и с данной территории, можем написать

$$\frac{r_A}{r_M} = \frac{W\bar{u} - \frac{1}{2} r_A M}{\frac{1}{2} (E - r_M) M}, \quad (40)$$

откуда приближенно

$$\frac{r_A}{r_M} = \frac{1}{1 + \frac{EM}{2W\bar{u}}} \quad \text{и} \quad \frac{r_M}{r} = \frac{1}{1 + \frac{2W\bar{u}}{EM}}. \quad (41)$$

Последние соотношения дают возможность определить, какая доля в осадках на данной территории суши принадлежит влаге, непосредственно принесенной извне, а какая — влаге, поступившей за счет испарения с данной территории. Это соотношение выражают посредством коэффициента влагооборота  $k$ , который равен отношению общей суммы осадков  $r$  к количеству осадков внешнего (адвективного) происхождения  $r_A$ ,

$$k = \frac{r}{r_A} = 1 + \frac{EM}{2W\bar{u}}. \quad (42)$$

Очевидно, что коэффициент влагооборота  $k$  зависит от размеров рассматриваемой территории, возрастая с ее увеличением, в то же время он зависит и от величины испарения  $E$ , а также от циркуляционных условий (скорости  $\bar{u}$ ) над данной территорией. Поэтому он оказывается различным в разных физико-географических условиях и изменяется во времени.

Расчеты, произведенные рядом авторов, показали, что осадки, образованные за счет местного водяного пара, составляют лишь очень небольшую часть от общего количества осадков, выпадающих на данной территории. Так, для такого обширного района суши, как Европейская территория СССР, по оценке М. И. Будыко и О. А. Дроздова, в среднем за год коэффициент влагооборота составляет только 1,13, т. е. только 13% общего количества осадков дополнительно выпадает на этой территории за счет водяного пара, поступившего в результате местного испарения. В различные месяцы значение  $k$  изменяется от 1,05 в октябре — ноябре до 1,24 в апреле. Расчеты К. И. Кашина и Х. П. Погосяна для бассейна Оби также показали, что местное испарение с поверхности суши составляет только около 8% общего количества влаги, которое содержится в воздухе и проходит над этой территорией.

## § 10. Искусственные воздействия на облака и туманы

Попытки вызвать дождь из облаков, особенно во время засухи, предпринимались очень давно и самыми различными средствами, но все они либо заканчивались неудачей, либо давали сомнительные результаты.

Первое сообщение о результатах успешных опытов опубликовал в 1931 г. проф. Фераарт (Голландия). В его заметке было указано, что после сброса в облака с самолета 1,5 т твердой углекислоты ( $\text{CO}_2$ ) на площади около 8 км<sup>2</sup> выпал дождь. Научное объяснение полученного результата было ошибочным. (Фераарт предполагал, что определяющим фактором являются электрические заряды, образующиеся на частицах  $\text{CO}_2$ .) Повторение этих опытов в других странах не давало положительного эффекта, поэтому на некоторое время (более 10 лет) такие опыты были оставлены, а полученный в Голландии результат считался случайным.

По мнению многих крупных ученых в те годы, для получения дождя искусственным путем необходимо было затратить такую огромную энергию, которая была бы соизмерима с работой, совершаемой в природе при вертикальном подъеме больших масс воздуха. Отсюда делался вывод, что решение проблемы искусственного дождя является утопией.

Наряду с этими взглядами высказывалась и другая точка зрения, а именно указывалось, что решение проблемы следует искать в воздействии не на крупномасштабные явления, а на элементарные микрофизические процессы, происходящие в облаках. Приводились доводы в пользу того, что при некотором состоянии облака достаточно небольшого добавочного импульса, чтобы ускорить или замедлить естественный ход процесса образования осадков. Отсюда вытекал вывод, что для успешного воздействия на облака необходимо найти соответствующие средства, а главное благоприятные условия.

В Советском Союзе работа по активным воздействиям на облака началась при поддержке партии и правительства в 1930—1931 гг. и получила развитие под руководством проф. В. Н. Оболенского в Институте экспериментальной метеорологии (во время войны этот институт вошел в состав Главной геофизической обсерватории).

Решающий и убедительный успех был достигнут почти одновременно и независимо в США (Шефером в 1946 г.) и в СССР (Пиотровичем и др. в 1946—1947 гг.). Было обнаружено, что небольшие частицы  $\text{CO}_2$ , внесенные в камеру, содержащую переохлажденные капли, создают в ней очень большое число ледяных кристалликов (в зависимости от температуры среды до  $10^{14}$ — $10^{16}$  кристаллов в расчете на 1 г  $\text{CO}_2$ ).

При сбрасывании с самолета частиц  $\text{CO}_2$  в переохлажденные

облака был получен положительный эффект. Образующиеся в таких облаках ледяные кристаллы за 10—15 мин. вырастали до размеров, при которых они начинают выпадать. После воздействия в облаках вскоре появлялись просветы, а иногда из облаков выпадал снег или дождь. На основе этих опытов стали понятны и результаты, полученные Фераартом: он вводил твердую углекислоту в переохлажденные облака, а в последующих опытах это обстоятельство не учитывали.

Следующим шагом в решении проблемы воздействия на переохлажденные облака явились результаты, полученные Вонегаттом (США). В его опытах при возгонке веществ, дающих частицы дыма со строением, изоморфным льду (например, иодистое серебро  $\text{AgI}$ ), в переохлажденном тумане (облаке) также появлялось множество ледяных кристаллов. Дым  $\text{AgI}$  при воздействии им на переохлажденные облака оказывался эффективным, при температуре ниже  $-5$ ,  $-7^\circ$  так же, как и  $\text{CO}_2$ .

Таким образом, совместными усилиями многих ученых в разных странах был найден способ воздействия на переохлажденные облака. Это открытие имеет большое научное и практическое значение и по праву относится к выдающимся достижениям современной науки и техники.

За последние 10—15 лет в ряде стран проведено большое число успешных опытов по рассеянию облаков и туманов (что очень важно для взлета и посадки самолетов), а также по вызыванию осадков из облаков.

По физическому принципу, положенному в основу проведенных опытов, их можно разделить на две группы:

1) опыты в переохлажденных облаках. В этом случае методы воздействия направлены на то, чтобы искусственным путем вызвать образование ледяных кристаллов в среде, состоящей из переохлажденных капель воды;

2) опыты по воздействию на облака и туманы при температуре выше  $0^\circ$ . Применяемые опыты основаны на том, чтобы обеспечить рост вводимых в облако частиц до размеров, начиная с которых частицы будут выпадать.

При воздействии на переохлажденные облака и туманы создаются условия, которые, по существу, воспроизводят естественный процесс образования осадков из смешанных облаков (по схеме Бержерона—Финдайзена), о чем уже было сказано выше. За счет разности упругости пара над водой и льдом кристаллы растут, а капли испаряются.

Чтобы вызвать искусственным путем образование твердой фазы воды в капельножидком облаке при температуре ниже  $0^\circ$ , широко используется твердая углекислота ( $\text{CO}_2$  — так называемый «сухой лед»).

Температура частиц твердой углекислоты за счет затраты теплоты испарения понижается до  $-78^\circ$ . Воздух, окружающий ча-

стицу  $\text{CO}_2$  охлаждается и при этом в нем создается такое значительное пересыщение, при котором могут зарождаться и развиваться мельчайшие частицы, состоящие из нескольких десятков молекул воды. При температуре ниже  $-40^\circ$  комплексы молекул и дают, по В. Я. Никандрову, зародыши ледяных кристаллов. Общее их число при испарении 1 г  $\text{CO}_2$  можно найти (по А. Д. Соловьеву), исходя из следующих соображений.

На испарение частиц твердой углекислоты требуется затрата тепла  $Q_{\text{CO}_2} = 150 \text{ кал/г}$ . Это тепло получает частица  $\text{CO}_2$  за счет охлаждения некоторого объема воздуха и за счет теплоты сублимации водяного пара при образовании ледяных кристаллов. Отсюда общий баланс тепла составит

$$Q_{\text{CO}_2} = V\rho c_p \Delta T + V\rho L\Delta q, \quad (43)$$

где  $V$  — объем и  $\rho$  — плотность охлаждаемого воздуха,  $\Delta T$  — разность температур в охлажденном объеме воздуха,  $L$  — теплота сублимации водяного пара и  $\Delta q$  — количество сконденсированной влаги, рассчитанной на единицу массы охлажденного воздуха.

Очевидно, величина  $\Delta q$  должна быть равна общей массе образующихся зародышей, т. е.

$$N_3 m_3 = \Delta q V \rho, \quad (44)$$

где  $N_3$  и  $m_3$  — число и масса зародышей.

Тогда из (43) и (44) получим

$$Q_{\text{CO}_2} = V\rho (c_p \Delta T + L\Delta q) = \frac{N_3 m_3}{\Delta q} (c_p \Delta T + L\Delta q) \quad (45)$$

или

$$N_3 = \frac{Q_{\text{CO}_2} \Delta q}{m_3 (c_p \Delta T + L\Delta q)}. \quad (46)$$

Примем для упрощения, что ледяные зародыши имеют сферическую форму. Тогда радиус таких «жизнеспособных» зародышей, которые могут существовать и развиваться в облаке, должен удовлетворять условию, вытекающему из формулы Томсона

$$r_3 \geq \frac{2\sigma}{\rho_3 R_d T \ln \frac{E_r}{E_x}}, \quad (47)$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения (лед—воздух); приближенно  $\sigma \approx 82 \text{ эрг/см}^2$ .

Отношение  $\frac{E_r}{E_x}$ , учитывающее влияние кривизны поверхности.

В данном случае можно заменить отношением  $\frac{E_b}{E_a}$ , так как кри-

сталлик попадает в среду, где имеется пересыщение по отношению к поверхности льда. Отношение  $\frac{E_{\text{в}}}{E_{\text{л}}}$  зависит от температуры (см. § 2 гл. 16). Так, при  $T = -10^\circ$   $\frac{E_{\text{в}}}{E_{\text{л}}} \approx 1,1$ . Тогда  $m \approx 10^{-17}$  г, а  $N_3 \approx 10^{16}$  кристаллов на 1 г  $\text{CO}_2$ .

Эта величина дает максимально возможное число кристаллов при полном использовании охлаждающей способности твердой углекислоты. Если учесть (по Никандрову), что жизнеспособные ледяные зародыши образуются из комплексов молекул водяного пара при температуре ниже  $-40^\circ$ , то приведенные выше значения  $N_3$  следует уменьшить на два-три порядка (по лабораторным данным  $N_3$  составляет  $10^{11} - 10^{12}$  кристаллов на 1 г  $\text{CO}_2$ ).

При введении в переохлажденное облако частиц твердой углекислоты в нем возникает множество ледяных кристаллов, которые в результате турбулентного перемешивания распространяются внутри облака на значительные расстояния (несколько километров) от места воздействия. Если концентрация кристаллов очень велика, то капельножидкое облако становится кристаллическим.

В зависимости от скорости вертикальных движений воздуха требуется некоторое оптимальное соотношение между числом кристаллов и капель, для того чтобы кристаллы могли вырасти до размеров, при которых стало возможным их выпадение (достигнуть в облаке вершины траектории), тогда можно получить из облака дождь или снег. Практически в опытах не всегда известны скорости восходящих движений и обычно расходуют 1—2 кг  $\text{CO}_2$  на 1 км пути самолета.

Таким образом, проблема воздействия на переохлажденные облака принципиально решена, требуется ее техническое и практическое завершение.

Перейдем теперь к опытам по воздействию на облака и туманы при положительных температурах. При этом так же, как указано выше, следует различать две самостоятельные задачи: во-первых, рассеяние слоистых облаков и туманов, точнее создание в них просветов, во-вторых, стимулирование осадков главным образом из конвективных облаков.

Рассмотрим вначале первую задачу. Для рассеяния туманов и низких слоистых облаков предложено в разное время несколько способов. Из них физически наиболее обоснованными являются два метода.

1. Тепловой метод, предназначенный в основном для воздействия на туманы. Принцип, положенный в его основу, очень прост. Для рассеяния тумана следует нагреть воздух до температуры выше точки росы, тогда капли испарятся и туман рассеется. С этой целью во время второй мировой войны и ранее применялись различного рода нагреватели (нефтяные горелки, уголь и т. д.).

Тепловой метод рассеяния тумана требует большой затраты тепла: на испарение капель при водности тумана  $a_w = 0,5 \text{ г/м}^3$  потребуется около  $300 \text{ кал/м}^3$ . На нагревание  $1 \text{ м}^3$  воздуха с массой примерно  $1,2 \text{ кг}$  (теплоемкость  $c_p = 0,24 \text{ ккал/град}$ ) на  $1^\circ$  следует затратить  $q = mc_p \Delta T \approx 300 \text{ кал/м}^3$ . Так как для рассеяния тумана обычно необходимо нагревать воздух на несколько градусов, то затрата тепла без учета перемешивания составит около  $10^3 \text{ кал/м}^3$ . Для поддержания просвета сечением  $100 \times 100 \text{ м}^2$  в тумане при скорости ветра  $v = 5 \text{ м/сек}$  потребуется сжигать не менее  $100 \text{ т}$  нефти в час. Поэтому тепловым методом пользуются только в исключительных случаях.

2. Метод, основанный на использовании гигроскопических веществ. Он был предложен в 1935—1937 гг. В. А. Федосеевым, а затем запатентован в США в 1939 г. Редфордом и Хаутоном. Принцип метода можно пояснить следующим образом. Как известно, упругость пара под раствором гигроскопических веществ уменьшается в зависимости от его концентрации по закону Рауля (см. § 2 гл. 18). При введении в туман (облако) гигроскопических частиц они будут расти в начальной стадии за счет конденсации водяного пара. Поглощение влаги может привести к понижению относительной влажности до значений менее  $100\%$ , тогда капли тумана (облака) начнут испаряться. Если гигроскопические частицы вырастут при этом процессе до выпадающих размеров, то туман (облако) должен рассеяться.

Оптимальный расход гигроскопического вещества (без учета восходящих движений воздуха) определяется легко. Допустим, что для испарения капель тумана достаточно понизить относительную влажность на  $10\%$ , тогда соответствующая концентрация раствора, например, для  $\text{NaCl}$  составит  $125 \text{ г NaCl/л H}_2\text{O}$ , т. е.  $1 \text{ г NaCl}$  при его рациональном использовании может сконденсировать  $8 \text{ г}$  воды. Если водность тумана  $a_w = 0,5 \div 0,8 \text{ г/м}^3$ ,  $T = 0^\circ$ ,  $a_n = 4,8 \text{ г/см}^3$ , то на рассеяние  $1 \text{ м}^3$  тумана потребуется гигроскопических веществ

$$M = \frac{0,1 a_n + a_w}{8} \approx 0,1 \text{ г NaCl/м}^3.$$

Большие расходы гигроскопических веществ и технические трудности для их рационального использования затрудняют практическое применение этого метода.

В настоящее время в лабораторных и полевых условиях изучаются акустические, высокочастотные, электрические, химические (введение поверхностноактивных веществ) и другие средства воздействия на туманы и низкую облачность с целью их рассеяния.

Обратимся теперь ко второй задаче — стимулированию осадков из «теплых» водяных облаков. С этой целью также используются гигроскопические вещества. Физические основы дан-

ного метода воздействия вытекают из следующих соображений. В умеренных широтах даже из мощных кучевых облаков обычно не выпадает осадков, так как в них капли не вырастают до выпадающих размеров. Если в основание таких облаков искусственно внести гигроскопические частицы, более крупные, чем естественные ядра конденсации, то такие частицы (точнее капли раствора) за счет конденсационного роста вскоре достигнут «порога», с которого начнет действовать коагуляционный механизм. При дальнейшем укрупнении созданных капель они смогут достигнуть вершины траектории и затем выпасть в виде дождя.

В зависимости от скорости восходящих движений и вертикальной мощности облака потребуется различный начальный размер гигроскопических частиц. Соответствующие расчеты, проведенные по формулам § 5 и § 2 гл. 18, показывают, что наиболее эффективным такой метод воздействия является для мощных кучевых облаков.

Об эффективности воздействия можно наглядно судить по отношению начального радиуса вводимых частиц  $r_n$  к их конечному радиусу  $r_k$ , так как отношение массы введенного вещества к массе выпавших осадков примерно соответствует кубу их радиуса  $\left(\frac{r_k^3}{r_n^3} = \eta\right)$ . Так при вертикальной скорости в облаке

$w \approx 1$  м/сек капли насыщенного раствора NaCl с  $r_n = 20$  м достигают вершины траектории на высоте  $z_{в.т} \approx 1$  км и приобретают в облаке в конце их падения  $r_k \approx 200$  м, тогда  $\eta = 10^3$ . При  $w = 5$  м/сек и  $z_{в.т} \approx 4$  км частицы с начальным размером 20 м вырастают до 2000 м и  $\eta = 10^5 - 10^6$ .

Значит, в первом случае ( $w = 1$  м/сек) на 1 кг израсходованного вещества (NaCl) может быть получено около 1 т воды, а во втором случае ( $w = 5$  м/сек) — до  $10^3$  т воды.

В тропиках при очень развитых по вертикали облаках с большой водностью может найти применение и введение в облака крупных капель воды, создающих «цепную реакцию» (по Ленгмюру).

Существенно отметить, что для слаборазвитых и маломощных слоистых облаков этот метод теряет свою эффективность. Так, при  $w = 0,1$  м/сек и  $r_n = 20$  м вводить вещество следует в верхнюю часть облака, тогда при толщине облака 0,5 км капли вырастут до  $r_k \approx 50$  м и  $\eta$  будет равно лишь 10—15.

При оценке результатов опытов всегда возникает сложный вопрос о том, как доказать, что полученный эффект вызван искусственным путем, а не является следствием естественного развития процесса. С этой целью применяются радиолокационные наблюдения, позволяющие фиксировать место воздействия и происходящие при этом изменения в состоянии облака, наземные наблюдения за количеством осадков, выпавших вне и внутри зоны



воздействия, а в последнее время и статистические климатологические методы, когда в среднем за несколько лет на сравнительно большой территории проводится сравнение осадков в зоне воздействия и вне ее.

Достигнутые результаты открывают широкие возможности по воздействию на облака в практических целях: для перераспределения осадков, предотвращения града и ливней, рассеяния облаков и туманов, изменения климатических условий и т. д.

Можно быть уверенным, что в ближайшее время мы будем свидетелями новых, выдающихся успехов в этой области.

РАЗДЕЛ ПЯТЫЙ

## ВОЗДУШНЫЕ ДВИЖЕНИЯ

---

В атмосфере постоянно наблюдаются движения воздуха, весьма различные по интенсивности и по охватываемому ими пространству. Непосредственной причиной атмосферных движений служит неравномерность распределения давления, обусловленная процессами теплообмена. Изучение атмосферных движений дает возможность вскрыть основные закономерности погоды и климата и является основной задачей динамической метеорологии, решающей ее теоретическими методами на основе использования уравнений аэрогидромеханики и термодинамики. Ниже рассмотрим лишь некоторые основные понятия, относящиеся к этой обширной области метеорологии.

### Глава 21

## ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ АТМОСФЕРНЫХ ДВИЖЕНИЙ

### § 1. Основные силы, действующие в атмосфере

Приступая к изучению атмосферных движений, прежде всего рассмотрим те силы, под влиянием которых совершаются эти движения.

Силы, действующие в атмосфере, можно разделить на две группы: массовые (объемные) и поверхностные. К первым относятся силы, которые действуют на каждый элемент массы (или объем) независимо от того, существуют ли рядом с рассматриваемым элементом объема (массы) другие воздушные частицы. Такими силами являются сила тяжести и инерционные силы; к последним относится отклоняющая сила вращения Земли и центробежная сила.

Поверхностные силы представляют собой силы взаимодействия некоторого объема воздуха и окружающей среды. Эти силы приложены к поверхностным частицам выделенного объема.

К числу таких сил, действующих в атмосфере, принадлежат силы барического градиента и вязкие силы.

Рассмотрим последовательно все эти силы.

Сила тяжести  $g$  представляет собой разность нормальных составляющих сил притяжения к центру Земли  $\vec{F}$  и центробежной силы  $\vec{C}$ , направленной по радиусу-вектору вращения. Обозначая эти составляющие через  $F_n$  и  $C_n$ , для величины силы тяжести  $g$ , рассчитанной на единицу массы (ускорение силы тяжести), получим

$$g = F_n - C_n. \quad (1)$$

Воспользовавшись рис. 129, легко найдем, что

$$F_n = k \frac{M}{a^2} \cos \gamma \quad \text{и}$$

$$C_n = C \cos \varphi = \omega^2 a \cos \varphi' \cos \varphi, \quad (2)$$

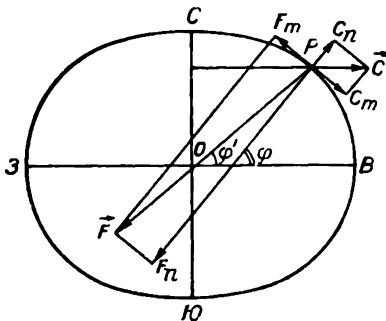


Рис. 129.

где  $k=6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2}$  — постоянная тяготения,  $M$  — масса Земли,  $a$  — расстояние рассматриваемой точки  $P$  от центра Земли,  $\omega=7,29 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$  — угловая скорость вращения Земли,  $\varphi$  — географическая широта,  $\varphi'$  — геоцентрическая широта места, а  $\gamma=\varphi-\varphi'$ . Ввиду малости  $\gamma$  можно положить  $\cos \gamma=1$ ,  $\varphi'=\varphi$  и заменить  $a$  через средний радиус Земли  $R$ . Тогда выражение (1) для ускорения силы тяжести примет вид

$$g = k \frac{M}{R^2} - \omega^2 R \cos^2 \varphi. \quad (3)$$

Ускорение силы тяжести может быть выражено через геопотенциал  $W$  ( $g = -\frac{\partial W}{\partial n}$ ); оно изменяется вдоль уровенной поверхности и с высотой над уровнем моря. Среднее его значение на широте  $\varphi = 45^\circ$  и уровне моря равно  $g = 980,62 \text{ см/сек}^2$ .

Величина центробежной силы  $\vec{C}$  наибольшая на экваторе, она равна здесь  $C_0 = 3,4 \text{ см/сек}^2$  и составляет очень малую долю силы притяжения  $\vec{F}$ , а именно на экваторе  $\frac{C}{F} = \frac{1}{280}$ .

**Отклоняющая сила вращения Земли.** Как известно из механики, все тела, движущиеся по земной поверхности, испытывают относительное ускорение (ускорение Кориолиса), вызванное тем, что Земля вращается вокруг своей оси. Эта сила инерционная; она действует только на движущиеся массы и проявляется лишь в том случае, когда рассматривается движение в системе координат, неподвижно связанной с вращающейся Землей.

В общем случае величина отклоняющей силы, рассчитанная на единицу массы, и ее направление определяются удвоенным векторным произведением угловой скорости вращения на скорость движения тела относительно Земли. Обозначив вектор отклоняющей силы через  $\vec{K}$ , угловой скорости через  $\vec{\omega}$  и скорости движения через  $\vec{V}$ , получим

$$\vec{K} = -2 [\vec{\omega} \vec{V}]. \quad (4)$$

Составляющие этой силы по осям координат имеют, очевидно, следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} K_x &= 2v\omega_z - 2w\omega_y \\ K_y &= 2w\omega_x - 2u\omega_z \\ K_z &= 2u\omega_y - 2v\omega_x \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $u$ ,  $v$ ,  $w$  и  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ,  $\omega_z$  — слагающие векторов скорости  $\vec{V}$  и  $\vec{\omega}$  по координатным осям.

Эта сила направлена в северном полушарии вправо, а в южном полушарии влево от направления движения.

Если мы возьмем так называемую стандартную систему координат, направив в данной точке  $P$  ось  $z$  по вертикали вверх, ось  $x$  вдоль круга широт с запада на восток и ось  $y$  вдоль меридиана с юга на север, то  $\omega_x = 0$ ,  $\omega_y = \omega \cos \varphi$ ,  $\omega_z = \omega \sin \varphi$ , и выражения (5) для составляющих силы  $\vec{K}$  будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} K_x &= 2v\omega \sin \varphi - 2w\omega \cos \varphi \\ K_y &= -2u\omega \sin \varphi \\ K_z &= 2u\omega \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (5')$$

Вертикальная слагающая  $K_z$  зависит только от слагающей скорости  $u$ , направленной на восток или на запад, и действует в направлении силы тяжести (если  $u < 0$ ), или в обратном направлении ( $u > 0$ ). Если сравнить ее численное значение со значением  $g$ , то оказывается, что  $K_z$  на четыре порядка (в 10 000 раз) меньше  $g$ . Поэтому особого значения для движений, происходящих в атмосфере, эта слагающая не имеет, и ее обычно не учитывают. Что касается горизонтальных слагающих отклоняющей силы вращения Земли, то ими пренебрегать нельзя.

Так как в атмосфере горизонтальные составляющие скорости  $u$  и  $v$  обычно во много раз превышают вертикальную составляющую  $w$ , то в первом из уравнений (5') членом  $2w\omega \cos \varphi$  в сравнении с членом  $2v\omega \sin \varphi$  можно в ряде случаев пренебречь. Таким образом, вместо (5') будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} K_x &= 2v\omega \sin \varphi \\ K_y &= -2u\omega \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

а полная горизонтальная слагающая силы  $\vec{K}$  будет численно равна

$$|\vec{K}| = K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} = 2c\omega \sin \varphi, \quad (7)$$

где  $c = \sqrt{u^2 + v^2}$  — горизонтальная составляющая скорости движения.

Для численной характеристики отклоняющей силы  $K$  приведем ее значения для единицы массы на разных широтах, полагая  $c = 10$  м/сек (табл. 68).

Таблица 68

$\varphi$ град. . . . .	10	30	50	70	90
$K$ см/сек <sup>2</sup> . . . . .	0,025	0,073	0,112	0,137	0,146

Отсюда видно, что по величине  $K$  мало в сравнении с  $g$ . Но так как эта сила действует перпендикулярно к направлению скорости движения, то она, не изменяя величины последней, заметно изменяет ее направление.

*Силой барического градиента*  $G$  называется сила, действующая на единицу массы воздуха и возникающая в результате неравномерного распределения давления.

Напомним, что, как известно из аэродинамики, условия равновесия некоторой массы воздуха, находящейся только под действием силы тяжести, определяются следующими уравнениями (для массы воздуха, равной единице):

$$X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

где  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  — проекции на оси координат силы тяжести, а  $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$ ,  $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$ ,  $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$  — проекции на те же оси равнодействующей силы гидростатического давления, отнесенные к единице массы.

Согласно этим уравнениям, для равновесия воздуха необходимо, чтобы сила тяжести уравновешивалась силой гидростатического давления, испытываемого данной массой со стороны окружающей среды.

Располагая ось  $z$  вертикально, а плоскость  $xy$  горизонтально, будем иметь:

$$X = Y = 0, \quad Z = -g,$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести. Тогда система уравнения (8) примет вид:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

Отсюда видно, что для равновесия воздуха в горизонтальной плоскости необходимо постоянство атмосферного давления в горизонтальной плоскости, т. е. чтобы

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0.$$

Как мы знаем, такая поверхность (в данном случае горизонтальная плоскость), на которой давление постоянно во всех точках, называется изобарической. Но в силу неравномерности распределения давления в атмосфере изобарические поверхности имеют сложную форму и наклонены к уровненным поверхностям. При пересечении их с горизонтальной поверхностью, соответствующей данному уровню, они дают сложную систему изобар. Величина изменения давления на горизонтальной плоскости на единицу длины по нормали к изобаре  $n$ , направленной в сторону уменьшения давления, есть горизонтальный барический градиент  $-\frac{\partial p}{\partial n}$ . За единицу длины в практике берется длина  $1^\circ$  меридиана (равная 111,2 км), а давление выражается в миллибарах, так что горизонтальный градиент определяют в  $\text{мб}/1^\circ$ . причем  $1 \text{ мб}/1^\circ = 0,9 \cdot 10^{-4} \text{ дин}/\text{см}^3$ .

Таким образом, вектор силы барического градиента определяется соотношением

$$\vec{G} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p, \quad (10)$$

а его составляющие по координатным осям имеют следующий вид:

$$G_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad G_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad G_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (11)$$

Горизонтальная составляющая вектора градиента давления  $\vec{G}$ , равная

$$G = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}, \quad (12)$$

является той основной силой, под влиянием которой возникают горизонтальные движения воздуха (ветер).

**Вязкие силы (сила трения)** возникают при движении воздуха в тех случаях, когда различные его объемы имеют разную скорость движения.

Если будем рассматривать движение воздуха, как движение вязкой жидкости вдоль некоторой плоской стенки то опыт показывает, что при удалении от стенки скорость движения жидкости будет возрастать. При этом оказывается, что касательное напряжение внутреннего трения  $\tau$ , возникающее между соприка-

сающимися слоями жидкости, движущимися с разными скоростями, пропорционально изменению скорости в направлении, перпендикулярном стенке. Поэтому  $\vec{\tau}$  может быть определено по следующей формуле:

$$\vec{\tau} = \mu \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}, \quad (13)$$

где  $\mu$  — коэффициент молекулярной вязкости; ось  $z$  направлена перпендикулярно стенке. [Формула (13) может быть легко получена для идеального газа из чисто теоретических соображений.] Численное значение коэффициента молекулярной вязкости воздуха  $\mu$  составляет  $1,7 \cdot 10^{-4}$  г/см · сек при  $t=0^\circ$  и  $2,2 \cdot 10^{-4}$  г/см · сек при  $t=100^\circ$ . Однако при изучении реальных атмосферных движений в силу их турбулентного характера величину  $\mu$  следует рассматривать как коэффициент виртуальной турбулентной вязкости. Как уже отмечалось ранее, численные значения коэффициента виртуальной вязкости в десятки и сотни тысяч раз превосходят величину коэффициента молекулярной вязкости.

Обозначим коэффициент виртуальной вязкости (турбулентного обмена) через  $A$ . Тогда вместо (13) будем иметь

$$\vec{\tau} = A \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = k\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}, \quad (14)$$

где  $k$  — коэффициент турбулентности.

Заметим, что скорость  $\vec{v}$  в формуле (14) имеет значение средней скорости.

Воспользовавшись формулой (14), найдем теперь выражение для вязкой силы — силы внутреннего трения  $\vec{R}$ . Рассмотрим элемент объема жидкости, изображенный на рис. 130. Пусть площади верхнего и нижнего оснований элемента объема равны единице, а его высота  $dz$ . Тогда вязкие напряжения, приложенные к верхнему и нижнему основаниям рассматриваемого элемента объема, равны соответственно  $\vec{\tau} + \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} dz$  и  $\vec{\tau}$ . Результирующая их выразится как  $\frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} dz$ . Это и есть сила внутреннего трения, приложенная к рассматриваемому элементу объема жидкости.

Сила внутреннего трения, рассчитанная на единицу массы, будет

$$\vec{R} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z}, \quad (15)$$

или с учетом формулы (14)

$$\vec{R} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( A \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right). \quad (16)$$

В общем случае, когда скорость движения изменяется не только в направлении оси  $z$ , формула (16) заменяется следующим выражением:

$$\vec{R} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right) + k_0 \left( \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial y^2} \right), \quad (16')$$

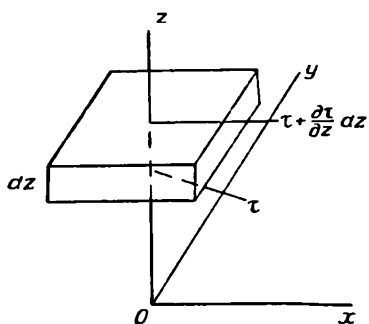


Рис. 130.

где  $k_z$  и  $k_0$  — коэффициенты турбулентности соответственно в вертикальном и горизонтальном направлениях, причем последний принимается не зависящим от координат  $x$  и  $y$ .

Если учитывать совокупное действие молекулярного и турбулентного трения, то касательное напряжение трения может быть представлено суммой

$$\vec{\tau}_1 = (A + \mu) \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}, \quad (17)$$

откуда и сила трения определится в виде

$$\vec{R}_1 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{\tau}_1}{\partial z}. \quad (18)$$

*Центробежная сила* возникает в том случае, если движение происходит вдоль криволинейной траектории. Если радиус кривизны этой траектории  $r$ , а скорость движения в некоторой точке  $v$ , то центробежная сила в ней, как известно, будет

$$\vec{C} = \frac{v^2}{r}. \quad (19)$$

## § 2. Уравнения движения

Если рассчитывать силы на единицу движущейся массы воздуха, то уравнения движения могут быть, как известно из механики, записаны следующим образом:

$$\frac{du}{dt} = X, \quad \frac{dv}{dt} = Y, \quad \frac{dw}{dt} = Z, \quad (20)$$

где  $u$ ,  $v$  и  $w$  — составляющие вектора скорости  $\vec{c}$  по осям координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ;  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  — составляющие по осям координат суммы всех действующих сил, включая массовые и поверхностные силы.

Имея в виду выведенные в § 1 выражения для сил, действующих на единицу массы, вместо (20) напишем следующие уравнения движения несжимаемой жидкости на вращающейся Земле:



$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + (2\omega_z v - 2\omega_y w) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \\ &\quad + k_0 \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) + k_0 \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\omega_y u + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial w}{\partial z} \right) + k_0 \left[ \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] \end{aligned} \right\} (21)$$

Заметим здесь, что при исследовании движений в атмосфере приходится иметь дело не с изменением скорости движущейся частицы воздуха  $\frac{dc}{dt}$ , а с изменением скорости, наблюдаемым в некоторой заданной точке. Это приводит к необходимости выразить индивидуальную (или полную) производную  $\frac{dc}{dt}$  через производные скорости, относящиеся к определенной точке пространства (локальные производные).

В этом случае, например, для составляющей скорости  $u(x, y, z, t)$ , которая является функцией не только времени, но и положения движущейся частицы, напишем выражение для индивидуальной производной по времени в виде

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{dz}{dt},$$

а так как

$$\frac{dx}{dt} = u, \quad \frac{dy}{dt} = v, \quad \frac{dz}{dt} = w,$$

то

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}$$

и аналогично

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (22)$$

Система уравнений движения (21) должна быть дополнена так называемым уравнением неразрывности, которое является выражением закона сохранения массы вещества. Для его вывода

определим приток массы воздуха за единицу времени в элемент объема  $dv = dx dy dz$ . В направлении оси  $z$  этот приток определится следующим образом:

$$\left[ \rho u + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} dx \right] dy dz - \rho u dy dz = \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} dx dy dz.$$

Аналогичные выражения получатся для других осей координат. В результате для общего притока массы воздуха во всем рассматриваемом объеме получим

$$\left[ \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} \right] dx dy dz = \operatorname{div} \rho \vec{c} dx dy dz.$$

Это выражение определяет массу воздуха, вытекающую в единицу времени из рассматриваемого объема. В силу закона сохранения вещества этот поток должен компенсироваться уменьшением плотности воздуха в рассматриваемом объеме, которое можно определить как

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz.$$

Приравнявая оба последних выражения, получаем следующее уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{c} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0, \quad (23)$$

в котором, как показывает сопоставление порядка величины отдельных членов, первым слагаемым можно приближенно пренебречь по сравнению с остальными слагаемыми, т. е. написать

$$\operatorname{div} \rho \vec{c} \approx 0. \quad (24)$$

Система уравнений (21) и (23) должна быть дополнена уравнением притока тепла (§ 5 гл. 12) и уравнением состояния влажного воздуха.

Таким образом, в общем случае система уравнений движения оказывается весьма сложной. Поэтому ее решение связано с очень большими трудностями и оно до настоящего времени не получено.

Основные уравнения движения (21) могут быть упрощены по-разному, например, путем оценки порядка величин отдельных слагаемых, входящих в эти уравнения. Оставляя в первых двух уравнениях системы (21) члены, имеющие порядок  $10^{-4} - 10^{-3}$ ,

а в третьем лишь слагаемые порядка  $10^1$ , можно переписать ее в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \\ &\quad + 2\omega_z v + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \\ &\quad - 2\omega_z u + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g = 0 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

откуда видно, что третье из этих уравнений движения может быть в ряде случаев сведено к основному уравнению статики.

### § 3. Траектории и линии тока

Приведенная в предыдущем параграфе система уравнений движения (25) может быть использована для исследования атмосферных движений двояким образом. Можно, например, ограничиться решением этой системы уравнений относительно неизвестных величин составляющих скорости  $u$ ,  $v$ ,  $w$ . В таком случае в результате исследования будет получено поле скорости. Можно, однако, поставить перед собой значительно более сложную задачу отыскания движения отдельных воздушных частиц. И в том и в другом случае полезным оказывается графическое представление результатов интегрирования уравнений движения. Подобного рода графическое представление является весьма ценным и при анализе данных наблюдений.

При исследовании поля воздушных течений большой наглядностью обладает характеристика его с помощью так называемых линий тока. *Линиями тока* называют такие линии, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением движения в данный момент времени. Исходя из такого определения, дифференциальные уравнения линий тока можно записать в виде

$$\frac{dx}{u(x, y, z, t)} = \frac{dy}{v(x, y, z, t)} = \frac{dz}{w(x, y, z, t)}. \quad (26)$$

Таким образом, линии тока характеризуют поле скорости в любой, но вполне определенный момент времени.

Наряду с линиями тока можно построить и изучать *траектории частиц*, которые определяют изменение со временем положения отдельных частиц и описываются уравнениями того же вида, что и (24), однако в этом случае время является не параметром (как для линий тока), а независимой переменной.

Естественно, что если движение установившееся, т. е. составляющие скорости не зависят от времени, то уравнения линий тока и траекторий становятся полностью тождественными. В этом случае траектории и линии тока совпадают. При неустановившемся же движении траектории и линии тока могут существенно отличаться.



Рис. 131. Точки сходимости (а) и расходимости (б) линий тока.

Нередко для графического представления поля скорости пользуются *изотахами* — линиями одинаковых скоростей ветра, а также *изогонами* — линиями одинаковых направлений вектора скорости ветра. Построив изогоны, можно затем провести и линии тока.

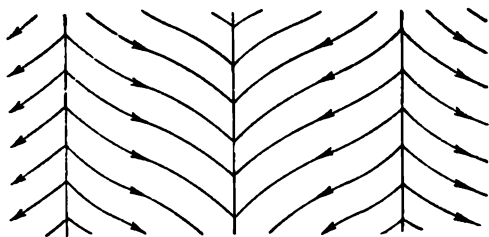


Рис. 132. Линии расходимости и сходимости.

В метеорологии особый интерес представляет рассмотрение таких атмосферных движений, которые характеризуются наличием сходимости или расходимости линий тока.

Сходимость линий тока в некоторой точке (рис. 131 а) наблюдается в области пониженного давления у поверхности земли. Наоборот, в области повышенного давления имеет место расходимость линий тока от некоторого центра (рис. 131 б).

При наличии двух воздушных течений между ними может наблюдаться сходимость или расходимость линий тока вдоль некоторых линий — сходимости или расходимости. На рис. 132 изображены схематически такие линии сходимости и расходимости.

Явления сходимости и расходимости постоянно возникают при движении воздушных потоков в пересеченной местности, где потоки под влиянием встречающихся препятствий суживаются или расширяются, причем иногда наблюдается и изменение скорости ветра.

#### § 4. Стационарное движение без трения

Рассмотрим случай движения воздуха в горизонтальной плоскости при отсутствии трения. Это условие можно считать выполняющимся на высотах, превышающих 500—1000 м, где влияние силы трения на атмосферные движения оказывается настолько малым, что им можно пренебречь. Пусть на этих высотах имеется установившееся горизонтальное движение воздуха. Такое движение при отсутствии сил трения называется *градиентным ветром*. Рассмотрим два простейших частных случая градиентного ветра: а) ветер при прямолинейных изобарах и б) ветер при круговых изобарах.

а) **Геострофический ветер.** В этом случае ввиду постоянства скорости ( $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0$ ) вместо (25) получим следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v_g \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u_g \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

где составляющие вектора скорости  $\vec{c}_g$  по осям координат обозначены через  $u_g$  и  $v_g$ .

Первые два уравнения, именуемые геострофическими соотношениями, определяют геострофический ветер. Они показывают, что направление геострофического ветра будет перпендикулярным направлению градиента давления. Действительно, умножая первое из уравнений (27) на  $u_g$ , а второе на  $v_g$  и складывая оба уравнения, имеем

$$u_g \frac{\partial p}{\partial x} + v_g \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (28)$$

но так как

$$u_g = c_g \cos(c_g, x), \quad v_g = c_g \sin(c_g, x),$$

а

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial n} \cos\left(\frac{\partial p}{\partial n}, x\right), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial n} \sin\left(\frac{\partial p}{\partial n}, x\right),$$

$$u_g \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} = c_g \frac{\partial p}{\partial n} \left[ \cos(c_g, x) \cos\left(\frac{\partial p}{\partial n}, x\right) + \right. \\ \left. + \sin(c_g, x) \sin\left(\frac{\partial p}{\partial n}, n\right) \right] = c_g \frac{\partial p}{\partial n} \cos(c_g, \frac{\partial p}{\partial n}) = 0 \quad (28')$$

или

$$\cos(c_g, \frac{\partial p}{\partial n}) = 0, \quad (29)$$

т. е. направления  $c_g$  и  $\frac{\partial p}{\partial n}$  перпендикулярны друг другу.

Таким образом, при принятых ограничениях — отсутствии трения и стационарности движения — скорость геострофического ветра направлена перпендикулярно к градиенту, т. е. параллельно изобаре.

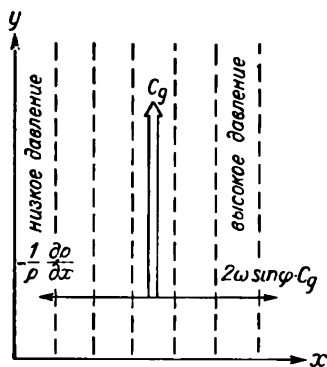


Рис. 133. Геострофический ветер.

Так как в северном полушарии отклоняющая сила вращения Земли  $K$  направлена вправо по отношению к скорости движения, то ясно, что сила барического градиента будет направлена влево по отношению к скорости  $c_g$ . Отсюда следует также, что геострофический ветер направлен вдоль изобары так, что в северном полушарии области низкого давления остаются слева, а высокого — справа; в южном полушарии мы имеем обратное. Это соотношение носит название *барического закона ветра*.

На рис. 133 схематически представлено направление геострофического ветра  $c_g$  и сил, действующих при этом на частицу; согласно сказанному, сила барического градиента  $G$  уравновешивается отклоняющей силой вращения Земли  $K$ , т. е.

$$G + K = 0. \quad (30)$$

Как показывает (27), полная скорость геострофического ветра  $c_g = \sqrt{u_g^2 + v_g^2}$  определится по следующей формуле:

$$c_g = \frac{1}{2 \omega \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{1}{2 \omega \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial n}. \quad (31)$$

Численно принимая  $\rho = 0,001276 \text{ г/см}^3$  (при  $p = 1000 \text{ мб}$  и  $t = 0^\circ$ ) и  $2\omega = 1,458 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$  и выражая градиент давления в миллибарах на 111,2 км, получим

$$c_g = \frac{4,8}{\sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial n} \text{ м/сек.} \quad (31')$$

Так как плотность воздуха в метеорологии непосредственно не измеряется, то целесообразно, воспользовавшись уравнением состояния  $p = \rho RT$ , преобразовать формулу (31) следующим образом:

$$c_g = \frac{RT}{2 p \omega \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial n}. \quad (32)$$

Эта формула показывает зависимость скорости геострофического ветра от температуры, давления, градиента давления и широты места. Так, в зависимости от широты места при  $\frac{\partial p}{\partial n} = 1 \text{ мб/111 км}$  и  $\rho = 1,293 \text{ кг/м}^3$  значение геострофического ветра (в м/сек) составит 9,6 м/сек для  $\varphi = 30^\circ$ , 6,8 м/сек для  $\varphi = 45^\circ$  и 5,5 м/сек для  $\varphi = 60^\circ$ . Весьма существенные изменения претерпевает геострофический ветер также при изменении плотности воздуха. Например, при одном и том же градиенте давления и неизменной широте скорость геострофического ветра летом (когда  $\rho$  меньше) будет примерно на 10% больше, чем зимой. Для практических расчетов геострофического ветра ряд авторов предложили так называемые градиентные линейки, по которым расчет геострофического ветра производится очень быстро и просто.

Как было отмечено в начале параграфа, геострофический ветер достаточно близко соответствует действительному ветру лишь в условиях свободной атмосферы, где влиянием трения можно пренебречь. Вблизи же земной поверхности, где действуют силы трения, проявляются лишь некоторые из закономерностей геострофического ветра, рассмотренных выше. Так, например, вблизи земной поверхности скорость действительно наблюдаемого ветра хотя и меньше скорости геострофического ветра, но так же, как и последняя, пропорциональна градиенту давления. Подобно геострофическому ветру, реальный ветер также отклонен вправо по отношению к градиенту давления, однако не на  $90^\circ$ , а в среднем на угол примерно  $60-70^\circ$ , что обусловлено влиянием на атмосферные движения турбулентного трения.

Весьма значительным является различие между реальным и геострофическим ветром в области низких широт. При малых  $\varphi$  понятие о геострофическом ветре вообще теряет смысл, что ясно следует из формулы (31), так как при  $\varphi \rightarrow 0$  геострофическая скорость  $c_g \rightarrow \infty$  (в этом случае отклоняющая сила равна нулю).

б) Градиентный ветер при круговых изобарах. Рассмотрим теперь задачу о стационарном горизонтальном движении воздуха при отсутствии трения применительно к случаю криволинейных изобар. В общем случае плоского нестационарного криволинейного движения при отсутствии трения уравнения движения в декартовой системе координат (25) имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Выразим эти уравнения в полярной системе координат  $(r, \theta)$ , введя подстановки:  $x = r \cos \theta$  и  $y = r \sin \theta$ .

Обозначим через  $v_r$  и  $v_\theta$  составляющие скорости в полярной системе координат; тогда после несложных преобразований вместо (33) получим уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial v_r}{r \partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} - 2\omega \sin \varphi v_\theta &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial v_\theta}{r \partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} + 2\omega \sin \varphi v_r &= \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \theta}. \end{aligned} \quad (34)$$

Рассмотрим частный случай плоского стационарного криволинейного движения в отсутствии трения при условии концентрических круговых изобар. В таком случае

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial v_\theta}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial v_r}{\partial r} = 0.$$

В силу этих условий второе из уравнений (34) может быть удовлетворено лишь при  $v_r = 0$ . Из первого же уравнения получаем, заменяя  $v_\theta$  на  $c$ ,

$$\frac{c^2}{r} + 2\omega \sin \varphi c = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (35)$$

Отсюда видно, что ветер, определяемый этим уравнением, направлен перпендикулярно градиенту давления. Такой градиентный ветер при круговых изобарах называют иногда геоциклострофическим. Здесь член  $\frac{c^2}{r} = Z$  представляет центробежную силу.

Рассмотрим, каким образом можно схематически представить атмосферные движения при круговых изобарах в циклоне (область низкого давления) и в антициклоне (область высокого давления) в условиях северного полушария. В первом случае сила барического градиента направлена к центру циклона,



а центробежная сила  $Z$  и отклоняющая сила вращения Земли  $K$ , уравнивающие ее, — в противоположном направлении до тех пор, пока  $\left| \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right| > \left| \frac{c^2}{r} \right|$ ; при соблюдении последнего условия скорость будет направлена против часовой стрелки,  $\frac{\partial \theta}{\partial t} > 0$ ). Следовательно, имеем  $G < 0$ ,  $K > 0$  и  $Z > 0$ , поэтому  $G = K + Z$ . Соотношение действующих сил при этих условиях изображено на рис. 134 а.

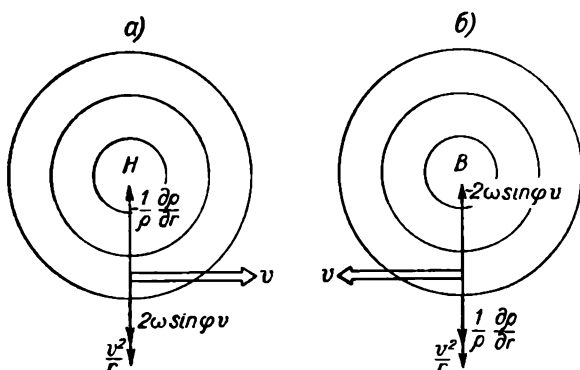


Рис. 134. Градиентный ветер при круговых изобарах.  
а — в циклоне, б — в антициклоне.

В антициклоне (рис. 134 б) сила барического градиента  $G$  имеет обратное направление и вместе с центробежной силой  $Z$  она уравнивается отклоняющей силой  $K$ , направленной к центру антициклона. В этом случае уравнение (35) должно быть записано в следующем виде:

$$-\frac{c^2}{r} + 2\omega \sin \varphi c = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (35')$$

т. е. движение будет направлено в обратную сторону — по часовой стрелке ( $\frac{\partial \theta}{\partial t} < 0$ ), причем  $G > 0$ ,  $K < 0$  и  $Z > 0$ , поэтому  $K = G + Z$ , или  $G = K - Z$ . Таким образом, в циклоне ветер направлен против часовой стрелки, а в антициклоне — по часовой стрелке.

В общем случае уравнение градиентного ветра при круговых изобарах, очевидно, может быть представлено в таком виде:

$$\pm \frac{c^2}{r} + 2\omega \sin \varphi c = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (36)$$

или

$$\pm Z + K = G, \quad (36')$$

где знак плюс перед первым членом относится к случаю циклона, а знак минус к случаю антициклона.

При  $r = \infty$  (прямолинейные изобары) уравнение (36) переходит в уравнение геострофического ветра.

Перепишем уравнение (36) следующим образом:

$$c \pm \frac{c^2}{2r\omega_z} = \frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{\partial p}{\partial r}.$$

Правая часть этого уравнения есть  $c_g$  [см. уравнение (31)]. Следовательно, в антициклоне при прочих равных условиях скорость градиентного ветра при круговых изобарах превышает скорость геострофического ветра  $c > c_g$ . В циклоне, наоборот,  $c < c_g$ , т. е. циклоническая кривизна изобар способствует уменьшению скорости ветра по сравнению с ее геострофическим значением. Таким образом, при одном и том же численном значении градиента скорость ветра в антициклоне будет больше скорости в циклоне.

Рассматривая соотношение между действующими силами в антициклоне ( $G = K - Z$ ), мы приходим к выводу, что в экваториальных областях, где отклоняющая сила вращения Земли  $K = 2\omega \sin \varphi c$  близка к нулю, существование стационарных областей высокого давления становится невозможным.

Для дальнейшего анализа вопроса перепишем уравнение (36) в более простой форме, введя обозначение  $2\omega \sin \varphi = l$  и учитывая, что  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega \sin \varphi c_g = lc_g$ .

Тогда получим

$$\pm \frac{c^2}{r} + lc - lc_g = 0. \quad (37)$$

Решая это уравнение для антициклона (со знаком минус перед  $\frac{c^2}{r}$ ) и полагая в этом случае  $c = c_1$ , имеем

$$c_1 = \frac{rl}{2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4c_g}{rl}} \right]. \quad (38)$$

Перед квадратным корнем этого выражения должен быть оставлен знак минус, так как при положительном знаке мы приходим к абсурдному выводу, что при  $r$ , стремящемся к бесконечности, скорость  $c$  стремится также к бесконечности, в то время как при  $r = \infty$  она должна быть равной  $c_g$ . Наибольшее значение скорости  $c_1$  ограничивается условием  $1 - \frac{4c_g}{rl} = 0$ , или  $rl = 4c_g$ . Но,

так как  $c_g = \frac{1}{2\rho\omega \sin \varphi} \frac{\partial p}{\partial r}$ , а  $2\omega \sin \varphi = l$ , то

$$\left( \frac{\partial p}{\partial r} \right)_{\text{пред}} = \frac{1}{4} r l^2 = r \rho \omega^2 \sin^2 \varphi. \quad (39)$$

Отсюда видно, что барические градиенты в антициклоне должны быть ограничены по величине некоторым предельным значением, определяемым формулой (39), так как при значениях  $\frac{\partial p}{\partial r}$ , больших этого предельного  $\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)_{\text{пред}}$ , под квадратным корнем формулы (39) появляется отрицательная величина.

Решая уравнение (39) для циклона и обозначая  $c$  через  $c_2$ , можно видеть, что

$$c_2 = -\frac{rl}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{4c_g}{rl}} \right]. \quad (40)$$

С помощью рассуждений, аналогичных предыдущим, мы приходим к выводу, что в циклоне значения градиента давления и скоростей ветра теоретически ничем не ограничены и могут быть сколь угодно велики. Это подтверждается наблюдениями над тропическими циклонами, в которых отмечаются очень большие градиенты и скорости ветра. Однако в реальных условиях атмосферы градиенты давления и скорости ветра в циклонах также имеют некоторые предельные значения, определяемые энергетическими возможностями состояния атмосферы, и не могут расти беспредельно.

Из изложенного следует, что при одинаковом значении градиента скорость градиентного ветра как в циклоне, так и в антициклоне больше скорости геострофического ветра. Однако, так как в реальных условиях градиенты в циклонах больше, чем в антициклонах, то обычно скорость ветра в циклонах оказывается большей, чем в антициклонах.

## Глава 22

### ИЗМЕНЕНИЕ ВЕТРА С ВЫСОТОЙ

#### § 1. Влияние сил трения на движение воздуха

Соотношения, выведенные в предыдущей главе, относятся к случаю, когда можно пренебрегать влиянием сил трения. В нижних слоях атмосферы (до высоты 500—1000 м) этого делать нельзя, здесь необходимо учитывать вязкие силы. В результате их действия ветер, наблюдаемый вблизи земной поверхности, отличается от геострофического как по величине, так и по направлению. Например, наблюдения дают, что на высоте порядка 500 м скорость ветра примерно в два раза больше, чем на высоте флюгера (около 10 м).

Кроме того, установлено, что над ровной гладкой поверхностью, а в особенности над обширными водными поверхностями (например, над морями), скорость ветра при прочих равных

условиях обычно несколько больше, чем над сушей, имеющей различные неровности.

Вместе с тем направление ветра у земной поверхности отклоняется от геострофического в сторону низкого давления на угол порядка  $25\text{--}35^\circ$ , причем его величина меньше над гладкой водной поверхностью, чем над сушей с ее неровностями. Этот так называемый угол отклонения с высотой уменьшается, и с увеличением высоты ветер вращается по часовой стрелке (вправо) и достигает направления, совпадающего с направлением геострофического лишь на некоторой высоте. Установлено также, что наземный угол отклонения ветра зависит от кривизны изобар: в циклонах он меньше (порядка  $15\text{--}20^\circ$ ), а в антициклонах больше ( $30\text{--}35^\circ$ ).

Качественно все указанные отклонения действительно наблюдаемого ветра от геострофического можно понять, если учесть влияние вязких сил (сил трения) на движение воздуха. Прежде всего заметим, что непосредственно на земной поверхности скорость ветра, как у всякой неподвижной стенки, всегда обращается в нуль — имеет место явление так называемого прилипания. На некоторой высоте начинают играть существенную роль вязкие силы, обусловленные турбулентностью атмосферы, в результате действия которых направление вектора ветра всегда будет отклонено от изобар в сторону низкого давления и лишь на некоторой высоте, где влиянием сил трения можно в сравнении с другими силами пренебречь, направление ветра будет совпадать с изобарами, как это и показано в предыдущей главе.

Прежде чем перейти к строгому доказательству этого положения, рассмотрим графически, каково должно быть соотношение между силами, действующими на частицу, при учете сил трения  $\vec{R}$ . Вспомним, что барический градиент  $\vec{G}$  всегда направлен по нормали к изобарам в сторону убывающего давления, а отклоняющая сила вращения Земли  $\vec{K}$  всегда направлена перпендикулярно направлению скорости ветра (в северном полушарии вправо). При наличии силы трения  $\vec{R}$  в случае установившегося движения, когда скорость ветра не изменяется во времени, между скоростью  $\vec{c}$  и всеми тремя силами  $\vec{G}$ ,  $\vec{K}$  и  $\vec{R}$  должно иметь место равновесие.

Легко видеть, что при прямолинейных изобарах стационарное движение будет возможно при расположении скорости  $\vec{c}$  и сил  $\vec{G}$ ,  $\vec{K}$  и  $\vec{R}$ , указанном на рис. 135, т. е. когда равнодействующая сил  $\vec{K}$  и  $\vec{R}$  будет равна по величине  $\vec{G}$  и противоположна ему по направлению. Действительно, если разложить силы  $\vec{G}$  и  $\vec{R}$  по направлению ветра и по направлению, перпендикулярному

к нему, то для равновесия необходимо, чтобы сила градиента  $\vec{G}$  уравнивалась равнодействующей сил  $\vec{K}$  и  $\vec{R}$ . Но в этом случае

$$|G_1| = |R_1| \quad \text{и} \quad |G_2| = |K + R_2|,$$

или

$$|G \cos \psi| = |R \cos \beta| \quad \text{и} \quad |G \sin \psi| = |K + R \sin \beta|,$$

где  $\psi$  — угол, составленный направлением ветра с направлением градиента, а  $\beta$  — угол отклонения силы трения  $\vec{R}$  от направления,

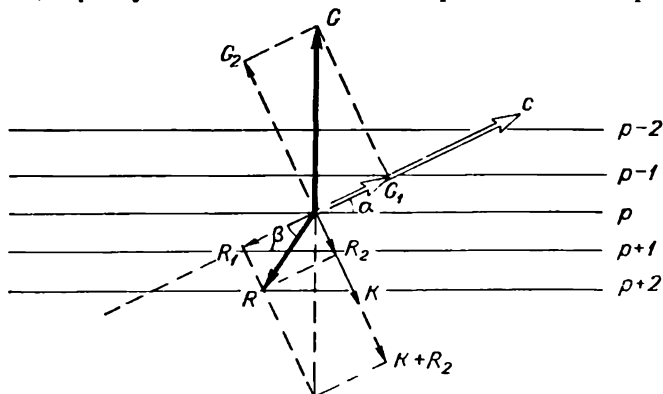


Рис. 135. Стационарное движение при прямолинейных изобарах при наличии трения.

противоположного направлению скорости ветра  $\vec{c}$ , причем  $\beta = \beta(z)$  с высотой изменяется.

Согласно этим соотношениям, на каждом уровне такое равновесие сил может быть только в случае, когда вектор скорости ветра  $\vec{c}$  отклонен от изобары в сторону низкого давления на угол  $\alpha = 90^\circ - \psi$ .

Точно так же в случае круговых изобар, когда прибавляется еще и центробежная сила  $\vec{Z}$ , мы получим распределение всех действующих сил для циклона (рис. 136 а) и антициклона (рис. 136 б). На рисунках видно, что в циклоне равнодействующая сил  $\vec{K}$ ,  $\vec{Z}$  и  $\vec{R}$  уравнивает силу  $\vec{G}$ , а в антициклоне равнодействующая сил  $\vec{G}$  и  $\vec{Z}$  уравнивается равнодействующей сил  $\vec{K}$  и  $\vec{R}$ . При таком расположении сил очевидно, что в циклонах у земной поверхности воздух будет втекать с периферии в его центральную часть, а в антициклонах, наоборот, вытекать из его центральных частей; при этом движение будет в обоих случаях происходить под некоторым углом к изобарам.

ное ранее (§ 4, гл. 21) положение для градиентного ветра, согласно которому низкое давление находится слева, а высокое справа по отношению к направлению движения. Из изложенного видно также, что в циклоне направление ветра против часовой стрелки имеет в то же время слагающую по направлению к центру, а в антициклоне — от центра.

Переходя к более строгому рассмотрению влияния сил трения на движение воздуха, следует обратиться к полным уравнениям движения. Учитывая, что силами молекулярной вязкости, как весьма малыми по сравнению с турбулентной вязкостью, можно пренебречь, напомним эти уравнения, рассматривая горизонтальное движение, в виде:

480

Так как всюду в дальнейшем будет идти речь о коэффициенте вертикального турбулентного обмена, то условимся для упрощения опускать индекс  $z$  у  $k_z$  и писать просто  $k$ .

Совершенно очевидно, что распределение скорости ветра с высотой тесно связано с изменением с высотой коэффициента турбулентности  $k=k(z)$ , поэтому и будем рассматривать их совместно.

Обращаясь к уравнениям (1), напомним их применительно к установившемуся движению ( $\frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0$ ):

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v + \frac{d}{dz} \left( k \frac{du}{dz} \right) &= 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u + \frac{d}{dz} \left( k \frac{dv}{dz} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Если ввести в рассмотрение слагающие скорости геострофического ветра  $u_g = \frac{1}{2\omega_z \rho} \frac{\partial p}{\partial y}$  и  $v_g = \frac{1}{2\omega_z \rho} \frac{\partial p}{\partial x}$ , то эти уравнения примут вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} \left( k \frac{du}{dz} \right) &= -2\omega_z v + 2\omega_z v_g \\ \frac{d}{dz} \left( k \frac{dv}{dz} \right) &= 2\omega_z u - 2\omega_z u_g \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Проинтегрируем последние уравнения по высоте  $z$ ; тогда получим

$$\left. \begin{aligned} k \frac{du}{dz} &= \left| k \frac{du}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} - 2\omega_z \int_0^z (v - v_g) dz \\ k \frac{dv}{dz} &= \left| k \frac{dv}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} + 2\omega_z \int_0^z (u - u_g) dz \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Численная оценка величины членов в правой части этих уравнений показывает, что в пределах приземного слоя (до высоты несколько десятков метров) вторые слагаемые, содержащие малый множитель  $\omega_z$ , составляют не более 10% величины первых слагаемых. Это дает основание в приземном слое с достаточной для практики точностью пренебречь этими членами и записать уравнения (4) (приближенно) в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} k \frac{du}{dz} &= \left| k \frac{du}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} = \frac{\tau_{x,0}}{\rho} \\ k \frac{dv}{dz} &= \left| k \frac{dv}{dz} \right|_{z \rightarrow 0} = \frac{\tau_{y,0}}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $\tau_{x,0} = \rho \left| k \frac{du}{dz} \right|_{z \rightarrow 0}$  и  $\tau_{y,0} = \rho \left| k \frac{dv}{dz} \right|_{z \rightarrow 0}$  — проекции на оси  $x$  и  $y$  турбулентного касательного напряжения трения на поверхности Земли (при  $z=0$ ); эти проекции называют иногда поверхностным трением.

Согласно уравнениям (5), в приземном слое турбулентное напряжение, а вместе с тем и скорость ветра сохраняют постоянным свое направление.

Если ориентировать ось  $x$  по направлению воздушного потока, то тогда  $v=0$ ,  $u=c$ ,  $\tau_{y,0}=0$  и  $\tau_{x,0}=\tau_0$  и вместо системы (5) будем иметь одно уравнение

$$k \frac{dc}{dz} = \frac{\tau_0}{\rho}, \quad (6)$$

где

$$\tau_0 = \rho \left| k \frac{dc}{dz} \right|_{z \rightarrow 0}. \quad (7)$$

Вводя в рассмотрение путь смещения  $l$ , можно, как было указано ранее, коэффициент турбулентности записать следующим образом:

$$k = l^2 \frac{dc}{dz}, \quad (8)$$

после чего уравнение (6) примет вид

$$l^2 \left( \frac{dc}{dz} \right)^2 = \frac{\tau_0}{\rho} = v_*^2, \quad (9)$$

где  $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$  — так называемая *динамическая скорость*, или *скорость трения*.

Но путь смещения  $l$  является функцией высоты, причем, как принято в аэродинамике, можно постулировать эту зависимость в виде линейной функции

$$l = \kappa(z + z_0), \quad (10)$$

где  $\kappa=0,38$  — постоянная Кармана, а  $z_0$  — параметр шероховатости.

Учитывая соотношение (8), преобразуем уравнение (9)

$$dc = \frac{v_*}{\kappa} \frac{dz}{z + z_0}. \quad (11)$$

Проинтегрировав уравнение (11) по высоте от  $z=0$ , где  $c=0$ , до  $z=z$ , где  $c=c(z)$ , получим

$$c(z) = \frac{v_*}{\kappa} \ln \frac{z + z_0}{z_0}. \quad (12)$$



Формула (12) представляет закон распределения скорости ветра в приземном слое атмосферы. Она известна под названием логарифмического закона распределения скорости ветра с высотой и была впервые получена Прандтлем.

Из свойств логарифмической функции вытекает, что скорость ветра быстро возрастает с увеличением высоты при малых значениях  $z$ , т. е. вблизи земной поверхности, а затем по мере уве-

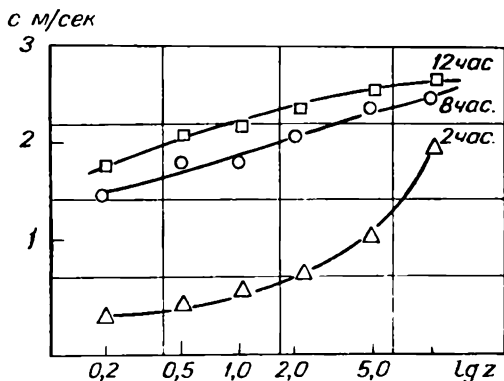


Рис. 137. Распределение скорости ветра с высотой в приземном слое по данным измерений (Арысь, Казахская ССР).

личения  $z$  это возрастание становится все более и более медленным. Так что, если по оси абсцисс откладывать  $lg z$ , а по оси ординат — скорость ветра  $c$ , то в случае оправдываемости выведенного закона (12) должна получиться прямая линия.

Анализ многочисленных данных наблюдений показывает, однако, что результаты вычислений по формуле (12) хорошо согласуются с опытными данными только при безразличной термической стратификации приземного слоя атмосферы, когда  $\gamma = \gamma_a$ . При неравновесной же термической стратификации, когда  $\gamma \gg \gamma_a$  или  $\gamma \ll \gamma_a$ , отмечаются отклонения профиля скорости ветра от логарифмического. При этом кривизна профиля ветра в полулогарифмических осях координат ( $c, \ln z$ ) положительна при устойчивой стратификации ( $\gamma < \gamma_a$ ) и отрицательна при неустойчивой стратификации ( $\gamma > \gamma_a$ ) приземного слоя воздуха. Сказанное иллюстрируется рис. 137, на котором приведены данные наблюдений, проведенных 27/VIII на станции Арысь (Казахской ССР), над распределением скорости ветра с высотой при стратификации приземного слоя, близкой к неустойчивой (12 час.), безразличной (8 час.) и устойчивой (2 часа).

Между тем, как уже неоднократно указывалось ранее, случаи безразличной стратификации приземного слоя редки. По-

этому весьма важно было найти обобщение изложенной теории для случая неравновесной температурной стратификации.

Простейшим путем построения схемы распределения скорости ветра (как и других метеорологических элементов) в приземном слое является аппроксимация профиля ветра аналитическими формулами, содержащими некоторые параметры, которые затем и определяются эмпирически как функции от устойчивости. Наиболее простой схемой является схема степенного профиля, по которой

$$c = c_1 \left( \frac{z}{z_1} \right)^n, \quad (13)$$

где  $c_1$  — скорость ветра на исходном уровне  $z_1$ , а  $n$  — некоторый параметр, зависящий от устойчивости.

Если это выражение подставить в выражение для напряжения турбулентного трения  $\tau = \rho k \frac{\partial c}{\partial z}$ , то найдем, что

$$k = k_1 \left( \frac{z}{z_1} \right)^{1-n}, \quad (14)$$

где  $k_1 = \frac{\tau z_1}{\rho n c_1}$  — коэффициент турбулентности на уровне  $z_1$ .

Очевидно, что  $n$  должно быть правильной дробью ( $0 < n < 1$ ). Его характерные численные значения при равновесных условиях равны примерно  $\frac{1}{7}$ , при инверсии  $\frac{1}{4}$  и при сверхадиабатических условиях  $\frac{1}{10}$ . Опыты показывают, что эти соотношения оказы-

ваются мало удовлетворительными. Если при инверсионных условиях действительный профиль скорости ветра можно представить формулой (13), то при равновесном и сверхадиабатическом состоянии наблюдаются значительные расхождения с нею. Приведенные простые формулы все же применяют при решении некоторых частных задач.

Более удачными являются схемы строения приземного слоя при неравновесных условиях, предложенные М. И. Будыко и Д. Л. Лайхтманом. Оба автора исходят из зависимости пути смешения  $l$  от высоты  $z$ .

М. И. Будыко принимает, что и в неравновесных условиях путь смешения также пропорционален высоте, но с другим множителем пропорциональности, т. е. вместо (9) имеет место зависимость

$$l = m z, \quad (15)$$

где множитель  $m$  характеризует влияние потока тепла и равен единице при его отсутствии.

Далее, Будыко задает в явном виде зависимость шероховатости  $z_0'$  от стратификации

$$z_0' = \frac{z_0}{m}, \quad (16)$$

что соответствует обращению средней скорости ветра в нуль при одном и том же значении пути смещения

$$l = \kappa z_0. \quad (17)$$

Легко видеть, что формулы схемы Будыко получаются из приведенных выше простой заменой  $\kappa$  на  $\kappa m$  и  $z_0$  на  $\frac{z_0}{m}$ . Опыты показывают, что величина  $m$  меняется примерно от 0,1 для глубоких инверсий до 4 при очень сильной конвекции.

Для разности скоростей ветра на двух уровнях получим формулу

$$c - c_1 = \frac{v_*}{\kappa m} \ln \frac{z}{z_1}, \quad (18)$$

а для коэффициента турбулентности

$$k = \kappa m v_0 z, \quad (19)$$

так что профиль  $k$  по этой схеме оказывается линейным.

Несколько иной является схема, предложенная Д. Л. Лайхтманом, в которой для пути смещения в неравновесных условиях принимается

$$l = A z^{1-\varepsilon}, \quad (20)$$

где  $\varepsilon$  — параметр, зависящий от стратификации приземного слоя.

Используя (20), для турбулентного напряжения получим

$$\tau = \rho A^2 z^{2-2\varepsilon} \left( \frac{\partial c}{\partial z} \right)^2,$$

или

$$\frac{\tau}{\rho} = A^2 z^{2-2\varepsilon} \left( \frac{\partial c}{\partial z} \right)^2. \quad (21)$$

Извлекая корень и интегрируя, найдем

$$c = \frac{v_*}{A^\varepsilon} z^\varepsilon + C. \quad (22)$$

Если  $c_1$  — скорость ветра на высоте  $z_1$ , так что

$$c_1 = \frac{v_*}{A^\varepsilon} z_1^\varepsilon + C, \quad (23)$$

то, вычитая (23) из (22), имеем

$$c - c_1 = \frac{v_*}{A^\varepsilon} (z^\varepsilon - z_1^\varepsilon). \quad (24)$$

Пусть  $z_1 = z_0$  — уровню шероховатости, где  $c_1 = 0$ , тогда

$$c = \frac{v_*}{A\epsilon} (z^\epsilon - z_0^\epsilon), \quad (25)$$

и для некоторого любого уровня

$$c_1 = \frac{v_*}{A\epsilon} (z_1^\epsilon - z_0^\epsilon). \quad (26)$$

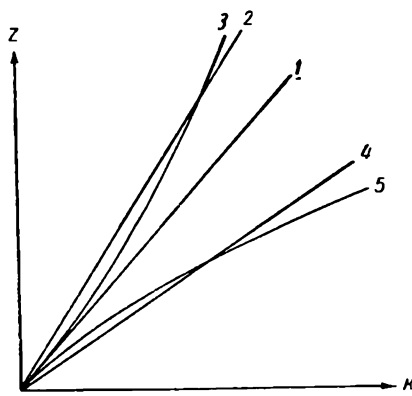


Рис. 138. Профиль коэффициента турбулентности при различной стратификации.

1 — равновесные условия, 2 — инверсионные условия (схема Будыко), 3 — инверсионные условия (схема Лайхтмана), 4 — конвективные условия (схема Будыко), 5 — конвективные условия (схема Лайхтмана).

Деля (25) на (26), получим для профиля ветра вместо (25)

$$c = c_1 \frac{z^\epsilon - z_0^\epsilon}{z_1^\epsilon - z_0^\epsilon}. \quad (27)$$

Формула (27) известна под названием *обобщенного степенного закона*.

Параметр  $\epsilon$  при равновесных условиях равен нулю ( $\epsilon = 0$ ), при инверсиях он имеет положительное значение ( $0 < \epsilon < 0,5$ ) и при конвективных — отрицательное ( $-0,5 < \epsilon < 0$ ).

Сопоставление схем Лайхтмана и Будыко показывает, что первая в условиях инверсий описывает реальный профиль ветра лучше, чем вторая.

Для профиля коэффициента турбулентности из приведенных соотношений получаем степенной закон.

$$\frac{k}{k_1} = \left( \frac{z}{z_1} \right)^{1-\epsilon}, \quad (28)$$

согласно которому коэффициент турбулентности при сверхадиабатических условиях растет с высотой быстрее, а при инверсиях медленнее, чем линейно.

На рис. 138 приведено изменение с высотой коэффициента турбулентности  $k$  в приземном слое при различной температурной стратификации, согласно схемам Будыко и Лайхтмана. Таким образом, в схемах Будыко и Лайхтмана влияние устойчивости на обмен стилизуется по-разному. Однако обе они, как и результаты наблюдений, указывают на весьма сильное влияние стратификации приземного слоя на коэффициент турбулентности. Ослабление турбулентности при инверсионной стратификации и усиление при сверхадиабатическом вертикальном температурном градиенте могут изменить коэффициент турбулентности в несколько раз. Существующие данные измерений дают характерные значения коэффициента турбулентности на высоте

1 м: в условиях средней инверсии порядка  $10^{-2}$  м<sup>2</sup>/сек, в равновесных условиях 0,1 м<sup>2</sup>/сек, в условиях средней конвекции 0,2—0,3 м<sup>2</sup>/сек. Кроме того, при очень сильной неустойчивости возникает качественно новое явление термической конвекции, о которой мы говорили в гл. 6.

В последние годы схема строения приземного слоя атмосферы при неравновесных условиях значительно уточнена. А. С. Монин и А. М. Обухов, применив теорию подобия, показали, что градиент скорости в приземном слое следует представить в виде

$$\frac{du}{dz} = \frac{v_*}{\kappa z} \varphi\left(\frac{z}{L}\right),$$

$$\text{где } L = \frac{-\kappa_p \bar{T} v_*^3}{\kappa g P}$$

— характерная длина,  $P$  — турбулентный поток тепла. Вид функции  $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$  удастся установить при сравнительно общих предположениях.

Разработаны и другие схемы (Л. Т. Матвеев, Пристли и др.), на рассмотрении которых здесь не останавливаемся.

### § 3. Профиль ветра в пограничном слое атмосферы

В противоположность приземному слою, в котором, как мы только что видели, ветер, изменяясь с высотой по величине, практически остается неизменным по направлению, на более высоких уровнях пограничного слоя атмосферы наряду с изменением скорости ветра происходит и изменение его направления. Характер этого изменения, по данным наблюдений, кратко описан в § 1.

В нижних нескольких десятках метров можно было с достаточной точностью считать турбулентное трение не изменяющимся с высотой, что эквивалентно пренебрежению всеми силами, кроме сил турбулентной вязкости. Но влияние турбулентности существенно и в более высоких слоях, где наряду с этим влиянием необходимо уже учитывать и другие действующие силы и прежде всего отклоняющую силу вращения Земли. Для рассмотрения этого вопроса ограничимся простой моделью с постоянным по высоте коэффициентом обмена.

Итак, для упрощения задачи пренебрежем особенностями приземного слоя (увеличением  $k$  с высотой) и будем считать  $k$  постоянным. Тогда при условии горизонтального не изменяющегося во времени ветра и прямолинейных изобар, предполагая постоянными по высоте  $k$  и горизонтальный градиент давления, вместо системы уравнений движения (1), направив ось  $x$  по изобаре, напомним:

$$\left. \begin{aligned} k \frac{d^2 u}{dz^2} + 2 \omega_z v &= 0 \\ k \frac{d^2 v}{dz^2} - 2 \omega_z u &= -2 \omega_z u_g = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

В качестве граничных условий зададим обращение скорости ветра в нуль на поверхности Земли ( $u_{z=0}=0, v_{z=0}=0$ ) и обращение ветра в геострофический при безграничном росте высоты, т. е.

$$u_{\infty} = u_g = -\frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{dp}{dy} \quad \text{и} \quad v_{\infty} = 0.$$

Решение этой системы дает для слагающих  $u$  и  $v$  ветра по осям  $x$  и  $y$  выражения

$$\left. \begin{aligned} u &= u_g (1 - e^{-\zeta} \cos \zeta) \\ v &= v_g e^{-\zeta} \sin \zeta \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

где  $\zeta = z \sqrt{\frac{\omega_z}{k}}$  — безразмерная высота.

Приведенное решение проще всего получить, введя в рассмотрение комплексную скорость

$$V = u + iv.$$

Умножим второе из уравнений (29) на  $i$  ( $i = \sqrt{-1}$ ) и сложим почленно с первым. Учтя далее, что  $v - iu = -i(u + iv) = -iV$  и что  $-\frac{1}{\rho\omega_z} \frac{dp}{dy} = u_g$ , получим

$$k \frac{d^2 V}{dz^2} - 2\omega_z i V = -2\omega_z i u_g.$$

Общее решение этого линейного неоднородного уравнения будет.

$$V = A e^{z \sqrt{2i \frac{\omega_z}{k}}} + B e^{-z \sqrt{2i \frac{\omega_z}{k}}} + u_g,$$

где  $A$  и  $B$  — комплексные постоянные интегрирования.

Введя безразмерную высоту  $\zeta$ , напомним общее решение в виде

$$V = A e^{\zeta \sqrt{2i}} + B e^{-\zeta \sqrt{2i}} + u_g.$$

При указанных выше граничных условиях на бесконечности можно удовлетворить, полагая в последнем уравнении  $A=0$ .

Следовательно,

$$V = B e^{-\zeta \sqrt{2i}} + u_g.$$

Учтя, что  $B = B_1 + iB_2$  и  $\sqrt{2i} = 1 + i$ , имеем

$$V = u + iv = (B_1 + iB_2) e^{-\zeta(1+i)} + u_g.$$

Так как по формуле Эйлера  $e^{-i\zeta} = \cos \zeta - i \sin \zeta$ , то

$$V = (B_1 + iB_2)e^{-i\zeta}(\cos \zeta - i \sin \zeta) + u_g = \\ = [B_1 e^{-i\zeta} \cos \zeta + u_g + B_2 e^{-i\zeta} \sin \zeta] + i [B_2 e^{-i\zeta} \cos \zeta - B_1 e^{-i\zeta} \sin \zeta].$$

Отсюда видно, что условиям на земной поверхности ( $z=0$  и, следовательно,  $\zeta=0$ ) можно удовлетворить, полагая  $B_1 = -u_g$  и  $B_2 = 0$ , после чего окончательно и получим для слагающих ветра написанные выше уравнения (30).

Для угла отклонения ветра от изобары, т. е. угла  $\alpha$ , образованного направлением ветра с геострофическим ветром, имея в виду (30), получим

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{v}{u} = \operatorname{arctg} \frac{e^{-\zeta} \sin \zeta}{1 - e^{-\zeta} \cos \zeta}, \quad (31)$$

а для величины скорости (модуля) ветра (заменяя  $u_g = c_g$ )

$$c = \sqrt{u^2 + v^2} = c_g \sqrt{1 - 2e^{-\zeta} \cos \zeta + e^{-2\zeta}}. \quad (32)$$

Из формулы (32) видно, что скорость ветра с высотой растет от нуля у земной поверхности до значения, равного скорости геострофического ветра  $c_g$ , которое она принимает на высоте, определяемой из уравнения

$$2 \cos \zeta = e^{-\zeta}, \quad (33)$$

которое дает  $\zeta = z \sqrt{\frac{\omega_z}{k}} = 1,46$ .

Раскрывая неопределенность в формуле (31), получающуюся при  $z=0$ , найдем, что

$$\left| \lim \alpha \right|_{z \rightarrow 0} = \operatorname{arctg} 1 = \frac{\pi}{4}, \quad (34)$$

т. е. наземный угол отклонения ветра от изобары равен  $45^\circ$ ; с ростом высоты  $\alpha$  уменьшается и обращается в нуль при  $\zeta = \pi = 3,14$ , т. е. высота, на которой ветер совпадает по направлению с геострофическим, значительно больше той высоты, на которой величина его скорости достигает значения  $c_g$ .

Откладывая в системе координат  $(u, v)$  векторы скорости на разных высотах и соединяя их концы, получим годограф зависимости  $u$  от  $v$ , известный под названием спирали Экмана, которая и приведена на рис. 139.

На рисунке у кривой нанесены некоторые значения высоты  $z$ , в том числе значение  $\zeta = 1,6$ , при котором достигается величина скорости геострофического ветра, и  $\zeta = 3,14$ , при котором ветер совпадает по направлению с геострофическим.

Обращаясь к размерной высоте  $z$ , связанной с  $\zeta$  соотношением

$$z = \zeta \sqrt{\frac{k}{\omega_z}}, \quad (35)$$

приходим к выводу, что высота достижения ветром скорости и направления геострофического ветра увеличивается пропорционально корню квадратному из значения  $k$  и обратно пропорционально корню квадратному из  $\omega_z$ . Следовательно, при прочих равных условиях ветер будет достигать значения градиентного

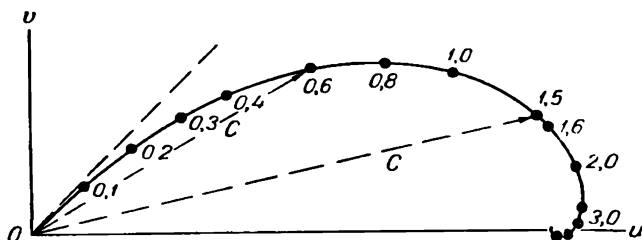


Рис. 139. Спираль Экмана.

зимой быстрее (малые  $k$ ), чем летом, и быстрее в высоких широтах (большие  $\omega_z$ ), чем в низких.

Рассмотренные закономерности относятся к прямолинейным изобарам. При криволинейных изобарах возникают большие математические трудности, причем даже для простых круговых изобар получаются очень сложные формулы. Если ограничиться случаями, когда радиус кривизны изобар велик по сравнению с высотой рассматриваемого слоя атмосферы, то все полученные формулы остаются верными и для криволинейных изобар, но в них безразмерная высота  $\zeta$  оказывается связанной с размерной высотой  $z$  соотношением

$$z = \zeta \sqrt{\frac{k}{\omega_z + \frac{u_g}{r}}}, \quad (35')$$

где  $r$  — радиус кривизны изобар, принимаемый положительным для циклона и отрицательным для антициклона.

Изложенная теоретическая схема качественно хорошо объясняет установленные из наблюдений закономерности изменения профиля ветра с высотой. В количественном же отношении она приводит к данным, существенно отличающимся от наблюдаемых, причем наиболее значительное расхождение заключается в том, что теоретическое значение угла отклонения, у земной поверхности равное  $45^\circ$ , примерно в два раза превосходит наблюдаемое в действительности ( $\approx 20-30^\circ$ ). Это является следствием того, что при выводах считали коэффициент турбулентности неизменным по высоте, начиная от самой земной поверхности, между тем как в приземном слое он растет линейно с высотой и



в пределах этого слоя до высоты  $h$  направление ветра остается неизменным, а скорость изменяется по логарифмическому закону.

Учитывая это, М. Е. Швец и М. И. Юдин получили уточненные формулы, расчеты по которым дают результаты, вполне отвечающие действительности. Причем по уточненной теории величина скорости изменяется мало, а изменяется лишь значение угла  $\alpha$ , так что уточнение теории приводит в основном к изменению спирали Экмана в приземном слое, в то время как выше этого слоя ее характер существенно не изменяется.

#### § 4. Изменение скорости и направления ветра с высотой в свободной атмосфере. Термический ветер

В предыдущем параграфе рассматривалось изменение ветра с высотой в предположении, что горизонтальный градиент давления не зависит от высоты. Между тем с высотой горизонтальный барический градиент изменяется как по величине, так и по направлению. Это изменение барического градиента происходит под влиянием температурной неоднородности воздушных масс в горизонтальном направлении, откуда следует, что изменение ветра с высотой должно быть тесно связано с наличием горизонтального температурного градиента в атмосфере.

Чтобы качественно понять последнее, вспомним, что в теплом столбе воздуха давление падает с высотой медленнее, чем в холодном столбе. Это приводит к тому, что изобарические поверхности оказываются наклоненными в сторону более холодных масс. Но тогда на любом уровне появляется и барический градиент, направленный от теплой массы к холодной; под его действием на этом уровне возникает движение воздуха, которое в установившихся условиях будет геострофическим, т. е. ветер будет направлен по изобаре.

Таким образом, наличие горизонтального градиента температуры приведет к изменению барического градиента и геострофического ветра, имевших место при отсутствии горизонтального температурного градиента.

Для рассмотрения этой связи обратимся к уравнениям геострофического ветра, которые напомним в форме

$$u_g = - \frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (36)$$

или

$$c_g = \frac{1}{2\rho\omega_z} \frac{\partial p}{\partial n}.$$

Из этих уравнений непосредственно следует, что при неизменности горизонтального барического градиента по высоте скорость

геострофического ветра с высотой возрастает вследствие уменьшения плотности воздуха. Для того чтобы выяснить влияние горизонтального градиента температуры, рассмотрим в атмосфере слой, расположенный между уровнями  $z_0$  и  $z = z_0 + \Delta z$ , на которых температура  $T_0$  и  $T$ . Если средняя температура слоя  $T_m$ , то давление  $p$  на верхнем уровне будет

$$p = p_0 e^{-\frac{g}{RT_m} \Delta z}, \quad (37)$$

где  $p_0$  — давление на нижнем уровне.

Беря логарифмическую производную по  $x$  и  $y$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{g \Delta z}{RT_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x} \\ \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial y} + \frac{g \Delta z}{RT_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Подставляя в (38)  $p = R \rho T$  и  $p_0 = R \rho_0 T_0$  и деля полученный результат на  $2\omega_z$ , найдем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2\omega_z \rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{T}{T_0} \frac{1}{2\omega_z \rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{g T \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x} \\ \frac{1}{2\omega_z \rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{T}{T_0} \frac{1}{2\omega_z \rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial y} + \frac{g T \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Сопоставляя последние уравнения с (35), можно написать, что

$$\left. \begin{aligned} (u_g)_z &= \frac{T}{T_0} (u_g)_{z_0} + \frac{g T \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial y} \\ (v_g)_z &= \frac{T}{T_0} (v_g)_{z_0} + \frac{g T \Delta z}{2\omega_z T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

откуда видно, что составляющие геострофического ветра на уровне  $z$  равны составляющим геострофического ветра на уровне  $z_0$ , уменьшенным в отношении  $\frac{T}{T_0}$ , плюс некоторые добавочные составляющие, называемые составляющими *термического ветра*. Однако  $\frac{T}{T_0}$  очень мало отличается от единицы, точно так же и  $\frac{T}{T_m}$  близко к  $T$ , поэтому

$$\left. \begin{aligned} (u_g)_z - (u_g)_{z_0} &= -\frac{g}{2\omega_z} \frac{\Delta z}{T_m} \frac{\partial T_m}{\partial y} \\ (v_g)_z - (v_g)_{z_0} &= \frac{g}{2\omega_z} \frac{\Delta z}{T_m} \frac{\partial T_m}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Отсюда видно, что разности слагающих геострофического ветра на двух уровнях зависят от слагающих градиента средней температуры в слое между этими уровнями или что

$$\Delta c_g = \frac{g \Delta z}{2 \omega_z T_m} \Gamma_m = \frac{g \Delta z}{2 \omega \sin \varphi T_m} \Gamma_m = c_\tau, \quad (42)$$

где  $\Delta c_g = c_\tau$  — приращение величины геострофического ветра в слое  $\Delta z$  (от уровня  $z_0$  до  $z$ ), в котором горизонтальный градиент средней температуры  $T_m$  равен  $\Gamma_m$ .

Если на исходном уровне  $z_0$  геострофический ветер  $(\vec{c}_g)_0$ , то ветер на любом другом уровне  $z$  в свободной атмосфере  $(\vec{c}_g)_z$  представляет собой векторную сумму

$$(\vec{c}_g)_z = (\vec{c}_g)_0 + (\Delta \vec{c}_g) = (\vec{c}_g)_0 + \vec{c}_\tau. \quad (43)$$

Таким образом, вектор термического ветра  $\vec{c}_\tau$  является добавочным вектором и в сумме с вектором геострофического ветра на нижнем уровне образует вектор геострофического ветра на верхнем уровне.

Из выражения (42) видно, что величина термического ветра прямо пропорциональна  $\Delta z = z - z_0$  и горизонтальному градиенту средней температуры и, следовательно, на больших высотах наиболее сильные ветры наблюдаются там, где имеются наибольшие горизонтальные градиенты температуры.

Умножая первое из уравнений (41) на  $\frac{\partial T_m}{\partial x}$ , а второе на  $\frac{\partial T_m}{\partial y}$  и складывая их, получим

$$[(u_g)_z - (u_g)_{z_0}] \frac{\partial T_m}{\partial x} + [(v_g)_z - (v_g)_{z_0}] \frac{\partial T_m}{\partial y} = 0, \quad (44)$$

откуда видно, что вектор термического ветра направлен перпендикулярно вектору горизонтального градиента средней температуры  $\vec{\Gamma}_m$ , т. е. направлен по средним изотермам слоя, и вправо от  $\vec{\Gamma}_m$ , т. е. так же, как вектор геострофического ветра относительно вектора барического градиента  $\vec{G}_{z-z_0}$ . Таким образом, для термического ветра средний горизонтальный градиент температуры играет ту же роль, что и барический градиент для геострофического ветра.

Вычисление термического ветра можно произвести по формуле (42), подставляя в которую численные значения  $g = 9,8 \text{ м/сек}^2$  и  $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}^{-1}$  и выражая  $\Delta z = z - z_0$  в метрах, а  $\frac{\partial T_m}{\partial n} = \Gamma_m$  в градусах на 100 км, найдем

$$c_\tau = 0,67 \frac{\Delta z}{T_m \sin \varphi} \Gamma_m \text{ м/сек.} \quad (45)$$

Применим полученные выводы к рассмотрению двух практически важных случаев взаимного расположения изобар и изотерм.

В первом случае (рис. 140) горизонтальный градиент температуры  $\vec{\Gamma}$  направлен вправо от направления барического градиента  $\vec{G}$  на исходном уровне. Общий перенос воздушных масс происходит из теплой области (Т) в холодную (Х), и в некоторую точку пространства поступает воздух, имеющий более высокую температуру, т. е. наблюдается адвекция тепла. Соотношение векторов  $(\vec{c}_g)_z$  и  $\vec{c}_T$  на рис. 140, построенное в соответствии с по-

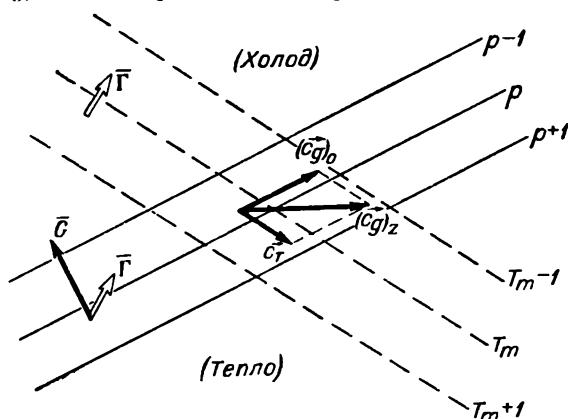


Рис. 140. Правый поворот ветра при адвекции тепла.

лученными выводами, показывает, что вектор скорости  $(\vec{c}_g)_z$  с увеличением высоты поворачивает вправо, приближаясь по направлению к изотермам. Таким образом, в области адвекции тепла геострофический ветер с высотой поворачивает вправо.

Во втором случае (рис. 141) горизонтальный градиент температуры  $\vec{\Gamma}$  направлен влево от направления градиента  $\vec{G}_0$ . Имеет место адвекция холода, когда общий перенос осуществляется от области холода к области тепла. На рис. 141 видно, что теперь вектор скорости  $(\vec{c}_g)_z$  с увеличением высоты будет поворачивать влево, стремясь также приблизиться к направлению изотерм. Отсюда следует, что в области адвекции холода ветер с высотой поворачивает влево.

Рассуждая аналогичным образом, можно рассмотреть и другие частные случаи взаимного расположения изотерм и изобар. Например, если барический и температурный градиенты ( $G_0$  и  $\Gamma_m$ ) совпадают по направлению, а вместе с ними совпадают изобары и изотермы (что соответствует отсутствию адвективного

переноса тепла), найдем, что ветер с высотой усиливается, не меняя направления. Если же температурный градиент  $\vec{\Gamma}_m$  направлен противоположно барическому градиенту  $\vec{G}_0$ , то геострофический ветер с высотой, не меняя направления, ослабевает, на некоторой высоте обращается в нуль, а затем принимает противоположное направление, если первоначальное условие относительно расположения векторов  $\vec{G}_0$  и  $\vec{\Gamma}_m$  сохраняется на всех рассматриваемых высотах. Высота смены направления ветра зависит от величины горизонтального градиента температуры и скорости ветра на нижнем уровне, т. е. от величины горизонтального градиента давления на нижнем уровне.

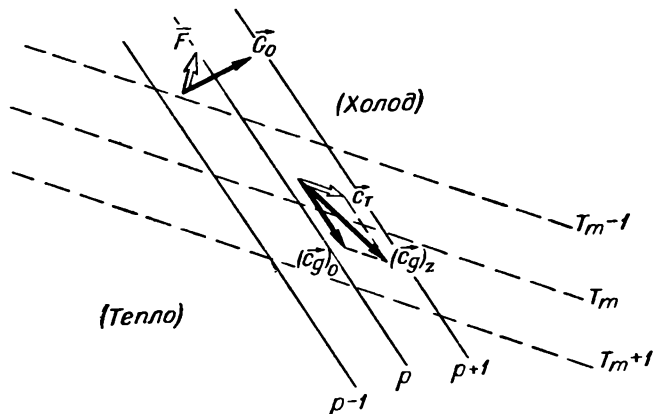


Рис. 141. Левый поворот ветра при адвекции холода.

Рассмотренные частные случаи изменения ветра с высотой, естественно, не исчерпывают всего многообразия наблюдающихся в действительности соотношений.

Весьма часто в одних слоях атмосферы наблюдается правый поворот ветра, а в более высоко расположенных — левый поворот, что соответствует адвекции тепла в нижнем слое и адвекции холода в слое, расположенном выше. В таких случаях происходит и изменение во времени кривой стратификации — атмосфера становится более неустойчивой.

## Глава 23

### ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЙ ВОЗДУХА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

#### § 1. Суточный ход скорости и направления ветра

Наблюдения показывают, что в нижних слоях воздуха при установившемся режиме погоды отчетливо проявляется характерный суточный ход скорости ветра.

Над сушей в самых нижних слоях воздуха (обычно до высот порядка нескольких метров) максимальные значения ветра наблюдаются в дневные часы, а минимальные значения — в ночное время. В вышележащих слоях (до высот порядка километра), наоборот, максимальные значения скорости наблюдаются ночью, а минимальные — днем. Амплитуда суточного хода скорости ветра в умеренных широтах составляет 3—5 м/сек. Вертикальная протяженность слоев, в которых наблюдается противоположный суточный ход, меняется в широких пределах в зависимости от времени года. В жаркие летние дни верхняя граница нижнего слоя (так называемая высота обращения ветра) доходит до

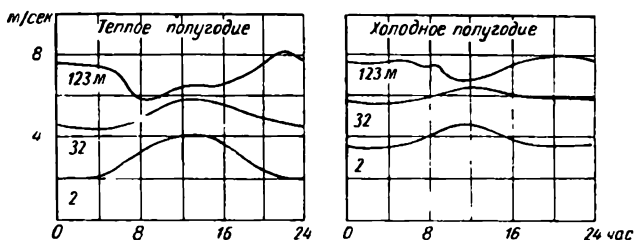


Рис. 142. Суточный ход скорости ветра на различных высотах в Науэне.

300 м и снижается до 20 м при наличии зимних инверсий со слабым ветром. Верхняя граница распространения суточных изменений ветра может изменяться от 500 до 2000 м.

Резкая смена воздушных масс, прохождение фронтов и другие причины могут, естественно, нарушить нормальный суточный ход ветра и привести к значительным его изменениям в отдельные дни.

Характерный пример суточного хода скорости ветра над сушей на разных высотах приведен на рис. 142 (по данным наблюдений в Науэне).

Анализ материалов наблюдений показывает, что суточная изменчивость горизонтального градиента давления не может вызвать значительных изменений скорости ветра ввиду ее малости. Поэтому вполне естественно связывать суточный ход ветра с другой характеристикой силового поля, определяющего движение воздуха в нижних слоях, а именно с изменчивостью сил виртуальной вязкости, т. е. с суточными изменениями вертикального турбулентного обмена. Как мы видели в гл. 3, величина коэффициента турбулентности меняется в течение суток весьма значительно, причем максимальные значения коэффициента перемешивания, наблюдающиеся в околополуденные часы, могут превосходить минимальные (в ночные часы) в сотни раз.

О наличии связи между суточным ходом скорости ветра и интенсивностью вертикального турбулентного обмена свидетель-

ствуется целый ряд факторов. Так, суточный ход ветра выражен наиболее резко в ясные солнечные дни (с развитым турбулентным обменом) и значительно ослаблен в пасмурную погоду, когда разность между интенсивностью обмена в дневное и ночное время существенно сглажена и величина обмена мала. Различие суточного хода ветра летом и зимой соответствует разной степени суточной изменчивости вертикального обмена в эти времена года. Изменения турбулентного обмена в течение суток над морем обычно малы, что сопровождается и малыми суточными колебаниями скорости ветра.

В общих чертах влияние вертикального обмена на суточный ход ветра сводится к следующему. В связи с суточным ходом облучения земной поверхности солнечными лучами в приземном слое атмосферы ночью, как правило, наблюдаются инверсии, а днем сверхadiaбатические градиенты. В дневные часы при увеличении термической неустойчивости усиливается турбулентный обмен, а тем самым и взаимодействие между верхними и нижними слоями. При усилении же турбулентности увеличивается приток в нижние слои частичек воздуха из верхних слоев, где они движутся быстрее, а также приток медленнее движущихся частиц с нижних уровней в более высокие.

В результате в часы с сильно развитым турбулентным обменом следует ожидать понижения скорости ветра в верхних слоях (выше 100—150 м) и увеличения ее в нижних (до высоты 100—150 м). По мере затухания обмена связь между слоями к вечеру начнет уменьшаться и будут происходить противоположные изменения скорости в каждом слое, что и подтверждается материалами наблюдений.

Такая качественная схема не может объяснить все детали явления, и следует обратиться к теоретическому рассмотрению вопроса, учитывая зависимость коэффициента турбулентности от высоты и влияние ряда других факторов. Однако построение строгой количественной теории представляет значительные трудности.

Задача о суточном ходе скорости и направления ветра сводится к решению системы уравнений, в которой коэффициент турбулентности является функцией не только высоты, но и времени. Эта нестационарная задача решалась М. Е. Швецом, А. Т. Матвеевым и др. при заданном суточном ходе коэффициента турбулентности, в простейшем случае представляемом синусоидой. В такой форме Швец и задает коэффициент турбулентности в атмосфере (выше приземного слоя)

$$k_1(t) h(t) = \overline{k_1 h} (1 + \varepsilon \sin \omega t).$$

Здесь  $\overline{k_1 h}$  — среднесуточное значение  $k_1 h$ , а  $\varepsilon \overline{k_1 h}$  — амплитуда его суточного хода, причем, как обычно,  $k_1(t)$  — значение коэф-

фициента турбулентности на единичной высоте, а  $h(t)$  — высота, до которой можно по модели Швеца — Юдина принять линейный рост  $k$  с высотой  $z$  и выше которой его значение остается неизменным по высоте.

Теория, развитая М. Е. Швецом, распространяется на любой другой вид суточной кривой  $k_1(t)$ . Не излагая сложную математическую сторону этой теории, в которой как  $k_1$ , так и  $h$  являются параметрами, зависящими от времени, укажем, что в результате были получены формулы, позволяющие достаточно точно рассчитать суточный ход скорости и направления ветра. Конкретные расчеты по этим формулам хорошо согласуются с данными непосредственных измерений, особенно для верхнего слоя. В частности, они показывают, что высота, на которой один ход сменяется другим — так называемая *высота обращения* суточного хода ветра — зависит от значения среднесуточного коэффициента турбулентности  $\overline{k_1 h}$ , а значит, и от времени года. Летом (при больших  $\overline{k_1 h}$ ) высота обращения больше и составляет сотни метров, а зимой (при малых  $\overline{k_1 h}$ ) она меньше и составляет десятки метров. Из теории, кроме того, следует, что суточный ход скорости ветра наблюдается и выше пограничного слоя атмосферы.

Направление ветра в течение суток также испытывает регулярные изменения. В условиях установившегося режима погоды в нижнем, пограничном слое воздуха ветер с утра до 13—14 час. одновременно с увеличением скорости поворачивает несколько вправо (по направлению видимого движения Солнца), после же полудня он начинает поворачивать в обратную сторону, возвращаясь к вечеру к исходному направлению. В выше лежащих слоях наблюдается обратная картина.

Причина этих изменений направления ветра та же, что и изменения скорости ветра, т. е. изменение величины турбулентной вязкости.

Наряду с суточными колебаниями отмечается также годовой ход скорости ветра и его направления, который весьма различен в разных пунктах и сильно зависит от климатических особенностей района и местных причин. Для характеристики наблюдающихся различий укажем, например, что в умеренных широтах северного полушария поблизости от западных окраин континентов максимальные значения скорости обычно наблюдаются зимой, а минимальные — летом. В то же время внутри обширных материков, например в Сибири, зимой отмечаются наименьшие скорости (часты штили), а летом имеет место максимум скорости ветра.

Годовой ход направления ветра еще более разнообразен и особенно сильно зависит от местных условий, но на этом вопросе останавливаться не будем.



## § 2. Структура ветра в нижнем слое атмосферы

В нижних слоях атмосферы скорость ветра испытывает беспорядочные, быстро меняющиеся во времени изменения, которые накладываются на основную (среднюю) скорость переноса воздушных масс. Это явление носит в метеорологии специальное название — порывистость ветра — и наряду со скоростью и направлением ветра является предметом тщательного изучения.

Источниками возмущений скорости ветра в нижних слоях воздуха служат прежде всего вихри, образующиеся при обтекании различных препятствий на земной поверхности. Сколько-нибудь ясных представлений о кинематической схеме вихря в настоящее время нет. В качестве очень грубой модели вихрь стилизуют иногда в виде замкнутой циркуляционной ячейки, переносимой средней скоростью потока, чем-то вроде вращающегося цилиндра с осью, расположенной в горизонтальной плоскости. Эта модель находит некоторое подтверждение в экспериментальных данных. Так, анализируя синхронные записи двух малоинерционных самописцев, расположенных друг от друга на расстоянии 100 м по направлению ветра, в ряде случаев можно видеть, что усиления и ослабления ветра, отмечаемые одним из приборов, сдвинуты по времени относительно моментов регистрации тех же порывов другим прибором на некоторую величину  $\Delta t$ . Эта величина оказывается как раз тем временем, которое необходимо для перемещения вихря от одного прибора к другому со средней скоростью потока. Возникшие завихрения, перемещаясь вместе с воздушным потоком и проникая в выше лежащие слои, постепенно затухают, дробясь на более мелкие вихревые образования.

Если наиболее крупные вихри образуются за счет кинетической энергии общего переноса воздушных масс, то вихри более мелких масштабов возникают за счет энергии крупных завихрений. Кинетическая энергия совсем мелких вихрей переходит непосредственно в теплую энергию молекулярных движений.

Таким образом, в атмосфере содержатся вихри самых различных масштабов, находящиеся в разных фазах развития. Поэтому исследование поведения каждого отдельного вихря, построение его кинематической модели является очень трудной задачей. Для практики важно знать результаты взаимодействия всей совокупности вихревых образований. Следовательно, гораздо более эффективно изучать общие закономерности совокупности вихрей с такой точки зрения. Пульсации ветра рассматриваются при этом как некоторые случайные его возмущения, для описания характеристик которых применяются статистические методы.

Особенности распределения случайных пульсаций скорости во времени и пространстве, корреляционные связи между

отдельными составляющими скорости, зависимость статистических характеристик порывов от метеорологических условий (например, температурной стратификации), рельефа, высоты над поверхностью земли и т. д. — все это характеризует так называемую структуру ветра.

Размеры возникших вихрей и интенсивность их проникновения в выше лежащие слои в значительной мере обусловлены

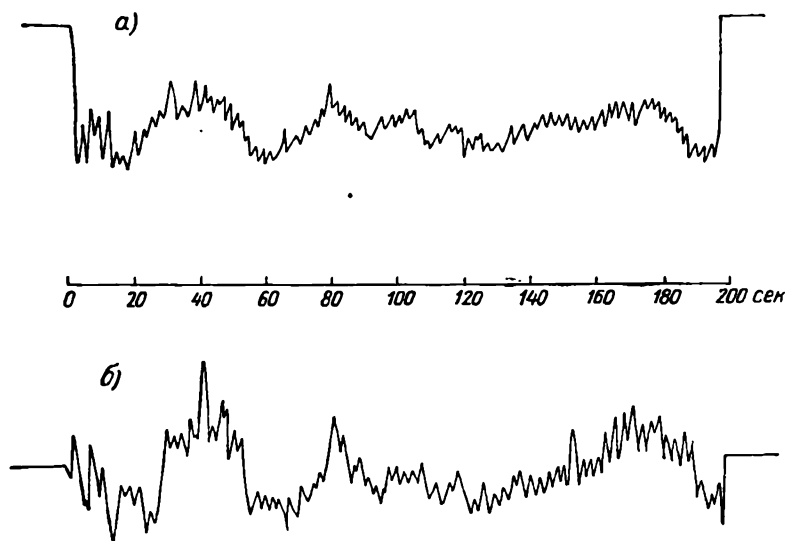


Рис. 143. Характер пульсаций ветра в конвективных условиях:

а — горизонтальная составляющая скорости ветра, б — вертикальная составляющая скорости ветра.

температурной стратификацией. В условиях инверсии возникающие возмущения быстро затухают, а структура порывов отличается сравнительной однородностью. средняя амплитуда и период пульсаций невелики.

Совершенно иной вид имеет запись скорости в конвективных условиях (рис. 143): однородность структуры нарушена, наряду с мелкими порывами существуют возмущения больших масштабов, средние значения амплитуды и периоды пульсаций делаются больше. Особенно это заметно на записи вертикальной составляющей скоростей. Дело в том, что при конвективных условиях сильный перегрев самых нижних слоев воздуха приводит к образованию восходящих токов, которые вызывают дополнительные возмущения вертикальной составляющей скорости ветра чисто термического происхождения.

Значительный интерес представляет вопрос о соотношении величин различных составляющих скорости порывов ветра.

Специально поставленные опыты показали, что если на высотах порядка 40 м средние величины пульсаций различных составляющих скорости одинаковы, то на высоте 1—2 м такая изотропность не выполняется: пульсации скорости в горизонтальной плоскости несколько больше пульсаций вертикальной составляющей.

Согласно исследованиям А. Р. Константинова, отношение величины горизонтальных порывов к величине вертикальных на уровне 2 м при изотермических условиях составляет 3,2 и уменьшается на высоте 11,5 м до 1,3. Аналогичные результаты были получены и в опытах других исследователей.

Такая анизотропность структуры ветра в нижних слоях объясняется влиянием земной поверхности, ограничивающей развитие вертикальных движений.

С увеличением неустойчивости температурной стратификации пульсации вертикальной скорости растут быстрее пульсаций в горизонтальной плоскости, поэтому анизотропность несколько сглаживается.

Важной особенностью структуры ветра в нижних слоях воздуха является наличие корреляции между отдельными составляющими скорости. Согласно экспериментальным данным, коэффициент корреляции между вертикальной и горизонтальной составляющими ветра всегда отрицателен, т. е. большим вертикальным скоростям соответствуют меньшие значения горизонтальной скорости, и наоборот. По абсолютной величине значение этого коэффициента меняется от 0,08 в инверсионных условиях до 0,35 при сверхadiaбатических градиентах. Знание коэффициента корреляции и средних квадратичных значений вертикальной и горизонтальной (по направлению ветра) составляющих порывов ветра позволяет определить значение такой важной характеристики турбулентности, как коэффициент обмена.

### § 3. Влияние препятствий на ветер

Под влиянием местных физико-географических условий в отдельных районах отмечается ряд характерных особенностей ветрового режима. Некоторые из них можно рассматривать как результат воздействия на общие воздушные течения рельефа земной поверхности. Действительно, при движении воздуха вдоль земной поверхности все неровности последней оказывают механическое воздействие на поток, изменяя его направление и скорость, а также вызывают появление вертикальной составляющей скорости. Эта обусловлено искривлением и сближением или расхождением линий тока при встрече потока и обтекании им как крупных, так и малых неровностей рельефа (горных хребтов, отдельных гор, холмов, долин, ущелий и т. д.).

Кроме того, неравномерный нагрев подстилающей поверхности, возникающий, например, в силу неоднородности радиационных характеристик различных участков земной поверхности (различное альbedo) или различия их свойств (суша и водная поверхность), а также в силу различного наклона к горизонту облучаемых поверхностей, может явиться и непосредственной причиной возникновения периодических во времени ветров в нижних слоях атмосферы. Такие ветры называют местными.

Теоретическое исследование каждого из многочисленных факторов, влияющих на ветровой режим в условиях пересеченной местности и сложного рельефа, возможно только в частных случаях и при стилизации условий задачи. Поэтому изучение особенностей ветра над пересеченной неоднородной местностью сводится пока главным образом к получению экспериментальных материалов и к качественным заключениям о влиянии тех или иных факторов на характеристики ветра.

Воздействие на ветер препятствий как большой, так и малой протяженности прежде всего проявляется в том, что при встрече с ним воздушный поток обтекает его. При этом в случае обтекания, например, отдельного холма набегающий воздушный поток обычно обтекает его с боков, изменяя направление главным образом в горизонтальной плоскости, и только при сильном ветре он поднимается по склону и частично переваливает через него.

Если воздушный поток протекает между двумя препятствиями, например холмами, то в промежутке между ними линии тока сближаются и скорость ветра возрастает. Вследствие этого большое влияние на ветер оказывают ущелья, лощины и овраги; характер ветра в этих случаях зависит от расположения таких форм рельефа относительно направления основного потока воздуха. Если лощина вытянута по ветру, она хорошо продувается, если направление ветра перпендикулярно лощине, движение воздуха в ней ослаблено, так как большая часть основного потока проносится над лощиной, не затекая в нее. При таком расположении лощины очень большое влияние на характер движения воздуха, заполняющего ее, оказывает температурная стратификация.

Обтекание холмов сопровождается также созданием областей интенсивного вихреобразования на подветренных склонах (рис. 144). В силу закона сохранения массы скорость на вершине холма должна быть больше, чем у основания склонов (линии тока на вершине сближаются между собой). Это приведет к тому, что давление на вершине будет меньше, чем на склонах (следствие закона Бернулли). Таким образом, распределение давления на наветренной стороне холма будет ускорять течение воздуха, а на подветренной — тормозить. Так как воздух обладает вязкостью, то движение частиц вблизи земной поверхности

уже является существенно заторможенным. Вследствие этого перепад давлений на подветренной стороне может не только остановить частицы, движущиеся в самом нижнем слое, но и вызвать движение в обратном направлении. Это приводит к появлению завихренностей потока, которые затем отрываются от места их возникновения и уносятся основным течением.

Теория обтекания препятствий несжимаемой жидкостью, хорошо разработанная в классической аэродинамике, не может быть непосредственно применена к условиям атмосферы, так как последняя является неоднородной и сжимается средой, в которой существенно сказывается влияние турбулентной вязкости.

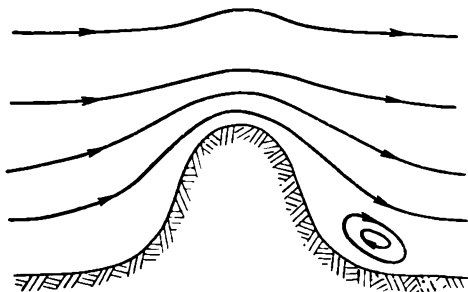


Рис. 144. Схема обтекания ветром холма.

Применительно к атмосфере вопрос об обтекании неровностей земной поверхности разрабатывался акад. Н. Е. Кочинным и акад. А. А. Дородницыным. Не входя в изложение этих сложных с математической стороны исследований, укажем, что основным вывод, к которому они приводят, сводится к следующему. При обтекании возвышенностей существенно сказывается сжимаемость воздуха; это приводит к тому, что непосредственно над горой линии тока приподнимаются по отношению к прилегающей территории, следуя в общем за рельефом горы, но на некоторой большой высоте над горой они наоборот проходят ниже (рис. 145). Это охватывает достаточно большую толщу атмосферы, по высоте во много раз превышающую высоту препятствия, даже если последнее по высоте оказывается небольшим. Вместе с тем возникают так называемые подветренные волны — волновые движения воздуха, образующиеся над подветренными склонами гор; в области этих волн наблюдаются значительные восходящие вертикальные токи, нередко приводящие к образованию облачности.

Частный интерес представляет вопрос о влиянии на ветровой режим лесных полос, создаваемых для защиты полей в связи с мероприятиями, проводимыми по борьбе с засухой. Обычно эти полосы шириной 10—20 м располагаются перпендикулярно

к господствующему в данном районе направлению ветра, при том так, что образуются клетки шириной 200—500 м и длиной более 1000 м.

Ветрозащитное действие лесных полос заключается в уменьшении скорости ветра в самых нижних слоях воздуха. За полосой образуется своего рода аэродинамическая тень, которая по мере удаления от полосы постепенно заполняется за счет нисходящего движения и беспорядочного проникновения вихрей из верхних слоев воздуха, отброшенного вверх при набегании воздушного потока на опушку полосы. Это уменьшение средней скорости ветра имеет значение также для борьбы с пыльными

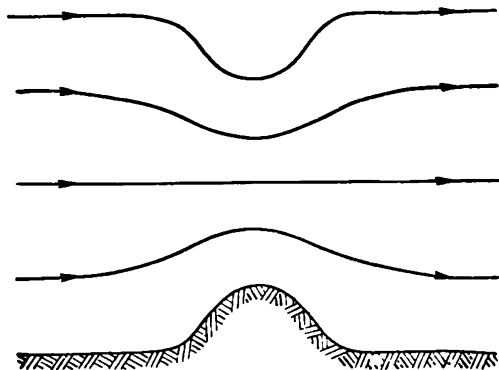


Рис. 145.

бурями, уносящими мелкие частицы почвы вместе с гумусом и тем самым снижающими плодородность почвы. Ослабление ветра приводит также к уменьшению выноса снега в овраги и балки.

Кроме того, ветрозащитное действие лесных полос заключается в изменении размеров турбулентных вихрей, содержащихся в набегающем воздушном потоке. Отдельные стволы и ветви деревьев играют при этом роль аэродинамической решетки, о которую разбиваются просачивающиеся вихри. Уменьшение же размеров вихрей за полосой приводит к уменьшению интенсивности турбулентного обмена в слоях воздуха, близких к земной поверхности, что уменьшает испарение и весьма существенно ослабляет перенос частиц снега и почвы.

Аэродинамическое влияние на ветер лесной полосы, как всякого плохо обтекаемого препятствия, распространяется на подветренную и наветренную стороны. Протяженность такой зоны возмущения существенно зависит от средней высоты деревьев. Можно принять, что протяженность возмущения в направлении по ветру составляет 30—40 таких высот, в противоположном направлении — 10—12, что при средней высоте полосы 10 м соста-

вит 400—500 м (общая величина зоны возмущения). Практически заметные возмущения (скорость снижена не меньше чем на 10%) простираются на расстояние по горизонтали, в 27—30 раз большее высоты по ветру и в 1—3 раза против ветра.

Протяженность зоны возмущения и величина минимума средней скорости ветра сразу за полосой в значительной мере зависят также от степени ажурности полосы.

#### § 4. Орографические ветры. Фен. Бора

Влияние орографических препятствий на ветровой режим резко проявляется, и притом в самой разнообразной форме, в горных местностях. Так, на перевалах, а также в долинах и ущельях создаются условия для усиления ветра.

В ряде районов возникают особые ветры, такие, как фен и бора, а также многочисленные родственные им по происхождению ветры.

**Феном** называется теплый и сухой ветер, дующий с гор в долины. При фене в отдельных случаях температура воздуха в долине за несколько минут повышается более чем на  $10^{\circ}$ , а относительная влажность понижается на несколько десятков процентов, опускаясь часто до значений всего в несколько процентов.

Явление фена распространено во всех горных районах. Он особенно подробно изучен в Альпах. В СССР фен часто наблюдается на Кавказе, а также в Средней Азии. Он может продолжаться от нескольких часов до нескольких дней подряд.

Число дней с фенами сильно колеблется в зависимости от особенностей горного района. Так, в Кутаиси среднее число дней с фенами в году составляет 114 (зимой 38, весной 36, летом 13, осенью 27). В других местах Кавказа число дней в году с фенами колеблется от нескольких до десятков дней.

Условия образования фена могут быть различными, но типичным является переваливание движущейся воздушной массы через горы, либо опускание воздуха на подветренной стороне препятствия (горы), компенсирующее убыль воздуха в нижних слоях.

Элементарное объяснение повышения температуры при переваливании воздушной массы через горы заключается в следующем. При поднятии воздуха с наветренной стороны происходит конденсация водяного пара и выделение скрытой теплоты парообразования, причем часто наблюдается выпадение осадков. Тем самым, начиная с уровня конденсации до вершины горы, охлаждение воздуха с наветренной стороны происходит по влажноадиабатическому закону, т. е. воздух охлаждается меньше чем на  $1^{\circ}$  на 100 м высоты. При опускании же воздуха по другую сторону горы нагревание происходит уже по сухоадиабатическому закону, т. е. на  $1^{\circ}$  при опускании на 100 м (рис. 146).

Выпадение осадков с наветренной стороны уменьшает удельную влажность воздуха, а потому при опускании воздуха с подветренной стороны и его адиабатическом нагревании относительная влажность будет значительно меньше, чем до переваливания через горы. Если, например, относительная высота горного хребта равна 3 км, а средний влажноадиабатический градиент составляет  $0,6^\circ/100 \text{ м}$ , то при начальной температуре

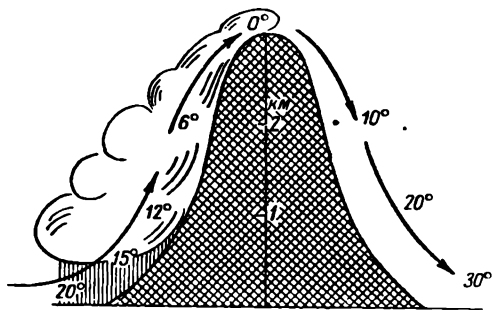


Рис. 146. Фен при переваливании воздушной массы через горы.

внизу  $20^\circ$  и уровне конденсации 500 м температура фенового потока у подножия гор будет  $30^\circ$ , что видно на рис. 146. В действительности влажноадиабатический градиент температуры меньше внизу и больше на высотах, поэтому изменение температуры поднимающегося воздуха не будет равномерным, но это не меняет существа расчета.

В тех случаях, когда возникновение фена не связано непосредственно с переваливанием воздушной массы через горы, повышение температуры определяется величиной наблюдающегося температурного градиента.

При адиабатическом опускании воздуха сохраняется постоянной потенциальная температура, изменение с высотой которой определяется формулой

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\theta}{T} (\gamma_a - \gamma).$$

Чем устойчивее состояние воздушной массы, тем меньше величина  $\gamma$  и тем выше потенциальная температура на высоте по сравнению с приземными слоями.

Опускающийся воздух при фене переносит сверху вниз высокую потенциальную температуру, что и вызывает потепление у земли.

Если  $\gamma > \gamma_a$ , т. е. воздушная масса находится в неустойчивом равновесии, то потенциальная температура с высотой пони-



жается и при развитии вместо повышения температуры наблюдается некоторое понижение ее. Такие случаи фенов наблюдаются иногда в тропиках.

Из самого характера явления следует, что фен сопровождается ясной погодой. Только у вершин гор обычно наблюдаются чечевицеобразные облака, стоящие неподвижно у вершины, несмотря на господствующий здесь сильный ветер.

Длительные теплые и сухие фены относятся к опасным явлениям погоды. Резкое повышение температуры в горах вызывает быстрое таяние снега, что приводит к сильным разливам горных рек. Очень малая относительная влажность при высокой температуре фена губительно действует на растения и может привести к гибели урожая в большом районе. Хотя фен и является местным ветром, его возникновение возможно только при определенных условиях погоды в соседних районах (например, циклон в предгорьях). Это позволяет во многих случаях заранее предсказать возникновение фена.

В различных районах фены и аналогичные им ветры известны под разными названиями. Таковы бохорок на Суматре, чинук — сильный фен — на восточных склонах Скалистых гор. В нашей стране подобные ветры в разных районах называются: эбе (Джунгария и район Балхаша), кастек (Курдайский перевал между Алма-Атой и Фрунзе), урсатьевский ветер (Ферганская долина), гармсилъ (южная часть Средней Азии), афганец, вызывающий так же, как и гармсилъ, сильнейшие пылевые бури, и многие другие.

*Борой* называется сильный и порывистый холодный ветер, направленный вниз по горному склону прибрежной возвышенности на море и приносящий в зимнее время значительное похолодание.

Особенно известна новороссийская бора, при которой температура в бухте в зимнее время иногда понижается до  $-20^{\circ}$  и даже ниже, а скорости ветра в исключительных случаях превышают 60 м/сек (на перевале). Годовое число дней с борой в Новороссийске около 50 (чаще всего бора наблюдается в период ноябрь—март).

Разрушительная сила ветра, замерзание водных брызг и обледенение прибрежных сооружений и находящихся вблизи берега судов иногда приводят к катастрофическим последствиям.

Рассмотрим физическую сущность явления. На Черноморском побережье вблизи Новороссийска располагается возвышенность высотой 400—650 м (кряж Варада с Мархотским перевалом), круто обрывающаяся к морю и пологая в направлении к соседней равнине. Когда севернее района располагается мощный холодный антициклон, на южной окраине которого развиваются сильные северо-восточные ветры, то холодная масса,

составляющая антициклон, постепенно приближаясь, достигает обрыва возвышенности перед Новороссийском и начинает падать с него (рис. 147). Падение холодного плотного воздуха, устремляющегося через перевал с высоты 435 м, развивает значительную скорость ветра, подобно падению воды в водопадах. Подсчеты показывают, что скорость ветра за счет падения холодного воздуха может достигать значений порядка 25—30 м/сек. Если к этому добавить скорость ветра, обусловленную горизонтальным градиентом давления и сужением погожа в «воротах» перевала,

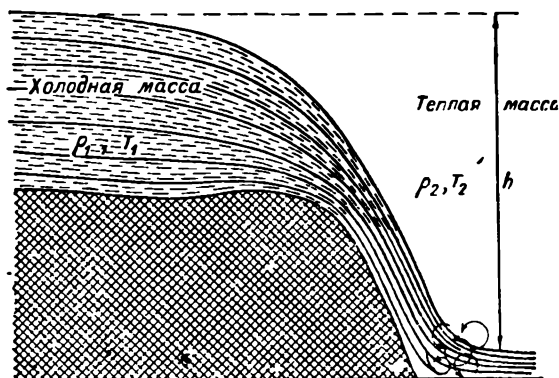


Рис. 147. Схема боры.

то мы и получим те очень большие скорости ветра, которые наблюдаются во время боры.

Новороссийская бора наиболее ярко выражена зимой, так как главным образом в это время имеются благоприятные условия для вхождения очень холодной массы воздуха в район Новороссийска.

Над морем бора распространяется всего на несколько километров (не более 10). Она наблюдается на побережье от Анапы до Туапсе, а в других соседних с Новороссийском районах (дальше Туапсе) отсутствует.

Аналогично боре развивается так называемый бакинский норд, наблюдающийся в районе Баку. Типичной борой является северо-западный или северо-северо-западный ветер на Байкале (сарма), где наблюдается также и аналогичный сарме западный ветер (хараканки). Известна также бора на Новой Земле и в других местах. Отдельные порывы ветра при новоземельской боре могут достигать, по-видимому, 100 м/сек.

Кроме рассмотренных ветров, имеются многочисленные другие виды ветров в горных районах, такие, как уже упомянутые ветры ущелий, перевалов и т. д. Интересен ветер, наблюдаю-

щийся на горах, покрытых ледниками, так называемый ледниковый ветер. Он представляет собой ветер, постоянно дующий над ледниками вниз по их течению. Этот ветер как бы всасывает при своем движении воздух с окружающих склонов гор, в результате чего летом температура воздуха над ледником всегда значительно выше  $0^{\circ}$ , что немало способствует их таянию.

На описании других многочисленных ветров, обусловленных орографическими влияниями, останавливаться не будем.

## § 5. Местные циркуляции. Бризы, горно-долинные ветры

Каковы бы ни были масштабы воздушных течений, непосредственной причиной их возникновения является неоднородность распределения давления в горизонтальной плоскости. Возникновение горизонтальных градиентов давления обуславливается рядом с динамическими факторами и термическими условиями. Действительно, как известно, убывание давления с высотой над более теплым участком земной поверхности будет происходить медленнее, чем над более холодным участком, и изобарические поверхности в теплом воздухе будут располагаться на больших расстояниях одна от другой, чем в области холодного участка. В то же время и изотермы примут наклонное к горизонту положение. Такое расположение изобарических поверхностей может привести к образованию замкнутой циркуляции воздуха.

Характерными примерами указанных циркуляций являются *бризы и горно-долинные ветры*. Заметим, что при подобного рода движениях, охватывающих обычно небольшие пространства, частицы воздуха проходят незначительные расстояния, на протяжении которых эффект отклоняющего действия силы Кориолиса проявляется слабо. В связи с этим движение определяется главным образом силой горизонтального градиента давления и силой трения и происходит в направлении, мало отклоняющемся от направления градиента.

*Бризами* называют ветры, наблюдающиеся на побережьях морей и озер и характеризующиеся правильной сменой в течение суток их направления: ночью они направлены с суши на водные поверхности, днем, наоборот, с водной поверхности на сушу.

Начальная причина береговых ветров заключается в неодинаковом нагревании суши и водной поверхности. Днем над сушей в связи с интенсивным прогреванием воздуха давление у земли понижается, а на некоторой высоте повышается. В результате создается разность давлений воздуха в береговой зоне. При таких условиях (рис. 148) в нижнем слое барический градиент и ветер направлены с водной поверхности в сторону берега, а на некоторой высоте — с берега в сторону водной поверхности. Этот ветер носит название дневного, или морского бриза. Ночью

направление барических градиентов и ветров меняется на обратное в связи с обратным соотношением температуры.

Поскольку наибольшая разность температур (а следовательно, и давлений воздуха) наблюдается непосредственно вблизи берега, то и бриз достигает наибольшей силы вблизи берега.

Морской бриз в зависимости от местных условий и условий погоды начинается в промежутке времени от 8 до 14 час. Постепенно усиливаясь, он достигает у берегов ко времени наибольшего развития скорости, доходящей до 6 м/сек. Он проникает

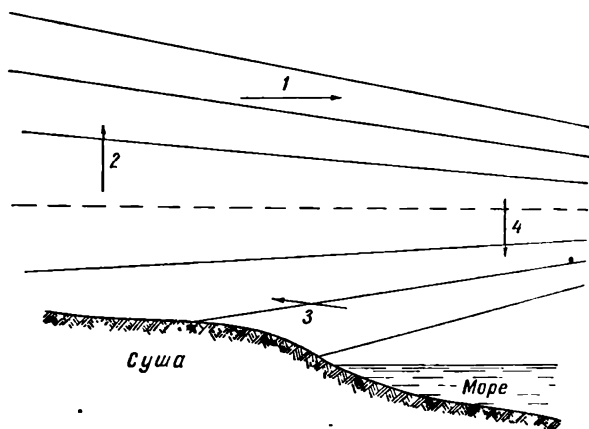


Рис. 148. Схема расположения изобарических поверхностей при возникновении бризовой циркуляции.

в глубь суши на расстояния в несколько десятков километров (20—30), иногда достигающие 100 км и даже несколько больше. К вечеру морской бриз затухает и сменяется обратным потоком — ночным бризом (ветром с суши), который, сначала постепенно усиливаясь, затихает и после восхода солнца сменяется дневным.

Вертикальная протяженность слоя, охваченного бризами, может достигать 1000 м, причем она больше для дневного морского бриза, чем для ночного, высота распространения которого составляет около 100—200 м.

Из существа самого явления следует, что наибольшего развития бризы достигают там, где суточный ход температуры наиболее велик и где создаются наибольшие разности температур суша — море ночью и днем. Такие условия имеют место в ряде тропических стран, где бризы отмечаются круглый год. В умеренных широтах бризы гораздо слабее и наблюдаются только летом, так как зимой даже днем воздух над берегом холоднее,

чем над морем. Во всех районах береговой бриз слабее и имеет меньшую вертикальную и горизонтальную протяженность, чем морской.

В СССР бризы на Черном и Каспийском морях выражены сильнее, чем на Балтийском море. В Сухуми, например, бризы наблюдаются и зимой. На северных морях бризы не выражены.

Бризы в более слабой форме развиваются также на берегах сравнительно небольших водоемов, например, они наблюдаются в окрестностях Ладожского и Онежского озер, Цимлянского и некоторых других водохранилищ.

Бризы и подобные им явления могут возникать только при условии малооблачной погоды. Часто, например, ветры в циклоне во много раз сильнее бризов и полностью перекрывают их действие.

Другим примером местной циркуляции являются *горно-долинные ветры*. Горно-долинными ветрами называют периодические ветры, направленные ночью со склонов гор в долину (горный ветер), днем из долины вдоль склонов гор и вдоль самой долины (долинный ветер).

Явление горно-долинных ветров отличается большой сложностью в соответствии с многообразием условий в горах (различие в направлении и глубине долин, крутизне склонов, положений ледников и т. п.). Поэтому приведем лишь общую схему явления, не касаясь деталей.

Отличают два типа горно-долинных циркуляций: ветры склонов и собственно горно-долинные ветры.

Первые представляют циркуляцию небольшой вертикальной мощности и небольшого горизонтального протяжения; они развиваются вдоль боковых склонов долин. При этом воздух днем в нижних слоях поднимается из долины вверх по нагретому склону, а на некоторой высоте на смену ему в долину спускается воздух из более высоких слоев. Ночью наблюдается обратная картина: по склонам в долину стекает холодный воздух, который замещают более теплые массы воздуха, притекающие из слоев атмосферы, расположенных над долиной. Образуются кольца замкнутой циркуляции, схематически изображенные на рис. 149.

Ветры склонов обычно появляются только в летнее время и при ясной погоде. Их качественное объяснение дано уже давно и ясно из изложенного выше. За последние годы развит и математическая теория этих ветров (А. С. Мониным и Л. Н. Гутманом), хорошо объясняющая наблюдаемые соотношения.

Более сложными являются собственно горно-долинные ветры, направленные вдоль долины и дующие днем вверх по долине (долинный ветер), а ночью вниз по направлению гор (горный ветер). На некоторой высоте (высоте обращения) ветер

принимает в том и другом случае обратное направление. Масштабы этой циркуляции значительно больше (до десятков километров), чем масштабы ветров склонов.

В качестве примера приведем некоторые данные, полученные в результате наблюдений на Кавказе А. П. Хргианом (в Цейском ущелье) и Е. С. Селезневой (в Баксанском ущелье). Так, эти наблюдения показали, что, чем более неустойчиво состояние атмосферы, тем более резко выражен долинный ветер. Он начинается утром около 7—8 час. и достигает наибольшей скорости в среднем около 2—4 м/сек (при максимальных значениях, доходящих



Рис. 149. Схема горно-долинных ветров (склонов).

до 10 м/сек) после полудня. К вечеру (19—20 час.) долинный ветер затихает и сменяется к полуночи горным ветром, который достигает наибольшего развития перед восходом солнца. Интересно отметить, что если долинный ветер наблюдается только при ясной погоде, то горный ветер иногда отмечается и при пасмурной погоде.

Высота обращения ветра на противоположное направление в Цейском ущелье в среднем составляет несколько больше 1 км (1,12 км), а в Баксанском ущелье немного меньше и можно считать, что для долинных ветров она около 0,5—1 км над уровнем дна долины; в то же время для горных ветров она заметно ниже (около 300 м). Что касается вертикальной протяженности верхнего течения обратного направления, то оно прослеживается вплоть до гребней гор, окружающих долины, выше которых оно сливается с общими течениями свободной атмосферы.

Наиболее простое, но качественного характера объяснение возникновения бризовой и горно-долинной циркуляции дается на основе так называемой теоремы о циркуляции (см. курсы аэрогидромеханики). Что же касается аналитического решения задачи о местных циркуляциях, то оно является чрезвычайно трудным. Математические трудности этой задачи определяются

тем, что физически реальная схематизация местных ветров возможна только при учете в уравнениях движения конвективных нелинейных членов. Мы же до настоящего времени не имеем общих методов решения нелинейных задач. Тем не менее советскими исследователями (И. А. Кибелем, Л. Н. Гутманом, А. С. Мониным, А. А. Дородницыным и др.) найден ряд частных решений системы уравнений, описывающих местные циркуляции, которые подробно и излагаются в курсах динамической метеорологии.

**ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ**

---

В разделе втором была рассмотрена прямая и рассеянная радиация во всем диапазоне длин волн, входящих в ее состав, при этом основное внимание было уделено характеристике радиации с энергетической стороны.

Радиация содержит в своем составе лучи видимой области спектра, воспринимаемые нами как свет. При прохождении их через атмосферу возникают многочисленные оптические явления, главнейшие из которых и будут рассмотрены в настоящем разделе.

*Глава 24***ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ, СВЯЗАННЫЕ  
С РАССЕЯНИЕМ, ПОГЛОЩЕНИЕМ И ОТРАЖЕНИЕМ  
СВЕТА****§ 1. Основные положения фотометрии применительно  
к атмосферной оптике**

Изучая поле лучистой энергии по тому световому (зрительному) ощущению, которое она производит, обычно пользуются фотометрической системой единиц, применяя давно установленные термины.

Оценивая поток лучистой энергии по световому ощущению, называют его световым потоком, единицей измерения которого является люмен (*лм*). Все применяемые для этой цели приемники, и в частности наш глаз, обладают различной чувствительностью к восприятию разных световых волн. Поэтому энергетическая мощность потока лучей разных длин волн должна быть различной, чтобы вызвать ощущение одинаковой интенсивности. Отношение световой мощности к энергетической назы-



вается коэффициентом видности, или просто видностью. На рис. 150 приведена кривая спектральной чувствительности глаза к монохроматическому излучению длины волны  $\lambda$ , так называемая *кривая видности*  $v(\lambda)$ .

На этом рисунке сплошная кривая относится к дневным условиям, когда максимальная чувствительность глаза приходится на длину волны 555 мμ (желто-зеленая), а прерывистая

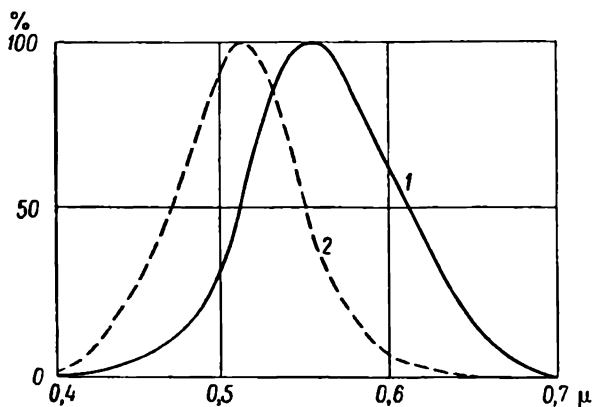


Рис. 150. Кривая видности для дневного (1) и сумеречного (2) зрения.

кривая относится к сумеречному зрению; она вся смещена в сторону более коротких длин волн с максимумом на  $\lambda=510$  мμ (зелено-голубая).

Если энергетический поток монохроматического излучения обозначить через  $d\Phi_\lambda$ , а световой — через  $dF_\lambda$ , то

$$dF_\lambda = k_m v(\lambda) d\Phi_\lambda, \quad (1)$$

где  $k_m$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора единиц для обоих потоков, так называемый *световой эквивалент мощности*.

В случае сплошного спектра излучения полный световой поток составит

$$F_\lambda = k_m \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} v(\lambda) d\Phi_\lambda. \quad (2)$$

Численно световой эквивалент мощности равен  $k_m=680$  лм/вт. Основными фотометрическими величинами являются: сила света, освещенность, светимость и яркость.

*Силой света*  $I$  точечного источника называют световой поток, рассчитанный на единицу телесного угла, т. е.  $I = \frac{d\Phi}{d\omega}$ .

Единицей силы света источника является свеча (*св*), определяемая по всесоюзному эталону, хранящемуся во Всесоюзном научно-исследовательском институте метеорологии.

*Освещенностью* некоторой поверхности называют плотность падающего на него светового потока, т. е. величину  $E = \frac{dF}{ds}$ . За единицу освещенности принимается *фот* (*ф*) — освещенность потоком 1 люмен (*лм*) поверхности 1  $см^2$ , или *люкс* (*лк*), равный  $10^{-4}$  *ф*.

Если сила света точечного источника *I*, то освещенность поверхности, нормальной к лучам и расположенной от источника света на расстоянии *r*, будет  $E = \frac{I}{r^2}$  и в общем случае (для произвольно расположенной по отношению к лучам поверхности)  $E = \frac{I \cos i}{r^2}$ , где *i* — угол падения лучей.

*Светимостью R* называется отношение светового потока, испускаемого светящейся поверхностью, к ее площади, т. е.  $R = \frac{dF}{ds}$ . Она измеряется в тех же единицах потока с единицы поверхности.

*Яркость B* измеряется силой света поверхности в данном направлении, приходящейся на единицу площади проекции этой поверхности на плоскость, перпендикулярную к рассматриваемому направлению, т. е.  $B = \frac{I}{s \cos \varphi}$ . Единицей для измерения яркости является *стильб* (*сб*).

Если светимость дает поток, испускаемый во всех направлениях, то яркость дает поток, излучаемый в некотором определенном направлении.

В природе мы чаще имеем дело с поверхностями, являющимися не самостоятельными источниками света, а посылающими отраженный (рассеянный) свет.

Если на идеально матовую поверхность с отражательной способностью  $A < 1$  падает поток, плотность которого *E*, то ее светимость *R* будет  $R = AE$ , а так как *R*, как мы видели в гл. 7, связана с яркостью *B* соотношением  $R = \pi B$ , то ясно, что  $B = \frac{AE}{\pi}$ .

Если яркость выражать в стильбах, то светимость поверхности будет в  $\pi$  раз больше и равна 3,14  $лм/см^2$ . Если поверхность является абсолютно белой, т. е.  $A = 1$ , то можно в качестве единицы яркости взять яркость такой поверхности, обладающей светимостью 1 *ф*, т. е. испускающей поток 1  $лм/см^2$ ; эту единицу называют *ламбертом*. Единицу, в 10 000 раз меньшую, называют *апостильбом*; это яркость поверхности, испускающей поток 1  $лм$  с 1  $м^2$ .

Очевидно, что 1 стильб = 3,14 ламберта = 31 400 апостильбам.

Однако это обычное фотометрическое определение яркости гораздо удобнее заменить по существу тождественным ему определением, а именно называть яркостью  $B$  любого объекта по заданному направлению отношение освещенности  $E$ , создаваемой им на элементе плоской поверхности, расположенной в точке наблюдения нормально к направлению на объект, к телесному углу  $\omega$ , под которым объект виден из точки наблюдения, т. е.  $B = \frac{E}{\omega}$ .

В природе встречается очень широкий диапазон освещенности (от 0,0002 до  $10^5$  лк) и яркости (от  $5 \cdot 10^{-10}$  до 150 000 сб). Глаз обладает способностью приспосабливаться к имеющимся особенностям и изменять соответствующим образом свою чувствительность. Этот процесс приспособления, как известно, носит название *адаптации глаза*. Однако чувствительность глаза к восприятию яркости не беспредельна и при некотором предельном наименьшем количестве света, попадающего в глаз, он перестает ощущать свет; это количество света носит название *светового порога зрения*.

При зрительном восприятии световых потоков, кроме яркости, глаз ощущает цвет, поэтому-то в светлое время суток природа так богата красками.

Помимо группы ахроматических цветов, к которой принадлежат белый, черный и промежуточные между ними различные по оттенку серые цвета, все остальные, так называемые хроматические цвета отличаются один от другого яркостью, цветовым тоном и насыщенностью.

В табл. 69 приведены длины волн, соответствующие различным цветам.

Таблица 69

Цвет	Интервал $\lambda$ (м $\mu$ )	Типичная $\lambda$ (м $\mu$ )
Фиолетовый . . . . .	390—455	430
Синий . . . . .	455—485	470
Голубой . . . . .	485—505	495
Зеленый . . . . .	505—550	530
Желто-зеленый . . . . .	550—575	560
Желтый . . . . .	575—585	580
Оранжевый . . . . .	585—620	600
Красный . . . . .	620—760	640

Значительная часть цветов может быть получена смешением белого цвета с некоторым монохроматическим спектральным цветом. Это дает возможность характеризовать любой цвет двумя основными величинами: 1) *цветовым тоном*, под которым

понимается качество цвета, выражаемое длиной волны  $\lambda$  монохроматического света, добавляемого к белому, и 2) *насыщенностью*, или чистотой, определяющей долю этого монохроматического света в смеси, т. е. насыщенность будет равна  $p = \frac{B_\lambda}{B_\lambda + B_0}$ , где  $B_\lambda$  и  $B_0$  — соответственно яркости монохроматического и белого цвета. Очевидно, что для белого цвета  $p=0$  и для чистого спектрального  $p=1$ .

К характеристике цветов можно подойти и более точно, а именно характеризовать всевозможные цветовые тона через три основных цвета, смешиваемых в разных пропорциях. Тогда любой цвет будет получен посредством присоединения к этой смеси некоторого количества белого цвета. В качестве основных цветов выбрали красный, зеленый и синий.

## § 2. Кажущаяся форма небесного свода и связанные с этим явления

Наблюдения показывают, что небесный свод мы всегда видим не в форме полусферы, расположенной над нами, а как бы приплюснутым в вертикальном направлении. Причину этого следует видеть в психологических факторах и отчасти в физиологических особенностях зрительного восприятия. На их рассмотрении останавливаться не будем.

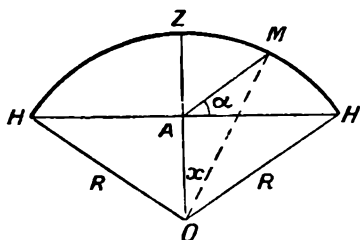


Рис. 151.

Если на рис. 151  $HH$  горизонт места и в точке  $A$  находится наблюдатель, то, разделив на глаз пополам дугу небесного свода  $ZH$  между зенитом и горизонтом, найдем, что угол  $\alpha$ , измеренный затем каким-

либо угломерным прибором, окажется равным примерно  $22^\circ$ , а не  $45^\circ$ , как было бы, если бы дуга  $HZH$  была полуокружностью. Величину этого визуально определенного угла  $\alpha$  и можно принять за меру наблюдаемой сплюснутости небесного свода. Определив его, можно найти и величину кажущихся расстояний до зенита  $AZ$  и до горизонта  $AH$ , а также и их отношение.

Действительно, как нетрудно видеть на рис. 151, принимая дугу  $HZH$  за дугу окружности радиусом  $R$  с центром в точке  $O$ , имеем

$$\left. \begin{aligned} AZ &= R - OA = R - R \cos 2\alpha = 2R \sin^2 \alpha \\ AH &= R \sin 2\alpha \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где  $x$  — угол, образованный направлением  $OM$  и  $OZ$ ; он связан с  $\alpha$ , как это нетрудно показать, соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\cos x - \cos 2x}{\sin x}. \quad (4)$$

Отношение  $AN:AZ = \operatorname{ctg} x$ , характеризующее сплюснутость небесного свода в пределах наблюдаемых значений  $\alpha$ , будет равно:

$\alpha$ град. . . . .	18	20	22	24	26	28	30	32
$AN:AZ$ . . . . .	4,49	3,98	3,55	3,19	2,88	2,60	2,36	2,14

Наблюдения показывают, что степень сплюснутости небесного свода не остается неизменной. Она больше ( $\alpha$  меньше) при большой освещенности небесного свода, т. е. больше днем, чем ночью; также больше она при наличии облачности, при дымке и т. д.

В результате этой кажущейся сплюснутости небесного свода всегда при визуальных наблюдениях ошибочно оцениваются высоты точек, визируемых на нем. Так, действительные высоты всегда меньше оцененных визуально; вместе с тем одинаковые дуги на разных высотах переоцениваются до высот порядка  $35^\circ$  и недооцениваются при больших высотах. Например, вблизи горизонта дуга  $5^\circ$  переоценивается почти в два раза, а вблизи зенита, наоборот, она оценивается в два раза меньше (табл. 70).

Таблица 70

Действи- тельная высота (град.)	Визуально оцениваемые высоты				Действи- тельная высота (град.)	Визуально оцениваемые высоты			
	днем ( $\alpha = 22^\circ$ )		ночью ( $\alpha = 30^\circ$ )			днем ( $\alpha = 22^\circ$ )		ночью ( $\alpha = 30^\circ$ )	
	высота	разность	высота	разность		высота	разность	высота	разность
5	13,3°	11,4°	9,6°	8,6°	50	70,7°	3,0°	63,7°	3,9°
10	24,7	9,4	18,2	7,7	55	73,7	2,7	67,6	3,6
15	34,1	8,1	25,9	7,1	60	76,4	2,5	71,2	3,4
20	42,2	6,7	33,0	6,4	65	78,9	2,4	74,6	3,3
25	48,9	5,7	39,4	5,8	70	81,3	2,3	77,9	3,1
30	54,6	4,9	45,2	5,2	75	83,6	2,2	81,0	3,0
35	59,5	4,2	50,4	4,9	80	85,8	2,1	84,0	3,0
40	63,7	3,7	55,3	4,4	85	87,9		87,0	
45	67,4	3,3	59,7	4,0					

С этим связан целый ряд явлений. Так, наблюдая солнце и луну, мы переоцениваем их угловые размеры, если они находятся вблизи горизонта, а при высотах больше  $35^\circ$ , наоборот, недооцениваем их; поэтому солнце и луна при восходе и заходе

кажутся в 4—5 раз большими, чем на высоте около 60°. По той же причине облака, расположенные ближе к горизонту, всегда кажутся занимающими большую, чем в действительности, часть небесного свода. Наконец, предметы, возвышающиеся над линией горизонта (например, горы, башни и т. п.), мы обычно и притом значительно преувеличиваем по высоте.

Сказанное всегда следует иметь в виду при визуальной оценке размеров явлений, наблюдаемых на небесном своде.

### § 3. Яркость небесного свода

В результате рассеяния прямых солнечных лучей в атмосфере каждый элементарный объем последней становится источником рассеянного света и небесный свод в любом направлении имеет определенную яркость. Для теоретического рассмотрения и расчета яркости безоблачного неба в первом приближении можно исходить из теории Релея и воспользоваться теми соображениями и выводами, которые были приведены в гл. 8 и 9. В этих главах для интенсивности монохроматической рассеянной радиации (что в фотометрических терминах представляет не что иное, как яркость) была выведена формула (19) гл. 9, которую, обозначая яркость через  $B_{\lambda, \varphi}$ , напишем в виде

$$B_{\lambda, \varphi} = \frac{3}{16\pi} S_{0, \lambda} v(\lambda) \frac{m}{m_{\odot} - m} [e^{-\frac{1}{2} M_0 m} - e^{-\frac{1}{2} M_0 m \odot}] (1 + \cos^2 \varphi), \quad (5)$$

где все обозначения прежние, а  $v(\lambda)$  — кривая видности.

Интегрируя (5) в пределах длин волн видимой области спектра, мы и получим фотометрическую яркость небесного свода в заданном направлении, определяемом значением угла рассеяния  $\varphi$ .

Напомним, однако, что эта формула была выведена без учета поглощения, рассеяния вторичного и более высоких порядков, поляризации и влияния диффузного отражения от земной поверхности. Учет этих факторов может быть сделан на основе теории Чандрасекара, разработанной им применительно к решению вопроса о релейевском рассеянии в атмосферах планет. Изложение этой сложной теории выходит за пределы наших возможностей.

В качестве примера приведем в табл. 71 результаты расчета яркости небесного свода в солнечном вертикале, а на рис. 152 распределение яркости для спектрального участка  $\Delta\lambda = 10 \text{ м}\mu$  в солнечном вертикале, рассчитанное по теории Чандрасекара (по Секера).

Однако все теоретические расчеты, проведенные к тому же для идеальной (молекулярной) атмосферы, дают лишь общую схематическую картину и не отражают влияния рассеяния света

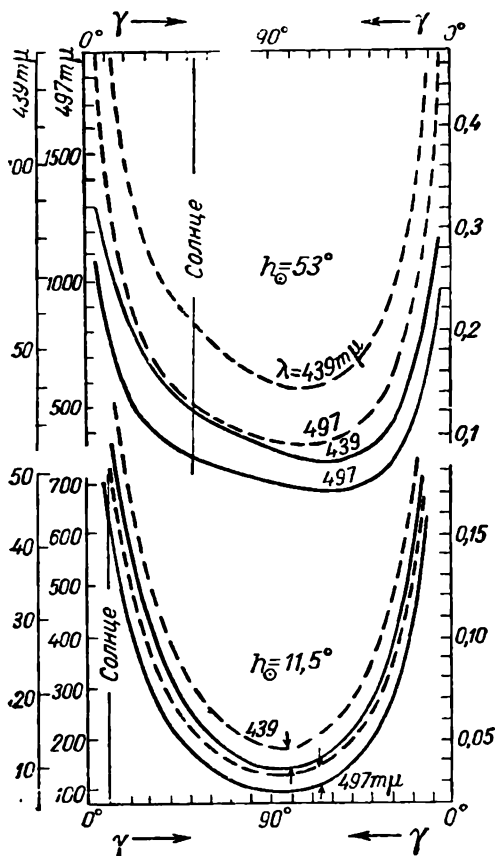


Рис. 152. Яркость для спектральной области  $\Delta\lambda = 10$  мμ в солнечном вертикале, рассчитанная по теории Чандraseкара (по Секера) для длин волн  $\lambda = 439$  мμ и  $\lambda = 497$  мμ при двух высотах солнца:  $h_{\odot} = 53^{\circ}$  ( $z_{\odot} = 37^{\circ}$ ) и  $h_{\odot} = 11,5^{\circ}$  ( $z_{\odot} = 78,5^{\circ}$ ).

Таблица 71

Яркость ( $10^3$  асб) небесного свода в солнечном вертикале по теории Релея при  $z_{\odot} = 60^{\circ}$

	Высота точки на небесном своде (град.)							
	90	85	60	0	30	60	85	90
	В стороне солнца				В стороне против солнца			
Яркость $I$ ( $10^3$ асб) .	39,6	26,6	4,2	2,6	2,4	5,2	24,4	39,6
Цветовой тон $\lambda$ мμ .	42,9	28,6	4,9	3,2	3,0	6,0	26,4	42,9
Насыщенность (%)	562	485	478	478	478	479	486	562
	7	17	36	38	37	34	18	7

<sup>1</sup> Первая строка — с учетом однократного рассеяния, вторая строка — с учетом многократного рассеяния.

на крупных аэрозольных частичках, всегда находящихся в атмосфере. Поэтому данные непосредственных наблюдений и их сравнение с результатами теоретических расчетов представляют особенно большой интерес.

Результаты наблюдений над распределением яркости по небесному своду удобно изображать с помощью изофот — линий, соединяющих на небесном своде точки, которые имеют одинаковую яркость. Приведем на рис. 153 карты изофот, полученные

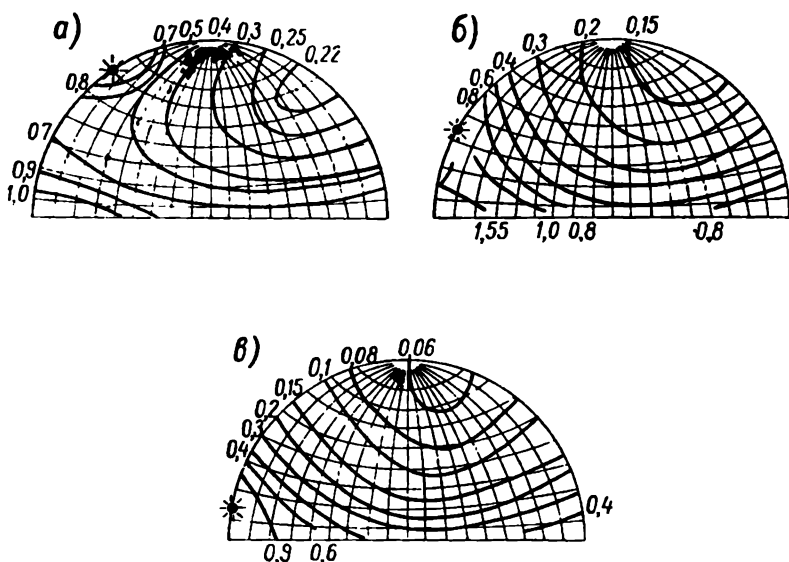


Рис. 153. Яркость неба в стильбах при  $p=0,80$ .

$a - z_{\odot} = 30^{\circ}$ ,  $б - z_{\odot} = 60^{\circ}$ ,  $в - z_{\odot} = 80^{\circ}$ .

Е. В. Пясковской-Фесенковой, составленные для разных значений  $z_{\odot}$  при коэффициенте прозрачности  $p=0,80$ ; числа, стоящие у кривых, дают значения яркости в стильбах.

Сравнение экспериментальных и теоретических данных показывает их хорошее согласование и позволяет сформулировать следующие основные закономерности для распределения яркости по безоблачному небесному своду. Оказывается, что: 1) та половина небесного свода, где находится солнце, ярче противоположной; 2) более яркими являются области, расположенные вблизи горизонта; 3) отмечается большое увеличение яркости вокруг солнца (так называемое околосолнечное сияние); 4) с уменьшением высоты солнца наблюдается уменьшение яркости небесного свода, особенно резко выраженное в половине его, противоположной солнцу; 5) обнаруживается тенденция к образованию минимума яркости на расстоянии около  $90^{\circ}$  от



солнца; 6) отмечается влияние отраженного от земной поверхности света, причем при увеличении альбедо увеличивается и яркость небесного свода.

#### § 4. Голубой цвет неба

Ясное безоблачное небо имеет голубой цвет несколько различных оттенков в разных участках небесного свода. Попытку дать его объяснение сделал еще Леонардо да Винчи, но правильное объяснение было найдено лишь после того, как была разработана теория рассеяния света в мутной среде.

Так как рассеяние света (молекулярное) происходит обратно пропорционально  $\lambda^4$ , то в спектре рассеянного света, посылаемого небесным сводом, максимум в распределении энергии должен быть смещен в сторону коротких длин волн, и свет, воспринимаемый от небесного свода, должен иметь голубой цвет. Теоретические расчеты подтверждают это, что и можно видеть из двух последних строк табл. 71, в которых приведены значения для цветового тона и насыщенности рассеянного света, идущего от ряда точек солнечного вертикала.

Из этих данных видно, что цветовой тон характеризуется значениями порядка  $\lambda = 475 \div 490$  мμ и только у горизонта смещается на значение  $\lambda = 560$  мμ, причем здесь и насыщенность цвета, т. е. голубизна, будет меньше; наиболее насыщенная точка располагается примерно на расстоянии  $90^\circ$  от солнца.

В реальной атмосфере следует учесть влияние поглощения и особенно рассеяния на крупных частичках, которое приводит к тому, что рассеяние зависит от длины волны в меньшей степени и насыщенность голубого цвета рассеянного света в замутненной атмосфере значительно меньше, чем в релейской (сухой и чистой) атмосфере.

Эти теоретические соображения подтверждаются данными наблюдений. В табл. 72 приведены (в относительных единицах) результаты наблюдений над спектральным составом рассеянного света чистого неба и неба при облаках. Из этой таблицы видно, насколько больше в чистом небе диапазон коротких длин волн в сравнении с небом, покрытым облаками, и в сравнении с прямым солнечным светом.

Наблюдения показывают, что степень синевы неба испытывает как суточные, так и годовые колебания, причем с увеличением  $z_\odot$  синева вообще уменьшается. Вместе с тем установлена тесная связь со степенью мутности (прозрачности) атмосферы: чем больше мутность, тем синева слабее и цвет неба более белесоватый. На основании этой зависимости некоторыми авторами отмечается и связь степени синевы неба с характером воздушных масс. В различных географических условиях степень синевы также различна. Больше всего насыщенность в чистом

воздухе горных стран и степей и меньше посреди океана и на берегах морей. Особенно мала она в индустриальных районах (города) с их запыленной атмосферой.

Таблица 72

Спектральный состав рассеянного света  
(относительные единицы)

$\lambda$ тр.	Чистое небо	Легкая пелена облаков	Белые облака	Солнце
670	0,30	0,83	0,46	0,39
630	0,53	0,57	0,69	0,62
590	1,00	1,00	1,00	1,00
550	2,31	2,24	2,14	1,87
510	5,75	4,82	4,30	3,63
470	18,17	13,34	11,87	8,79
430	61,63	36,52	30,73	19,74

С увеличением высоты над уровнем моря цвет неба становится все более сине-голубым, а на высотах 15—20 км небо начинает приобретать фиолетовый оттенок. На высоте более 300 км, по наблюдению летчика-космонавта Ю. А. Гагарина, небо совершенно черное.

Что касается цвета облачного неба, то общеизвестно, что при сплошной облачности небесный свод представляется во всех его участках серым. Имеющиеся, правда, немногочисленные наблюдения показывают, что яркость неба, покрытого сплошной низкой облачностью, убывает от зенита к горизонту примерно в 2,5—3 раза, причем в зените облака кажутся несколько желтоватыми, а к горизонту появляется синеватая окраска. В ряде случаев на фоне сплошной облачности появляются более темные пятна, иногда слегка окрашенные в синеватый оттенок: причину этого следует видеть в различной отражательной способности разных участков земной поверхности.

## § 5. Поляризация света, рассеянного атмосферой

Теория рассеяния света приводит к выводу, что рассеянный свет должен быть поляризованным. Степень поляризации, выражаемая соотношением  $p = \frac{i_{\perp} - i_{\parallel}}{i_{\perp} + i_{\parallel}}$ , по теории Релея будет

$$p = \frac{i_{\perp} - i_{\parallel}}{i_{\perp} + i_{\parallel}} = \frac{1 - \cos^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi} = \frac{\sin^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi}. \quad (6)$$

Таким образом, по теории Релея должна иметь место поляризация света в плоскости, перпендикулярной к плоскости зрения, причем в направлениях, перпендикулярных к направлению

падающего света ( $\varphi=90$  и  $270^\circ$ ), наблюдается полная поляризация ( $p=1$ ); в направлениях же, совпадающем и противоположном падающему свету ( $\varphi=0$  и  $180^\circ$ ), поляризация будет равна нулю ( $p=0$ ), т. е. мы будем иметь неполяризованный свет. Это и изображено на полярной векторной диаграмме, приведенной на рис. 45 (гл. 8), в дополнение к которой приводим на рис. 154 распределение степени поляризации в зависимости от угла рассеяния  $\varphi$ . Плоскость поляризации при этом совпадала бы с плоскостью, проходящей через солнце, визируемую точку и глаз

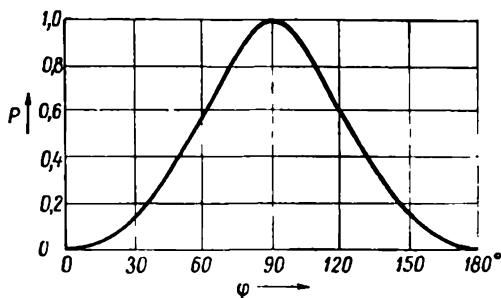


Рис. 154. Степень поляризации по теории Релея.

наблюдателя. Однако это не соответствует наблюдениям, и в атмосфере полной поляризации в действительности никогда не наблюдается, а ее максимальные значения лишь иногда достигают значений порядка 85%. Одной из причин неполной поляризации, как указано выше, является то, что рассеивающие частицы оптически анизотропны. Если учесть это обстоятельство, то вместо выражения (6) для степени поляризации получим

$$p = \frac{(1 - \rho) \sin^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi + \rho \sin^2 \varphi}, \quad (7)$$

где  $\rho$  — так называемый фактор деполаризации, равный для воздуха 0,043.

На основании (7) получим для максимально возможной поляризации значение  $p_{\max}=0,922$  вместо 1.

Кроме того, несомненно, следует учесть действие рассеяния высших порядков, а также то обстоятельство, что в атмосфере имеет место и рассеяние на крупных частичках, которое не дает полной поляризации и значительно меньше, чем при молекулярном рассеянии.

Влияние рассеяния более высоких порядков прежде всего проявляется в том, что при повторном рассеянии свет поляризуется в ином направлении, чем при однократном рассеянии. Это приведет к уменьшению степени наблюдаемой поляризации,

за исключением тех мест, где степень поляризации однократно рассеянного света примерно равна нулю, а также вызовет и изменение положения плоскости поляризации. Многократное рассеяние света сильно проявляется, например, в случае большого альбеда земной поверхности, особенно существенно оно для лучей малой длины волны. Учет указанных обстоятельств может быть сделан на основе упомянутой выше теории Чандрасекара

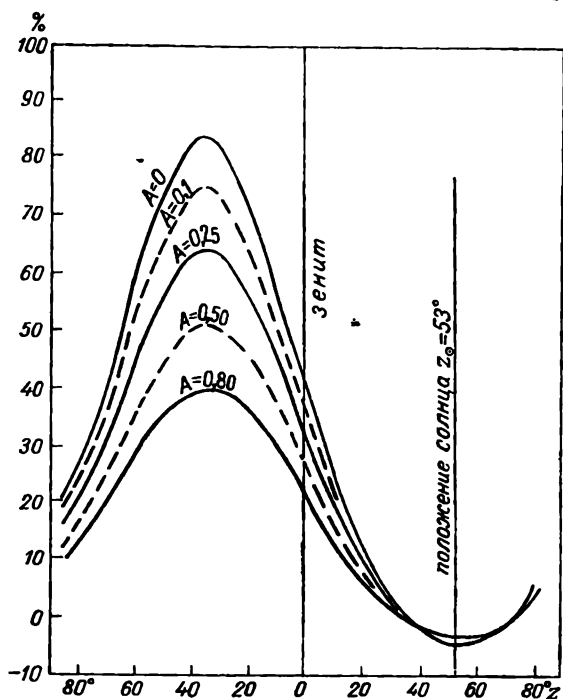


Рис. 155. Распределение степени поляризации в солнечном вертикале при различных значениях альбеда.

секара, что приводит результаты теоретических расчетов к большему соответствию с наблюдаемыми фактами. В качестве примера на рис. 155 дано распределение степени поляризации вдоль солнечного вертикала при различных значениях альбеда, вычисленное по теории Чандрасекара (Секера).

Поляризация света, рассеянного атмосферой, была обнаружена еще в начале прошлого столетия и изучалась она преимущественно в точках, расположенных в солнечном вертикале, в условиях безоблачного неба.

Уже первые наблюдения показали, что степень поляризации в любой точке весьма непостоянна во времени и зависит как от состояния неба, так и от метеорологических условий и характера (альбеда) земной поверхности в месте наблюдения. Свет,

идуший от облаков, вообще неполяризован. Наблюдаемая при этом незначительная поляризация вызывается тем слоем атмосферы, который расположен между глазом наблюдателя и облаком.

В солнечном вертикале (рис. 156) всегда наблюдается наибольшая степень поляризации на расстоянии  $90^\circ$  от солнца (точка  $P$ ), где она обычно равна 60—70% и лишь в исключи-

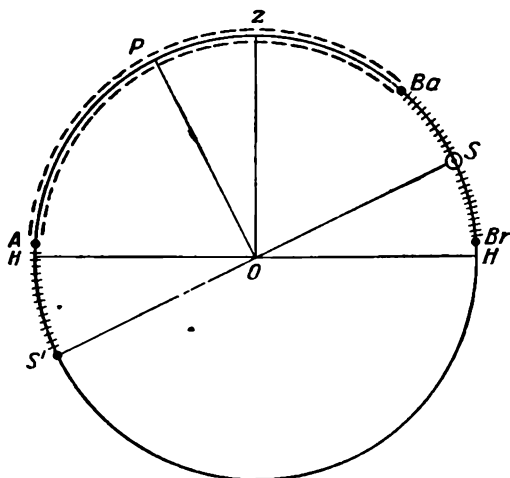


Рис. 156. Положение нейтральных точек и плоскости поляризации между  $A$  и  $Br$ .

тельных случаях достигает 85%. В обе стороны от этой точки максимальной поляризации степень ее уменьшается и на некотором расстоянии (порядка  $18^\circ$ ) над солнцем  $S$  и на таком же расстоянии над антисолярной точкой  $S'$  отмечаются точки, посылающие неполяризованный свет, после чего поляризация вновь увеличивается. Это так называемые нейтральные точки Бабины  $Ba$  и Араго —  $A$ ; третья нейтральная точка — точка Брюстера  $Br$  располагается ниже солнца на таком же расстоянии от него, как и точка Бабины. Положение плоскости поляризации в части солнечного вертикала между точками  $A$  и  $Ba$  совпадает с плоскостью вертикала, т. е. колебания электрического вектора здесь горизонтальны. Между точкой  $A$  и антисолярной точкой  $S'$ , а также между точками  $Ba$  и  $Br$  плоскость поляризации располагается горизонтально.

Расстояния нейтральной точки  $A$  от антисолярной, а также точек  $Ba$  и  $Br$  от солнца не остаются неизменными; с увеличением  $h_\odot$  точки  $Ba$  и  $Br$  приближаются к солнцу, а точка  $A$  удаляется от антисолярной точки. Эти расстояния и степень


поляризации находятся в очень большой зависимости от состояния атмосферы.

Наибольшее число данных о величине поляризации относится к солнечному вертикалу, в котором в среднем годовом выводе для величины поляризации имеются данные, приведенные в табл. 73. Из этой таблицы видно, что наибольшая поляризация наблюдается в точке, расположенной над солнцем на  $90^\circ$ . В этой точке, а также и в зените чаще всего и определяется степень поляризации.

Степень поляризации очень тесно связана с мутностью атмосферы: чем больше мутность, тем меньше поляризация. Всякое даже незначительное помутнение атмосферы сопровождается уменьшением степени поляризации, что дает возможность использовать эти наблюдения для суждения о прозрачности атмосферы. Особенно мала поляризация при запыленной атмосфере и при большом содержании в ней водяного пара; в связи с этим отмечается также различие в степени поляризации при разных воздушных массах.

Таблица 73

Степень поляризации в точках солнечного вертикала

$h^\circ$ 	Зенит	Точки над солнцем (град.)				
		50	70	90	110	130
-3	0,75	0,30	0,57	0,75	0,59	0,29
0	0,73	0,17	0,52	0,73	0,54	0,18
5	0,66	0,17	0,47	0,68	0,51	0,20
10	0,57	0,19	0,43	0,65	0,49	0,25
20	0,42	0,18	0,43	0,55	0,44	0,21
40	0,17	0,17	0,36	0,55	0,42	—
60	—	0,18	0,39	0,53	—	—

Значительное влияние на степень поляризации  $p$  оказывает и величина альбеда земной поверхности. Так, по расчетам в точке наибольшей поляризации получены значения  $p$  в зависимости от величины альбеда, приведенные в табл. 74.

Таблица 74

Связь между степенью поляризации и альбеда

Альбеда <sup>2</sup> . . . . .	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
Степень поляризации . . . . .	0,852	0,775	0,666	0,612	0,550	0,492

Поляризация наблюдается и в ночное время, когда небесный свод освещен лунным светом.

Что касается других точек небесного свода, расположенных вне солнечного вертикала, то все они также посылают поляри-

зованный свет, плоскость поляризации которого примерно совпадает с плоскостью большого круга, проходящего через солнце, визируемую точку и глаз наблюдателя. Следовательно, она располагается под некоторым углом к вертикальной плоскости (рис. 157). Условились поляризацию, плоскость которой образует с вертикальной плоскостью угол меньше  $45^\circ$ , называть положительной, а если этот угол больше  $45^\circ$ , то отрицательной.

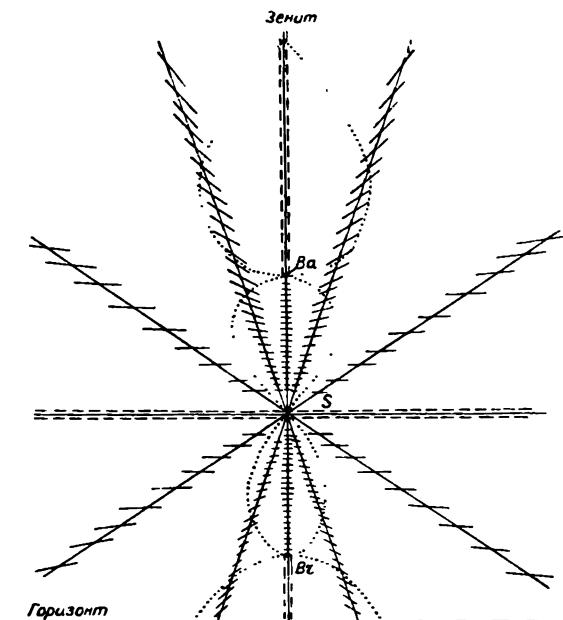


Рис. 157. Положение плоскости поляризации вокруг солнца.

$S$  — солнце,  $Ba$  — точка Бабинье,  $Br$  — точка Брюстера.

Соединяя линиями точки на небесном своде, где плоскость поляризации располагается под одинаковым углом к вертикальной, мы получим так называемые изоклины поляризации. Изоклины, для которых угол наклона плоскости поляризации равен  $45^\circ$ , иногда условно называют нейтральными линиями. Последние отделяют на небесном своде области положительной поляризации от областей отрицательной поляризации.

На рис. 158 приведены положения нейтральных линий при различных  $h_\odot$ , полученные теоретически А. А. Синягиным; здесь же прерывистыми линиями показано их положение по наблюдениям Дорно в Давосе (в Альпах).

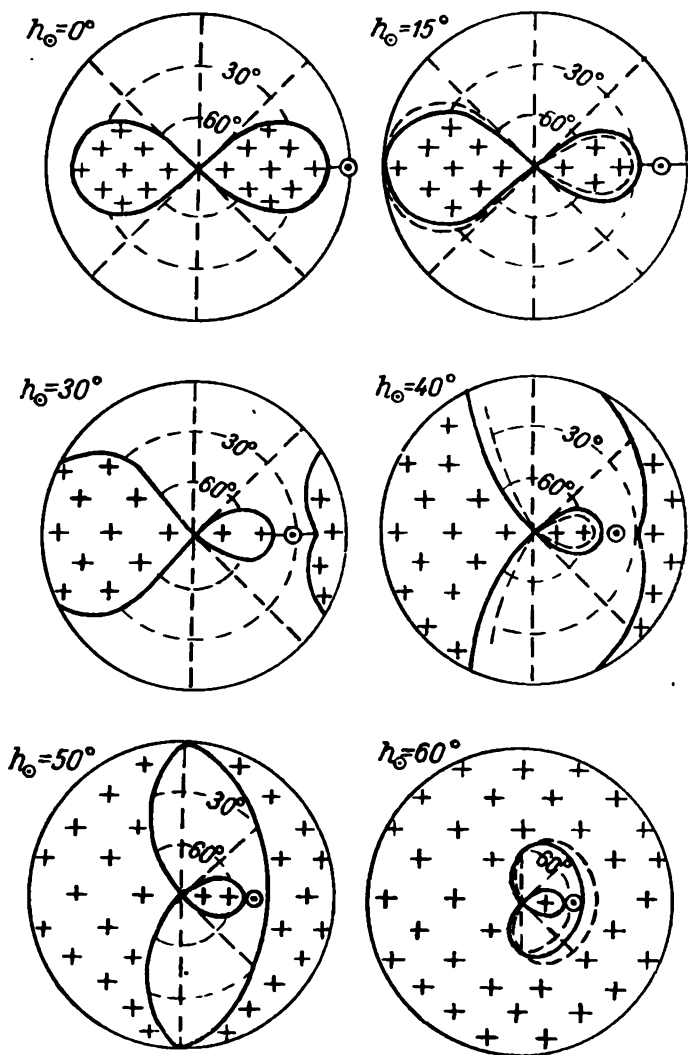


Рис. 158. Распределение поляризации по небесному своду при различной высоте солнца (по А. А. Синягину).



## § 6. Дневная освещенность

Прямые и рассеянные лучи солнца создают освещенность земной поверхности, дают то естественное освещение, которое имеет исключительное значение как для жизни человека, так и для жизни всего органического мира.

Говоря об освещенности земной поверхности, можно рассматривать освещенность, создаваемую прямыми солнечными лучами или рассеянной радиацией, а также суммарную освещенность. При этом обычно при измерениях освещенность относят к горизонтальной поверхности и лишь в специальных случаях рассматривают освещенность наклонных различно ориентированных поверхностей.

Совокупность данных, характеризующих какой-либо пункт в отношении наблюдающихся в нем условий освещенности, дает представление о так называемом световом климате этого пункта. Его изучение имеет большую практическую значимость, особенно для сельского хозяйства.

Те теоретические данные, которые изложены применительно к прямой и рассеянной радиации, полностью относятся и к видимой области их спектра.

Для освещенности  $E$  прямыми солнечными лучами горизонтальной поверхности в зависимости от зенитного расстояния солнца также можно написать

$$E = E_0 p_b^m(z) \cos z_{\odot}, \quad (8)$$

где  $p_b$  — так называемый визуальный коэффициент прозрачности атмосферы, а  $E_0$  — световая солнечная постоянная, т. е. та освещенность, которая создается прямыми солнечными лучами за пределами атмосферы на поверхности, перпендикулярной к солнечным лучам и расположенной на среднем расстоянии Земли от Солнца. Значение ее определено менее надежно, чем значение энергетической солнечной постоянной, и может быть принято равным 135 000 лк.

Так же как и для прямой солнечной радиации, можно теоретически рассчитать распределение освещенности прямыми солнечными лучами по земной поверхности, причем мы получим результаты, аналогичные изложенным в гл. 9.

Что касается теоретического рассмотрения вопроса об освещенности рассеянным светом, то это можно сделать лишь для идеальной атмосферы, исходя из теории молекулярного рассеяния.

Имея в виду приведенную выше формулу для яркости небесного свода в некотором направлении, для монохроматической освещенности горизонтальной поверхности некоторым участком

небесного свода, для которого телесный угол равен  $d\omega = dzdA$  (где  $z_{\odot}$  — зенитное расстояние и  $A$  — азимут), можно написать

$$E_{\lambda} = b_{\lambda} \cos z_{\odot} dzdA.$$

Производя интегрирование по всему небесному своду и по всем длинам волн видимого участка спектра, можно рассчитать ту освещенность, которая создается рассеянным светом, идущим от всего небесного свода во всем диапазоне длин волн видимого спектра. Однако такие расчеты весьма сложны. Поэтому было сделано немало попыток упростить полученное выражение, а также учесть влияние вторичного рассеяния.

Критический анализ многочисленных формул, предложенных для вычисления освещенности при ясном небе, приводит к выводу, что одной из наиболее удобных и точных является формула, предложенная Махоткиным для рассеянной энергетической освещенности,

$$E = \frac{S_0 \cos z_{\odot}}{1 + \varepsilon_1 \tau \sec z_{\odot}}, \quad (9)$$

где  $\varepsilon_1$  — часть энергии, рассеиваемая назад, и  $\tau = -\ln p$  — оптическая толщина атмосферы.

Переходя к рассмотрению результатов наблюдений над освещенностью земной поверхности, приведем прежде всего данные о зависимости освещенности как прямыми солнечными лучами, так и рассеянной радиацией от высоты солнца для ясных дней, по многолетним наблюдениям в Павловске (табл. 75).

Таблица 75

Освещенность земной поверхности (в  $10^3$  лк), по наблюдениям в Павловске

Освещенность	$h_{\odot}$ град.											
	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55
Прямая $10^3$ лк .	0,0	1,5	5,8	11,7	17,7	24,6	32,3	39,4	46,2	55,5	63,4	72,4
% . . . . .	0	36	56	66	71	75	77	79	80	81	82	83
Рассеянная $10^3$ лк	0,5	2,7	4,6	6,1	7,3	8,4	9,5	10,6	11,6	12,6	13,6	14,5
% . . . . .	100	64	44	34	29	25	23	21	20	19	18	17
Отношение прямой к рассеянной . . .	0	0,56	1,26	1,92	2,43	3,00	3,40	3,72	4,00	4,40	4,66	5,03
Суммарная . . .	0,5	4,2	10,4	17,8	25,0	33,0	41,8	50,0	57,8	68,1	77,0	86,9

Из таблицы видно, что зависимость от высоты солнца значительно сильнее выражена для освещенности прямыми солнечными лучами. Эта освещенность при изменении  $h_{\odot}$  от 5 до  $55^{\circ}$  растет в 48,3 раза, в то время как освещенность рассеянным светом увеличивается только в 5,4 раза. При малых высотах солнца освещенность рассеянным светом больше, чем прямыми солнечными лучами.

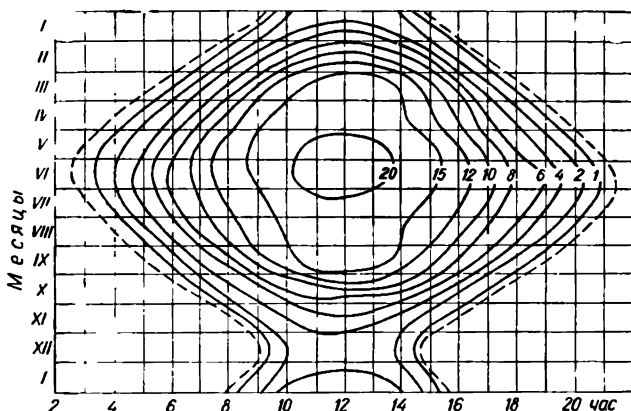


Рис. 159. Изоплеты освещенности (в  $10^3$  лк) горизонтальной поверхности для естественных условий (Павловск).

Пунктиром показано время восхода и захода солнца.

Зависимость от высоты солнца, естественно, определяет в основном суточный и годовой ход освещенности. Так, максимум освещенности отмечается в полуденные часы среди лета, что показывают изоплеты освещенности (в  $10^3$  лк) горизонтальной поверхности в Павловске, приведенные на рис. 159.

На величине освещенности, создаваемой рассеянным светом, особенно сильно сказывается влияние степени мутности атмосферы, облачности и характера подстилающей поверхности. Здесь наблюдаются те же закономерности, что и указанные выше для всей рассеянной радиации (см. гл. 9).

Как следует из теоретических соображений, при увеличении мутности атмосферы освещенность прямыми солнечными лучами уменьшается, но в то же время яркость небесного свода, а вместе с нею и освещенность земной поверхности рассеянным светом увеличивается; суммарная освещенность при этом уменьшается.

Влиянием запыленности объясняется то, что суммарная освещенность в промышленных центрах (больших городах) значительно меньше, чем в сельской местности.

Особенно велико влияние на освещенность, оказываемое облаками. Так, по многолетним наблюдениям в Павловске, летний полуденный максимум освещенности рассеянным светом при безоблачном небе составляет 12 000 лк, в то время как для всех дней, включая и облачные, этот максимум равен 20 000 лк, т. е. имеет место увеличение почти на 65%. При таком увеличении освещенности в облачные дни это влияние несколько различно для разных форм облачности и зависит от ее степени и высоты солнца.

Этот вопрос, так же как и вопрос о влиянии на поток рассеянной радиации величины альbedo подстилающей поверхности, с возрастанием которого освещенность сильно увеличивается, подробно рассмотрен в § 3 гл. 9. Заметим лишь дополнительно, что при учете указанного влияния облачности на освещенность рассеянным светом следует иметь в виду, что при частичной облачности суммарная освещенность (если солнце не закрыто облаками) увеличивается лишь незначительно, а в случае, когда солнце закрыто хотя бы и легкими облаками, суммарная освещенность снижается весьма заметно. Поэтому в пасмурную погоду при закрытом облаками солнце освещенность обычно меньше половины той, которая была бы при ясном небе.

Весьма большое практическое значение имеет вопрос об освещенности не только горизонтальных, но также наклонных и, в частности, вертикальных плоскостей, например горных склонов, стен зданий и других поверхностей, различным образом ориентированных по странам света.

Освещенность таких поверхностей складывается из освещенности, создаваемой прямыми солнечными лучами, светом, идущим от некоторой части небесного свода, и светом, отраженным от окружающих земных предметов.

Не останавливаясь на деталях, отметим, что южные поверхности получают большее количество прямой радиации, чем западные и восточные, а особенно северные. Соотношение же между величинами прихода радиации к различным ориентированным склонам заметно изменяется в зависимости от высоты солнца. Например, условия прихода солнечной радиации не всегда являются наиболее благоприятными для южных склонов, что, в частности, имеет место в утренние и вечерние часы, особенно в высоких широтах.

## **§ 7. Сумерки и заря. Сумеречная освещенность**

После захода солнца, а также перед его восходом земная поверхность в течение некоторого промежутка времени получает свет, рассеянный теми частями атмосферы, расположенной

над горизонтом места наблюдения, которые в это время еще освещаются прямыми солнечными лучами.

На основании геометрических соображений можно легко рассчитать для любого погружения солнца под горизонт (угол  $\alpha$ ) ту высоту  $NM=H'$  (рис. 160), на которой лучи его, касательные к земной поверхности  $SKMB$ , пересекают плоскость горизонта  $xx$ , а также высоту  $AB=H$ , на которой они проходят

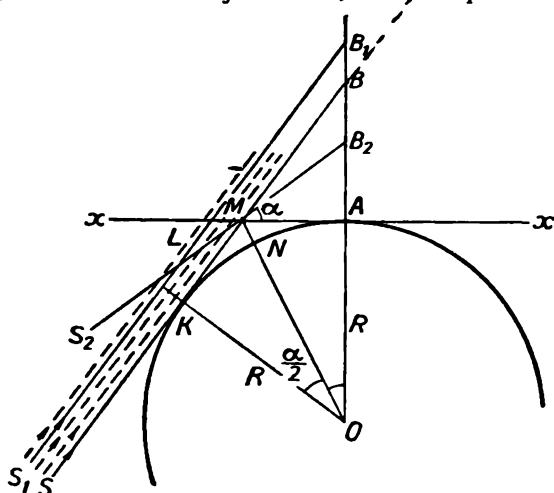


Рис. 160. К теории сумерек.

в зените места наблюдения  $A$ . Действительно, из  $\triangle OKM$  видно, что

$$NM=H'=R\left(\sec \frac{\alpha}{2}-1\right). \quad (10)$$

Точно так же из  $\triangle OKB$  получим, что

$$AB=H=R(\sec \alpha-1). \quad (11)$$

Учтем, что  $\alpha=z_{\odot}-90^{\circ}$ , а

$$\cos z_{\odot}=\sin \varphi \sin \delta_{\odot}+\cos \varphi \cos \delta_{\odot} \cos \tau,$$

где  $\varphi$  — широта места,  $\delta_{\odot}$  — склонение солнца и  $\tau$  — его часовой угол.

Тогда нетрудно вычислить момент восхода и захода солнца на разных широтах как для поверхности земли, так и для любой высоты в атмосфере.

При определенных условиях (заданные  $\varphi$  и  $\delta_{\odot}$ ) в течение некоторого периода солнце не опускается ниже горизонта и наблюдается непрерывный день ( $z_{\odot}<90^{\circ}$ ). На земной поверхности

это имеет место в летнее время на широтах больше  $66,5^\circ$ . Для более высоких слоев атмосферы промежутки времени, в течение которого они остаются освещенными солнечными лучами (солнце не заходит), значительно дольше. Например, на высотах больше 500 км над полюсом солнце не скрывается под горизонт в течение всего года.

В связи со сказанным вечером после захода солнца при постепенном погружении его под горизонт освещенность земной поверхности, определяемая рассеянным светом, будет достаточно быстро уменьшаться до момента, пока не наступит ночная темнота. Та часть суток, когда происходит этот переход от дневных условий освещенности к ночной темноте или обратно, называется соответственно вечерними или утренними сумерками.

Все явления, наблюдаемые во время утренних и вечерних сумерек, одинаковы, но развиваются в обратной последовательности, поэтому в дальнейшем будем рассматривать в основном лишь вечерние сумерки.

Если начало вечерних (конец утренних) сумерек точно определяется моментом захода (восхода) солнца ( $z_\odot = 90^\circ$ ), то конец их (начало утренних) устанавливается менее определенно и несколько условно. Наблюдая вечером за уменьшением сумеречной освещенности по мере опускания солнца под горизонт, можно отметить момент, когда она становится настолько малой, что делается затруднительной какая-либо работа на открытом месте без искусственного освещения. Этот практически важный момент определяет конец так называемых гражданских сумерек. При безоблачном небе он наступает тогда, когда солнце опускается под горизонт на  $6-8^\circ$ . При дальнейшем погружении солнца сумерки продолжают, пока, наконец, яркость небесного свода (а тем самым и освещенность) не делается настолько малой, что становятся возможными астрономические наблюдения над самыми слабыми звездами.

Этот момент и условились принимать за конец так называемых астрономических сумерек: солнце опускается под горизонт примерно на  $18^\circ$ , с неба исчезают последние признаки зари (см. дальше).

Совершенно очевидно, что продолжительность сумерек в указанном выше определении в разных пунктах земной поверхности в разные моменты определится астрономическими факторами (склонением солнца и широтой места). Для расчета продолжительности сумерек пользуются готовыми таблицами, публикуемыми в астрономических справочниках, или соответствующими номограммами.

Для иллюстрации приведем некоторые числовые данные (табл. 76) для продолжительности сумерек (а — астрономических, г — гражданских) в минутах на разных широтах.

Продолжительность сумерек (г — гражданских; а — астрономических)  
в минутах на разных широтах

Широта (град.)	I/I		I/IV		I/VII		I/X	
	а	г	а	г	а	г	а	г
Экватор	76	24	70	23	76	24	70	23
20	80	26	75	24	85	26	74	24
40	99	33	94	30	124	37	92	30
60	168	63	161	54	Непре- рывно	120	146	45

Из табл. 76 видно, что самые короткие сумерки наблюдаются на экваторе, где их продолжительность в течение года практически не изменяется. С увеличением широты продолжительность сумерек увеличивается и притом особенно сильно в летнее время. В этот период конец вечерних сумерек и начало утренних с увеличением широты сближаются и с некоторой широты в течение определенного периода года возможно слияние вечерних и утренних сумерек, в результате чего сумерки продолжаются всю ночь — это так называемые белые ночи.

Для слияния сумерек необходимо выполнение неравенства

$$90^\circ - \delta_\odot - \varphi < \alpha_\odot,$$

где  $\alpha_\odot$  — угол погружения солнца под горизонт в момент окончания сумерек.

Пользуясь этим неравенством, найдем, что белые ночи возможны на широтах больше  $48,5^\circ$ . Они особенно светлы на широтах больше  $59^\circ$ , где сливаются утренние и вечерние гражданские сумерки. На широтах больше  $66,5^\circ$  в течение некоторого периода года в летнее время наблюдается непрерывный полярный день, а в зимнее время — очень продолжительные сумерки и непрерывная полярная ночь.

В проведенном выше делении сумерек на гражданские и астрономические при распределении их продолжительности совершенно не учитывается состояние атмосферы, от которого в сильной мере зависит величина освещенности в сумерки, к рассмотрению которой мы и перейдем.

В табл. 77 приведены средние численные значения для освещенности горизонтальной поверхности в люксах.

Особенно сильное влияние на сумеречную освещенность оказывает облачность. Облака, особенно высокие, могут в начале сумерек иногда не уменьшать, а увеличивать освещенность, если они отражают свет к земной поверхности. В середине же и в конце сумерек облака обычно уменьшают освещенность и

Таблица 77

Средняя сумеречная освещенность в люксах  
горизонтальной поверхности в сумерки (по Бюллиху)

Высота солнца $h_{\odot}$	Степень облачности		
	0—2	3—5	9—10
5	5000	4700	1500
1	980	750	160
0	550	420	75
—1	280	220	31
—4	15	13	1,4
—6	1,6	1,5	0,17
—7	0,54	0,50	0,064
—8	0,19	0,18	0,026
—10	0,031	0,028	0,006
—16	0,0018	0,0009	0,0005

часто весьма значительно; так, например, сплошные низкие облака могут уменьшить освещенность в 10 раз. Некоторое влияние в сторону увеличения освещенности в сумерки оказывает снежный покров. Для иллюстрации сказанного приведем на рис. 161 результаты некоторых наблюдений в Свердловске, полученные В. А. Березкиным. На этом рисунке кривая 1 дает значения освещенности при облачности  $Ci$  и  $As$  от 0 до 5 баллов при отсутствии снежного покрова, а кривая 2 — то же при наличии снежного покрова, кривые 3 и 4 характеризуют значения освещенности при сплошной облачности  $St$  соответственно без снежного покрова и при наличии его.

На основании наблюдений и расчетов получены следующие выводы:

1) освещенность в начале сумерек измеряется несколькими сотнями люксов и может достигать значений порядка 500 лк; к концу гражданских сумерек она уменьшается примерно до 1 лк и, продолжая дальше убывать, при  $h_{\odot} = -10^{\circ}$  достигает значений порядка 0,03 лк, т. е. падает почти 10 000 раз;

2) ход изменения освещенности в сумерки не зависит от характера облачности и подстилающей поверхности, причем логарифм освещенности изменяется пропорционально высоте солнца (при изменении последней от  $-10^{\circ}$  до  $-1^{\circ}$ );

3) в зависимости от облачности освещенность может изменяться в несколько раз;

4) наличие снежного покрова увеличивает сумеречную освещенность.

Изложенное в начале параграфа элементарное объяснение сумерек требует более глубокого теоретического рассмотрения. Изложим кратко сущность теории сумерек, разработанную акад. В. Г. Фесенковым и Н. М. Штауде. Прежде всего отметим, что



так как с увеличением зенитного расстояния солнца из участия в образовании сумерек постепенно выключаются слои атмосферы начиная с самых нижних, то наблюдаемые в ходе сумерек изменения яркости небесного свода должны отражать особенности строения атмосферы по вертикали. Впервые на эту воз-

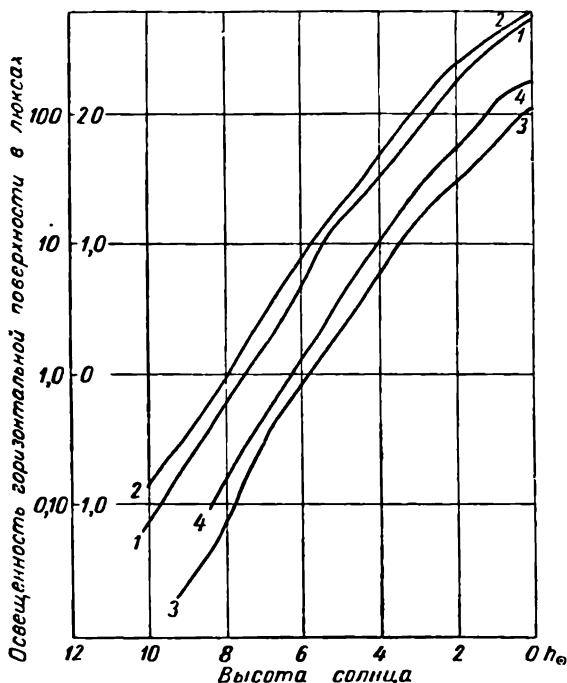


Рис. 161. Освещенность горизонтальной поверхности в сумерки, по наблюдениям в Свердловске (по В. А. Березкину).

1 — облачность 0/0, 3/0, 4/0, 5/0 без снега, 2 — то же при снежном покрове, 3 — облачность 10/10 St, Nbst без снега, 4 — то же при снежном покрове.

можность использования фотометрических наблюдений над сумерками для изучения высоких слоев атмосферы обратил внимание В. Г. Фесенков, который и указал, что яркость сумеречного неба в каждый момент времени в основном определяется рассеянием света в определенном слое атмосферы, расположенном на некоторой высоте над земной поверхностью.

Возникновение такого слоя, дающего максимальный вклад в рассеянный свет, легко объяснить из следующих простых соображений. Как мы видели, интенсивность света, рассеянного некоторым объемом газа, пропорциональна числу рассеивающих частиц и интенсивности освещающих данный объем прямых

солнечных лучей. Но поток последних зависит от пройденной ими толщи атмосферы, и понятно, что при данном погружении солнца он увеличивается с увеличением высоты над земной поверхностью, однако при этом уменьшается число рассеивающих частиц. В результате на некоторой высоте и должен существовать слой, дающий более или менее резко выраженный максимум рассеяния, который и определит в основном наблюдаемую яркость сумеречного неба.

Появление слоя максимального рассеяния отмечается уже за некоторое время до захода солнца, т. е. по физическим условиям явление сумерек начинается раньше захода солнца. В качестве примера укажем, что при зенитном расстоянии солнца  $97^\circ$  в создании общей яркости сумерек наибольшая роль принадлежит слоям атмосферы, расположенным на высоте от 40 до 70 км. Высота этих наиболее активных слоев увеличивается по мере погружения солнца под горизонт, причем это увеличение высоты можно рассматривать как результат поворота (при увеличении зенитного расстояния солнца) сравнительно узкого пучка солнечных лучей, проходящих примерно на постоянном (около 20 км) расстоянии от земной поверхности. Этот узкий пучок лучей был назван «сумеречным лучом», и все явление можно представить себе как результат освещения атмосферы сумеречным лучом, так как оказывается, что солнечные лучи, пронизывающие атмосферу выше или ниже его, в явлении сумерек почти не участвуют. На рис. 160 дано положение сумеречного луча  $S_1B_1$  и  $S_2B_2$  при двух разных положениях солнца.

Введение понятия сумеречного луча позволило получить формулы, которые дают яркость сумеречного неба в любом направлении и связывают ее с плотностью атмосферы на высоте максимума рассеяния, положение которого и определяется как пересечение сумеречного луча с лучом зрения. Рассчитанные по этим формулам теоретические значения для яркости сумеречного неба хорошо совпадают с результатами наблюдений. Позднее И. А. Хвостиков, помимо наблюдений за яркостью сумеречного неба, вел наблюдения также и за его поляризацией. От этого возможности исследования верхней атмосферы значительно расширились.

Фотометрические и поляриметрические наблюдения во время сумерек дают возможность по найденным значениям яркости и поляризации небесного свода судить о давлении и температуре в атмосфере до высоты порядка 200—250 км и являются одним из простых и в то же время достаточно надежных методов исследования высоких слоев атмосферы («сумеречный метод»).

Упомянем еще об одном из оптических методов исследования атмосферы, так называемом методе прожекторного зондирования. Сущность его заключается в том, что прожекторный луч большой интенсивности направляется вверх и наблюдается

сбоку из пункта, расположенного на некотором расстоянии от прожектора. При этом в различных точках луча может изучаться интенсивность, поляризация и спектральный состав рассеянного света. Эти данные также позволяют сделать важные и разнообразные заключения о физических свойствах и состоянии слоев атмосферы, рассеивающих свет. При достаточно большой силе света, применяя светосильную оптическую аппаратуру, можно прозондировать этим методом атмосферу от земной поверхности до высот порядка нескольких десятков километров.

Во время сумерек наряду с указанными изменениями яркости небесного свода на его значительной части, преимущественно там, где под горизонтом располагается солнце, наблюдается характерная смена окраски неба, а также ряд других весьма многообразных как по форме, так и по интенсивности красочных явлений. Эти оптические явления известны под названием зоревых явлений, или просто *зари*. При всем разнообразии таких явлений можно, однако, указать ряд главнейших характеристик особенностей развития зари.

Когда солнце приближается перед заходом к горизонту, то оно постепенно приобретает оранжевую и нередко даже красную окраску. Уже в это время небесный свод около солнца, а также и в противоположной ему стороне начинает окрашиваться. Окраску приобретают и находящиеся на небе облака, причем облака нижнего яруса окрашиваются в красный цвет, среднего — в оранжевый или желтый, а облака верхнего яруса по-прежнему остаются белыми; при этом раньше начинают окрашиваться облака, расположенные в части небесного свода, противоположной той, где находится солнце. По мере приближения солнца к горизонту интенсивность окраски увеличивается и, когда оно скрывается под горизонтом, над местом захода большей частью остается яркое пятно, окрашенное либо в оранжевый, либо в красный цвет. По небу в обе стороны от зашедшего солнца начинают распространяться цветные полосы, окраска которых вначале слабая, а по мере погружения солнца она усиливается. Совокупность этих цветных полос образует заревой сегмент и называется собственно зарей. В этих полосах цвета зари, считая от горизонта, идут в порядке цветов спектра: красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой. Некоторые из цветов могут иногда отсутствовать, но порядок их распределения никогда не меняется. Верхняя часть зари имеет либо белеватый оттенок, либо голубой. В противоположной стороне неба сейчас же после захода солнца появляется легко отличаемый от остальной части неба темный сегмент пепельного цвета, который представляет собой тень земли; по мере погружения солнца она все более распространяется вверх. Постепенно сегмент зари суживается, облака гаснут, все краски неба тускнеют,

и ко времени окончания гражданских сумерек зоря кончается. После этого иногда отмечается кратковременное и значительно менее интенсивное второе сияние зари, затем остается белесоватый цвет неба в виде небольшого сегмента желтоватого цвета, но, наконец, и он угасает — кончаются и астрономические сумерки. Так схематически развиваются зори, наблюдаемые в Европейской части СССР.

В горных районах, особенно при наличии вершин, покрытых снегом, в сумерки часто наблюдается своеобразная окраска гор. Обычно в ясную погоду перед заходом солнца снежные вершины гор бывают окрашены в красноватый цвет, который к моменту захода гаснет; однако вскоре после захода солнца вершины и склоны гор снова окрашиваются в яркий красный цвет, причем эта окраска начинается обычно на несколько сотен метров ниже вершин и затем постепенно распространяется снизу вверх. Вскоре она опять исчезает, но через короткий промежуток времени может вновь появиться, имея уже желтоватый или пурпуровый цвет, правда, уже значительно более слабая по интенсивности. Это явление известно в литературе под названием «горение Альп». В СССР оно часто наблюдается на Кавказе.

Уже издавна между характером зари и погодой была обнаружена связь. Однако чрезвычайное многообразие зоревых явлений не дает пока еще возможности точно решить этот вопрос.

Наблюдения определенно показывают, что все зоревые явления протекают тем интенсивнее, чем больше содержится в атмосфере пыли и водяного пара. Действительно, особенно интенсивные и богатые красным цветом зори наблюдаются, например, при замутнении атмосферы дымом от лесных и торфяных пожаров, а также после сильных вулканических извержений. Поэтому можно думать, что наблюдаемое многообразие зоревых явлений и связь их с погодой определяются в основном различиями атмосферы вблизи места наблюдений.

Полной теории зоревых явлений, объясняющей как с количественной, так и с качественной стороны все сложное многообразие наблюдаемых явлений, до настоящего времени нет, что объясняется необходимостью учета очень большого числа факторов, определяющих эти явления. С качественной стороны понять происхождение многих из них можно, учтя изложенное выше о происхождении сумерек и принимая во внимание особенности ослабления и рассеяния света в атмосфере и особенно влияние замутненности последней.

Наряду с фотометрическими наблюдениями сумеречной освещенности и поляризации сумеречного неба большое значение имеет также изучение спектра сумеречного неба. По общей своей структуре этот спектр представляет спектр солнечных лучей с несколько усиленными теллурическими линиями и полосами поглощения. Но в нем при определенных условиях часто

можно наблюдать две особые линии: красную ( $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ ), принадлежащую атомарному кислороду, и яркую желтую  $D$  ( $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ ) натриевую линию. Подробнее вопрос о спектре собственного излучения атмосферы будет изложен далее.

## § 8. Ночная освещенность. Освещенность, создаваемая лунным светом. Свечение ночного неба

После окончания астрономических сумерек в ясные безлунные ночи земная поверхность получает свет, идущий от небесного свода, яркость которого, равномерно распределенная по его поверхности, составляет примерно  $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ асб}$ , при небе, частично или полностью покрытом облаками, она меньше. Такое равномерно светящееся небо создает освещенность горизонтальной поверхности, равную примерно  $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ лк}$ . Это чрезвычайно слабое свечение ночного неба в лунные ночи перекрывается светом, посылаемым Луной.

Освещенность, создаваемая лунным светом, изменяется в широких пределах. Она прежде всего зависит от того, что сила света, посылаемого Луной, изменяется в связи с периодическими изменениями формы видимой части ее диска (фазами Луны). Кроме того, она изменяется при изменениях расстояния от Земли до Луны и от Луны до Солнца. Все это значительно осложняет расчеты лунной освещенности. Основной величиной при расчетах является так называемая световая постоянная для полной луны. Это освещенность вне атмосферы, создаваемая Луной в полнолуние при средних расстояниях от Луны до Земли и до Солнца; ее численное значение можно принять равным  $0,291 \text{ лк}$ . При изменениях фазы луны эта величина изменяется, однако, не пропорционально светящейся площади диска, а много быстрее и несколько различно для возрастающих и убывающих фаз, так что, например, в первой и последней четвертях она составляет только около  $0,04$ — $0,03 \text{ лк}$ . Имея данные для интенсивности лунного света за пределами атмосферы при различных фазах луны, можно произвести расчеты лунной освещенности, для чего, помимо указанных выше астрономических факторов, следует учесть еще влияние земной атмосферы. В первом приближении это можно сделать так же, как и при рассмотрении дневной освещенности, учитывая лишь меньшую интенсивность лунного света. Для получения более точных данных следует принять во внимание то, что спектральный состав лунного света несколько отличен от солнечного. В результате таких расчетов мы получим те же закономерности, что и для дневной освещенности. Расчеты показали, что для средних условий прозрачности атмосферы полная Луна, стоящая в зените, дает освещенность плоскости, нормальной к ее лучам,

близкую к 0,25 лк. Более подробные данные в миллилюксах для полной луны приведены в табл. 78.

Таблица 78

Освещенность лунным светом горизонтальной поверхности (в полнолуние) для безоблачной погоды

Освещенность ( $10^{-3}$ лк)	Высота луны (град.)						
	10	20	30	40	50	60	70
Полная . . . . .	21	62	110	158	201	239	267
Рассеянный свет . . . . .	13	17	22	26	29	33	37

Из данных этой таблицы видно, что освещенность лунным светом значительно превосходит ночную освещенность, а также освещенность в конце сумерек, когда солнце находится ниже горизонта больше чем на 10—12°. Во время гражданских сумерек лунная освещенность не играет существенной роли в общем освещении земной поверхности и ею можно пренебречь.

В безлунные ночи земная поверхность получает от небесного свода то слабое освещение, о котором говорилось в начале параграфа.

Можно указать несколько источников яркости ночного неба, а именно: 1) прямой и рассеянный свет звезд, 2) зодиакальный свет, идущий в основном от Пояса Зодиака, 3) галактический свет, источником которого является свет галактических туманностей и Млечного Пути, 4) собственное свечение ночного неба, создаваемое свечением газов в верхних слоях атмосферы, и, наконец, 5) рассеянный свет трех последних источников.

Несмотря на трудности разделения яркости ночного неба на отдельные ее составляющие, можно примерно принять, что на долю атмосферной составляющей приходится около 25%.

С геофизической стороны наибольший интерес представляет собственное свечение ночного неба. Его фотометрическое и спектроскопическое исследование дает возможность изучения высоких слоев атмосферы до очень больших высот.

Спектр собственного свечения ночного неба состоит из системы многочисленных линий и полос, наложенных на непрерывный спектр. Интенсивность непрерывного спектра особенно значительна в синей и ультрафиолетовой частях спектра, где содержится ряд фраунгоферовых линий поглощения, совпадающих с линиями поглощения в солнечном спектре.

Среди линий и полос спектра излучения наиболее характерными и интенсивными являются: 1) зеленая ( $\lambda=5577 \text{ \AA}$ ) и красные ( $\lambda=6300 \text{ \AA}$  и  $\lambda=6363 \text{ \AA}$ ), принадлежащие атомарному кислороду; 2) интенсивные желтые линии натрия D ( $\lambda=5890 \div$

5896 Å); 3) ряд полос молекулярного азота и среди них полосы Вегарда — Каплана ( $\lambda$  около 4420 и 4200 Å); 4) интенсивное инфракрасное излучение в области длин волн 8000—11 000 Å (особенно яркое около  $\lambda = 10\,440$  Å), которые соответствуют колебательно-вращательным полосам молекулы гидроксила OH; интенсивность этих полос довольно велика и превосходит интенсивность зеленой линии кислорода примерно в 100 раз.

Кроме указанных линий и полос, имеется ряд более слабых полос, принадлежащих иону азота  $N^+$ , молекуле азота  $N_2$  (первая положительная система полос, простирающаяся от зеленой до инфракрасной области спектра), а также молекуле кислорода  $O_2$  и другим молекулам ( $H_2O$ ,  $NO$ ,  $O_3$  и т. д.).

Спектр свечения ночного неба во многом сходен, как мы увидим дальше, со спектром полярных сияний, но наблюдается и некоторое различие. Такое сравнение указывает на то, что эти два свечения различаются в основном лишь неодинаковой степенью возбуждения — более низкой для свечения ночного неба и более высокой для полярных сияний.

Сравнение спектра света ночного неба со спектром рассеянного света неба в дневные часы и в сумерки показывает, что в сумерки отмечается значительное усиление (в 10—100 раз) таких полос, как желтые линии натрия, красные линии  $O_2$  и линии гидроксила OH; сильное возрастание интенсивности дало основание назвать это явление «сумеречной вспышкой».

Не вдаваясь в рассмотрение очень сложного механизма возбуждения светимости ночного неба, в отношении которого не все еще окончательно выяснено, отметим лишь, что энергия свечения выделяется при рекомбинации атомов, образовавшихся в дневное время в результате диссоциации молекул под действием ультрафиолетового излучения Солнца.

Высота тех слоев атмосферы, в которых возникает это излучение, неоднократно определялась многими исследователями. Она оказывается несколько различной для разных линий, и к тому же в полученных значениях отмечается значительный разброс; несомненным является лишь то, что линии натрия излучаются с высот от 35 до 65 км (в сумеречной вспышке), а также с высот около 250 км (по спектру ночного неба). Что касается линий кислорода, особенно зеленой, то высота слоев, излучающих ее, оказывается весьма различной вплоть до верхних пределов атмосферы.

Наряду со спектроскопическими исследованиями свечения ночного неба имеется значительный материал фотометрических измерений его яркости как в целом, так и в отдельных линиях излучения. Имеющиеся данные показывают, что яркость свече-

ния неодинакова на разных участках небесного свода, причем при общем ее увеличении к горизонту отмечаются отдельные области особо повышенной яркости. В различных пунктах яркость оказывается также несколько различной. Вместе с тем яркость ночного неба, а следовательно, и ночная освещенность не остаются постоянными, а изменяются от одной ночи к другой и в течение ночи, поэтому некоторые ночи оказываются особенно светлыми.

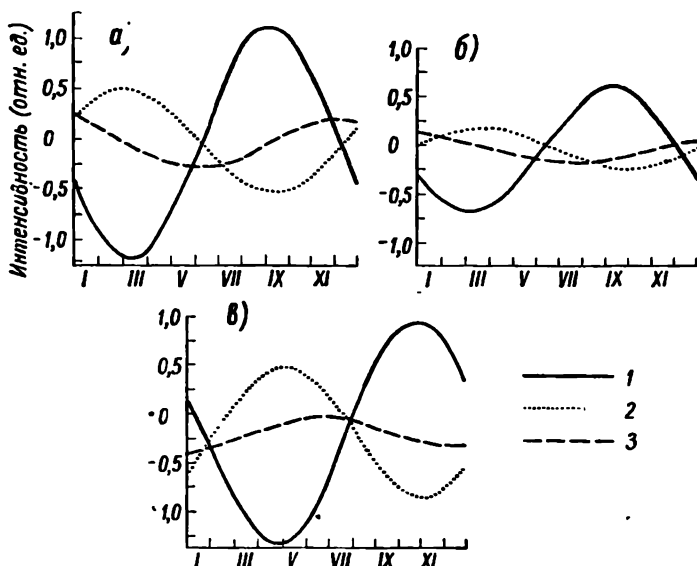


Рис. 162. Годовой ход интенсивности зеленой (а), синей (б) и красной (в) линий в спектре свечения ночного неба.  
1 — Терлинг (Англия), 2 — Канберра (Австралия), 3 — Кейптаун.

Изменения во времени также разнообразны. Так, отчетливо выявляются годовые колебания. Для иллюстрации годового хода на рис. 162 приведены изменения яркости: а — зеленой линии О ( $\lambda=5577 \text{ \AA}$ ), б — синего участка спектра (полоса Вегарда — Каплана) и в — красного участка спектра по наблюдениям в Англии (Терлинг,  $43^\circ$  от северного магнитного полюса), в Австралии (Канберра,  $38^\circ$  от южного магнитного полюса) и в Южной Африке (Кейптаун,  $69^\circ$  от южного магнитного полюса).

На рис. 162 видно, что на каждой из станций изменения яркости в трех областях спектра близки по фазе, причем наибольшая амплитуда этих изменений наблюдается в зеленой области и наименьшая — в синей области спектра; кроме того, наименьшая амплитуда имеет место на станции, наиболее удаленной от магнитного полюса (Кейптаун).



Что касается суточного хода, то установить его довольно трудно из-за наличия часто наблюдающихся нерегулярных изменений (флуктуаций), однако на основании наблюдений в «спокойные» ночи, когда флуктуации малы, можно установить два основных типа суточных изменений: один с минимумом яркости около полуночи и второй противоположного характера, с максимумом около полуночи; это, по-видимому, объясняется различием в высоте расположения слоев атмосферы, ответственных за излучение.

Длительные наблюдения обнаружили наличие циклических изменений яркости неба, протекающих примерно параллельно 11-летнему циклу солнечной активности и особенно резко выраженных для зеленой линии. Кроме того, намечается тенденция к 27-дневной повторяемости в изменениях яркости зеленой линии.

Наконец, яркость свечения ночного неба подвержена нерегулярным изменениям, причем для излучения атомарного кислорода установлено, что они тесно связаны с магнитной активностью. Этим объясняется и то, что средняя яркость свечения несколько больше в высоких широтах. Несомненна также связь нерегулярных вспышек свечения с хромосферными извержениями на Солнце, с одной стороны, и связь их с нерегулярными процессами, происходящими в ионосфере, с другой стороны (см. гл. 29).

## **§ 9. Яркость, цвет и отражательная способность объектов естественного ландшафта**

В тесной связи с освещенностью земной поверхности стоит вопрос о яркости и цвете объектов ландшафта. Поток лучистой энергии, идущий от естественных источников освещения (Солнца, Луны, небесного свода), достигнув земной поверхности, частично поглощается ею и частично отражается от нее. В зависимости от свойств отражающих поверхностей разные предметы на земной поверхности и отдельные части ландшафта имеют не только различную яркость, но в видимой области спектра и различную окраску (цвет). В связи с особенностями структуры поверхностей различают два типа отражения: зеркальное, когда оно происходит по законам Декарта (равенство углов падения и отражения), и диффузное от матовых поверхностей, когда свет рассеивается по всем направлениям. В природе мы обычно имеем дело со смешанным отражением, при котором часть отраженного потока направлена как при зеркальном, а часть как при рассеянном отражении. Наиболее просто отражательную способность некоторой поверхности можно оценить ее коэффициентом отражения, или альбедо, рассмотренным в гл. 8.

При изучении яркости объектов удобнее применять вместо коэффициента отражения *коэффициент яркости*  $r$ , под которым понимается отношение яркости  $B$  данной поверхности к яркости  $B_0$  абсолютно матовой белой поверхности, наблюдаемой в том же направлении и при тех же условиях освещения ( $r = B/B_0$ ), или к освещенности  $E$  поверхности, т. е.

$$r = \frac{\pi B}{E} \text{ стильб/фот} = \frac{B}{E} \text{ ламберт/фот.}$$

Коэффициент яркости  $r$  является постоянным только для случая абсолютно матовой поверхности (ортотропной), для которой яркость одинакова во всех направлениях и пропорциональна освещенности. В действительности для реальных поверхностей, не являющихся абсолютно матовыми (неортотропных), коэффициент яркости зависит от угла падения лучей  $i$ , угла отражения  $j$  и азимута отраженного луча  $A$ :  $r = f(i, j, A)$ .

Эта зависимость весьма разнообразна для разных объектов и достаточно сложна. Она может быть представлена в виде векторной диаграммы, на которой от начала координат откладываются в разных направлениях отрезки, пропорциональные по длине значениям  $r$  в этих направлениях. Геометрическое место таких векторов дает поверхность, называемую индикатором отражения.

Имея в виду это обстоятельство для сравнимости результатов наблюдений, коэффициенты яркости в большинстве случаев определяют в направлении под углом  $45^\circ$  по отношению к исследуемой поверхности и в азимуте  $90^\circ$  относительно солнца.

Для более полной характеристики отражательной способности природных образований следует учесть, что они отражают лучи различных длин волн по-разному, в связи с чем и приобретают разнообразную окраску. Поэтому необходимо изучать так называемые *спектральные коэффициенты яркости*, т. е. величины  $r(\lambda) = b(\lambda) : e(\lambda)$ , производя измерения в узких участках спектра  $d\lambda$ . Если известен спектральный состав освещенности, тогда, имея значения  $r(\lambda)$ , можно определить и цвет объекта.

Наиболее совершенным методом определения спектрального коэффициента яркости является спектрофотометрический метод, но наряду с ним нередко проводятся измерения с помощью фотоэлементов и термоэлектрических пирометров, снабженных фильтрами для выделения радиации отдельных участков спектра.

Особенно обширные исследования спектральной отражательной способности природных образований проведены Е. Л. Криновым. Полученный им большой фактический материал позволил ему, несмотря на многообразие форм кривых отражения, разделить их на три основных класса и выделить внутри каждого из них несколько (до четырех) типов в зависимости

от того, насколько резко выражены в данном типе характерные особенности рассматриваемого класса. Эта классификация приведена на рис. 163. Согласно ей, к первому классу относятся кривые (сплошные кривые на рисунке), в которых коэффициент яркости непрерывно и более или менее плавно повышается

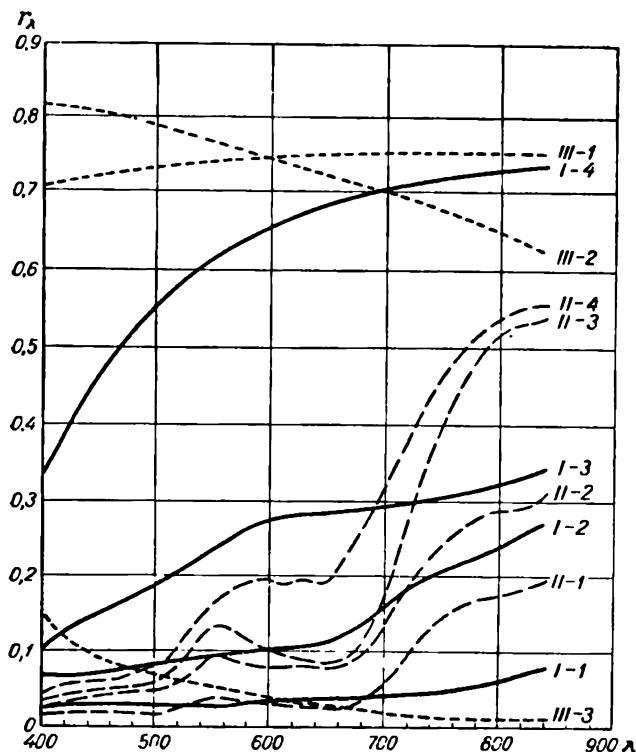


Рис. 163. Спектрофотометрическая классификация природных образований (по Е. Л. Кринову).

от фиолетового к красному концу спектра. Отражение такого рода характерно для обнаженных почв, а также для различного типа строений. Второй класс (прерывистые кривые на рисунке) характеризуется максимумом отражения в видимой части спектра около  $\lambda=560$  нм и весьма повышенной отражательной способностью в крайней красной и инфракрасной областях спектра. Такое отражение дает растительный покров (леса, поля и т. п.) в период вегетации. Наконец, к третьему классу относятся кривые (на рисунке они проведены пунктиром), либо не обнаруживающие заметных изменений коэффициента отражения с изменением длины волны, либо такие, для которых  $r(\lambda)$  уменьшается от фиолетового к красному концу спектра. Такое

отражение характерно для снежного покрова и водных поверхностей.

Отметим еще, что влажные поверхности обладают меньшей яркостью по сравнению с сухими, причем это уменьшение яркости может быть иногда весьма значительным (в три раза).

## Глава 25

### ВИДИМОСТЬ

Систематически наблюдая какой-либо удаленный объект (строения, часть ландшафта и т. п.), можно заметить, что в некоторые моменты он виден весьма отчетливо, в другие моменты, наоборот, он виден настолько мутно, что различаются лишь его контуры и отдельные крупные части; иногда же он становится и совсем невидимым. В таких случаях говорят о хорошей или плохой его видимости. Изучение вопроса о видимости тех или иных объектов имеет большое практическое значение, в частности для всех видов транспорта, в особенности для воздушного. Для метеорологии наблюдения над видимостью представляют самостоятельное значение как способ изучения прозрачности атмосферы, поскольку одним из основных факторов, определяющих условия видимости, являются оптические свойства атмосферы.

#### § 1. Дальность видимости. Основные факторы, определяющие дальность видимости

При изучении видимости ее количественно характеризуют так называемой дальностью видимости, которая может быть определена:

а) либо как то наибольшее расстояние, на котором глаз еще может обнаружить первые признаки наличия визируемого объекта;

б) либо как то наименьшее расстояние, начиная с которого исчезают последние признаки наличия данного объекта и становится невозможным определение его местоположения на окружающем фоне.

Первое расстояние называется *дистанцией обнаружения объекта*, а второе расстояние — *дистанцией потери видимости объекта*. Очевидно, что первая всегда меньше второй. Разность между ними определяет некоторый интервал расстояний, в котором видимость объекта становится ненадежной — это зона неуверенной видимости.

Дальность видимости обычно измеряют в километрах, а при очень плохой видимости, например в туманах, — в метрах.

Установлено, что дальность видимости зависит от большого числа факторов, основными из которых являются:

1) оптические свойства атмосферы, определяющие, с одной стороны, ослабление светового потока, идущего от объекта и фона к глазу наблюдателя, и, с другой стороны, интенсивность того рассеянного света, который поступает в глаз наблюдателя от слоев воздуха, расположенных между объектом и наблюдателем, и который создает так называемую воздушную дымку;

2) свойства визируемого объекта — его угловые размеры, форма, цвет и в особенности его фотометрические характеристики (коэффициент отражения и др.);

3) свойства фона, на котором рассматривается объект, — его яркость, цвет, отражательная способность и др.;

4) условия освещения объекта и фона;

5) свойства того аппарата, с помощью которого ведется наблюдение, — оптические характеристики прибора, а в особенности свойства зрения наблюдателя (чувствительность глаза к восприятию яркости, цвета, контраста, его разрешающая способность и т. д.).

## § 2. Влияние атмосферы на видимую яркость объекта. Световоздушное уравнение

Выясним влияние атмосферы на наблюдаемую яркость визируемого объекта. Для этого рассмотрим (рис. 164) некоторый

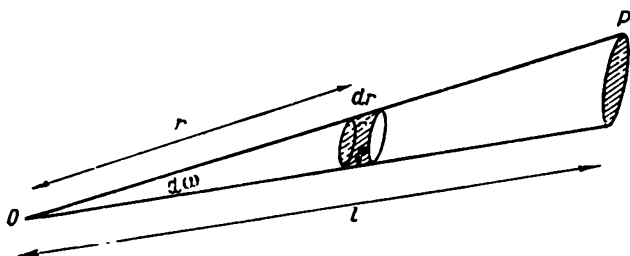


Рис. 164.

экран  $P$ , видимый из точки  $O$  с расстояния  $l$  внутри телесного угла  $d\omega$ . Если собственная яркость экрана  $B_0$ , то световой поток, идущий от него, дойдет до глаза ослабленным в отношении  $e^{-\alpha l} = p^l$ , где  $\alpha$  — показатель ослабления света, а  $p$  — коэффициент прозрачности, отнесенный к единице расстояния. Поэтому яркость экрана, воспринимаемая глазом, будет не  $B_0$ , а

$$B_1 = B_0 e^{-\alpha l} = B_0 p^l. \quad (1)$$

Вместе с тем слой воздуха, расположенный между глазом и экраном внутри конуса  $OP$ , освещается как прямыми солнечными лучами, так и рассеянным светом небесного свода и светом, отраженным от земной поверхности, в результате чего этот слой также имеет некоторую яркость. Для упрощения выводов примем, что во всех точках слоя его оптические свойства и условия освещения совершенно одинаковы. Возьмем (рис. 164) на расстоянии  $r$  от глаза  $O$  элемент объема  $dv = r^2 d\omega dr$ . Этот элемент объема будет посылать в направлении к глазу рассеянный свет. Его яркость  $d\beta$  в направлении на наблюдателя равна отношению освещенности, создаваемой им в точке  $O$ , к телесному углу, т. е. можно написать, что

$$d\beta = \frac{cE dv}{r^2 d\omega} = cE dr, \quad (2)$$

где  $c$  — коэффициент рассеяния, а  $E$  — освещенность элемента объема.

Но эта яркость будет воспринята глазом ослабленной в отношении  $e^{-\alpha r}$ , и видимая яркость элемента объема будет

$$(d\beta)_1 = d\beta e^{-\alpha r} = cE e^{-\alpha r} dr. \quad (3)$$

Яркость всего слоя воздуха внутри конуса телесного угла между глазом  $O$  и экраном  $P$  можно получить, интегрируя выражение (3) по  $r$  от 0 до  $l$ . Она будет

$$\beta_1 = \int_0^l cE e^{-\alpha r} dr = \frac{cE}{\alpha} [1 - e^{-\alpha l}] = \frac{cE}{\alpha} [1 - p^l]. \quad (4)$$

Вводя обозначение  $\frac{cE}{\alpha} = B$ , получим

$$\beta_1 = B (1 - p^l) = B (1 - e^{-\alpha l}). \quad (5)$$

Это уравнение дает яркость, воспринимаемую глазом, от слоя воздуха, расположенного между глазом и рассматриваемым объектом, — так называемую *яркость воздушной дымки*. Из (5) видно, что, чем больше расстояние до объекта, тем больше эта яркость; она также тем больше, чем больше замутнена атмосфера (больше  $\alpha$ ).

Таким образом, в результате влияния атмосферы видимая яркость объекта не  $B_0$ , а

$$B'_0 = B_1 + \beta_1 = B_0 e^{-\alpha l} + B (1 - e^{-\alpha l}) = B_0 p^l + B (1 - p^l). \quad (6)$$

Это уравнение называется *световоздушным*. Входящий в него коэффициент  $B$  носит название световоздушного коэффициента. Последний можно интерпретировать как яркость бесконечно протяженного слоя воздуха в направлении на объект при за-

данных условиях наблюдения. Действительно, полагая в уравнении (5)  $l = \infty$ , получим  $\beta_{1,\infty} = B$ . Практически это предельно большое значение яркости воздушной дымки зависит от условий освещения и степени помутнения атмосферы; часто его принимают равным значению яркости безоблачного неба у горизонта. Нередко при большой мутности атмосферы (большое  $\alpha$ ) предельное значение  $B$  мы получим уже при сравнительно малых значениях  $l$ . Например, при туманах  $l$  равно всего нескольким десяткам метров и представляет яркость «стены тумана», закрывающего горизонт.

Выражение (6) показывает, что видимая яркость объекта  $B_o'$  при увеличении расстояния до него  $l$  приближается к величине  $B$ , и, следовательно, если  $B_o < B$  (т. е. объект темнее неба у горизонта), то видимая яркость объекта с удалением от него увеличивается — объект становится светлее, а при  $B_o > B$  (объект светлее неба и горизонта) она, наоборот, уменьшается — объект становится темнее.

### § 3. Яркостный контраст. Острота зрения

Некоторый объект достаточных размеров можно обнаружить лишь в том случае, если он отличается по яркости или цвету от того фона, на котором он проектируется. Это различие характеризуется величиной так называемого контраста, соответственно яркостного или цветового. Следует иметь в виду, что в реальных условиях мы имеем дело с наличием смешанного контраста, представляющего сочетание различия между предметом и фоном как по яркости, так и по цвету. Поскольку, однако, в большинстве случаев в практике решающее значение имеет яркостный контраст, в дальнейшем будем рассматривать только его. Яркостный контраст  $K$  определяется как отношение абсолютной разности яркостей объекта  $B_o$  и фона  $B_\phi$  к большей из них, т. е.

$$K = \frac{B_o - B_\phi}{B_o}, \text{ если } B_o > B_\phi,$$

или

$$K = \frac{B_\phi - B_o}{B_\phi}, \text{ если } B_\phi > B_o. \quad (7)$$

Очевидно, что контраст не зависит от абсолютных значений  $B_o$  и  $B_\phi$  и в соответствии с определением всегда является правильной положительной дробью, т. е.  $0 \leq K \leq 1$ , а его предельными значениями являются  $K=0$ , если  $B_o=B_\phi$ , и  $K=1$ , если меньшая яркость равна нулю, т. е. когда предмет или фон можно рассматривать как абсолютно черное тело. В первом случае ( $K=0$ ) при одинаковом цвете фона и объекта объект не будет виден, какова бы ни была его яркость.

Воспринимая контрасты с помощью глаза, мы перестаем ощущать их несколько раньше, чем  $K$  станет равным нулю. То наименьшее значение контраста, при котором глаз перестанет его воспринимать, называется *порогом контрастной чувствительности глаза* и обозначается через  $\epsilon$ . Вводя его в рассмотрение, можно сказать, что объект будет виден только тогда, когда  $K > \epsilon$ , и не виден, если  $K < \epsilon$ ; равенство  $K = \epsilon$  определяет условие перехода от видимости предмета к его невидимости.

Наряду с контрастной чувствительностью глаза возможность восприятия объекта, проектирующегося на некотором фоне, определяется также остротой зрения, под которой понимается способность глаза видеть раздельно две точки, расположенные близко одна к другой. Численно острота зрения характеризуется величиной, обратной значению так называемого наименьшего разрешающего угла  $\delta$ , выраженного в минутах, под которыми понимают то предельное угловое расстояние между двумя точками, при котором они воспринимаются как раздельные, т. е.

$$v = \frac{1}{\delta}. \quad (8)$$

Условились за единицу при определении остроты зрения принимать ее значение при  $\delta$ , равном одной минуте дуги. Условность этой величины весьма значительна, так как острота зрения, являясь характеристикой наблюдателя, к тому же зависит от многих факторов, например от формы объекта, уровня освещенности, величины контраста объекта с фоном и др. Если при наблюдении объекта угловых размеров  $\gamma$  предельное значение контраста, при котором он еще может быть обнаружен, будет  $K$ , то оказывается, что между контрастом  $K$  и величиной угла  $\delta$  имеет место приближенная зависимость

$$(K - \epsilon) \gamma^2 = (1 - \epsilon) \delta^2, \quad (9)$$

из которой видно, что если  $K = 1$ , то разрешаемый глазом угол будет равен наименьшему разрешающему углу  $\delta = \frac{1}{v}$ . В случае больших угловых размеров наблюдаемого объекта (угол  $\gamma$  велик) из последнего равенства имеем

$$K - \epsilon = \frac{(1 - \epsilon) \delta^2}{\gamma^2}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что разность  $K - \epsilon$  становится с увеличением  $\gamma$  все меньше, т. е. наименьший различаемый контраст  $K$  приближается к порогу контрастной чувствительности глаза  $\epsilon$ . Это вызывает необходимость при определении контраста пользоваться для наблюдений объектами достаточно больших угловых размеров.



Порог контрастной чувствительности  $\epsilon$  не является неизменной величиной. Помимо того, что он несколько различен у разных наблюдателей, его значение сильно зависит от условий наблюдения и прежде всего от величины освещенности, а также от угловых размеров объекта. Значения  $\epsilon$  сильно растут, а значения остроты зрения убывают при уменьшении освещенности.

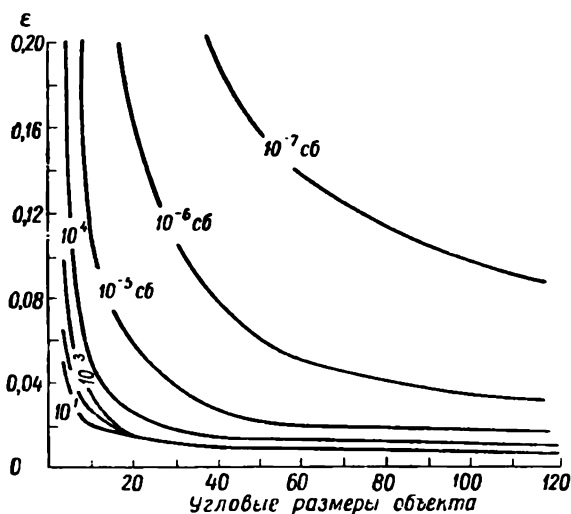


Рис. 165. Зависимость порога контрастной чувствительности глаза  $\epsilon$  от угловых размеров объекта при разных яркостях фона.

Поэтому в сумерки и ночью, когда освещенность становится малой, порог контрастной чувствительности глаза сильно увеличивается и может достигать значений в несколько десятков процентов ( $\epsilon = 0,6 \div 0,7$ ), а это значит, что те предметы, которые днем можно было отличать от фона, в сумерки неразличимы, хотя контраст их с фоном и остается по величине тем же.

На рис. 165 приведена зависимость порога контрастной чувствительности глаза  $\epsilon$  от угловых размеров объекта (в угловых минутах) при различных яркостях фона. На рисунке видно, что в дневных условиях для объектов с угловыми размерами больше  $20'$   $\epsilon$  практически остается постоянным и не зависит от освещенности и размеров объекта; в ночных же условиях и в сумерки эта зависимость проявляется очень резко.

На величину и постоянство порога контрастной чувствительности глаза  $\epsilon$  и остроты зрения оказывает влияние еще целый ряд факторов, таких, как, например, степень адаптации глаза к имеющимся условиям освещенности, наличие побочных световых раздражений глаза, психическое состояние наблюдателя

и т. д. Это всегда следует иметь в виду при проведении наблюдений над видимостью.

На основании многочисленных специальных исследований для практических расчетов дальности видимости при визуальных наблюдениях в светлое время суток условились принимать следующие значения  $\epsilon$  и  $\nu$  (соответственно  $\delta$ ):

1) при определении дистанции потери видимости

$$\epsilon = 0,02, \quad \nu = 2,0 \quad (\delta = 0,5');$$

2) при определении дистанции обнаружения объектов

$$\epsilon = 0,05, \quad \nu = 1,5 \quad (\delta = 0,7').$$

#### § 4. Основные положения теории дальности видимости

Основной задачей теории видимости является нахождение функциональной зависимости между дальностью видимости и всеми определяющими ее факторами. Эта задача очень сложна, и здесь будут рассмотрены лишь основные положения теории применительно к определению дальности видимости в светлое время суток в горизонтальном направлении (дневная горизонтальная видимость).

Пусть мы наблюдаем объект с яркостью  $B_0$  на фоне, яркость которого  $B_\Phi$ , причем положим, что  $B_\Phi > B_0$ . Если расстояние до объекта обозначим через  $l$ , а до фона — через  $l + \Delta l$ , тогда, согласно (6), видимую яркость объекта можно выразить в виде

$$B'_0 = B_0 p^l + B(1 - p^l), \quad (11)$$

а фона

$$B'_\Phi = B_\Phi p^{l + \Delta l} + B(1 - p^{l + \Delta l}). \quad (11')$$

Контраст, образуемый этими яркостями, будет (если  $B_\Phi > B_0$ )

$$K = \frac{B'_\Phi - B'_0}{B'_\Phi} = \frac{B_\Phi p^{l + \Delta l} - B_0 p^l - B(1 - p^l)}{B_\Phi p^{l + \Delta l} + B(1 - p^{l + \Delta l})}, \quad (12)$$

или

$$K = \frac{(B_\Phi - B) - \frac{B_0 - B}{p^{\Delta l}}}{(B_\Phi - B) + \frac{B}{p^{\Delta l}} \frac{1}{p^l}}. \quad (12')$$

На основании сказанного выше дальность видимости определится тем предельным значением  $l = L$ , на котором контраст  $K$  равен порогу контрастной чувствительности глаза. Это значение  $L$  можно получить из соотношения (12), если в нем положить  $K = \epsilon$ ,

$$L = \frac{1}{\ln p} \ln \frac{\epsilon}{\left(1 - \frac{B_0}{B}\right) - \left(1 - \frac{B_\Phi}{B}\right)(1 - \epsilon) p^{\Delta l}}. \quad (13)$$

Последнее выражение и дает решение вопроса в довольно общем случае при сделанных выше допущениях об одинаковости цвета объекта и фона и однородности освещения, а также одинаковой степени мутности всего слоя атмосферы на расстоянии  $L$ . В этом выражении отношения  $\frac{B_o}{B} = b_o$  и  $\frac{B_\phi}{B} = b_\phi$  есть так называемые *коэффициенты светлоты* объекта и соответственно фона.

Коэффициент светлоты — отвлеченное число. Для темного объекта он меньше единицы, а для светлого больше единицы; для абсолютно черного объекта он равен нулю. Что касается коэффициента светлоты фона безоблачного неба у горизонта, то он равен единице ( $B_\phi = B$ ). Если фоном является темное облако, то коэффициент светлоты меньше единицы, а если светлое облако — немного больше единицы. При небе, равномерно покрытом облаками, коэффициент светлоты фона неба близок к единице.

Однако для практического использования формулы (12) и (13) неудобны и в приведенном виде обычно не применяются. Их можно упростить, полагая  $\Delta l = 0$ , т. е. принимая, что расстояния до объекта и фона одинаковы. Тогда, вводя коэффициенты светлоты  $b_o$  и  $b_\phi$ , после несложных преобразований вместо (12) получим

$$K = \frac{B'_\phi - B'_o}{B'_\phi} = \frac{(B_\phi - B_o) p^l}{B_\phi p^l + B(1 - p^l)} = \frac{K_o}{1 + \frac{1}{b_\phi}(p^l - 1)}, \quad (14)$$

где  $K_o = \frac{B_\phi - B_o}{B_\phi}$  — истинный контраст объекта с фоном, а  $b_\phi$  — коэффициент светлоты фона (если  $B_\phi > B_o$ ).

Если  $B_o > B_\phi$ , то аналогично найдем

$$K = \frac{K_o}{1 + \frac{1}{b_o}(p^l - 1)}. \quad (14')$$

Если фоном является безоблачное небо у горизонта, для которого коэффициент светлоты равен единице, то выражение (14) упрощается еще более и принимает вид

$$K = K_o p^l = K_o e^{-\alpha l}. \quad (15)$$

Это уравнение легко получить и непосредственно из световоздушного уравнения (6).

Логарифмируя (15), найдем

$$\ln K = \ln K_o - \alpha l. \quad (16)$$

Для определения дальности видимости  $L$  нужно положить  $K=\epsilon$ , тогда из (16) получим

$$L = \frac{\ln K_0 - \ln \epsilon}{\alpha}. \quad (17)$$

Если, кроме того, наблюдаемый объект является абсолютно черным телом, яркость которого  $B_0=0$ , то для него (полагая  $K_0=1$ ) найдем

$$L = S_m = - \frac{\ln \epsilon}{\alpha}. \quad (18)$$

Определенную таким образом дальность видимости  $S_m$  называют *метеорологической дальностью видимости*.

Следовательно, метеорологической дальностью видимости называется то наибольшее расстояние, на котором при данной прозрачности атмосферы абсолютно черный объект больших угловых размеров (больше  $20'$ ), проектирующийся на фоне неба вблизи горизонта, сливается с фоном и становится невидимым.

Из формулы (18) видно, что, определив из наблюдений  $S_m$ , можно найти значение коэффициента ослабления  $\alpha$ , беря соответствующее значение для порога контрастной чувствительности глаза  $\epsilon$ .

Так как метеорологическая дальность видимости, по определению, — дистанция потери видимости, для которой  $\epsilon=0,02$ , то

$$S_m = - \frac{\ln 0,02}{\alpha} = \frac{3,91}{\alpha}. \quad (19)$$

Подчеркнем, что  $S_m$  характеризует только состояние прозрачности атмосферы.

Все изложенное выше относилось к случаю дневной горизонтальной видимости объектов. В сумерки, когда освещенность сильно уменьшается, а тем более ночью, когда она становится ничтожно малой, решение вопроса о дальности видимости объектов ландшафта чрезвычайно осложняется.

Эти осложнения объясняются только изменением свойств зрения. Действительно, как указано выше, при уменьшении освещенности сильно возрастает порог контрастной чувствительности и одновременно уменьшается острота зрения. Хотя величина контраста и не зависит от величины яркостей объекта и фона, но в результате указанного изменения порога контрастной чувствительности глаза и остроты зрения видимость объектов ночью утрачивается на гораздо меньших расстояниях, чем днем. В условиях сумерек, когда освещенность, а с нею и порог контрастной чувствительности непрерывно и весьма быстро изменяются, становится невозможным указать какое-либо по-

стоянное значение последнего и в связи с этим рассчитать  $S_m$ . Ввиду этого все формулы и расчеты, основанные на предположении постоянства порога контрастной чувствительности и справедливые для дня, для сумерек и ночи, применены быть не могут и теряют всякий смысл.

Метеорологическая дальность видимости, однозначно связанная с прозрачностью атмосферы (коэффициентом ослабления света  $\alpha$ ), является одной из ее характеристик. Определение метеорологической дальности видимости весьма важно при расчетах дальности видимости реальных объектов. Напомним, что на метеорологических станциях при оценке метеорологической дальности видимости, являющейся одним из основных метеорологических элементов, пользуются 10-балльной международной шкалой, приведенной в табл. 79.

Таблица 79

Шкала баллов метеорологической дальности видимости

Балл	Объект, находящийся на расстоянии	
	виден	не виден
0	—	50 м
1	50 м	200 "
2	200 "	500 "
3	500 "	1 км
4	1 км	2 "
5	2 "	4 "
6	4 "	10 "
7	10 "	20 "
8	20 "	50 "
9	50 км или более	—

Для производства наблюдений выбираются объекты на расстояниях, указанных во второй графе таблицы, удовлетворяющие определенным требованиям, отвечающим условиям теории и указываемым в Наставлении. Однако возможности применения этого метода на всех станциях очень ограничены тем, что на многих станциях трудно найти необходимое число объектов, находящихся в поле зрения наблюдателя и соответствующих нужным условиям (темных, большого размера, проектирующихся на фоне неба у горизонта и т. п.). Относительная погрешность таких определений  $S_m$  очень велика. Поэтому разработаны и рекомендуются другие вспомогательные методы визуальной оценки дальности видимости, в частности метод, основанный на оценке степени покрытости воздушной дымкой предметов, удаленных даже на сравнительно небольшие

расстояния от наблюдателя. Для визуальных наблюдений в ночное время используются одиночные огни известной силы света, также располагаемые на определенных расстояниях.

Трудности организации и проведения визуальных наблюдений, требующих большого опыта наблюдателя, издавна побуждали исследователей к разработке специальных приборов для определения метеорологической дальности видимости — измерителей видимости. В настоящее время для метеорологических станций создан ряд приборов и методов измерений. Большинство измерителей видимости основано на том, что наблюдаемый в приборе контраст между объектом и фоном действием какого-либо оптического приспособления искусственно уменьшается до значения порога контрастной чувствительности глаза; подробности наблюдений с этими приборами и методы измерения читатель найдет в соответствующих монографиях.

## § 5. Дальность видимости реальных объектов

Как указано выше, при определении метеорологической дальности видимости необходимо проводить наблюдения в полном соответствии с теми условиями, которые положены в основу выведенной формулы (18). Выполнение таких требований зачастую очень трудно и сложно, поэтому приходится от них отступать, и прежде всего в отношении применения для наблюдений абсолютно черных объектов, используя вместо них темные объекты, встречающиеся в реальной обстановке. В то же время на практике часто предъявляется требование указать дальность видимости каких-либо вполне определенных реальных объектов при тех или иных условиях состояния атмосферы и в разное время суток (различная освещенность). Однако эта задача является не столько метеорологической, сколько светотехнической и оказывается чрезвычайно сложной, требующей для ее решения прежде всего знания прозрачности атмосферы (метеорологической дальности видимости). В связи с этим встают важные вопросы о влиянии свойств объектов, условий их освещения и свойств глаза при их восприятии на определяемую по ним дальность видимости. Некоторые из них уже были рассмотрены. Здесь мы дополнительно остановимся на влиянии на дальность видимости «истинной» (собственной) не искаженной воздушной дымкой яркости объектов, которая зависит от величины их альбедо и условий освещенности.

Теоретический анализ вопроса о том, какова дальность видимости ортотропной поверхности, обладающей альбедо  $A$  и рассматриваемой на фоне неба, показывает, что если при малых значениях альбедо ( $A < 0,3$ ) она мало отличается от дальности видимости абсолютно черного тела ( $\approx 4\%$ ), то для светлых предметов ( $A > 0,3$ ) она отличается от нее значительно и притом

зависит от азимута предметов по отношению к солнцу. Это определяется тем, что при изменении освещенности таких поверхностей изменяется их коэффициент светлоты  $b = \frac{B}{B_0}$ . Так, при наблюдении против солнца яркость объектов мала, в то время как яркость неба велика, поэтому их коэффициент светлоты будет мал и их дальность видимости окажется также малой. При наблюдениях в направлении солнечных лучей будет обратное соотношение яркостей объектов и неба.

Дальнейшие осложнения вносятся тем, что реальные объекты имеют различные размеры. Для более подробного рассмотрения вопроса о влиянии размеров объектов обратимся к выражению (14) для величины контраста объекта  $K$ , которое напомним в виде

$$K = \frac{K_0}{1 + \frac{1}{b}(p^l - 1)}, \quad (20)$$

где  $b$  — коэффициент светлоты фона или объекта в зависимости от того, который из них больше.

Это выражение справедливо, однако, лишь для объектов, имеющих, как уже указано выше, достаточно большие угловые размеры. Для объектов, угловой размер которых  $< 20'$ , следует принять во внимание соотношение (9), учитывающее зависимость предельного контраста  $K$ , при котором предмет еще может быть обнаружен, от угловых размеров последнего.

Таким образом, если для определения дальности видимости  $L$  реальных объектов большого углового размера можно воспользоваться уравнением (20), полагая в нем  $K = \epsilon$  и  $l = L$ , то при угловых размерах объекта, меньших необходимого, для определения  $L$  нужно решать совместно оба уравнения (20) и (9). Но как в том, так и в другом случае необходимо предварительное определение всех входящих в эти уравнения параметров.

Наряду с указанными факторами на дальность видимости реальных объектов оказывает влияние их цвет и, кроме того, характер контуров объекта, а также изменение свойств зрения в зависимости от уровня освещенности и условий наблюдения. Сказанное всегда следует иметь в виду при выборе объектов наблюдения. Таким образом, основными условиями, определяющими дальность видимости реальных объектов, являются:

1) метеорологическая дальность видимости, характеризующая оптические свойства атмосферы (коэффициент  $\alpha$ );

2) свойства объектов:

- а) истинный контраст  $K_0$  объекта и фона,
- б) коэффициент светлоты  $b$  (наибольший из  $b_0$  и  $b_\phi$ ),
- в) угловые размеры объекта  $\gamma$  и их конфигурация;

3) состояние зрения наблюдателя:

а) порог контрастной чувствительности глаза  $\varepsilon$ ,

б) острота зрения наблюдателя ( $\nu = \frac{1}{\delta}$ ).

Если объект, для которого требуется определить дальность видимости, находится в поле зрения наблюдателя, тогда, производя дополнительные наблюдения, можно определить необходимые из указанных параметров. Однако на практике часто ставится задача указать дальность видимости при заданных условиях наблюдения некоторого вполне определенного объекта, которого нет в поле зрения наблюдателя. Такая задача может быть решена лишь приближенно графическими или расчетными методами. При этом используются некоторые осредненные табличные значения параметров для определенных, наиболее типичных объектов, полученные в результате непосредственных измерений. Беря из таблиц значения, наиболее соответствующие заданным реальным условиям поставленной задачи, можно с большей или меньшей достоверностью указать реальную дальность видимости  $L$  интересующего нас на практике конкретного объекта в тех или иных условиях его наблюдения.

Подробнее на этих специальных методах расчета мы останавливаться не будем.

В заключение кратко рассмотрим вопрос о так называемой негоризонтальной видимости, когда направление луча зрения от наблюдателя к объекту составляет некоторый угол с горизонтальным направлением. Такое направление луча зрения может быть, например, при наблюдении с земной поверхности объектов, находящихся на некоторой высоте в атмосфере (летающий самолет), или, что практически особенно важно, при наблюдении с некоторой высоты объектов, расположенных на земной поверхности, например, аэродрома и посадочной площадки с летящего самолета. Этот очень сложный вопрос до настоящего времени точно еще не решен и, несмотря на большое число исследований, имеются только частные решения, пригодные для расчета видимости наземных объектов в наиболее простых случаях.

Трудности решения этого вопроса определяются прежде всего тем, что вдоль наклонного угла зрения не остаются неизменными как условия освещенности, так и степень прозрачности атмосферы, изменяющиеся зачастую весьма закономерно. Кроме того, угловые размеры объектов, находящихся в атмосфере, обычно малы и они, как правило, не являются черными. Наземные же объекты наблюдаются не на фоне небесного свода, а на фоне земной поверхности, весьма различной по характеру, поэтому контраст между объектом и фоном вообще неизвестен и притом сильно зависит от условий освещения. Ввиду слож-



ности изложения мы не будем останавливаться на предложенных частных решениях этого специального вопроса (несмотря на его важность) и укажем, что на практике (в авиации) обычно пользуются некоторыми эмпирически установленными связями видимости с метеорологической дальностью видимости в горизонтальном направлении.

## § 6. Видимость огней

Определение дальности видимости объектов в ночное время и во время сумерек представляет очень сложную задачу, зависящую в основном от состояния зрительных функций глаза. Определение важнейшей для нас метеорологической дальности видимости в ночное время возможно, однако, на основании наблюдений над дальностью видимости искусственных источников света (огней), что представляет практически важную самостоятельную проблему (видимость сигнальных огней, маяков, светофоров и т. п.).

Рассмотрим вопрос о дальности видимости одиночного огня. Допустим, что источник света находится на таком расстоянии, на котором его можно рассматривать как точечный. Тогда его видимость определится величиной его блеска, т. е. той освещенностью  $E$ , которую он создает на зрачке глаза. Эта освещенность зависит: 1) от силы света огня  $I$ , 2) от расстояния  $l$  огня от наблюдателя и, наконец, 3) от степени прозрачности атмосферы  $p$ . Следовательно, она равна

$$E = \frac{I}{l^2} p^l = \frac{I}{l^2} e^{-al}. \quad (21)$$

При этом примем, что заметная атмосферная дымка в ночное время отсутствует и ее влияние не сказывается. Очевидно, что огонь будет виден до тех пор, пока  $E$  больше *порога световой чувствительности глаза*, т. е. той минимальной освещенности  $E_0$ , которую может воспринимать глаз. Эта величина несколько различна у разных людей и сильно зависит от условий наблюдения. В среднем условились для расчетов при наблюдениях в естественных условиях принимать ее равной  $E_0 = 2 \cdot 10^{-7}$  лк.

Приравнивая в формуле (21) освещенность  $E$  порогу световой чувствительности  $E_0$ , мы найдем то предельное расстояние  $L$ , дальше которого огонь не будет виден, т. е. дальность видимости огня определится из равенства

$$E_0 = \frac{I}{L^2} e^{-aL}. \quad (22)$$

Принимая  $E_0$  равным  $2 \cdot 10^{-7}$  лк, зная величину силы света  $I$  и находя из наблюдений значение  $L$ , можно получить значение

$p=e^{-\alpha L}$ , после чего по формуле (18) определить метеорологическую дальность видимости, при этом обычно вместо вычислений пользуются номограммами. Нужно заметить, что организация и проведение таких наблюдений в больших масштабах представляют значительные технические трудности. Закономерности восприятия групповых огней еще сложнее и пока изучены очень мало.

Еще менее изучен и много сложнее вопрос о видимости объектов, освещаемых искусственным образом, например прожекторами. Он может быть решен лишь в отдельных частных случаях. Трудность решения вопроса определяется тем, что яркость объекта определяется не только силой света освещающих его источников, но также и их расстояниями от объекта и их расположением по отношению к последнему. Одновременно приходится учитывать и влияние той дымки, которая образуется на участке конуса зрения, освещаемом источниками.

Заметим, что при практическом определении дальности видимости огней особые затруднения возникают при необходимости определения их цвета (например, светофоров и сигнальных огней). В этом случае приобретает значение цветовой порог, под которым понимается освещенность, соответствующая моменту распознавания цвета. Многочисленные исследования приводят к выводу, что цветовой порог для зеленого огня больше (в 2—3 раза), чем для красного. Поэтому красный цвет распознается всегда легче и притом почти одновременно с его обнаружением.

## § 7. Видимость в тумане и в зоне дождя

Значительное ухудшение видимости в туманах и в зоне дождей определяется тем, что капли дождя и тумана увеличивают как ослабление (экстинкцию), так и рассеяние света, в результате чего их влияние приводит к понижению контраста.

Рассмотрим влияние тумана на дальность видимости, причем ограничимся случаем монодисперсного тумана и найдем связь между водностью тумана и метеорологической дальностью видимости. Ослабление света в тумане определяется в основном действием частиц тумана, так как ослабление, обусловленное действием капелек, настолько велико, что в сравнении с ним действием молекул воздуха можно пренебречь. Поэтому можно рассматривать только ослабление, вызванное действием капелек. При обычно наблюдающихся размерах капелек тумана, согласно теории рассеяния Ми, коэффициент рассеяния ослабления, который обозначим через  $a$ , составляет

$$a = Nk\pi r^2, \quad (23)$$

где  $N$  — число капель в единице объема,  $r$  — радиус капель

(один и тот же в случае монодисперсного тумана) и, наконец,  $k$  — функция рассеивания; в нашем случае ее можно положить равной 2.

Для водности тумана  $W$  можно написать

$$W = N \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k, \quad (24)$$

где  $\rho_k$  — плотность капли (воды), равная единице.

Подставляя значение  $N$  из (24) в (23), найдем значение  $\alpha$ , а затем, используя выражение для метеорологической дальности видимости

$$S_m = - \frac{\ln \epsilon}{\alpha} = \frac{3,91}{\alpha},$$

получим искомую связь

$$S_m = 2,61 \frac{r}{W} \rho_k. \quad (25)$$

Из этого выражения видно, что дальность видимости в тумане обратно пропорциональна его водности и прямо пропорциональна радиусу капель тумана. Таким образом, при той же водности дальность видимости в мелкокапельном тумане меньше, чем в крупнокапельном.

Для полидисперсного тумана вопрос решается, естественно, сложнее, так как следует учесть распределение капель по размерам. Можно указать, что при интенсивном тумане дальность видимости падает до нуля и даже при слабом тумане уменьшается до трех баллов ( $L < 1$  км). Сказанное о видимости в тумане справедливо и для видимости в облаках, в которых она в зависимости от их водности может уменьшаться до 10—20 м (в ливневых облаках).

Вопрос о дальности видимости в зоне дождя и ее связи с его интенсивностью осложняется необходимостью учета распределения капель дождя по размерам, что должно быть известно для ряда точек в визируемом направлении, а это практически почти неосуществимо. Теоретическое рассмотрение вопроса о зависимости коэффициента ослабления  $\alpha$ , обусловленного рассеянием на каплях дождя, от интенсивности последнего  $J$  приводит к выражению

$$\alpha = MJ^b,$$

где  $M$  и  $b$  — коэффициенты, подлежащие определению, что можно сделать путем расчета на основании кривой распределения капель по размерам.

По обобщенным американским данным найдена зависимость  $\alpha = 0,25 J^{0,63}$ . Е. А. Полякова получила аналогичную зависимость

$\alpha=0,22J^{0,71}$  (здесь  $\alpha$  выражено в  $\text{км}^{-1}$ , а  $J$  — в  $\text{мм/час}$ ). Расчеты и наблюдения показывают, что в зоне дождя видимость снижается на 2—3 балла при наличии большой прозрачности дождя.

## Глава 26

### РЕФРАКЦИЯ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ

Рефракцией света в атмосфере называется то искривление траектории светового луча, которое происходит вследствие изменения плотности воздуха с высотой. По этой причине лучи света распространяются в атмосфере не прямолинейно, а в общем случае по некоторой сложной кривой линии. Это искривление траектории является причиной многих явлений, которые будут кратко рассмотрены в этой главе. Заметим, что рефракция света является лишь частным случаем рефракции, которой подвержены все электромагнитные волны (например, радиоволны), а также и акустические волны, распространяющиеся в атмосфере.

#### § 1. Уравнение траектории светового луча в атмосфере

Показатель преломления воздуха  $n$  зависит от его плотности. Для сухого воздуха эта зависимость может быть выражена в виде

$$n = 1 + a\rho = 1 + A \frac{p}{T}, \quad (1)$$

где  $a$  (соответственно  $\dot{A}$ ) — некоторая постоянная, различная для разных длин волн;  $\rho = \frac{pT_0}{p_0T}$  — относительная плотность воздуха.

В среднем для области видимых лучей  $n=1,000294$ . В табл. 80 приведены его значения для разных длин волн.

Таблица 80

Значения показателя преломления в сухом воздухе ( $t = 0^\circ$ ,  $p = 760$  мм) для разных длин волн (м $\mu$ )

Длина волны $\lambda$ м $\mu$	Показатель преломления
400	1,0002983
500	1,0002943
550	1,0002931
600	1,0002922
700	1,0002910
800	1,0002902

Из выражения (1) видно, что показатель преломления зависит от давления и температуры воздуха, причем зависимость от последней является решающей. Некоторое влияние оказывает также влажность воздуха, но в видимой области спектра оно настолько мало, что с ним можно не считаться.

Разобьем всю атмосферу на ряд тонких concentрических слоев, внутри каждого из которых положим плотность постоянной (рис. 166). Из сказанного можно сделать вывод, что пока-

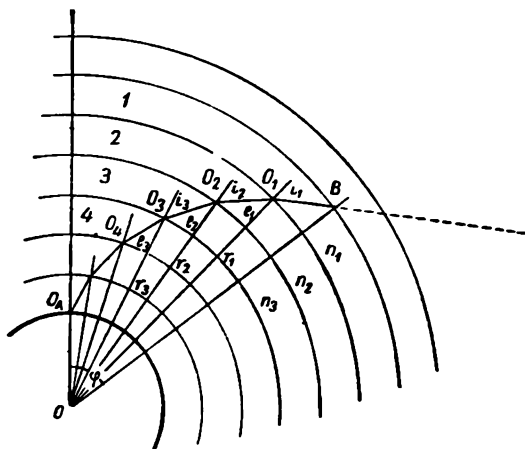


Рис. 166.

затель преломления от слоя к слою с высотой уменьшается. Луч, переходя из выше расположенного слоя в соседний, расположенный ниже, и преломляясь, будет приближаться к направлению отвеса, т. е. искривляться в направлении к земной поверхности. Выведем уравнение траектории луча в этом простейшем случае. Рассмотрим последовательные слои 1, 2, 3 и т. д. и обозначим показатели преломления для них через  $n_1, n_2, n_3$  и т. д. Пусть, далее, на границе перехода из слоя 1 в слой 2, из слоя 2 в слой 3 и т. д. углы падения будут  $i_1, i_2, i_3$ , а углы преломления  $e_1, e_2, e_3, \dots$ . Тогда, очевидно, можно написать

$$\frac{\sin i_1}{\sin e_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad \frac{\sin i_1}{\sin e_3} = \frac{n_3}{n_2} \text{ и т. д.}, \quad (2)$$

с другой стороны, из  $\triangle O_1OO_2, \triangle O_2OO_3$  и т. д. имеем

$$\frac{\sin e_1}{\sin i_2} = \frac{r_2}{r_1}, \quad \frac{\sin e_2}{\sin i_3} = \frac{r_3}{r_2} \text{ и т. д.} \quad (3)$$

где  $r_1, r_2, r_3$  и т. д. — радиусы-векторы.

Исключая из равенств (2) и (3) углы  $e_1$ ,  $e_2$  и т. д., получим:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2 r_2}{n_1 r_1} \quad \text{или} \quad n_1 r_1 \sin i_1 = n_2 r_2 \sin i_2,$$

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_3} = \frac{n_3 r_3}{n_2 r_2} \quad \text{или} \quad n_2 r_2 \sin i_2 = n_3 r_3 \sin i_3.$$

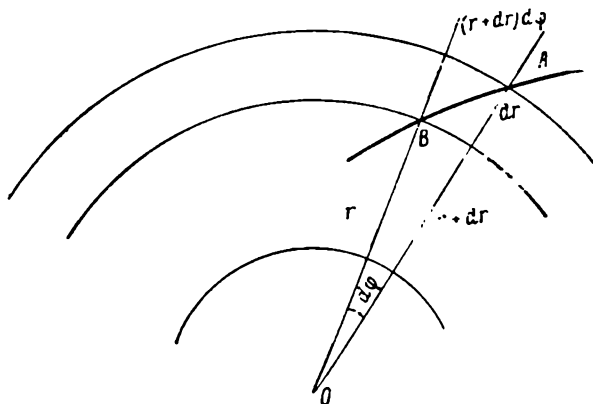


Рис. 167.

В общем случае

$$nr \sin i = \text{const} = A, \quad (4)$$

что и дает уравнение траектории луча.

Уравнение (4) можно также записать в полярной системе координат. Располагая начало координат в центре Земли, мы, как это легко получить с помощью чертежа на рис. 167, напомним уравнение траектории луча в виде

$$\varphi = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\sin i}{\sqrt{1 - \sin^2 i}} \frac{dr}{r}. \quad (4')$$

(обозначения ясны из рисунка).

Так как из (4)  $\sin i = \frac{A}{nr}$ , то

$$\varphi = \int_{r_1}^{r_2} \frac{A}{\sqrt{n^2 r^2 - A^2}} \frac{dr}{r}. \quad (4'')$$

Рассмотрим более подробно вопрос об изменении  $n$  с высотой и о кривизне траектории светового луча. Для этого, имея в виду, что  $\rho = \frac{pT_0}{p_0T}$ , дифференцируем (1) по высоте

$$\frac{dn}{dh} = a \frac{dp}{dh} = a \frac{T_0}{p_0} \left[ \frac{1}{T} \frac{dp}{dh} - \frac{p}{T^2} \frac{dT}{dh} \right]. \quad (5)$$

Учитывая уравнение статики  $\frac{dp}{dh} = -\frac{pg}{RT}$ , получим

$$\frac{dn}{dh} = -a \frac{T_0 p}{p_0 T^2} \left[ \frac{g}{R} + \frac{dT}{dh} \right]. \quad (6)$$

Здесь постоянная  $\frac{g}{R} = 0,0341^\circ/\text{м}$  носит название автоконвективного градиента температуры (градиент температуры в однородной атмосфере).

Действительно, из (6) видно, что если  $\frac{dT}{dh} = -0,0341$ , то  $\frac{dn}{dh} = 0$  и, следовательно,  $n$  с высотой не изменяется.

Если ограничиться нижними слоями, то из (6), полагая  $p = p_0$  и  $T = T_0 = 273^\circ \text{ K}$ , найдем в зависимости от значений  $\frac{dT}{dh}^\circ/\text{м}$  следующие значения  $\frac{dn}{dh}$ :

$\frac{dT}{dh}^\circ/100 \text{ м} . . .$	-1,01	-0,005	0,000	+0,1	+1,0
$\frac{dn}{dh} . . . . .$	$-2,58 \cdot 10^{-8}$	$-3,11 \cdot 10^{-8}$	$-3,65 \cdot 10^{-8}$	$-14,4 \cdot 10^{-8}$	$-111 \cdot 10^{-8}$

т. е. изменения показателя преломления с высотой обычно малы.

Обозначим радиус кривизны траектории луча через  $R_s$ . Тогда, если элемент траектории  $ds$ , а изменение угла падения  $di$ , для кривизны луча можно написать

$$\frac{1}{R_s} = \frac{di}{ds}. \quad (7)$$

Но  $dh = ds \cos i$ , откуда  $ds = \frac{dh}{\cos i}$ , а  $di = -\operatorname{tg} i \frac{dn}{n}$ , что будет показано далее [см. уравнение (10)]. Поэтому, учитывая (6) и (1), найдем, что

$$\frac{1}{R_s} = -\frac{\sin i}{n} \frac{dn}{dh} = \frac{a \sin i}{1 + ap} \frac{T_0 p}{p_0 T^2} \left[ \frac{g}{R} + \frac{dT}{dh} \right]. \quad (8)$$

При нормальных условиях давления ( $p = p_0 = 760 \text{ мм Hg}$ ) и температуры ( $T = T_0 = 273^\circ \text{ K}$ ) получим

$$\frac{1}{R_s} = 1,07 \cdot 10^{-6} \left[ \frac{g}{R} + \frac{dT}{dh} \right] \sin i \text{ км}^{-1}, \quad (9)$$

что при  $i=90^\circ$ , т. е. при горизонтальном направлении лучей, дает

$$\frac{1}{R_s'} = 1,07 \cdot 10^{-6} \left[ \frac{g}{R} + \frac{dT}{dh} \right] \text{ км}^{-1}, \quad (9')$$

откуда видно, что радиус кривизны луча  $R_s$  зависит от величины вертикального градиента температуры  $\frac{dT}{dh}$ .

В табл. 81 приведены значения  $R_s'$  при разных значениях  $\frac{dT}{dh}$ .

Таблица 81

$\frac{dT}{dh} ^\circ/100 \text{ м} . .$	-3,4	$\mp 1,0$	$\mp 0,5$	0,0	+6,9	+11,4
$R_s' \text{ км} . . . . .$	$\infty$	39 000	31 800	27 700	9 100	6 370

Из таблицы видно, что луч, для которого в данной точке  $i=90^\circ$  (в частном случае касательный к земной поверхности), распространяется прямолинейно ( $R_s'=\infty$ ) только при падении температуры с высотой, равном  $3,4^\circ/100 \text{ м}$ . При более сильном падении температуры луч будет обращен выпуклостью к земной поверхности и пойдет, удаляясь в сторону, противоположную земной поверхности, так как радиус Земли равен 6370 км. При падении температуры, меньшем чем  $3,4^\circ/100 \text{ м}$ , и при ее возрастании с высотой он будет обращен к земной поверхности вогнутостью; только при возрастании температуры, равном  $11,4^\circ/100 \text{ м}$  и больше, радиус кривизны будет равен радиусу Земли или меньше его. Следовательно, луч, вышедший из любой точки на некоторой поверхности, соответствующей определенному значению показателя преломления (в частном случае земная поверхность), при определенных условиях, будучи обращен вогнутостью к земной поверхности, сможет вернуться в другую точку на той же поверхности.

## § 2. Рефракция астрономическая и земная

Вследствие искривления траектории луча мы всегда видим более или менее удаленные предметы по направлениям, несколько отличающимся от тех, в которых они действительно расположены, так как проектируем рассматриваемый предмет в направлении касательной к траектории луча, проведенной в точке, где он вступает в глаз. Угол  $\gamma$ , составленный касательными в начальной точке пути луча  $B$  и в конечной точке  $A$ , носит название *угла полной рефракции*, или иногда просто *полной рефракции*. Он, очевидно, дает изменение направления луча в атмосфере (рис. 168). Угол  $\alpha$ , который образован направлением от глаза на действительное положение визируемой точки и направлением, в котором мы видим эту точку, т. е. направлением касательной к траектории луча в конечной ее точке



(глаз), носит название *угла рефракции*, или просто *рефракции*. Если визируемая точка расположена вне пределов атмосферы (небесное светило), рефракция называется астрономической, в случае же, если визируемая точка расположена в пределах атмосферы, рефракция называется земной.

Выведем общее выражение для угла полной рефракции. Для этого, возвращаясь к рис. 166, возьмем два каких-нибудь соседних слоя (допустим, 1 и 2), и пусть показатели преломления для них будут  $n_1 = n$  и  $n_2 = n + dn$ . Обозначим, далее, угол па-

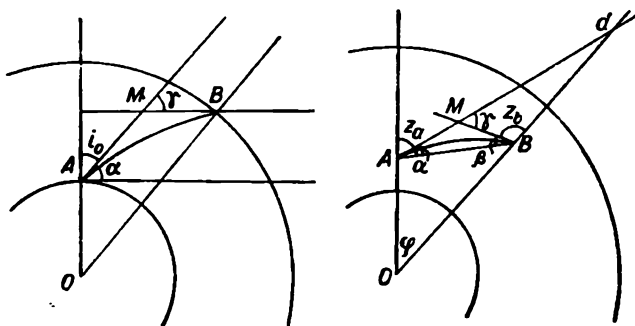


Рис. 168.

дения луча на границу раздела через  $i_1 = i$ , а угол преломления через  $e_1 = i_2 = i + di$  и напомним соотношение

$$\frac{\sin i}{\sin (i + di)} = \frac{n + dn}{n}.$$

Если ограничиться бесконечно малыми первого порядка, то

$$\sin i = \frac{n + dn}{n} \sin (i + di) = \sin i + \cos i di + \sin i \frac{dn}{n},$$

откуда

$$di = -\operatorname{tg} i \frac{dn}{n}. \quad (10)$$

Но  $di$  представляет собой изменение направления луча при переходе из одного слоя в другой, т. е. независимо от знака это есть дифференциал рефракции  $d\gamma$ , поэтому

$$\gamma = \int_{n_A}^{n_B} \operatorname{tg} i \frac{dn}{n}, \quad (11)$$

где  $n_A$  и  $n_B$  — значения показателя преломления в начальной и конечной точках пути луча.

Имея в виду, что

$$\operatorname{tg} i = \frac{\sin i}{\sqrt{1 - \sin^2 i}} = \frac{n_0 r_0 \sin i_0}{\sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 r_0^2 \sin^2 i_0}}.$$

найдем

$$\gamma = \int_{n_A}^{n_B} \frac{n_0 r_0 \sin i_0}{\sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 r_0^2 \sin^2 i_0}}.$$

Так как  $n$  зависит от температуры и давления, то, для того чтобы использовать (11), необходимо знать закон изменения  $T$  и  $p$  с высотой. В каждом отдельном случае этот закон будет различным, и на практике обычно пользуются таблицами, вычисленными для некоторого среднего состояния атмосферы.

Для приближенного вычисления астрономической рефракции можно воспользоваться формулой

$$\gamma = 57'' \operatorname{tg} z', \quad (12)$$

или

$$\gamma = 57'' \operatorname{tg} z' - \frac{0,55 \sin z'}{\cos^2 z'}, \quad (12')$$

где  $z'$  — видимое зенитное расстояние светила, которое всегда будет меньше его истинного зенитного расстояния  $z$ , и только при  $z = 90^\circ$   $z' = z$ .

Первая из этих формул дает достаточную для многих практических целей точность при зенитных расстояниях, не превышающих  $80^\circ$ , а вторая — при зенитных расстояниях не больше  $89^\circ$ .

Приведем значения рефракции при  $p = 750$  мм и  $t = 8,5^\circ$  (табл. 82).

Таблица 82

Значения рефракции  $\gamma$

$z'$ град.	90	89,7	89,3	89,0	88,0	85,0	70
$\gamma$ мин.	34,9	30,9	27,4	24,4	18,2	9,8	2,6
$z'$ град.	60	50	40	30	20	10	0
$\gamma$ мин.	1,7	1,2	0,8	0,6	0,4	0,2	0

Из этих данных видно, что рефракция особенно велика при больших зенитных расстояниях, когда она в зависимости от  $z'$  изменяется весьма сильно.

В случае земной рефракции (рис. 168) полная рефракция будет равна сумме углов рефракций  $\alpha$  и  $\beta$ , наблюдаемых при визировании из точки  $A$  точки  $B$  и обратно, т. е.  $\gamma = \alpha + \beta$ . В общем случае  $\alpha \neq \beta$ , но на практике обычно допускают равенство  $\alpha = \beta$  и, следовательно,  $\alpha = \frac{1}{2}\gamma$ , так как при сравнительно небольших расстояниях между точками  $A$  и  $B$ , располо-

женными на высотах, не очень сильно отличающихся друг от друга, траектория луча представляет почти правильную дугу окружности; поэтому

$$\alpha = \beta = \frac{1}{2} \gamma = 90^\circ - \frac{z_A + z_B}{2} + \frac{\varphi}{2}. \quad (13)$$

Так как  $\varphi$  известно,  $z_A$  и  $z_B$  определены из наблюдений, то легко можно найти и величину земной рефракции  $\alpha$ . Для представления о величинах, с которыми мы имеем здесь дело, приведем их средние значения для различных расстояний  $D$  от визируемой точки:

$D$ км . . . . .	1	4	8	12	16	20
$\alpha''$ . . . . .	2	8	17	25	34	42

Конечно, для точного определения рефракции на практике приходится пользоваться более сложными приемами.

### § 3. Явления, обусловленные астрономической рефракцией

Влияние астрономической рефракции проявляется при наблюдении небесных светил (Солнца, Луны, звезд и т. п.). Прежде всего вследствие астрономической рефракции наблюдаемые зенитные расстояния небесных светил оказываются меньше действительных, причем это уменьшение особенно велико для светил, находящихся у горизонта; поэтому мы видим солнце и другие светила некоторое время после того, как они уже зашли, а также и несколько раньше их восхода. В результате продолжительность дня в средних широтах увеличивается на 8—12 мин., а в полярных странах (где угол, составленный плоскостью большого круга, по которому движется солнце, с горизонтом, весьма мал) это удлинение может достигать еще большей величины, и за полярным кругом продолжительность полярного дня в результате рефракции может увеличиться на несколько дней.

Следующее явление, связанное с рефракцией, это изменение формы солнечного и лунного дисков у горизонта. Так как нижний край солнца у горизонта под влиянием рефракции оказывается приподнятым на  $35'$ , а верхний край — только на  $28'$ , то вертикальный диаметр солнца кажется укороченным на  $7'$  и солнце при восходе и заходе часто имеет вид диска, приплюснутого в вертикальном направлении. Такого же характера деформация наблюдается и для диска луны.

Так как показатель преломления для лучей разных длин волн различный, то и действие на них астрономической рефракции будет несколько различным, и белый пучок света, вступающий в атмосферу, по пути в ней разложится на составные цвета.

Эта дисперсия для желтых ( $\lambda=500$  м $\mu$ ) и фиолетовых ( $\lambda=400$  м $\mu$ ) лучей при различных зенитных расстояниях светила составляет:

z град. . . . .	50	65	85	89	90
Дисперсия (сек.) . . . .	1	4	11	26	38

т. е. она особенно велика у горизонта. Вследствие этого светящаяся точка (звезда) у горизонта может растянуться как бы в радужную полоску (спектр), что и можно наблюдать в действительности.

Аналогичное явление должно иметь место и для солнца, но так как видимый диаметр солнца 32', а дисперсия света 38'', то несомненно, что большая часть цветных изображений налагается друг на друга и дает белый цвет и только крайние цвета остаются чистыми. При этом в связи с тем, что ослабление света весьма быстро растет с уменьшением длины волны лучей, обычно из солнечных лучей в момент захода солнца в спектре остаются только более длинные лучи. Однако при особо благоприятных условиях прозрачности атмосферы могут остаться зеленые лучи, а иногда, правда весьма редко, даже и голубые. Поэтому во время захода солнца, когда остается видимой крайняя верхняя точка его диска, в тот момент, когда она скрывается под горизонт, при благоприятных условиях можно наблюдать быстрый переход цвета остающейся узкой полоски света из красно-желтого в зеленый, а иногда и в голубой. Это явление «зеленого луча» наблюдается лишь при особо благоприятных условиях прозрачности и продолжается обычно весьма короткое время — от долей секунды в низких широтах до нескольких секунд в высоких широтах.

С рефракцией света связано также явление мерцания звезд, расположенных не очень высоко над горизонтом (не выше 50°), состоящее в том, что звезды как бы дрожат и меняют свою яркость, а иногда и цвет. Причина этого кроется в чрезвычайно быстрых и неправильных изменениях показателя преломления в тех слоях воздуха, через которые проходят приходящие в наш глаз лучи.

Таким же образом может быть объяснено явление бегущих теней, которое заключается в том, что на поверхности ровного ландшафта нередко отмечаются чередующиеся более или менее светлые полосы, перемещающиеся в некотором направлении. Это объясняется тем, что лучи света проходят через небольшие образования более или менее плотного воздуха, находящиеся в атмосфере и перемещающиеся в ней в каком-то направлении. Аналогично объясняется и явление дрожания удаленных предметов, которое часто наблюдается в жаркие дни при наличии интенсивного перемешивания воздуха в нижних сильно перегреваемых слоях атмосферы.

#### § 4. Поднятие и опускание горизонта. Аномальная рефракция

С наличием земной рефракции также связан ряд явлений. Это прежде всего явление поднятия и одновременно расширения (а также опускания и сужения) горизонта. Допустим (рис. 169), что глаз наблюдателя находится в точке  $A$  на высоте  $h$  над гладкой поверхностью земли, принимаемой за шар радиусом  $R$ , и что рефракция отсутствует. Линия видимого горизонта будет малым кругом на шаре, который представляет собой геометрическое место точек касания прямых, проведенных из  $A$  касательно к земной поверхности. Дальность горизонта  $D$ , изображаемую на рисунке отрезком  $AB$ , в этом случае легко найти из  $\triangle AOB$

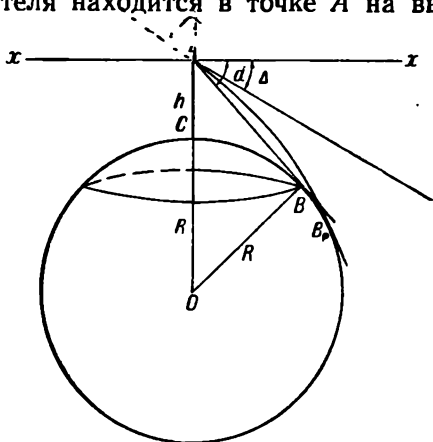


Рис. 169.

$$D = \sqrt{(R+h)^2 - R^2}.$$

Учитывая малость высоты  $h$  в сравнении с  $R$ , это выражение может быть записано в виде

$$D = \sqrt{2Rh} = 3,57 \sqrt{h} \text{ км} \quad (14)$$

(здесь  $D$  измеряется в километрах, а  $h$  — в метрах).

Видимый горизонт (поверхность конуса с образующей  $AB$ ) составляет некоторый угол  $d$  (так называемую геодезическую депрессию горизонта) с истинным горизонтом (плоскостью  $xx$ ). Этот угол может быть найден из равенства

$$\operatorname{tg} d = \frac{AB}{OB} = \sqrt{\frac{2h}{R}}, \quad (15)$$

что при малости угла  $d$  дает

$$d^2 = \frac{2h}{R}. \quad (16)$$

В действительности вследствие рефракции лучи зрения будут, однако, не прямые, а кривые линии и в глаз, расположенный в точке  $A$ , попадет луч, идущий по кривой, касающейся земной поверхности в точке  $B_1$ , которую мы и видим в направлении, составляющем с истинным горизонтом угол  $\Delta$  (наблюденная депрессия).

Общее уравнение траектории луча  $AB_1$  может быть в этом случае написано в виде

$$Rn_0 \sin i_0 = (R + h)n \sin i,$$

где  $n_0$  и  $n$  — показатели преломления у земной поверхности (в точке  $B_1$ ) и на высоте  $h$  (в точке  $A$ ), а  $i_0 = 90^\circ$  и  $i$  — углы падения соответственно в точках  $B_1$  и  $A$ .

Отсюда

$$\sin i = \frac{Rn_0}{(R + h)n}. \quad (17)$$

Но  $i = 90^\circ - \Delta$  и  $n = n_0 + \Delta n$ , поэтому из равенства (17) получим

$$\cos \Delta = \frac{Rn_0}{(R + h)(n_0 + \Delta n)} \quad (18)$$

и

$$\operatorname{tg}^2 \Delta = \frac{\sin^2 \Delta}{\cos^2 \Delta} = \frac{(R + h)^2}{R^2} \frac{(n_0 + \Delta n)^2}{n^2} - 1. \quad (19)$$

При малости угла  $\Delta$  уравнение (19) может быть написано в виде

$$\Delta^2 = \frac{(R + h)^2 (n_0 + \Delta n)^2}{R^2 n^2} - 1. \quad (20)$$

Отсюда, пренебрегая величинами второго порядка малости, получим

$$\Delta^2 = \frac{2h}{R} + \frac{2\Delta n}{n_0}, \quad (21)$$

или, принимая во внимание равенство (16) и учитывая, что  $n_0$  близко к единице,

$$\Delta^2 = d^2 + 2\Delta n = d^2 + 2(n - n_0). \quad (22)$$

Согласно равенству (22), в результате рефракции видимый горизонт будет несколько приподнят ( $\Delta < d$ ), если  $n_0 > n$ , и опущен ( $\Delta > d$ ), если  $n_0 < n$ . Это поднятие будет тем больше, чем больше разность между значениями показателя преломления у земной поверхности и в точке  $A$ , где расположен глаз наблюдателя.

Вместе с поднятием линии горизонта увеличивается и его дальность, которая будет равна

$$D_1 = \sqrt{2Rh} \left( 1 + \frac{kR}{2} \right) = D \left( 1 + \frac{kR}{2} \right), \quad (23)$$

где

$$k = - \frac{dn}{dh}.$$

Если принять, что при нормальных условиях давления и температуры  $k=2,58 \cdot 10^{-8}$ , то  $kR=0,164$  и

$$D_1 = D(1 + 0,08) = 1,08D, \quad (24)$$

что близко соответствует действительности.

В табл. 83 приведены значения  $D$  и  $D_1$  при разных значениях высоты  $h$  точки  $A$ , вычисленных по (24), а также значения  $d$  и  $\Delta$ .

Таблица 83

Поднятие и расширение горизонта вследствие рефракции

Высота наблюдений (м)	1	10	100	1000
Геодезическая депрессия $d$ . . . . .	2'	6'	21'	1°5'
Наблюденная депрессия $\Delta$ . . . . .	2'	5'	19'	1°
Геометрическая дальность горизонта $D$ км . . . . .	3,5	11	36	113
Наблюденная дальность горизонта $D_1$ км . . . . .	4,0	12	38	122

Из формул (22) и (23) видно, что только в случае, когда  $n=n_0$ , действительная депрессия совпадает с геодезической и дальность видимости горизонта  $D_1$  совпадает с геометрической дальностью видимости  $D$ .

Если же  $n > n_0$ , что наблюдается при возрастании плотности с высотой, то траектория луча будет обращена выпуклостью к земной поверхности и мы увидим горизонт опустившимся и суженным по сравнению с его геометрическим положением. Так как в обычных условиях состояния атмосферы  $n_0 > n$ , то  $\Delta < d$  и  $D_1 > D$ , т. е. всегда имеется некоторое поднятие и расширение горизонта. Но это среднее поднятие горизонта невелико и мы к нему привыкли. Однако при изменениях состояния атмосферы (распределения плотности) оно может изменяться иногда довольно значительно. Тогда мы видим гораздо дальше, например предметы, обычно скрытые под горизонтом, причем края горизонта и предметы кажутся нам несколько приподнятыми; это так называемая аномальная положительная рефракция. Если значение разности  $n - n_0$  делается заметно меньше среднего значения и в особенности, когда ее знак изменяется на обратный ( $n_0 < n$ ), горизонт будет казаться пониженным и суженным и мы сможем не видеть на горизонте тех предметов, которые в обычных условиях видим; это так называемая аномальная отрицательная рефракция.

Указанные случаи аномальной как положительной, так и отрицательной рефракции наблюдаются достаточно часто.

## § 5. Миражи

В особых случаях состояния атмосферы в ней образуются слои, резко отличающиеся по своей плотности, причем на границе раздела этих слоев происходит весьма сильное изменение плотности, а с нею и показателя преломления. В таких случаях возникают особого рода многочисленные и разнообразные по форме явления, получившие название миражей.

Явление миража заключается в том, что мы видим не одно изображение какого-либо удаленного предмета, как обычно, а несколько располагающихся одно над другим, причем некоторые из этих изображений могут оказаться перевернутыми в обратном направлении. Такой характер явления свидетельствует

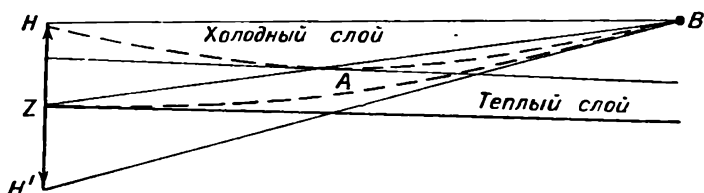


Рис. 170. Схема образования нижнего миража.

о том, что лучи, идущие от предмета, проходят в атмосфере разными путями и в глаз от каждой точки предмета может попасть несколько лучей, по направлениям касательных к которым мы и проектируем предмет. Заметим, что иногда сам предмет, изображение которого мы визируем, может и не находиться в поле зрения (он скрыт под горизонтом). Это может, очевидно, происходить только в тех случаях, когда на границе раздела между слоями происходит полное отражение лучей, падающих на нее. Такое отражение может наблюдаться в атмосфере только тогда, когда при переходе луча из среды с большим значением показателя преломления в среду с меньшим показателем угол падения луча оказывается больше угла полного внутреннего отражения, т. е. когда угол падения луча на границу раздела больше значения  $\alpha'$ , удовлетворяющего соотношению  $\sin \alpha' = \frac{n_2}{n_1}$ , где  $n_2$  и  $n_1$  — соответственно показатели преломления в более плотном и менее плотном слоях. Так как различие в значениях показателей  $n_2$  и  $n_1$  невелико, то и значение предельного угла  $\alpha'$  будет очень мало отличаться от  $90^\circ$ ; например, даже при разности плотностей, вызванной температурным скачком на границе раздела около  $10^\circ$ , угол  $\alpha'$  будет больше  $89,5^\circ$ .

Отличают нижние миражи, если отраженное изображение располагается ниже предмета, и верхние миражи, если отраженные изображения находятся выше предмета.



Схематически образование нижнего миража можно представить следующим образом (рис. 170). Пусть в результате интенсивного нагревания солнечными лучами земной поверхности около нее образовался тонкий слой сильно перегретого воздуха, в котором плотность, а тем самым и показатель преломления будут малы и над которым располагаются слои с большей плотностью. Конечно, такое состояние носит временный и неустойчивый характер и легко может быть нарушено, в связи с чем оно обычно может иметь место только при отсутствии ветра. В этом случае, если из точки  $B$  рассматривать какой-нибудь предмет  $ZH$ , то от любой точки последнего, например от точки  $H$ , в наш глаз (точка  $B$ ) могут прийти два луча, один из которых, слегка искривляясь, проделает весь свой путь в верхнем холодном и более плотном слое (луч  $NB$ ), а другой, направляясь вниз, отразится в точке  $A$  на границе раздела между слоями и придет по пути  $NAB$ . Проектируя точку  $H$  по направлению касательной к этому лучу, мы увидим ее изображение в точке  $H'$ . То же может произойти и для других точек предмета  $ZH$ , изображение которого будет видно ниже действительного и притом в перевернутом виде.

Таким предметом, отраженное обратное изображение которого можно наблюдать, часто является участок небесного свода у горизонта. Его изображение, воспринимаемое глазом, вуалирует часть ландшафта в виде голубоватой поверхности, воспринимаемой как водная поверхность, поэтому, визируя какой-либо предмет, расположенный вдаль, мы видим его тогда как бы плавающим на водной поверхности (отраженном изображении части неба), располагающейся впереди. Такое явление часто наблюдается в летнее время при безветрии в степях, пустынях, над поверхностями асфальтированных дорог и т. п. Своеобразные изменения формы солнечного или лунного дисков, которые иногда наблюдаются при их заходе, также до некоторой степени объясняются рефракцией.

Верхний мираж образуется при обратных условиях, когда (чаще в зимнее время) земная поверхность, а с нею и прилегающий к ней слой воздуха сильно охлаждаются. Если граница перехода от этого охлажденного слоя воздуха к расположенным выше более теплым слоям достаточно резко выражена, то создаются условия, благоприятные для отражения от нее лучей, идущих от визируемого предмета (рис. 171), причем оказывается возможным появление нескольких изображений предмета, как прямых, так и обратных. Это определяется тем, сколько лучей попадет в глаз и какими путями они пройдут в атмосфере. Сказанное поясняется на рис. 172, на котором приведены условия образования, кроме действительного изображения предмета  $1$ , еще его прямого  $3$  и обратного  $2$  изображений.

Совершенно очевидно, что разнообразие условий вертикального распределения плотностей в атмосфере может приводить к самой разнообразной и совершенно неожиданной форме изображений, воспринимаемых глазом. Если при этом учесть, что наблюдаемая картина не остается стабильной, а находится

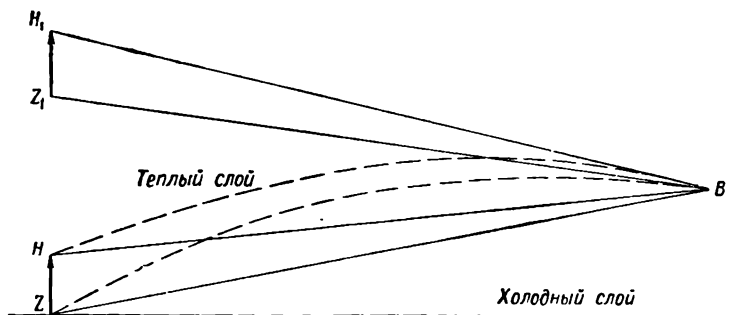


Рис. 171. Схема образования верхнего миража.

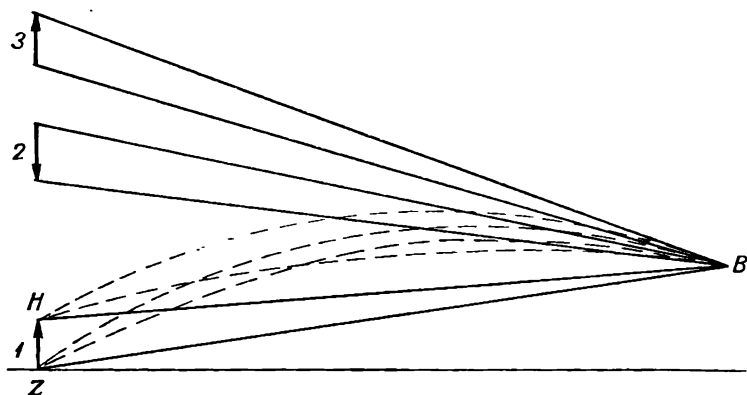


Рис. 172. Схема образования сложного миража.

в состоянии непрерывных изменений, то становится понятным появление поистине сказочных изображений, получивших название фата-моргана, когда наблюдатель видит изображение (дополненное воображением) каких-то сказочных городов, садов и т. п. Мы не будем приводить примеры миражей, описанных в многочисленной литературе по этому вопросу, а также известных и из художественной литературы. Также не будем останавливаться на теоретических исследованиях вопроса, в которых авторы пытались в математической форме выразить условия образования миражей. Эти исследования имеют специальный характер.

## ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С НАЛИЧИЕМ В АТМОСФЕРЕ КАПЕЛЬ ВОДЫ И ЛЕДЯНЫХ КРИСТАЛЛОВ

При прохождении лучей света через облака и зоны дождя возникают особые световые явления, большей частью всем хорошо известные, например радуга, гало, венцы около светил и т. д. Все эти явления могут быть объяснены преломлением, отражением и диффракцией света, происходящими на элементах облака. В данной главе мы кратко ознакомимся с ними.

### § 1. Радуга

Радуга представляет собой хорошо известное явление цветной радуги, возникающей в зоне дождя и располагающейся обычно на фоне облаков в стороне, противоположной солнцу, с центром дуги в антисолярной точке. Радиус радуги составляет  $42^\circ$ , но нередко удается наблюдать еще вторую радугу радиусом около  $52^\circ$ , расположенную концентрически с первой. В первой радуге снаружи располагается красный цвет, а внутри фиолетовый, во второй радуге расположение цветов обратное. Интенсивность развития отдельных цветов в радуге и ширина их бывают различными и зависят, как показывает теория, от размеров водяных капелек, обуславливающих образование радуги. Иногда с внутренней стороны первой радуги и с внешней стороны второй бывают видны вторичные цветные дуги, число которых может доходить до шести. Чаще всего в них чередуются зеленые и розовые цвета. В некоторых случаях, когда капли дождя очень малы, наблюдается белая радуга.

Радуга, наблюдаемая при лунном свете, большей частью воспринимается так же, как белая. Однако в этом случае белый цвет радуги обусловлен главным образом свойствами сетчатки глаза (глаз в сумерки плохо различает цвета), а не размерами дождевых капель.

Явление радуги объясняется отражением и преломлением солнечных лучей в водяных каплях. Уже в 1637 г. Декарт дал первое, хотя и не совсем полное, объяснение явления радуги, которое было затем дополнено Ньютоном.

Рассматривая монохроматический луч, падающий на каплю и затем выходящий из нее, можно определить то изменение его направления, которое при этом происходит. Действительно, возьмем луч некоторой длины волны  $\lambda$ , падающий на каплю под углом падения  $i$ . Входя в каплю, он преломится; обозначим угол преломления через  $e$ . Как нетрудно видеть на рис. 173 а, при входе в каплю направление луча изменяется на угол  $i - e$ , при

каждом отражении внутри капли луч поворачивает на  $\pi - 2e$  и при выходе из капли угол его поворота будет опять  $i - e$ . Следовательно, если луч отразится внутри капли  $k$  раз, то угол  $D$ , на который он отклонится от своего первоначального направления, может быть выражен следующим образом:

$$D = 2(i - e) + k(\pi - 2e), \quad (1)$$

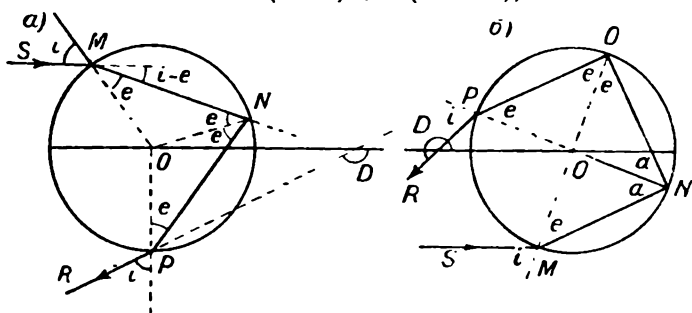


Рис. 173. Ход луча в капле воды.

или

$$D = k\pi + 2[i - (k + 1)e]. \quad (1')$$

Найдем условия, при которых  $D$  имеет минимальное значение. Для этого возьмем производную

$$\frac{dD}{di} = 2 \left[ 1 - (k + 1) \frac{de}{di} \right]. \quad (2)$$

Так как  $\frac{\sin i}{\sin e} = n$ , где  $n$  — показатель преломления, то

$$\frac{de}{di} = \frac{\cos i}{n \cos e},$$

и вместо (2) напомним

$$\frac{dD}{di} = 2 \left[ 1 - (k + 1) \frac{\cos i}{n \cos e} \right]. \quad (3)$$

Приравняв производную нулю и обозначая для этого случая  $i$  и  $e$  через  $J$  и  $E$ , из (3) получим

$$(k + 1) \cos J = n \cos E, \quad (4)$$

откуда легко найдем, что

$$\cos J = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{(k + 1)^2 - 1}} \quad (5)$$

и

$$\cos E = \frac{k + 1}{n} \cos J. \quad (5')$$

Из формулы (1'), которая примет вид

$$D_k = k\pi + 2 [J - (k + 1)E], \quad (6)$$

найдем и значение  $D_k$  при любом  $k$  ( $k=1, 2, 3$  и т. д.).

Результаты таких вычислений для первой и второй радуг ( $k=1, 2$ ) приведены в табл. 84 для нескольких длин волн. На указанном расстоянии и должны наблюдаться максимумы яркости, дающие картину радуги.

Таблица 84

Цвет	Показатель преломления $n$	Угол	Первая радуга ( $k=1$ )	Вторая радуга ( $k=2$ )
Фиолетовый ( $\lambda=404,7$ мμ)	1,3435	$J$ $E$ $180^\circ - D_k$	58°48' 39 33 40 36	71°30' 44 54 53 36
Зеленый ( $\lambda=546,1$ мμ)	1,3352	$J$ $E$ $180^\circ - D_k$	59 17 40 5 41 46	71 46 45 19 51 38
Желтый ( $\lambda=577,9$ мμ)	1,3341	$J$ $E$ $180^\circ - D_k$	59 21 40 10 41 58	71 48 45 23 51 18
Красный ( $\lambda=656,3$ мμ)	1,3318	$J$ $E$ $180^\circ - D_k$	59 29 40 19 42 18	71 53 45 31 50 40

Таким образом, параллельные лучи, падающие на каплю, по выходе из нее оказываются расходящимися. Но из сказанного ясно, что, например, красные лучи, падающие под углами, близкими к  $59^\circ 29'$ , отклоняются и расходятся меньше всего; они идут пучком, отклонившись от начального направления на угол  $D_k=137^\circ 42'$ , и дадут наибольшую интенсивность на расстоянии  $42^\circ 18'$  от антисолярной точки. Очевидно, что в точки, расположенные от антисолярной на расстоянии, меньшем  $42^\circ 18'$ , согласно этой теории, ни один красный луч не попадает. Все лучи меньшей длины волны, соответственно большей преломляемости, дадут для угла наименьшего отклонения большие значения, например, для фиолетовых лучей мы получим  $D_k=139^\circ 24'$ , и они дадут наибольшую интенсивность на расстоянии, равном  $40^\circ 36'$ , от антисолярной точки.

Таким образом, ширина радуги в случае, если бы солнце представлялось точкой, была бы  $42^\circ 18' - 40^\circ 36' = 1^\circ 42'$ , но так как диаметр солнца равен  $32'$ , то ширина радуги будет  $1^\circ 42' + 32' = 2^\circ 14'$  и все цвета не будут чистыми, за исключением крайнего красного цвета.

Применяя аналогичные рассуждения к случаю двукратного отражения луча в капле (рис. 173 б), найдем, что в этом случае ширина радуги составит  $53^{\circ}36' - 50^{\circ}40' + 32' = 3^{\circ}34'$ , а расположение цветов в ней будет обратным.

При трехкратном отражении могла бы образоваться радуга, расположенная в стороне солнца (на расстоянии  $44^{\circ}$  от него), но из-за малой интенсивности ее на ярко освещенном небе она никогда не наблюдается.

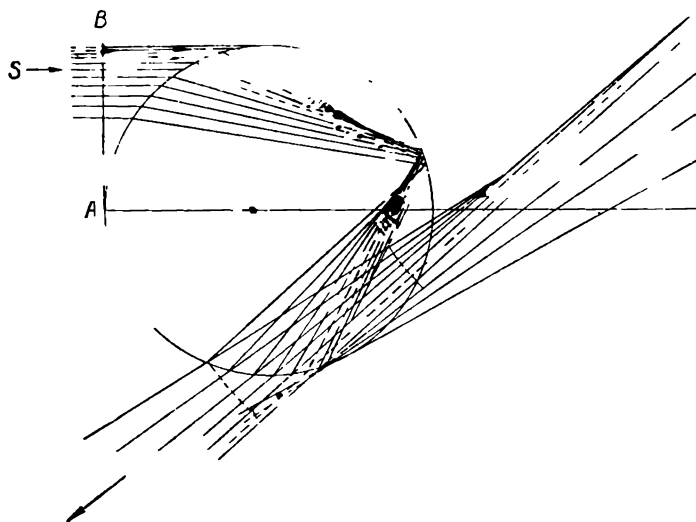


Рис. 174. Ход лучей в капле.

Эта элементарная теория дает возможность правильно определить пути отдельных лучей в направлении наименее отклоненного луча. Но так как в этой теории не принимается во внимание волнообразное распространение света, она не может дать объяснение ряда деталей и является несовершенной.

Дальнейшее развитие указанная теория получила в работах ряда исследователей, учитывавших характер тех изменений, которым подвергается поверхность плоской волны, падающей на каплю при прохождении через нее. Строгую теорию этого вопроса, но, правда, только для монохроматического света дал Эри. Он показал, что первоначально плоская поверхность волны по выходе из капли становится искривленной, причем по обе стороны от наименее отклоненного луча она искривляется в противоположных направлениях, поэтому и лучи с одной стороны расходятся, а с другой сходятся.

Ход лучей и соответствующая деформация поверхности волны представлены на рис. 174, где пунктирная кривая дает ход наименее отклоненного луча. Несомненно, что на глаз дей-

ствуют только лучи, расходящиеся весьма незначительно, т. е. расположенные близко к наименее отклоненному лучу по обе стороны от него. Малая часть искривленной поверхности волны, действующая в таком случае и дающая начало радуге (ее активная часть), изображена на рис. 175. Можно показать, что эта линия есть эвольвента каустической поверхности. Рассматривая, какое световое изображение в глазу дает эта активная часть волны, Эри показал, что интенсивность света выражается в виде

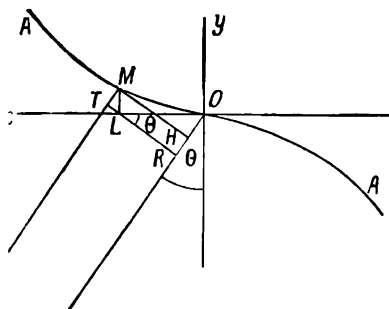


Рис. 175.

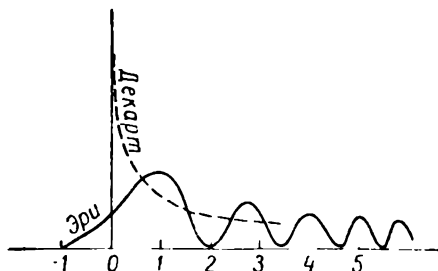


Рис. 176. Распределение интенсивности света в радуге.

ривая, какое световое изображение в глазу дает эта активная часть волны, Эри показал, что интенсивность света выражается в виде

$$A^2 = M^2 f^2(z). \quad (7)$$

Здесь  $A$  — амплитуда колебаний,  $M$  — некоторый множитель, зависящий от размера капель и длины волны рассматриваемых лучей, а

$$f(z) = \int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} (w^2 - zw) dw$$

— так называемый интеграл Эри, где  $z = \frac{4}{\lambda} \theta \sqrt{\frac{2a^2\lambda}{4h}}$  и  $w = x \sqrt{\frac{4h \cos \theta}{3a^2\lambda}}$  ( $x$  — расстояние действующей точки эвольвенты от наименее отклоненного угла луча).

При данном размере капель (радиусом  $a$ ) и длине волны  $\lambda$   $z$  и  $w$  определяются углом  $\theta$ , образованным рассматриваемыми лучами с направлением наименее отклоненного луча (рис. 175), и величиной  $h = \frac{k^2 - 1 \sin J}{k^2 \cos^2 J}$ , зависящей от числа отражений в капле  $k$  и показателя преломления.

В результате очень сложного вычисления интеграла Эри было получено распределение интенсивности света, изображенное графически на рис. 176, где начало координат находится

в положении наименее отклоненного луча. На этом же рисунке пунктирной линией изображено распределение интенсивности по теории Декарта.

Пергнер развил дальше исследования Эри, рассмотрев распределение интенсивности для ряда длин волн при различных размерах капель, и показал, какой вид будет иметь радуга и какое в ней будет расположение цветов в зависимости от размера капель. Оказалось, что чем более крупные капли обуславливают появление радуги, тем резче выражены в ней отдельные цвета и тем она уже; наоборот, при очень малых размерах капель радуга будет широкая и почти белая со слегка окрашенным краем; такая радуга иногда наблюдается в туманах. Установлено также, что при крупных каплях вторичные дуги непосредственно примыкают к фиолетовому краю главной радуги и, хотя они не широкие, цвета в них достаточно отчетливо выражены.

За последнее время показано, что теория радуги в общем виде может быть развита исходя из электромагнитной теории света при рассмотрении рассеяния на больших частицах, но на этом специальном вопросе останавливаться не будем.

## § 2. Явления гало

Если между солнцем или луной и глазом наблюдателя в атмосфере находится легкое облако, элементами которого являются кристаллы льда, то в результате преломления и отражения лучей, проходящих сквозь такое облако, возникает целый ряд световых явлений, которые носят название гало. При всем разнообразии форм гало среди них можно выделить некоторые основные формы, наблюдающиеся наиболее часто; они схематически изображены на рис. 177. Из них особенно часто наблюдается гало в виде круга в  $22^\circ$ .

Явления гало по характеру их окраски можно разделить на две группы: 1) гало, слегка окрашенные в радужные цвета, причем красный цвет всегда располагается в частях гало, более близких к солнцу, например круги радиусом  $22^\circ$  и  $46^\circ$ , ложные солнца в  $22^\circ$  и некоторые другие, и 2) гало, не имеющие окраски (белые), например горизонтальный круг, столбы и др. Это, несомненно, указывает на то, что в цветных гало мы имеем дело с явлением преломления лучей в ледяных кристаллах, а в бесцветных гало — с отражениями лучей от граней кристаллов.

Для объяснения явлений гало следует напомнить, что ледяные кристаллы принадлежат к гексагональной системе и благодаря сочетанию различных форм этой системы могут принимать самый разнообразный вид. Однако гало возникают при наличии лишь некоторых форм кристаллов. Основными формами,



при которых возникают гало, являются: 1) кристаллы с сильно развитой главной осью в сравнении с побочными. Они имеют форму шестигранных столбиков иногда с прибавлением к одному или обоим основаниям шестигранных в основном усеченных пирамид; 2) кристаллы с весьма слабо развитой главной осью, имеющие вид шестиугольных пластинок. Все остальные формы можно рассматривать как комбинации этих двух основных форм.

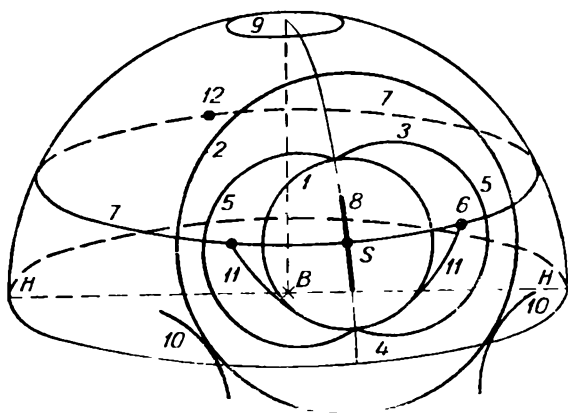


Рис. 177. Главные формы гало.

1 — малый круг ( $22^\circ$ ); 2 — большой круг ( $46^\circ$ ); 3 — касательная верхняя дуга к кругу  $22^\circ$ ; 4 — касательная нижняя дуга к кругу  $22^\circ$ ; 5 — описанное гало; 6 — ложные солнца; 7 — горизонтальный круг; 8 — столбы; 9 — околозенитная дуга; 10 — боковые касательные дуги к кругу  $46^\circ$ ; 11 — дуги Ловица; 12 — противосолнце.

При своем падении в атмосфере кристаллы стремятся ориентироваться таким образом, чтобы сопротивление со стороны воздуха их падению было наибольшим.

В теории гало приходится учитывать ориентировку главной оси кристаллов. В этом отношении следует различать случаи, когда у преобладающего числа кристаллов в облаке главная ось ориентирована вертикально, горизонтально и беспорядочно (во всевозможных направлениях). В первых двух случаях мы имеем строго ориентированные гало, форма которых изменяется с изменением высоты солнца; в последнем случае гало принимают форму окружностей, в центре которых расположено солнце.

Для объяснения образования окрашенных форм гало рассмотрим ход луча в ледяной призме, упавшего на нее в плоскости, перпендикулярной к грани, причем предварительно укажем, что луч, вошедший в призму через некоторую грань,

может выйти из нее только через грани, образующие с первой угол не больше  $99^{\circ}32'$ . Действительно, рассмотрим луч (рис. 178), падающий на грань  $ab$  под углом падения  $i$ . Преломившись под углом  $e$ , он выходит через другую грань  $cd$ , образуя угол падения  $e'$  и угол выхода  $i'$ . Так как показатель преломления льда  $n = \frac{\sin i'}{\sin e} = 1,31$ , то для предельного случая, когда  $i' = 90^{\circ}$  (и, следовательно, луч уже не может выйти

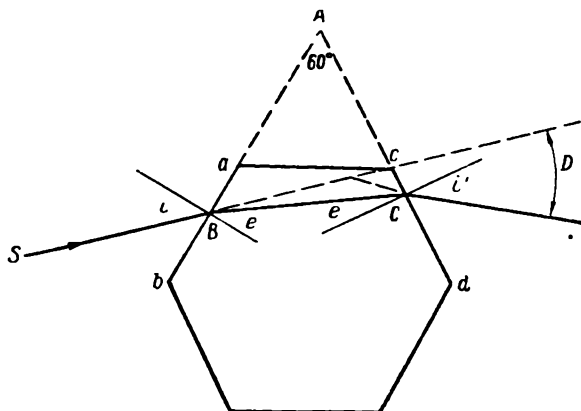


Рис. 178. Ход луча в ледяной призме.

из призмы), мы найдем, что  $e' = 49^{\circ}46'$ , а  $e + e' = A$ , где  $A$  — преломляющий угол призмы. В связи с тем, что  $e$  и  $e'$  не больше  $49^{\circ}46'$ , то и  $A$  не может быть больше  $99^{\circ}32'$ . Таким образом, для нас могут иметь значение только грани, образующие между собой углы меньше  $99^{\circ}32'$ ; из этих углов наибольший интерес имеют углы  $60$  и  $90^{\circ}$ .

Возвращаясь к рис. 178, найдем угол  $D$ , на который луч отклонится от первоначального направления; он будет равен

$$D = i - e + i' - e' = i + i' - A. \quad (8)$$

Найдем минимальное значение  $D = D_{\text{мин}}$ . Для этого возьмем производную по  $i$  от  $D$  и приравняем ее нулю

$$\frac{dD}{di} = 1 + \frac{di'}{di} = 0. \quad (9)$$

С другой стороны, дифференцируя равенство  $e + e' = A$  по  $e$ , найдем

$$\frac{dA}{de} = 1 + \frac{de'}{de}. \quad (10)$$

Из равенств (8) и (9) получим, что  $\frac{di'}{di} = \frac{de'}{de}$ , а отсюда

$$i = i' \quad (11)$$

и

$$e = e' = \frac{A}{2} \quad (11')$$

как условия минимума  $D_{\text{мин}}$ .

Из (9) и (10) найдем далее, что

$$D_{\text{мин}} = 2i - A \quad \text{или} \quad i = \frac{D_{\text{мин}} + A}{2}, \quad (12)$$

а из (10) и (11')

$$\sin \frac{D_{\text{мин}} + A}{2} = n \sin \frac{A}{2}$$

Приведем значения  $D_{\text{мин}}$ , вычисленные по этой формуле, для лучей различной длины волны (табл. 85).

Таблица 85

Цвет	$n$	$A = 60^\circ$	$A = 90^\circ$
Фиолетовый . . . . .	1,317	22°22'	47°16'
Желтый . . . . .	1,310	21 50	45 44
Красный . . . . .	1,307	21 34	45 06

Формула (12) принимает несколько более сложный вид в общем случае, когда рассматривается луч, падающий под некоторым углом  $h$  к нормальной плоскости призмы; так, если  $k$  — угол наклона преломленного луча к нормальной плоскости, то

$$\sin \frac{D_{\text{мин}} + A}{2} = n \frac{\cos k}{\cos h} \sin \frac{A}{2}, \quad (12')$$

т. е. значения угла наименьшего отклонения изменяются.

Как видно из (8), величина угла отклонения  $D$  при разных значениях угла падения  $i$  будет различной. При уменьшении  $i$  увеличивается  $i'$ , и наоборот (см. рис. 178). Отсюда следует, что больше всего луч отклонится тогда, когда разность  $i - i'$  достигнет наибольшего значения; это будет при  $i = 90^\circ$  или при  $i' = 90^\circ$ . Следовательно,

$$D_{\text{макс}} = 90 + i - A, \quad (13)$$

откуда

$$i = D_{\text{макс}} + A - 90.$$

Применяя выведенные формулы к различным случаям расположения кристаллов в атмосфере и их форм, можно объяснить разнообразные формы гало. Рассмотрим для примера, как образуются ложные солнца и гало в  $22^\circ$ .

Представим себе, что ледяные кристаллы ориентированы в атмосфере так, что их главные оси перпендикулярны к горизонтальной плоскости и что преломляющий угол  $A=60^\circ$ . Предполагая, что лучи идут в плоскости горизонта, применив формулу (12), найдем то минимальное значение угла отклонения лучей  $D_{\min}$ , при котором будет максимум света; для фиолетовых и красных лучей получим числа, приведенные выше. Следовательно, на таком расстоянии от солнца мы получили бы цветное пятно шириной  $22^\circ 22' - 21^\circ 34' = 48'$ , окрашенное с внутренней стороны

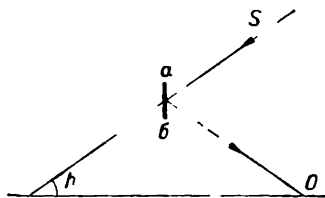


Рис. 179.

в красный цвет, если бы солнце представлялось одной точкой, а так как его диаметр равен  $32'$ , то ширина пятна составит  $1^\circ 20'$ .

Если солнце находится на некоторой высоте над горизонтом и, следовательно, его лучи падают под определенным углом к плоскости нормальных сечений призм, следует воспользоваться формулой (12'). В этом случае мы найдем, что расстояние ложного солнца в  $22^\circ$  от солнца с увеличением высоты последнего увеличивается, причем при высотах солнца больше  $60,8^\circ$  ложные солнца совсем не могут наблюдаться.

До сих пор принималось, что лучи падают на призмы под углами, дающими наименьшее отклонение, но в действительности они падают под самыми разными углами, поэтому от ложного солнца в сторону, противоположную солнцу, тянутся светлые хвосты, и с этой стороны оно не имеет резкой границы.

Если отказаться от предположения, что кристаллы занимают ориентированное положение, и допустить, что их главные оси расположены беспорядочно, то легко понять, что вокруг солнца будет видно светлое кольцо, окрашенное с внутренней стороны в красный цвет; его радиус для красного цвета  $21^\circ 6'$ , для фиолетового —  $22^\circ 4'$ . С внутренней стороны оно очерчено резко, а с наружной его интенсивность постепенно ослабевает. Таким образом, это является объяснением гало в  $22^\circ$ .

Совершенно аналогично, полагая преломляющий угол призмы равным  $90^\circ$ , можно найти объяснение гало в  $46^\circ$  и ложных солнц в  $46^\circ$ .

Несколько иначе объясняется образование бесцветных форм гало. В качестве примера рассмотрим белый горизонтальный

круг, образование которого объясняется отражением лучей от боковых граней призм.

Действительно, лучи солнца  $S$ , падая на грань  $ab$  (рис. 179) и отражаясь от нее, дадут в глазу наблюдателя  $O$  изображение солнца на высоте  $h$ , на которой находится солнце. Если кристаллы расположены во всевозможных направлениях от наблюдателя, то он увидит на небесном своде белый горизонтальный круг, проходящий через солнце по всему небесному своду.

Подобным образом преломлением или отражением, а также и их совокупным действием можно объяснить и все остальные как главнейшие, так и необычные редкие формы гало.

### § 3. Венцы, глории и другие аналогичные явления

Если смотреть на луну и солнце сквозь легкую пелену облаков, то зачастую их можно видеть окруженными довольно яркими радужными кольцами, носящими название венцов. Внутренняя часть венца — так называемый ореол — непосредственно примыкает к светилу и представляется в виде светлого круга, в котором цвета от голубовато-белого через желтый переходят в красный, располагающийся снаружи. Размеры ореола — его красного края — весьма различны и иногда доходят до  $5^\circ$ . В благоприятных случаях к ореолу с его наружной стороны примыкают разделенные темными промежутками радужные кольца (число их иногда может достигать трех), цвета в которых, выраженные менее резко, идут в том же порядке, как и в ореоле, т. е. всегда красный располагается снаружи. Эти явления наблюдаются как при облаках, элементами которых являются водяные капли, так и при облаках из ледяных кристаллов.

Расположение цветов и характер всего явления показывают, что здесь мы имеем дело с дифракцией света, и теория венцов сводится к рассмотрению дифракции света, происходящей при его прохождении сквозь малые отверстия или узкие щели. Роль отверстий играют водяные капли, а роль щелей — ледяные иглы.

Рассматривая случай прохождения монохроматического света через водяные капли и заменяя частицу отверстием, найдем, как известно из оптики, что распределение освещенности  $I$  в дифракционном изображении выразится рядом

$$I = \pi^2 r^4 \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{m^2}{1} + \frac{1}{3} \frac{m^4}{(1 \cdot 2)^2} - \frac{1}{4} \frac{m^6}{(1 \cdot 2 \cdot 3)^3} + \dots \right], \quad (14)$$

где

$$m = \frac{\pi r}{\lambda} \sin \theta$$

( $\theta$  — угол, образованный рассматриваемыми лучами с их первоначальным направлением,  $r$  — радиус капли).

Ряд (14) сходится при любом значении  $m$ , и его суммирование при значениях  $m \geq 0$  даст полное распределение освещенности в дифракционном изображении. Вычисление показывает, что в случае монохроматического света изображение состоит из ряда колец, отделенных одно от другого темными окружностями. Максимумы яркости и их относительные значения, а также минимумы, равные нулю, приведены для различных значений  $\frac{m}{\pi}$  в табл. 86.

Таблица 86

№ колец	Максимум			Минимум		
	$\frac{m}{\pi}$	разность	$I_{\text{макс}}$	$\frac{m}{\pi}$	разность	$I_{\text{мин}}$
1	0,000		1	0,610		0
2	0,819	—0,819	0,0174	1,116	—0,506	0
3	1,346	—0,527	0,0042	1,619	—0,503	0
4	1,856	—0,512	0,0016	2,121	—0,502	0
		—0,504			—0,501	

Значение угла  $\theta_{\text{мин}}$ , соответствующее минимумам яркости, можно найти из соотношения

$$\sin \theta_{\text{мин}} = \frac{\lambda}{r} \left( \frac{m}{\pi} \right)_{\text{мин}}. \quad (15)$$

Если обратить внимание на разность между соседними значениями  $\frac{m}{\pi}$ , соответствующими минимуму, то видно, что она остается почти постоянной и равной 0,50. Это дало основание для положения минимумов написать следующую эмпирическую формулу:

$$\sin \theta_n = (n + 0,22) \frac{\lambda}{2r}, \quad (16)$$

где  $n$  — порядковый номер минимума.

Из формулы (16), а также из таблицы видно, что при малом значении угла  $\theta$  первый минимум ( $n=1$ ) будет иметь угловой радиус

$$\theta_1 = 0,61 \frac{\lambda}{r} \quad (17)$$

и здесь расположится первое темное кольцо.

Второе темное кольцо будет иметь угловой радиус  $\theta_2 = 1,116 \frac{\lambda}{r}$ . Все последующие минимумы будут отстоять один от другого на расстояние, равное

$$\theta_n - \theta_{n-1} = 0,50 \frac{\lambda}{r}. \quad (18)$$

Из табл. 86 видно также, что яркость ореола (первого максимума) много больше, чем яркость дополнительных колец. Можно доказать, что в случае, когда имеется не одно, а множество одинаковых отверстий, то все явление сохраняет свой характер и только его интенсивность возрастает пропорционально числу отверстий.

Для венцов в облаках, состоящих из ледяных кристаллов (игл), теория сводится к рассмотрению дифракции при прохождении света сквозь узкую щель. Обозначая ширину щели через  $a$ , получим следующее выражение для распределения освещенности света:

$$I = a^2 \frac{\sin^2 u}{u^2}, \quad (19)$$

где

$$u = \frac{\pi a \sin \theta'}{\lambda}. \quad (20)$$

В этом случае положения минимумов определяются условием

$$\sin \theta'_n = n \frac{\lambda}{a}, \quad (21)$$

где  $n=1, 2, 3, \dots$ , а места максимумов условием

$$u = \text{tg } u. \quad (22)$$

В табл. 87 приведены некоторые числовые данные.

Сравнение данных табл. 86 и 87 показывает, что в случае кристаллических облаков все минимумы расположены один от другого на равных расстояниях и что при одинаковой освещенности в ореоле дополнительные венцы при ледяных кристаллах будут ярче.

Сравним между собой размеры ореола для водяной капли и ледяной иглы, положив ширину последней  $a$  равной диаметру капли ( $2r$ ); в этом случае

$$\sin \theta' : \sin \theta = 1 : (1 + 0,22), \quad (23)$$

т. е. ореол при водяных каплях шире на 22%, чем при ледяных иглах.

Таблица 87

№ колец	Максимум			Минимум		
	$\frac{u}{\pi} = \frac{a \sin \theta}{\lambda}$	разность	$I_{\text{макс}}$	$\frac{u}{\pi} = \frac{a \sin \theta'}{\lambda}$	разность	$I_{\text{мин}}$
1	0,000		1,000	1		0
2	1,430	—1,430	0,0472	2	—1	0
3	2,459	—1,029	0,0165	3	—1	0
4	3,471	—1,012	0,0083	4	—1	0
		—1,006			—1	

Так как в действительности свет не монохроматический и источник света не в виде точки, а имеет некоторое протяжение, то ореол приобретает радужную расцветку с голубовато-фиолетовым цветом внутри и красным снаружи; вследствие наложения дифракционных изображений от каждой точки источника света друг на друга ореол теряет свою чистоту (становится размытым) и увеличивается по ширине на величину радиуса источника света, т. е. на  $16^\circ$  для солнца и луны.

Так как размеры венцов зависят от размеров водяных капель и ледяных кристаллов, то по ним можно судить и о размерах последних, при этом, как нетрудно видеть из формул, чем меньше размеры венцов, тем с более крупными облачными элементами мы имеем дело. Длительные наблюдения приводят к заключению, что, по-видимому, большая часть облаков, дающих венцы, состоит из ледяных игл и что элементы этих облаков в основном имеют размеры от 0,5 до  $1,25 \cdot 10^{-3}$  мм.

Кроме рассмотренного явления венцов, в атмосфере наблюдается еще целый ряд дифракционных явлений, к которым следует отнести: 1) кольцо Бишопа, представляющее собой венец большого размера (до  $10^\circ$  шириной), окрашенный в красновато-коричневый цвет и располагающийся на расстоянии от солнца примерно от  $20$  до  $30^\circ$ . Замечено, что кольцо Бишопа особенно часто наблюдается после вулканических извержений, а также



в случаях сильной запыленности атмосферы; 2) иризирующие облака, когда краевые части облаков приобретают перламутровую окраску; обычно это наблюдается при тонких облаках As и Si, причем иризирующие части облаков располагаются на расстояниях от солнца от нескольких градусов до 20° и более.

Весьма красочное явление, аналогичное венцам, представляют собой так называемые *гории*. Это ряд светящихся радужных колец (до пяти) с красным цветом с наружной стороны, которые, однако, наблюдаются на поверхности облака или стены тумана, находящейся от наблюдателя в стороне, противоположной солнцу или луне; центр этих колец располагается по линии, являющейся продолжением прямой, соединяющей солнце и наблюдателя. Особенно часто они наблюдаются в горах при низком положении солнца и во время полетов на самолетах и аэростатах, когда они образуются на облаке вокруг тени самолета или головы наблюдателя. В некоторых случаях (в горах), когда горнии образуются вокруг увеличенной тени наблюдателя, это явление носит название Брокенского призрака по названию горы Брокен, где оно отмечается особенно часто. Аналогичное горниям явление наблюдается вокруг тени головы наблюдателя на поверхности луга или пашни, особенно покрытых росой; это так называемое *сияние*.

Удовлетворительное объяснение горний не могло быть найдено исходя из представлений геометрической оптики; его можно получить лишь на основе теории Ми. Не останавливаясь на очень сложной математической стороне этой теории, изложим лишь сущность явления. При рассеянии света на очень больших водяных каплях часть света рассеивается в направлении, обратном падающему лучу, причем индикатриса рассеяния имеет очень сложный вид с рядом чередующихся максимумов и минимумов. Этот дифрагированный свет, идущий к глазу наблюдателя от частиц облака или тумана, и воспринимается как горнии.

Теория Ми, как общая теория, описывающая полное количество света, рассеянного частицей, естественно, включает в себя и теорию венцов и позволяет определить положение максимумов и минимумов света в случае горнии и в случае венцов, правда, образованных только каплями воды, а не ледяными частицами. Согласно этой теории, для углового расстояния  $\theta$  максимумов и минимумов венцов и горний получено выражение

$$\sin \frac{\theta}{2} = b \frac{\lambda}{4\pi r}, \quad (24)$$

где, как и ранее,  $r$  — радиус капли,  $b$  — численный множитель, значения которого приведены в табл. 88.

Оказывается, что при одинаковом размере капель на месте максимума яркости в венцах в горниях располагаются мини-

мумы яркости, и наоборот. Формула (24) согласуется с результатами наблюдений и опытов лучше, чем (16). Из этой формулы для вычисления радиуса капель имеем

$$r = \frac{b\lambda}{4\pi \sin \frac{\theta}{2}} . \quad (25)$$

Таблица 88

№ венца и глории	Максимум в венце, минимум в глории	Минимум в венце, максимум в глории
1	5,1	3,05
2	8,4	6,7
3	11,6	10,0

Таким образом, чем меньше размеры венцов или глорий, тем больше размеры капель, в результате дифракции на которых они образуются.

Описание и подробное объяснение всех рассмотренных в настоящей главе явлений дается в специальных курсах атмосферной оптики.

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ (АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО)

Электрические явления, происходящие в атмосфере, и ее электрические свойства имеют существенное значение для многих метеорологических процессов в нашей практической деятельности.

Наиболее известны и доступны непосредственному восприятию такие явления, как грозовые разряды (молнии), светящиеся тихие разряды острий (огни Эльма) и полярные сияния.

Обширный круг вопросов, связанных с изучением электрических свойств атмосферы, составляет содержание специального раздела физики атмосферы — учения об атмосферном электричестве. В ряде следующих глав рассмотрим основные результаты, полученные в этой области.

## Глава 28

### ИОНИЗАЦИОННОЕ СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРЫ

#### § 1. Основные понятия. Ионы в атмосфере и ее проводимость

Уже давно (1755 г.) было обнаружено, что заряженный и идеально изолированный от земли проводник, находясь в воздухе, постепенно теряет свой заряд. Закон, по которому происходит эта потеря заряда, гласит, что уменьшение заряда проводника в единицу времени пропорционально в каждый момент имеющемуся на проводнике заряду  $Q$ , т. е.

$$\frac{dQ}{dt} = -aQ, \quad (1)$$

что после интегрирования дает

$$Q_t = Q_0 e^{-at}, \quad (2)$$

где  $t$  — время и  $a$  — так называемый коэффициент рассеивания

Правильное объяснение этого явления рассеивания было дано лишь в конце прошлого столетия, когда экспериментально установили, что атмосфера находится в ионизированном состоянии, т. е. содержит мельчайшие положительно и отрицательно заряженные частички, получившие название ионов (радиус  $< 10^{-5}$  см). Благодаря присутствию ионов атмосфера не является идеальным изолятором, а обладает способностью проводить электричество.

Ионы в атмосфере образуются в результате процесса ионизации газов, входящих в состав воздуха, когда под воздействием внешнего агента — ионизатора — молекуле или атому газа сообщается энергия, достаточная для того, чтобы удалить один из наружных валентных электронов атома из сферы действия ядра. В результате этого первоначально электрически нейтральный атом, в котором положительный заряд ядер равен общему заряду валентных (наружных) электронов, лишившись одного из них, становится положительно заряженным. Выделившийся же электрон в условиях нормального давления почти мгновенно (за время, меньшее  $10^{-9}$  сек.) присоединяется к одному из нейтральных атомов окружающей среды на дозволённом высшем энергетическом уровне и образует отрицательный ион. Указанным путем образуются попарно (положительный и отрицательный) ионы, имеющие молекулярные размеры и несущие по одному элементарному заряду, который равен  $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$  CGSE  $= 1,6 \cdot 10^{-19}$  к.

Однако такие первично образовавшиеся молекулярные ионы существуют очень недолго (доли секунды), так как под действием поляризационных сил к ним присоединяется некоторое число (порядка 10—15) молекул из окружающего воздуха, в результате чего образуются достаточно устойчивые комплексы молекул, получившие название нормальных, или легких, ионов. Но в атмосфере постоянно находятся во взвешенном состоянии посторонние мельчайшие частицы больших размеров (ядра конденсации и другие частицы аэрозоля). Легкие ионы, присоединяясь к ним, отдают им свой заряд. Таким образом образуются ионы, имеющие более крупные размеры, так называемые тяжелые ионы, или ионы Ланжевена. Иногда в атмосфере обнаруживаются ионы средних размеров, так называемые средние, или промежуточные, ионы, природа которых еще не вполне ясна.

Тяжелые ионы также обычно несут один элементарный заряд. Теоретическое рассмотрение вопроса о величине их заряда приводит к выводу, что они могут иметь больше одного элементарного заряда только в случае, если их радиус больше  $10^{-6}$  см, но, как показывают наблюдения, число таких ионов ничтожно.

Ионы, находящиеся в атмосфере, можно рассматривать как

некоторую примесь в атмосферном воздухе, отличающуюся от остальных молекул воздуха и взвешенных частиц только наличием на них электрических зарядов. Поэтому наряду со всеми обычно действующими в атмосфере силами на ионы еще оказывают влияние электрические силы. Под их действием ионы, находясь во внешнем электрическом поле, перемещаются вдоль силовых линий этого поля со скоростью  $u$ , пропорциональной напряженности поля  $E$  и зависящей от природы иона. Скорость этого дрейфа ионов под действием электрической силы в поле напряженностью, равной единице, называют подвижностью ионов  $k = \frac{u}{E}$ , где  $u$  — скорость движения иона. Обычно подвижность выражается в  $\text{см/сек}$ :  $\text{в/см}$ , т. е. в  $\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ .

Подвижность является основной величиной, характеризующей ионы. Она зависит от рода ионизируемого газа. Так, чем сложнее и тяжелее молекулы газа, тем меньше подвижность образующихся ионов. Она зависит также от температуры и давления газа, причем изменяется обратно пропорционально плотности газа.

Зависимость  $k$  от температуры  $T$  и давления  $p$ , которая имеет большое значение для суждения о ионах в высоких слоях атмосферы, может быть представлена в виде

$$k(T, p) = k(T_0 p_0) \frac{p_0}{p} \frac{T}{T_0}. \quad (3)$$

Ланжевен, исходя из представлений кинетической теории газов, показал, что в первом приближении подвижность  $k$  указанных выше молекулярных ионов некоторого газа равна

$$k = a \frac{e}{m} \frac{l}{v}, \quad (3')$$

где  $a$  — некоторый численный коэффициент (порядка 0,5—1,0),  $\frac{e}{m}$  — отношение заряда иона к его массе,  $l$  — средняя длина свободного пробега иона и  $v$  — средняя скорость его теплового движения.

Дальнейшее развитие теории Ланжевена, выполненное им и рядом других исследователей, привело к более точным, но и значительно более сложным выражениям для подвижности легких ионов, результаты вычисления по которым хорошо согласуются с данными наблюдений. Согласно лабораторным исследованиям, при комнатной температуре ( $20^\circ$ ) в чистом воздухе при нормальном атмосферном давлении (760 мм) подвижность легких ионов в среднем равна  $k_+ = 1,37 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ ,  $k_- = 1,89 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ , причем  $\frac{k_-}{k_+} = 1,38$ .

Подвижность легких ионов в нижнем слое атмосферы в естественных условиях также составляет величину порядка 1—

$2 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ , причем она ближе к значению  $1 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ , при этом подвижность отрицательных ионов обычно несколько больше, чем положительных. Вместе с тем установлено влияние влажности воздуха на величину подвижности отрицательных ионов, которое проявляется в том что при увеличении влажности подвижность их заметно уменьшается. С поднятием над уровнем моря подвижность легких ионов возрастает в соответствии с соотношением (3).

Подвижность тяжелых ионов значительно (в  $10^3$ — $10^4$  раз) меньше подвижности легких и притом изменяется в очень широких пределах.

Ионы, содержащиеся в атмосфере, несколько условно могут быть разделены по их размерам и величине их подвижности на определенные группы, указанные в табл. 89.

Таблица 89

Основные группы ионов в атмосфере

Группа ионов	Подвижность $k$ $\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$	Радиус иона $r$ см
Легкие . . . . .	$>1$	$6,6 \cdot 10^{-8}$
Средние {	более мелкие . . . . .	$(6,6 - 80) 10^{-8}$
	более крупные . . . . .	$(80 - 250) 10^{-8}$
Тяжелые (ионы Ланжевена) . . . . .	$10^{-3} - 25 \cdot 10^{-4}$	$(250 - 550) 10^{-8}$
Ультратяжелые . . . . .	$\leq 25 \cdot 10^{-4}$	$550 \cdot 10^{-8}$

Напомним, что размеры капель тумана и облачных элементов  $10^{-4}$ — $10^{-3}$  см, а размеры дождевых капель еще больше. Эти частицы так же, как и частицы пыли, могут иметь заряды, но уже к числу ионов их обычно не относят.

Основной величиной, характеризующей ионизационное состояние атмосферы, является число ионов, содержащихся в единице объема ( $1 \text{ см}^3$ ),  $n$  ион  $\cdot \text{см}^{-3}$ , так называемая концентрация ионов. При этом обычно рассматривают в отдельности число ионов каждой из двух основных групп подвижностей ионов — легких и тяжелых. Иногда изучают более подробно распределение числа ионов по подвижностям и находят кривую распределения  $n_k = f(k)$ ; в этом случае мы получаем так называемый спектр ионов по подвижностям.

Наличие ионов в атмосфере определяет ее проводящую способность или проводимость. Действительно, ионы движутся в электрическом поле напряженностью  $E$  со скоростью  $kE$ , и так как каждый ион имеет заряд, равный  $e$ , то при концентрации ионов, равной  $n \text{ см}^{-3}$ , через каждый  $1 \text{ см}^2$  поверхности, пер-

пендикулярной к направлению поля  $E$ , в единицу времени будет переноситься в одну сторону заряд, равный  $i_+ = n_+ k_+ e E$ , и в обратную сторону заряд  $i_- = n_- k_- e E$ . Сумма их, равная

$$i = i_+ + i_- = (n_+ k_+ + n_- k_-) e E, \quad (4)$$

дает плотность тока проводимости, произведения же

$$\lambda_+ = n_+ k_+ e \quad \text{и} \quad \lambda_- = n_- k_- e \quad (5)$$

представляют так называемые полярные проводимости, а сумма полярных проводимостей дает суммарную проводимость

$$\lambda = \lambda_+ + \lambda_-. \quad (6)$$

Имея в виду, что в атмосфере содержатся ионы различных подвижностей, выражение для проводимости следует более точно написать в виде  $\lambda = \sum_{j=1}^{\infty} (n_+ k_+ + n_- k_-)_j e$ , где суммирование распространено на все группы ионов различной подвижности, содержащиеся в атмосфере. Ограничиваясь делением ионов на три группы — легких, средних и тяжелых, — напомним

$$\lambda = n_d k_d e + n_{cp} k_{cp} e + N_T k_T e. \quad (7)$$

Учитывая средние значения подвижностей, приведенные в табл. 89, найдем, что даже при большом числе тяжелых ионов  $N_T$  основную роль в сумме (7) играет первый член, и расчеты показывают, что проводимость атмосферы более чем на 95% обусловлена легкими ионами.

На основании изложенного легко объяснить указанное в начале параграфа явление рассеяния заряда с проводника. Действительно, вокруг заряженного тела создается электрическое поле, напряженность которого у поверхности проводника  $s$  в каждой точке связана с поверхностной плотностью заряда в ней  $\sigma$  соотношением  $E = 4\pi\sigma$ . В то же время суммарный заряд

тела равен  $Q = \int_s \sigma ds = \int_s \frac{E}{4\pi} ds$ . Под действием поля ионы из

окружающего пространства создают ток, который для всей поверхности проводника будет

$$\frac{dQ}{dt} = - \int_s \lambda E ds. \quad (8)$$

Из сказанного ясно, что

$$- \frac{dQ}{dt} = \int_s \lambda E ds = 4\pi\lambda \int_s \frac{E}{4\pi} ds = 4\pi\lambda Q,$$

откуда

$$Q = Q_0 e^{-4\pi\lambda t} = Q_0 e^{-at}, \quad (9)$$

т. е. коэффициент рассеяния связан с проводимостью соотношением

$$a_{\pm} = 4\pi\lambda_{\pm}. \quad (10)$$

Таким образом, при наличии в атмосфере вертикально направленного электрического поля напряженностью  $E$  в ней имеет место вертикальный ток проводимости, плотность которого в соответствии с (4) будет

$$i = i_+ + i_- = (\lambda_+ + \lambda_-) E = \lambda E. \quad (11)$$

Этот ток обычно направлен к земной поверхности. Так как  $\lambda = \frac{1}{r}$ , где  $r$  — удельное сопротивление воздуха, то соотношение (11) можно написать в виде

$$i = \frac{E}{r}. \quad (11')$$

Если рассматривать вертикальный столб воздуха единичного сечения от земной поверхности до высоты  $h$ , то сопротивление такого столба будет равно

$$R = \int_0^h r dh = \int_0^h \frac{1}{\lambda} dh.$$

Расчеты показывают, что сопротивление  $R$  при увеличении  $h$  увеличивается особенно быстро в нижних слоях атмосферы и в слое от 0 до 10 км оно составляет уже примерно  $\frac{9}{10}$  полного сопротивления всей толщи атмосферы, равного  $10^{21}$  ом/см<sup>2</sup>.

В заключение отметим, что при наличии в атмосфере ионов и других заряженных частиц величина суммарного заряда каждого знака на всех частичках, содержащихся в некотором объеме, может оказаться неодинаковой. Тогда можно найти заряд данного объема и плотность объемного заряда  $\rho$ ; под последним понимают величину избыточного заряда, отнесенного к единице объема (1 см<sup>3</sup> или 1 м<sup>3</sup>). Объемные заряды играют очень большую роль во всех атмосферно-электрических явлениях.

## § 2. Основные ионизаторы атмосферы

Из всех многочисленных известных ионизаторов главнейшими для нижних слоев атмосферы являются излучения радиоактивных веществ, содержащихся в земной коре и атмосфере, а также космические лучи. Ультрафиолетовые лучи солнца в области тех длин волн ( $\lambda > 285 \mu$ ), которые проникают в нижнюю стратосферу и тропосферу, никакой роли в ионизации этих слоев атмосферы не играют. Их действие может проявиться только в фотоэлектрическом эффекте, но этот эффект



в естественных условиях настолько мал, что им практически можно пренебречь. Наряду с названными главнейшими ионизаторами атмосферы можно указать еще большое число других факторов, под действием которых в атмосфере образуются ионы, но все они имеют совершенно второстепенное и притом весьма ограниченное по месту и времени значение.

Интенсивность действия какого-либо ионизатора в атмосфере оценивается числом пар ионов, образующихся в 1 сек. в  $1\text{ см}^3$  воздуха при стандартных условиях давления и температуры. Эта единица обозначается через  $I$ .

Радиоактивность горных пород, слагающих земную кору, очень мала. В среднем горные породы содержат около  $1 \cdot 10^{-12} \text{ г Ra}$  на  $1 \text{ г}$  породы, что соответствует примерно  $3 \cdot 10^{-6} \text{ г U}$  или  $10^{-5} \text{ г Th}$  на  $1 \text{ г}$  породы.

При такой малой степени радиоактивности обычных горных пород и вод на земной поверхности непосредственное действие их излучений мало и простирается на небольшую высоту. Действием их  $\alpha$ -излучений, проникающих в атмосферу до высоты в несколько сантиметров, вообще можно совсем пренебречь. Заметную роль играет лишь  $\gamma$ -излучение, а вблизи земной поверхности еще и  $\beta$ -лучи. Ионизирующая способность  $\beta$ -лучей составляет у земной поверхности примерно около  $1I$ , а для  $\gamma$ -лучей — примерно  $3I$ . С высотой ионизирующее действие  $\beta$ -лучей убывает по экспоненциальному закону, и уже на высоте в несколько сотен метров его можно принять равным нулю.

В связи с незначительным ионизирующим действием этих лучей основное значение для ионизации атмосферы имеют те радиоактивные вещества, которые содержатся в самой атмосфере. Такими веществами являются радиоактивные эманации (радия, тория, актиния) и продукты их распада.

Радиоактивные элементы попадают в атмосферу вместе с почвенным воздухом при обмене его с наружным воздухом.

Рядом исследований установлено, что выход эманации Ra из почвы (эксгаляция) может быть в среднем оценен значением  $40 \cdot 10^{-18} \text{ кюри/см}^2 \text{ сек}^{-1}$ . Поступив в атмосферу, радиоактивные продукты разносятся от места своего выхода вертикальными и горизонтальными течениями на расстояние, тем большее, чем больше продолжительность их жизни. Поэтому основное значение в радиоактивности атмосферы имеют только некоторые долго живущие продукты (среди них эманация радия с полупериодом распада 3,82 дня), следы которых обнаруживаются еще посреди открытого океана до высот в несколько километров

---

<sup>1</sup> Напомним, что кюри — это количество радиоактивного вещества, дающее  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов в 1 сек.

(до 6 км). Приведем в табл. 90 основные данные о радиоактивности земной коры и атмосферы.

Таблица 90

Радиоактивность земной коры и атмосферы

Горные породы . . . . .	$1-3 \cdot 10^{-12}$ г Ra г
Почвенный воздух . . . . .	$2 \cdot 10^{-11}$ кюри/л
Атмосферный воздух:	
над сушей . . . . .	$1,2 \cdot 10^{-13}$ кюри л
над океаном вдали от берега .	$1 \cdot 10^{-14}$ "
над океаном вблизи берегов .	$1 \cdot 10^{-15}$ "

Общее число пар ионов, образующихся в атмосфере под действием радиоактивных излучений, над океаном вдали от берегов можно принять близким к нулю, а над сушей у земной поверхности оно составляет несколько пар ионов (порядка 10/) и различно в разных местах. Естественно, что в районах с повышенной радиоактивностью (минеральные радиоактивные источники, месторождения радиоактивных элементов и т. п.) радиоактивность атмосферы, а в связи с этим и ее ионизация будет сильнее.

В последние годы очень большое значение приобретают те радиоактивные вещества, которые образуются при испытаниях ядерного оружия. Будучи заброшенными на значительные высоты, они могут долгое время оставаться в атмосфере во взвешенном состоянии, лишь очень медленно осаждаясь на земную поверхность. При большом периоде полураспада некоторых из них (например,  $\text{Sr}^{90}$  около 28 лет) они могут создавать дополнительную ионизацию, не говоря уже об их пагубном биологическом действии. Исследованию загрязнения атмосферы искусственными радиоактивными веществами в последние годы уделяется очень большое внимание, причем изучается как их содержание в воздухе, так и количество их, осаждающееся на земную поверхность, включая и их вымывание из атмосферы осадками.

Вторым ионизатором, имеющим гораздо большее значение для ионизации воздуха во всей толще атмосферы, являются космические лучи; так называют то очень сложное излучение, которое приходит к нам из космического пространства. Эти лучи имеют в основном галактическое происхождение, причем их источником являются, по-видимому, сверхновые и, возможно, новые звезды.

Сейчас твердо установлено, что первичные космические частицы, приходящие из мирового пространства, состоят в основном (на 99%) из протонов и небольшой доли других частиц,

обладающих громадной энергией (до  $10^{17}$  эл-в). Проникая в атмосферу, первичные космические частицы вступают во взаимодействие с атомами составляющих ее газов и дают начало большому числу новых весьма разнообразных частиц (электронов, позитронов, фотонов, мезонов и т. д.), которые в свою очередь взаимодействуют как между собой, так и с газами атмосферы. В результате поток космических лучей у земной поверхности, доступный нашему наблюдению, оказывается весьма

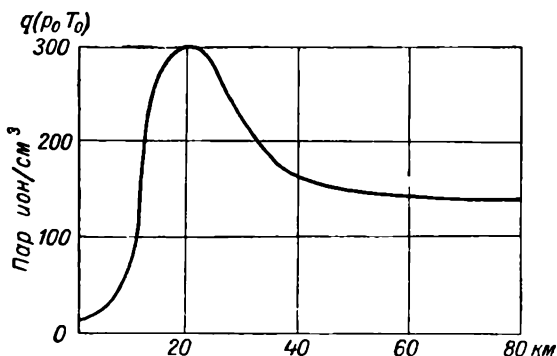


Рис. 180. Интенсивность ионообразования под действием космических лучей ( $41^\circ$  с. ш.).

сложным и отличным по составу от потока первичного излучения, вступившего в атмосферу. Интенсивность космических лучей почти неизменна во времени, и отмечаемые ее колебания совершенно ничтожны; лишь изредка наблюдаются кратковременные изменения, имеющие характер вспышек. Эти вспышки совпадают по времени со вспышками на Солнце, что свидетельствует о том, что Солнце в определенных условиях в некоторые моменты может явиться источником космических лучей.

При очень большой проникающей способности космические лучи пронизывают всю толщу атмосферы и даже проникают в глубь океанов и земной коры.

У земной поверхности интенсивность ионизации под действием космических лучей наименьшая у экватора, где она составляет 1,6/; с увеличением широты она возрастает до 1,9/ на широтах  $40^\circ$ , после чего при дальнейшем увеличении широты остается неизменной. С высотой интенсивность ионизации, обусловленная действием космических лучей, растет и достигает максимальных значений на высоте около 12—18 км, причем значение этого максимума больше, а его положение несколько выше на больших магнитных широтах. На рис. 180 приведена кривая изменения интенсивности ионообразования под действием космических лучей на разных высотах на

цироте  $41^{\circ}\text{C}$ , по данным наблюдений на ракетах. За последнее время в результате наблюдений с помощью ракет и искусственных спутников получено много новых данных в области изучения космических лучей.

Сравнение значимости двух рассмотренных ионизаторов показывает, что над сушей у земной поверхности ионизация на 80% обусловлена действием излучений радиоактивных веществ, содержащихся в атмосфере, и частично  $\gamma$ -излучений земной коры; в слое до 500 м ионизация на 75% определяется действием радиоактивных излучений; но роль последних весьма быстро уменьшается, и уже с высот более 5—6 км ионизация атмосферы почти полностью (на 100%) определяется действием только космических лучей; в целом же для слоя атмосферы 0—9 км они создают 95% всего числа образующихся ионов.

Над океанами вдали от берегов, где радиоактивность атмосферы мала, основным и практически единственным ионизатором являются космические лучи. То же имеется и на больших высотах вплоть до тех высот, на которые проникают ультрафиолетовые лучи солнца (с длиной волны  $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ ) и другие излучения (в частности, корпускулярные), обладающие энергией, достаточной для ионизации газов. Начиная с этих высот в ионосфере основным ионизатором уже является солнечное излучение.

Наряду с рассмотренными главнейшими ионизаторами атмосферы можно указать еще большое число процессов, приводящих к образованию в атмосфере ионов или заряженных частиц, но все они имеют второстепенное и притом ограниченное по времени и месту значение. К числу их, например, относятся грозовые разряды, тихие разряды с острий, фотоэлектронная эмиссия с поверхности некоторых минералов земной коры, термическая ионизация при процессах горения и вблизи действующих вулканов, баллоэлектрические явления, возникающие при дроблении твердых тел и распылении воды, и др. Некоторое значение в образовании заряженных частиц в воздухе имеют также процессы трения, которые всегда наблюдаются, если частицы при своем движении в воздухе сталкиваются друг с другом или соприкасаются с некоторой (в частности, с земной) поверхностью. При соприкосновении частиц те из них, диэлектрическая постоянная которых больше, приобретают положительный заряд, а с меньшей диэлектрической постоянной — отрицательный. Величина приобретаемого заряда может быть весьма значительной. Таким образом образуются заряженные частички дыма, пыли, поднимаемой ветром с земной поверхности, песка во время песчаных бурь, ледяных и снежных частиц во время метелей. Но особенно важное значение имеют процессы образования зарядов на частицах облаков и осадков, которые будут подробно рассмотрены далее.

### § 3. Иононирующая процессы. Воссоединение ионов

Концентрация ионов какого-либо рода (подвижности) и ее изменение во времени определяются, с одной стороны, числом ионов, образующихся в единицу времени, с другой стороны, числом ионов, уничтожающихся в то же время под действием ряда процессов. Основным из этих процессов является *воссоединение*, или *рекомбинация*, ионов, сущность которого заключается в том, что ионы противоположного знака, содержащиеся в некотором объеме газа, при встречах друг с другом могут взаимно нейтрализоваться.

Наиболее просто этот процесс можно понять, если представить себе, что в атмосфере содержатся ионы только одной какой-либо подвижности, например только легкие ионы, концентрацию которых обозначим через  $n_+$  и  $n_-$ .

Совершенно очевидно, что число ионов, воссоединяющихся в 1 сек. в  $1 \text{ см}^3$  воздуха, будет равно  $\alpha n_+ n_-$ , где  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности, так называемый *коэффициент воссоединения* (рекомбинации). Если в  $1 \text{ см}^3$  образуется  $q$  пар ионов в 1 сек., то для изменения числа ионов каждого знака во времени можно написать

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = q - \alpha n_+ n_- \quad (12)$$

Если допустить, что  $n_+ = n_- = n$  (это достаточно близко соответствует действительности), то получим

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 \quad (13)$$

В условиях стационарности, когда  $\frac{dn}{dt} = 0$ , будем иметь

$$q = \alpha n^2 \quad (14)$$

В сухом и совершенно чистом воздухе, по лабораторным исследованиям, при обычных условиях давления и температуры для легких ионов  $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ . Наблюдения в естественных условиях для чистой атмосферы обычно дают для  $\alpha$  несколько большие значения ( $1,6 - 4,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ ).

Теоретическое рассмотрение вопроса о воссоединении ионов показывает, что  $\alpha$  зависит от рода газа, а также от давления и температуры.

Из соотношения (14) следует, что в условиях стационарности концентрация ионов равна  $n = n_\infty = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$ . Интегрируя (13), найдем число ионов  $n_i$ , которое соответствует концентрации

ионов через промежуток времени  $t$ , после того как по достижении равновесия прекратится действие ионизатора ( $q=0$ ). Очевидно,

$$n_t = \frac{n_0}{1 + an_\infty t}.$$

Можно так же найти число ионов, которое будет наблюдаться через время  $t$  после начала действия ионизатора

$$n_t = \sqrt{\frac{q}{a}} \left[ \frac{1 - e^{-2\sqrt{aq} t}}{1 + e^{-2\sqrt{aq} t}} \right].$$

Следует, однако, отметить, что изложенные соотношения применительно к атмосферным условиям могут быть использованы (и то лишь приближенно) только в случаях особенно чистого воздуха, например над океанами и на значительных высотах. Действительно в атмосфере всегда содержатся не только легкие ионы, но и ионы других подвижностей, в частности тяжелые, а также незаряженные ядра. Концентрация этих более крупных частиц значительно больше концентрации легких ионов. Поэтому следует учитывать воссоединение всех ионов противоположного знака, характеризующихся различной подвижностью, например легких с тяжелыми и средними, тяжелых между собой и т. д. Кроме того, следует учитывать оседание (прилипание) ионов на нейтральных более крупных взвешенных в воздухе частицах, в результате которого ионы какой-либо подвижности (в основном легкие) прекращают свое существование, переходя в более тяжелые. Все эти процессы воссоединения легких ионов с тяжелыми и их оседания на незаряженных ядрах имеют преобладающее значение при рассмотрении вопроса об изменении числа легких ионов в нижних запыленных слоях тропосферы. Их можно приближенно учесть, вводя в правую часть уравнения (13) еще один член, имеющий вид  $\beta' n N$ , где  $\beta'$  — некоторый коэффициент, имеющий смысл коэффициента воссоединения, а  $N$  — общее число более крупных частиц, как заряженных, так и незаряженных. Тогда для данного случая напишем

$$\frac{dn}{dt} = q - an^2 - \beta' n N. \quad (15)$$

Действительно, ограничимся учетом только двух указанных выше процессов (воссоединения и прилипания), приводящих к уничтожению ионов, пренебрегая рядом других второстепенных, и рассмотрим изменение во времени числа легких  $n_+$  и  $n_-$  и тяжелых  $N_+$  и  $N_-$  ионов, а также числа незаряженных частиц  $N_0$ . Тогда можно написать следующие пять уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_+}{dt} &= q - \alpha n_+ n_- - \eta_{+, -} n_+ N_- - \eta_{+, 0} n_+ N_0 \\ \frac{dn_-}{dt} &= q - \alpha n_- n_+ - \eta_{-, +} n_- N_+ - \eta_{-, 0} n_- N_0 \\ \frac{dN_+}{dt} &= Q_+ + \eta_{+, 0} n_+ N_0 - \eta_{+, -} n_- N_+ - \gamma N_- N_+ \\ \frac{dN_-}{dt} &= Q_- + \eta_{-, 0} n_- N_0 - \eta_{-, +} n_+ N_- - \gamma N_+ N_- \\ \frac{dN_0}{dt} &= Q_0 + \eta_{-, +} n_- N_+ + \eta_{+, -} n_+ N_- + \\ &\quad + 2\gamma N_+ N_- - \eta_{+, 0} n_+ N_0 - \eta_{-, 0} n_- N_0 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Смысл этих уравнений ясен без объяснений. Здесь через  $q_+$ ,  $q_-$ ,  $Q_+$ ,  $Q_-$  и  $Q_0$  обозначено число соответствующих ионов и нейтральных частиц, возникающих в единице объема, обусловленное действием всех процессов, например процессами ионизации, диффузии, адвекции и т. д.;  $\alpha$  — коэффициент воссоединения легких ионов;  $\gamma$  — коэффициент воссоединения тяжелых ионов между собой, причем заметим, что его численное значение на три порядка меньше значения  $\alpha$  ( $\gamma \approx 1,4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$ );  $\eta$  — коэффициент воссоединения легких ионов с тяжелыми, а  $\eta_{+, 0}$  и  $\eta_{-, 0}$  — коэффициенты прилипания легких ионов к нейтральным ядрам.

Значения всех коэффициентов  $\eta$ , как показывает теория (по Брикару), зависят от коэффициентов диффузии легких ионов каждого знака, а также от эффективного радиуса (размера) нейтральной частицы и соответственно тяжелого иона, возрастая с увеличением последнего. Экспериментальные данные показывают, что их значения имеют тот же порядок величины, что и коэффициент воссоединения легких ионов ( $\approx 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ ); они несколько различны в разных местах и изменяются во времени. Так, по наблюдениям в Павловске (под Ленинградом), их средние значения равны:  $\eta_{+, 0} = 4,4 \cdot 10^{-6}$ ,  $\eta_{-, 0} = 4,1 \cdot 10^{-6}$ ,  $\eta_{+, -} = 6,5 \cdot 10^{-6}$  и  $\eta_{-, +} = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ .

Однако использование для описания ионизационного состояния атмосферы соотношений (16) даже в приближенной форме является чрезвычайно сложным, так как требует определения большого числа величин, трудно поддающихся измерению и к тому же сильно изменяющихся во времени. Поэтому систему (16) обычно упрощают еще более и применяют ее к изучению состояния ионизационного равновесия, которое при постоянной величине ионообразования и ионоуничтожения обычно устанавливается в течение нескольких минут (до 15 мин.).

Если пренебречь воссоединением тяжелых ионов между собой (так как  $\gamma \ll \alpha$ ) и положить, что  $Q_+ = Q_- = Q_0 = 0$ ,  $q_+ = q_- = q$

равно числу легких ионов, образующихся только в результате ионизации, а также принять, что  $n_+ = n_- = n$ ,  $N_+ = N_- = N'$ ,  $\eta_+ = \eta_- = \eta$ ,  $\mu = \mu$  и  $\eta_{+,0} = \eta_{-,0} = \eta$ , то тогда для изменения числа легких ионов каждого знака вместо первых двух уравнений системы (16) можно написать

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \mu n N' - \eta n N_0 = q - n [\alpha n + \mu N' + \eta N_0], \quad (17)$$

или сокращенно

$$\frac{dn}{dt} = q - \beta n, \quad (18)$$

где

$$\beta = \alpha n + \mu N' + \eta N_0. \quad (19)$$

Используя соотношения (16) при указанных упрощениях, можно показать, что

$$\beta = \alpha n + \beta' N, \quad (19')$$

где  $N = N_+ + N_- + N_0$  — общее число как заряженных, так и незаряженных ядер в единице объема, а  $\beta' = \frac{2\mu\eta}{2\eta + \mu}$ . Величина  $\beta'$  имеет тот же порядок, что и величина  $\alpha$  ( $\sim 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/сек).

В результате приходим к общему (приближенному) уравнению (15), описывающему изменение числа легких ионов во времени. Это уравнение в случае чистой атмосферы, когда  $N \approx 0$ , переходит в уравнение (13), в случае же сильно запыленной, когда  $N \gg n$  — в уравнение (18).

Величина  $\beta$  носит название *постоянной пропадаания легких ионов* (по Швейдлеру) и характеризует исчезновение легких ионов в результате их прилипания к нейтральным частицам аэрозоля и их воссоединения. Так как по численному значению  $\alpha$  и  $\beta'$  очень близки, то если  $N \gg n$ , что имеет место для сильно запыленного воздуха, приближенно можно принять  $\beta = \beta' N$ , откуда видно, что значения  $\beta$  сильно зависят от суммарного числа ядер  $N$ . Наблюдения, произведенные в ряде мест, дают в среднем значения  $\beta$  порядка  $10^{-3}$  см<sup>3</sup>/сек — от нескольких единиц до нескольких десятков  $(5-100) \cdot 10^{-3}$ .

Из соотношения (18), интегрируя его, найдем число ионов  $n_t$  по прошествии времени  $t$  после прекращения действия ионизатора ( $q=0$ ); оно будет равно  $n_t = n_\infty e^{-\beta t}$ . Из полученного выражения видно, что постоянная  $\beta$  может рассматриваться как величина, аналогичная (правда, только формально) постоянной радиоактивного распада. Это дало основание ввести в рассмотрение «среднюю продолжительность жизни» легкого иона как



средний промежуток времени между его образованием и исчезновением  $\tau = \frac{n}{q}$ . Если имеются только легкие ионы,  $\tau = \frac{n}{an^2} = \frac{1}{an}$ , а при наличии большого числа ядер и тяжелых ионов  $\tau = \tau' = \frac{1}{\beta}$ .

Наблюдения и расчеты показывают, что в зависимости от степени чистоты воздуха средняя продолжительность жизни легких ионов в атмосфере изменяется примерно от 30 сек. (для запыленного воздуха) до 1000 сек. для чистого воздуха. Что касается продолжительности жизни тяжелых ионов, то она во много раз больше продолжительности жизни легких ионов и может достигать часа и более.

Рассматривая содержание ионов в атмосфере, следует всегда иметь в виду также то обстоятельство, что в некоторой точке их концентрация изменяется не только в результате рассмотренных нами процессов, но и вследствие их переноса под действием электрических сил, а также диффузии от мест с большей концентрацией и их механического переноса с движущимися массами воздуха. Все это определяет весьма большую изменчивость в их содержании и чрезвычайную трудность теоретического рассмотрения этого вопроса, поэтому большое значение имеют непосредственные измерения.

#### § 4. Концентрация ионов и проводимость атмосферы по данным наблюдений

Для измерения проводимости атмосферы и числа ионов в настоящее время чаще всего применяется цилиндрический конденсатор, через который просасывается исследуемый воздух. Если внутри такого конденсатора создать электрическое поле, например, сообщив внутреннему электроду  $CD$  некоторый заряд, при котором его потенциал будет  $V$ , то ион  $K$  (рис. 181), вошедший в конденсатор на расстоянии  $r_0$  от его оси, будет двигаться внутри последнего, подчиняясь действию как механической силы просасывания воздуха, так и действию электрической силы, направленной перпендикулярно к оси конденсатора, причем его траектория опишется параболой. В зависимости от объемной скорости  $M \text{ см}^3/\text{сек}$  просасываемого воздуха, емкости конденсатора  $C \text{ см}$  и разности потенциалов между его обкладками  $V$  в нем будут полностью уловлены все ионы, подвижность которых больше некоторого предельного значения

$$k_{\text{пр}} = \frac{M}{4\pi CV}, \quad (20)$$

и некоторая часть ионов с меньшей подвижностью.

Производя измерение ионизационного тока, создаваемого внутри конденсатора ионами, оседающими на одной из его

обкладок, можно определить как проводимость воздуха, так и концентрацию ионов. Описание соответствующих методов дается в специальных руководствах, в частности в монографии И. М. Имянитова.

На основании многочисленных наблюдений, произведенных в различных пунктах, среднюю концентрацию легких ионов вблизи земной поверхности можно принять равной приблизительно 400—500 пар ионов/см<sup>3</sup>, причем число положительных

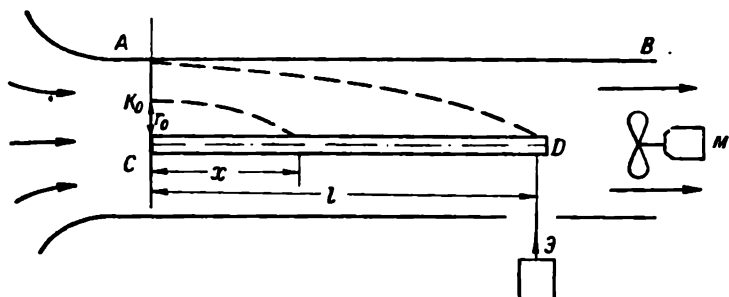


Рис. 181. Схема прибора для измерения числа ионов и проводимости.

ионов  $n_+$  в большинстве случаев несколько больше числа отрицательных  $n_-$  примерно в отношении  $\frac{n_+}{n_-} = 1,10—1,20$ . В соответствии с этим и проводимость атмосферы, определяемая в основном, как уже указано, легкими ионами, составляет величину порядка  $2,2 \cdot 10^{-16} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}$ , причем отношение  $\frac{\lambda_+}{\lambda_-}$  также больше единицы. В табл. 91 приведены некоторые сводные ориентировочные данные. В отдельных пунктах значения  $n$  и  $\lambda$  могут значительно отличаться от указанных в таблице средних; пределы возможных отклонений даны в табл. 91 в скобках.

Что касается концентрации тяжелых ионов  $N_+$  и  $N_-$ , то она изменяется в столь широких пределах, что указать какое-либо среднее ее значение представляется затруднительным. Можно сказать, что у земной поверхности над сушей концентрация тяжелых ионов значительно больше (в 10—100 раз), чем легких, и изменяется от места к месту в еще больших пределах — от немногих сотен до нескольких десятков тысяч; она также сильнее изменяется и во времени.

В большинстве мест отношение  $\frac{N_+}{N_-}$  для тяжелых ионов так же, как и для легких, больше единицы и в среднем близко к 1,10. Между концентрацией легких, тяжелых ионов и нейт-

Средняя проводимость и число легких ионов вблизи земной поверхности  
(по Мюлейзену)

Характер района	Число легких ионов (п/см <sup>3</sup> )	Проводимость $\lambda$ (ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup> )	Суточные коле- бания
Большие города	150 (30—1000)	$0,5 \cdot 10^{-16}$	Большие
Малые города	250 (50—1000)	$1 \cdot 10^{-16}$	Средние
Сельская местность	500 (100—1000)	$2 \cdot 10^{-16}$	Малые
Океаны	600 (300—1000)	$2,4 \cdot 10^{-16}$	Почти нет

ральных частиц и проводимостью имеет место тесная связь, выражающаяся в том, что при увеличении числа взвешенных в атмосфере частиц число легких ионов убывает, а число тяжелых возрастает.

Вместе с тем можно считать, что из всех частиц  $N$ , содержащихся в атмосфере, в среднем примерно половина является заряженными и они образуют тяжелые ионы. Отношение количества незаряженных частиц к числу частиц какого-либо одного знака оказывается в среднем близким к 2, несколько увеличиваясь с повышением общего числа частиц, и обратно.

Что касается средних ионов, то их концентрация весьма непостоянна. Наблюдения над распределением ионов по их подвижностям (спектра ионов) показывают чрезвычайное его непостоянство и большую зависимость от местных условий и состояния атмосферы.

Для легких ионов в большинстве пунктов наблюдений отмечается суточный ход с основным максимумом в поздние ночные и ранние утренние часы и с минимумом в предполуденные часы.

Примером является суточный ход числа ионов в Павловске, приведенный на рис. 182. Появление утреннего максимума концентрации легких ионов связано с наибольшей чистотой воздуха в эти часы. Нередко в ряде мест, как и в Павловске, появляется вторичный максимум в послеполуденные часы и вторичный минимум в вечерние часы. На морях суточные изменения весьма невелики. Для тяжелых ионов суточный ход обратный.

Годовой ход концентрации легких ионов оказывается достаточно сложным и весьма различным в разных местах. В ряде пунктов наибольшие значения наблюдаются в теплую половину года и наименьшие — зимой. Вообще же годовой ход выражен

не особенно резко и в сильной мере определяется местными условиями и состоянием атмосферы.

Проводимость атмосферы  $\lambda_{\pm} = n_{\pm} k_{\pm} e$  зависит не только от числа ионов, но также и притом в значительно большей мере от их подвижности. Поэтому периодические изменения проводимости атмосферы примерно сходны с изменением числа лег-

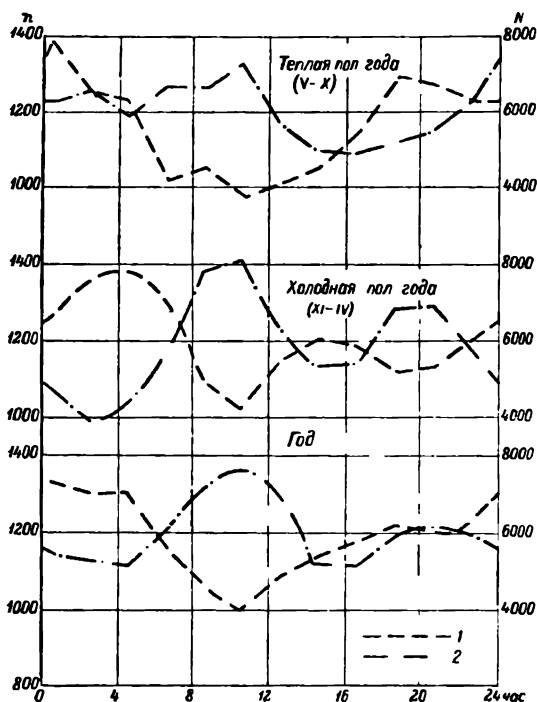


Рис. 182. Суточный ход числа легких (1) и тяжелых ионов (2) в Павловске.

ких ионов, но не вполне идентичны им. В годовом ходе, который сильно зависит от местных условий, в большинстве пунктов средних широт проводимость атмосферы в теплую половину года больше, чем в холодную.

Что касается суточного хода проводимости, то в большинстве мест средних широт северного полушария наблюдается суточный ход, характеризуемый максимумом в ранние утренние часы (который резче выражен летом) и минимумом в вечерние часы (рис. 183). Этот характерный для большинства мест ход наблюдается, например, в Павловске. В некоторых районах отмечается вторичный максимум в послеполуденные часы, как это имеет место, например, в Ташкенте. Такой же ход, как

в Ташкенте, наблюдается на о. Ява. Над океанами проводимость в течение суток изменяется весьма мало.

Утренний максимум является основной характерной чертой суточного хода проводимости, и его наличие можно объяснить

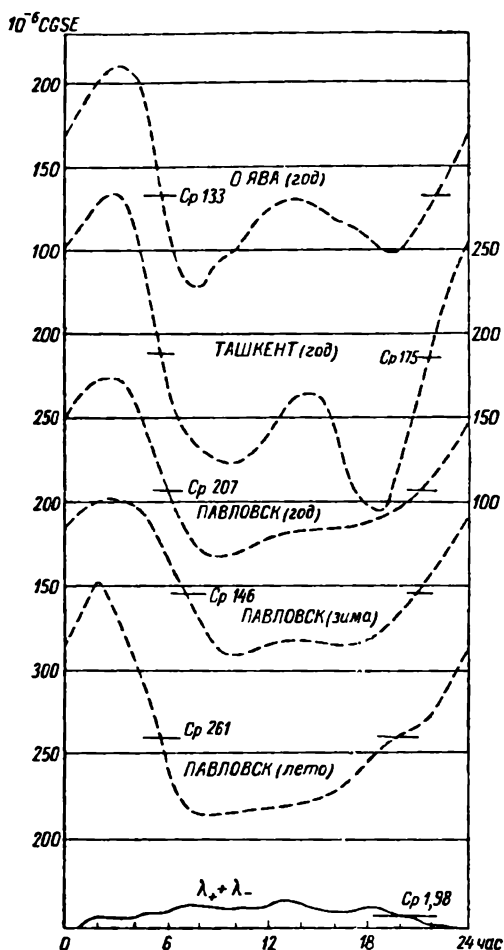


Рис. 183. Суточный ход проводимости в разных пунктах и над Тихим океаном (нижняя кривая).

тем, что в это время суток атмосфера наиболее чиста от всяких загрязнений, поэтому число легких ионов и их подвижность больше.

Проводимость, а также концентрация ионов и их подвижность в значительной мере зависят от условий погоды. При

изменении погоды они испытывают резкие и нерегулярные колебания. Особенно тесна связь ионизационного состояния атмосферы со степенью запыленности воздуха; она в основном определяет связи и с другими метеорологическими элементами. Низкие значения проводимости и концентрации легких ионов и большие значения концентрации тяжелых ионов наблюдаются во время мглы и туманов. По той же причине наблюдается тесная связь с дальностью видимости, с уменьшением которой

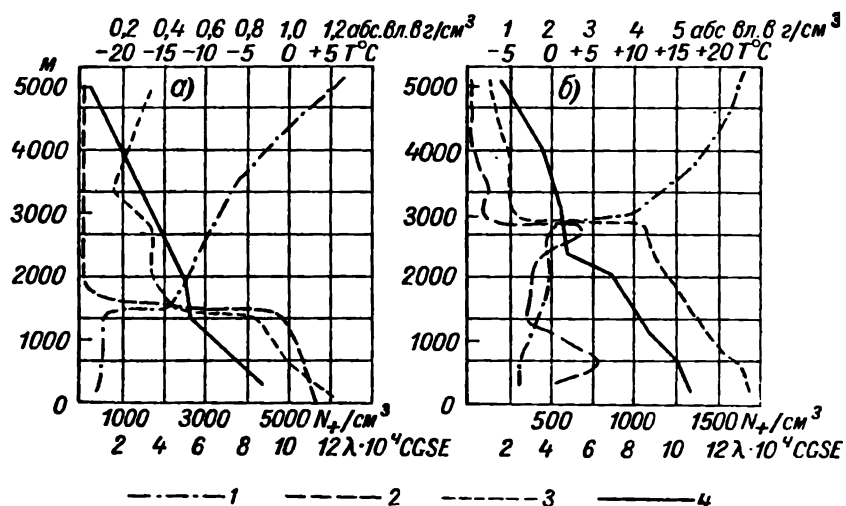


Рис. 184. Распределение по высоте проводимости  $\lambda$  (1), числа тяжелых ионов  $N$  (2), абсолютной влажности  $\alpha$  (3) и температуры  $T$  (4) при полетах над Новой Англией 15/VI 1953 г. (а) и 18/VIII 1953 г. (б).

уменьшается концентрация легких ионов и проводимость и в то же время увеличивается число тяжелых ионов.

Все эти связи часто легко установить в каждом отдельном случае, анализируя основное соотношение (16), связывающее интенсивность ионообразования с факторами, определяющими пропадание легких ионов. Этими же факторами определяется и характер изменения ионизационного состояния атмосферы с высотой.

Уже первые наблюдения над проводимостью, выполненные на высоких горах, с аэростатов и самолетов, показали, что в тропосфере проводимость в общем увеличивается с высотой. Значительное число таких наблюдений, проведенных за последнее время, позволило получить данные до высоты около 30 км. Они подтвердили, что проводимость с высотой увеличивается, но в то же время показали, что достаточно закономерный рост проводимости с высотой начинается лишь с некоторой высоты (примерно с 3 км). До высоты в несколько километров (ниже

3—4 км) проводимость изменяется с высотой весьма неправильно в связи с наличием здесь слоев пыли и облаков, в которых проводимость сильно уменьшается, в результате чего в нижних слоях возрастание проводимости с высотой проявляется слабо, чему способствует также и более интенсивное перемешивание этих слоев.

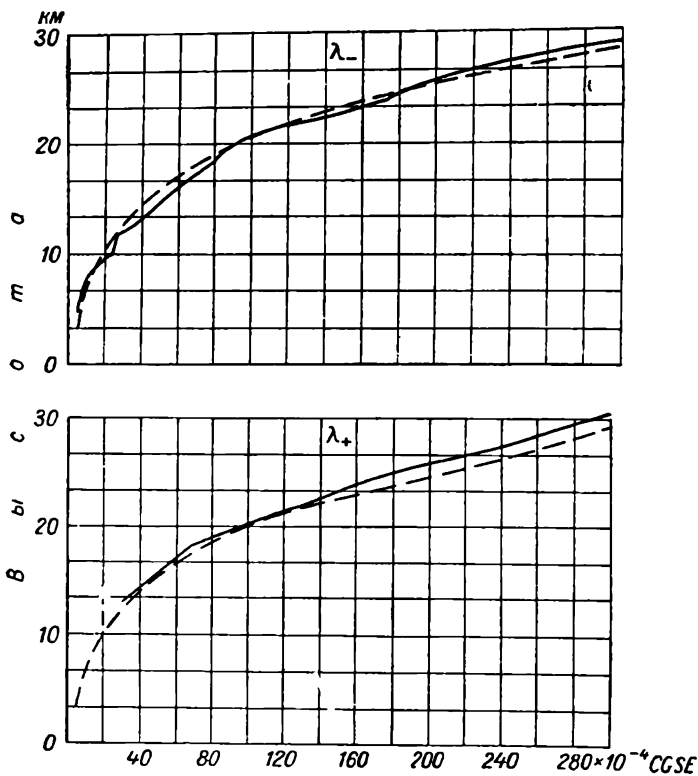


Рис. 185. Проводимость по наблюдениям в Новой Мексике.

В качестве примера на рис. 184 приведены результаты наблюдений над проводимостью и числом тяжелых ионов, проведенных во время двух полетов над Новой Англией (США). Выше нижнего слоя с неправильными изменениями проводимости начинается ее достаточно закономерный рост, изредка нарушаемый слоями облаков, и к высоте около 10 км проводимость возрастает примерно в 10—12 раз в сравнении с ее наземными значениями. Выше 10 км проводимость продолжает увеличиваться с высотой, как это и видно на рис. 185, на котором приведены данные (в виде сплошной прямой), полученные в Новой Мексике с помощью электрорадиозондов. На этом же рисунке нанесены для сопоставления пунктирные кривые, дающие ход

проводимости с высотой по расчетным данным, полученным в предположении, что единственным ионизатором на этих высотах являются космические лучи. Такие расчеты можно произвести, используя формулу

$$\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = (n_+ k_+ + n_- k_-) e \approx 2 n k e,$$

где  $n$  и  $k$  — соответственно число ионов и их подвижность на рассматриваемой высоте.

Число ионов каждого знака на некоторой высоте  $n(h)$  можно рассчитать по формуле, которая следует из (14) и имеет вид

$$n(h) = \sqrt{\frac{q(h)}{\alpha(h)}},$$

где  $q(h) = q_0(0) \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}$  — интенсивность ионообразования, которая должна быть известна, а  $\alpha(h)$  — коэффициент воссоединения.

Величина подвижности ионов на данной высоте  $k(h)$  также определится по формуле (3).

Как видно на рис. 185, результаты теоретических расчетов достаточно хорошо соответствуют данным непосредственных измерений.

В табл. 92 приведены теоретические рассчитанные ориентировочные данные об изменении проводимости  $\lambda$  сек.<sup>-1</sup> с высотой.

Таблица 92

Изменение проводимости с высотой (сек.<sup>-1</sup>)

$h$ км	0	1	3	6	9	12	15	20	30
$\lambda$ сек. <sup>-1</sup>	$2 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-2}$	1

## Глава 29

### ИОНОСФЕРА

#### § 1. Ионосфера. Образование ионизированного слоя

Возрастание проводимости атмосферы с высотой, установленное прямыми измерениями до высоты порядка 30 км, продолжается и на больших высотах. Это происходит потому, что на больших высотах наряду с космическими лучами вступают в действие новые, значительно более мощные ионизаторы. Такими ионизаторами в первую очередь являются ультрафиолетовое (с  $\lambda < 0,1 \mu$ ) излучение Солнца, его корпускулярные излучения, а также метеоры и излучения звезд. При этом на тех



высотах, где плотность атмосферы очень мала, электроны, образующиеся в процессе ионизации, могут длительное время существовать в свободном состоянии, что и определяет высокую проводимость атмосферы на рассматриваемых высотах. Эту ионизированную область атмосферы называют *ионосферой*.

Ионосфера начинается примерно с высоты 60—70 км, где в дневные часы электронная концентрация  $N_{эл}$  достигает значений порядка  $(1—3) \cdot 10^3$  свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$  ( $эл/см^3$ ).

Особенно быстрое возрастание проводимости происходит к высоте около 100 км, где она примерно в  $10^{12}$  раз больше, чем у земной поверхности. Выше электронная концентрация, изменяясь более или менее сложным образом, продолжает увеличиваться и достигает максимальных значений на высоте, которая колеблется в зависимости от времени суток, широты и долготы места в пределах от 250 до 450 км. В этом главном максимуме  $N_{эл}$  составляет величину порядка  $2 \cdot 10^6 \text{ эл/см}^3$ , достигая иногда наибольших значений около  $5 \cdot 10^6 \text{ эл/см}^3$ . Дальше с высотой происходит более медленное убывание  $N_{эл}$  до очень больших высот, и на высоте порядка 2000 км ионизация еще составляет  $10^3 \text{ эл/см}^3$ , переходя постепенно в концентрацию, характерную для ионизированной межпланетной среды. На рис. 186 приведена схема, показывающая изменение  $N_{эл}$  в зависимости от высоты над поверхностью Земли. Хотя изучение ионосферы систематически проводится уже более 30 лет, но наши сведения о ней совершенно недостаточны для создания полной теории ее образования, и многие вопросы ее строения остаются пока нерешенными.

Возникновение в верхней атмосфере слоя с повышенной ионизацией можно предполагать на основании следующих элементарных соображений. Действительно, если бы атмосфера состояла из какого-либо одного газа, то, так как плотность в ней убывает с высотой, а интенсивность излучения, приходящего от Солнца и ионизирующего ее, убывает по мере проникновения его в атмосферу, на некоторой высоте степень ионизации, очевидно, должна достигать максимальных значений, убывая от этого максимума как вверх, так и вниз. Указанные соображения послужили основой для разработки так называемой теории простого слоя, которая хотя и далека от того, чтобы дать полную картину ионосферы, но показывает роль основных факторов, с которыми необходимо считаться при объяснении ее образования.

Представим себе, что атмосфера состоит из одного какого-либо газа и что плотность в ней убывает с высотой  $z$  по закону

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}} = \rho_0 e^{-\frac{gz}{RT}}, \quad (1)$$

где  $H = \frac{RT}{g} \frac{R^*T}{\mu g}$  — высота однородной атмосферы, причем

$R$  — газовая постоянная для данного газа,  $T$  — средняя температура атмосферы и  $g$  — ускорение силы тяжести.

Рассмотрим плоский слой атмосферы, ионизируемой излучением Солнца с интенсивностью  $S$ , падающим под зенитным углом  $\zeta^1$  (рис. 187). На элементарном отрезке пути  $dl = \frac{dz}{\cos \zeta}$

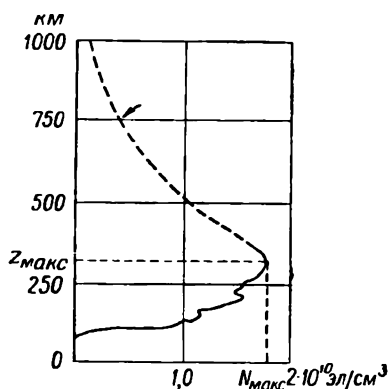


Рис. 186. Схема изменения электронной концентрации ионаосферы с высотой.

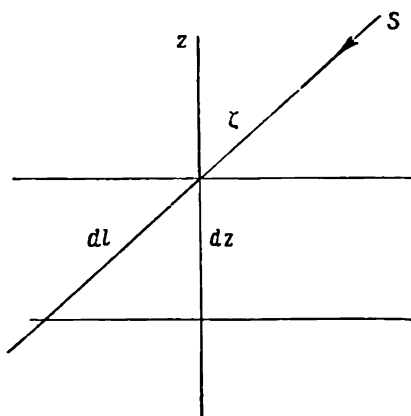


Рис. 187. К теории ионаосферы.

уменьшение интенсивности излучения, очевидно, будет равно

$$dS = AS_f dl = AS_{f0} e^{-\frac{z}{H}} \frac{dz}{\cos \zeta}, \quad (2)$$

где  $A$  — отнесенный к единице массы газа молекулярный коэффициент поглощения данного излучения.

Если обозначить через  $S_\infty$  первоначальную интенсивность излучения до вступления его в поглощающий слой, то, интегрируя последнее уравнение, получим

$$S = S_\infty e^{-\frac{A_{f0} H}{\cos \zeta}} e^{-\frac{z}{H}}. \quad (3)$$

Если  $\beta$  — число ионов, образующихся в результате поглощения единичного количества излучения, то интенсивность ионообразования  $q(z, \zeta)$  будет

$$q(z, \zeta) = \beta \frac{dS}{dz} \cos \zeta, \quad (4)$$

<sup>1</sup>  $\zeta < 85^\circ$ , если учитывать кривизну атмосферы.

или с учетом (2) и (3)

$$q(z, \zeta) = \beta A S_{\infty} \rho_0 e^{-\frac{z}{H} - \frac{A H \rho_0}{\cos \zeta}} e^{-\frac{z}{H}}. \quad (5)$$

Максимальное число ионов  $q_{\text{макс}}(z\zeta)$ , образующихся в  $1 \text{ см}^3$  в секунду на высоте  $z$  при заданном зенитном расстоянии  $\zeta$ , найдем из условия

$$\frac{dq(z, \zeta)}{dz} = 0,$$

которое, исходя из (5), напомним в виде

$$\frac{z_{\text{макс}}}{H} = \ln \frac{A \rho_0 H}{\cos \zeta},$$

или

$$z_{\text{макс}} = H \ln \frac{A \rho_0 H}{\cos \zeta}. \quad (6)$$

Максимальная интенсивность образования ионов на этой высоте будет

$$q_{\text{макс}}(\zeta) = \frac{\beta S_{\infty} \cos \zeta}{H e}. \quad (7)$$

При вертикальном падении излучения ( $\zeta=0$ ), обозначая в этом случае  $q_{\text{макс}}(\zeta)$  и  $z_{\text{макс}}$  соответственно через  $q_0$  и  $z_0$ , из (6) и (7) получим

$$z_0 = H \ln A \rho_0 H \quad \text{и} \quad q_0 = \frac{\beta S_{\infty}}{H e}. \quad (8)$$

Следовательно,

$$q_{\text{макс}}(\zeta) = q_0 \cos \zeta. \quad (8')$$

Тогда выражение (5) в результате простых преобразований примет вид

$$q(z, \zeta) = q_0 \exp \left( 1 + \frac{z_0 - z}{H} - \frac{1}{\cos \zeta} e^{-\frac{z_0 - z}{H}} \right), \quad (9)$$

что и дает распределение интенсивности ионообразования по высоте  $z$  при заданном  $\zeta$ .

Если ввести в рассмотрение некоторый эффективный коэффициент рекомбинации электронов  $\alpha$ , то для изменения числа последних во времени можно написать соотношение

$$\frac{dN_{\text{эл}}}{dt} = q - \alpha N_{\text{эл}}^2. \quad (10)$$

В равновесных или квазиравновесных условиях, когда  $\frac{dN_{\text{эл}}}{dt} \approx 0$ , будем иметь

$$N_{\text{эл}} = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}, \quad (11)$$

что с учетом соотношения (9) дает

$$N_{\text{эл}} = N_{\text{макс}} \exp \left( \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{z_0 - z}{H} - \frac{1}{\cos \zeta} e^{-\frac{z}{H}} \right] \right), \quad (12)$$

где, как легко видеть из (8'),

$$N_{\text{макс}} = N_0 \sqrt{\cos \zeta}. \quad (13)$$

Соотношение (13) показывает, что электронная концентрация на высоте максимума ионизации должна быть пропорциональна  $\sqrt{\cos \zeta}$  и, следовательно, в светлое время суток  $N_{\text{эл}}$  достигает наибольших значений в полдень, а в течение года — в момент летнего солнцестояния.

Из изложенного видно, что распределение электронной концентрации по высоте [формула (12)], высота расположения максимума [формула (6)] и значение электронной концентрации в нем [формула (3)] зависят от рода газа, распределения температуры в атмосфере, интенсивности и энергии ионизирующего излучения  $S_{\infty}$ , коэффициента рекомбинации электронов  $\alpha$  и зенитного расстояния солнца.

В реальной атмосфере, состоящей из смеси разных газов, в которой одновременно может действовать ряд ионизаторов, строение ионосферы оказывается, конечно, значительно сложнее, чем это следует из рассмотренной схемы.

Экспериментальные данные об ионосфере, полученные ранее при помощи наблюдений за преломлением и отражением радиоволн, в настоящее время дополнены новыми данными в связи с запусками искусственных спутников Земли и геофизических ракет. Уточнение состояния и строения атмосферы на этих высотах, безусловно, позволит построить более полную теорию ионосферы.

## § 2. Распространение электромагнитных волн в ионосфере

Как известно, при распространении электромагнитных волн в среде, содержащей электроны, последние под действием электрического поля распространяющейся волны приходят в колебательные движения. Частота колебаний для всех электронов будет та же, что и частота переменной электрической силы поля. Что же касается фазы колебаний, то она для разных электронов будет различной и определяется расстоянием их от первичного источника колебаний. В результате в ионизированной среде изменяется как показатель преломления  $\mu$ , так и коэффициент затухания  $\delta$ , причем эти величины существенным образом зависят от электронной концентрации  $N_{\text{эл}}$ , несущей частоты распространяющейся волны  $\omega$  и от частоты соударений  $\nu$  движущихся электронов с окружающими частицами. Соударения при-

водят к тому, что энергия колебательного движения электронов переходит в тепловую энергию и тем самым будет поглощаться энергия распространяющихся через среду электромагнитных волн. Это приводит к тому, что если в вакууме показатель преломления электромагнитных волн равен единице, то в ионизированной среде он будет меньше единицы и, как показывает теория, равен

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}}, \quad (14)$$

а коэффициент поглощения

$$\delta = \frac{2\pi N \frac{e^2}{m} \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2}}{c_0 \sqrt{1 - \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}}}, \quad (15)$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $c_0$  — скорость света, а остальные обозначения указаны выше.

Таким образом, можно сказать, что ионосфера для электромагнитных волн является средой с оптической плотностью, меньшей, чем расположенные ниже неионизированные слои атмосферы. Поэтому электромагнитный луч, переходя в ионосферу, будет преломляться, отклоняясь от нормали к поверхности раздела между слоями, причем это отклонение будет тем больше, чем больше электронная концентрация. Если в ионизированном слое электронная концентрация непрерывно увеличивается с высотой, то электромагнитные лучи, вступив в него, будут распространяться в нем по кривой, обращенной вогнутостью к земной поверхности, и если на некоторой высоте электронная концентрация окажется достаточно большой, лучи отклонятся от нормали на  $90^\circ$  и, претерпев на этой высоте отражение, повернут обратно к земной поверхности. Если электромагнитный луч посылается вверх вертикально (как на практике обычно и поступают), отражение происходит при резких изменениях показателя преломления с высотой и имеет место в точке, где показатель преломления становится равным нулю, т. е. там, где

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}} = 0. \quad (16)$$

Если в рассматриваемых слоях ионосферы частота соударений электронов  $\nu$  оказывается много меньше частоты распространяющихся электромагнитных волн ( $\omega^2 \gg \nu^2$ ), то выражение (16) может быть записано в виде

$$1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} = 0, \quad (16')$$

откуда, вводя частоту в герцах  $f = \frac{\omega}{2\pi}$ , получим

$$N = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2} = \frac{m\pi}{e^2} f^2, \quad (17)$$

или численно для электронов

$$N = 1,24 \cdot 10^{-8} f^2 \text{ эл/см}^3. \quad (17')$$

Частота  $f$ , определяющая в соответствии с соотношением (17') концентрацию электронов, при которой происходит отражение волн этой частоты, носит название критической  $f_{кр}$ . Указанное соотношение и лежит в основе наиболее часто применяемого для исследования ионосферы импульсного метода снятия высокочастотных характеристик, дающих распределение критических частот по высоте. Их можно получить, посылая в ионосферу последовательно короткие импульсы с равномерно возрастающей частотой (обычно в пределах 0,5—15 мГц) и принимая отраженные сигналы. По значениям  $f_{кр}$ , при которых прекращаются отражения, находят соответствующие значения  $(N_{эл})_{\text{макс}}$ , а по времени, затрачиваемому сигналом на прохождение пути от земли до точки отражения и обратно, и высоту, на которой расположен максимум электронной концентрации. Сравнивая амплитуды прямого и отраженного импульсов, можно найти и коэффициент поглощения  $\delta$ .

Очевидно, что указанным методом нельзя исследовать слои, расположенные выше максимума концентрации, так как отражений от них не наблюдается вследствие убывания концентрации электронов. Это можно сделать, лишь наблюдая за распространением радиоволн, излучаемых источником, расположенным выше изучаемых слоев. Такие возможности появились при изучении распространения радиоволн, излучаемых с ракет или спутников.

На основании изложенного можно сделать ряд общих заключений о распространении электромагнитных волн через ионосферу, определяемом их поглощением и отражением (рефракцией). Так, через ионосферу без заметного искривления их траектории могут приходить только волны с малой длиной, для которых значение показателя преломления мало отличается от единицы. Расчет показывает, что, например, световые волны ( $\lambda \approx 0,5 \mu$ ) свободно проходят через ионосферу, кроме тех (в области  $\lambda < 0,1 \mu$ ), которые, поглощаясь, являются причиной ионизации газов и не доходят до земной поверхности. С увеличением длины волны (в области радиодиапазона) искривление траектории лучей делается заметным и, например, при максимальных значениях электронной концентрации, наблюдаемых в ионосфере (порядка  $5 \cdot 10^6 \text{ эл/см}^3$ ), для волн длиной 10 м, для которых показатель преломления равен примерно 0,77, траек-

тория будет уже сильно искривляться, и они будут испытывать отражение. Волны же длиной больше 20 м совсем не будут распространяться в ионосфере, так как для них показатель преломления оказывается мнимой величиной.

Вместе с тем на распространение электромагнитных волн существенное влияние оказывает поглощение. Так как коэффициент поглощения [см. формулу (15)] увеличивается пропорционально произведению  $N\nu$  и уменьшается с ростом частицы, то в тех более плотных слоях, где  $\nu$  велико, будет иметь место значительное поглощение проходящих через них радиоволн, особенно малой частоты. Расчеты показывают, что при максимально возможном для ионосферы значении  $N\nu$  (порядка  $10^{10}$ ) затухание электромагнитных волн становится особенно заметным только начиная с длин волн в десятки метров и больше; например, для волны длиной 10 м затухание на 10% произошло бы на пути 300 км, в то время как для световых волн такое же затухание имело бы место только на пути  $10^{15}$  км.

Таким образом, волны большей длины (десятки метров) проникать в ионосферу не могут, они отражаются уже в наиболее низких слоях ионосферы. Волны же короткого диапазона, проникая в ионосферу, должны в ней искривляться, причем заметное искривление десятиметровые волны ( $\omega = 1,8 \cdot 10^8 \text{ сек.}^{-1}$ ) будут испытывать только в тех слоях ионосферы, где  $N_{\text{эл}} > 10^5 \text{ эл/см}^3$ . Лишь ультракороткие волны ( $\lambda < 10 \text{ м}$ ) смогут при определенных значениях  $N_{\text{эл}}$  пронизать ионосферу и проникнуть за ее пределы.

### § 3. Строение ионосферы по данным наблюдений

Многочисленными наблюдениями в основном при помощи специальных ионосферных станций было установлено, что на фоне роста электронной концентрации с высотой, схематически указанного на рис. 186, в ионосфере наблюдаются достаточно устойчивые образования с повышенной концентрацией, на которых регулярно наблюдаются отражения радиоволн, идущих от земной поверхности. Эти области получили название ионосферных слоев и главнейшими из них в порядке возрастания их высоты являются слои  $D$ ,  $E$  и  $F$  ( $F_1$  и  $F_2$ ).

Слой  $D$  располагается на высоте 60—70 км. Максимальная электронная концентрация в нем оценивается в  $1\text{—}3 \cdot 10^3 \text{ эл/см}^3$ . В то же время число соударений электронов  $\nu$  в нем достаточно велико ( $\nu \approx 10^7 \text{ сек.}^{-1}$ ), поэтому от него отражаются только лишь длинные волны; для средних же и коротких волн слой  $D$  в основном является поглощающим. Он существует только в дневное время.

Слой  $E$  располагается на высоте 100—120 км, причем высота его нижней границы остается весьма постоянной в течение

суток и года. Максимальная электронная концентрация в нем в дневные часы порядка  $1-2 \cdot 10^5$  эл/см<sup>3</sup>, а ночью уменьшается до  $5 \cdot 10^3$  эл/см<sup>3</sup>, поэтому в ночные часы он обычно и не обнаруживается при применяемых для зондирования ионосферы частотах радиоволн. Частота соударений в нем порядка  $\nu \approx 2 \cdot 10^5$  сек.<sup>-1</sup>.

Слой  $F$  имеет более сложную структуру и представляет достаточно размытую по высоте ионизированную область. Отличительной особенностью является раздвоение его в дневные часы в летнюю половину года на два слоя:  $F_1$  и  $F_2$ . Слой  $F_1$  располагается на высоте около 200 км, а слой  $F_2$  на высотах порядка 250—350 км и выше. Максимальная концентрация электронов в слое  $F$  порядка  $2 \cdot 10^6$  эл/см<sup>3</sup> и иногда достигает в дневные часы значений около  $5 \cdot 10^6$  эл/см<sup>3</sup>. Число соударений в этом слое значительно меньше, чем в слое  $E$ , и он играет наибольшую роль в распространении коротких радиоволн.

Кроме упомянутых устойчивых слоев, сравнительно часто появляются довольно длительные по времени существования (несколько часов) ионизированные образования, имеющие характер дополнительных отражающих слоев, которые называют спорадическими слоями. Из них наиболее изучен и регулярен спорадический слой  $E_s$ , который располагается на той же высоте, что и слой  $E$ , но электронная концентрация в котором выше и достигает значений порядка  $1 \cdot 10^6$  эл/см<sup>3</sup>. При его наличии в слое  $E$  появляются как бы отдельные облака повышенной ионизации. Наблюдается еще спорадический слой  $F_s$ , встречающийся зимой в ночные часы.

В результате детальных исследований установлена чрезвычайно большая неустойчивость ионосферы и ее неоднородность. Отражающие слои часто состоят из ряда отдельных ионизированных образований, находящихся в постоянном движении. Эти, как их называют, ионосферные облака непрерывно возникают и исчезают и в свою очередь состоят из ряда еще более мелких неоднородностей, образующихся в результате местного сгущения и разрежения электронной плотности. Размеры таких неоднородностей различны и колеблются от нескольких десятков до нескольких сотен метров (наиболее часто встречаются размеры порядка 200—300 м). Наблюдения над движением всех этих неоднородностей дают возможность сделать заключения о скоростях ветра в ионосфере; полученные значения изменяются от 20—30 до 400—500 м/сек при наиболее часто встречающемся значении порядка 90 м/сек (несколько больше в слое  $F$  и меньше в слое  $E$ ).

Приведенные данные характеризуют среднее состояние ионосферы, которое имеет место в преобладающем числе случаев — это ее «нормальное» состояние. Однако такое состояние время от времени нарушается. Особенно сильные и резкие нарушения



ионосферы наблюдаются во время так называемых *ионосферных бурь*, которые обычно сопровождают магнитные бури и наиболее сильно и часто проявляются в полярных широтах. Во время ионосферных бурь состояние ионосферы становится крайне неустойчивым, она приобретает резко выраженную облачную структуру, особенно в области слоя *F*. При бурях резко нарушается радиосвязь, в особенности на высоких частотах;

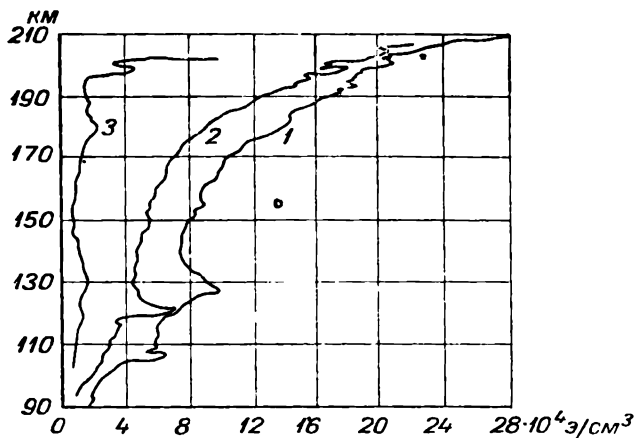


Рис. 188. Распределение электронной концентрации по ракетным данным.

1 — 6 час. 18 мин. 16/V 1957 г., 2 — 6 час. 27 мин. 25/VIII 1957 г.,  
3 — 19 час. 54 мин. 19/IX 1957 г.

электронная концентрация в слоях *E* и *F* во время бури сильно возрастает, что приводит к сильному поглощению в этих слоях отраженных радиоволн.

Возникают ионосферные бури обычно неожиданно и продолжаются достаточно долго (иногда несколько дней). После них ионосфера медленно и постепенно возвращается к своему обычному состоянию. Возникновение бурь можно объяснить ионизацией, которая происходит при вторжении в атмосферу корпускулярных потоков, идущих от Солнца.

Кроме ионосферных бурь, иногда наблюдаются нарушения ионосферы другого характера, выражающиеся в том, что внезапно на освещенной солнечными лучами части земного шара наступает резкое увеличение поглощения всех радиоволн коротковолнового диапазона, иногда приводящее к полному прекращению радиосвязи на этих волнах. Обычно они наблюдаются одновременно с хромосферными вспышками на солнечном диске, при которых Солнцем излучается интенсивная коротковолновая радиация, проникающая глубоко в атмосферу.

Тесная связь состояния ионосферы с солнечной активностью выражается и в том, что с увеличением солнечной активности увеличивается и ионизация всей ионосферы, в связи с чем и наблюдаются регулярные изменения с 11-летним циклом.

Из сказанного видно, насколько сложно строение ионосферы и явления, происходящие в ней. Для исчерпывающего объяснения их нужны дальнейшие наблюдения. В последние несколько лет получены новые данные с помощью искусственных спутников Земли и геофизических ракет. Определения электронной концентрации, проводимые при этом методом измерения дисперсии радиоволн (регистрации разности фаз двух радиоволн с разными частотами) или методом измерения вращения плоскости поляризации радиоволн (эффект Фарадея), показали, что в ионосфере отсутствуют резко очерченные слои. Ионизация без резких изменений переходит от одной области ионосферы к другой. Имеют место лишь локальные максимумы при общем монотонном возрастании концентрации электронов до главного максимума — слоя  $F_2$ , как это показано на рис. 188.

Представление об ионосфере как о системе четко выраженных ионосферных слоях в настоящее время пересматривается.

## Глава 30

### ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В АТМОСФЕРЕ

#### § 1. Основные соотношения

В атмосфере всегда существует электрическое поле как результат совокупного действия заряда, находящегося на земной поверхности, и объемных зарядов, содержащихся в атмосфере. Напряженность электрического поля в различных точках в атмосфере может иметь разное направление и изменяться в очень широких пределах. Почти всегда вертикальная слагающая напряженности этого поля значительно превосходит его горизонтальные слагающие и она обычно направлена вниз к земной поверхности, т. е. так, как если бы последняя была заряжена отрицательно; такую напряженность поля принято называть положительной.

Электрическое поле атмосферы, как всякое электростатическое поле, можно в любой точке охарактеризовать значением потенциала  $V$ . Определив значение  $V$  в некоторой точке с координатами  $x, y, z$ , для слагающих напряженности поля по координатным осям имеем

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (1)$$

и полная напряженность поля будет

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}. \quad (2)$$

Проводя через точки с одинаковым значением потенциала непрерывные поверхности, получим уровенные, или изопотенциальные, поверхности. Эти поверхности в силу общеизвестных свойств потенциала не могут ни пересекаться друг с другом, ни касаться. Беря в любой точке уровенной поверхности производную от потенциала по нормали к ней  $n$ , получим для этой точки полную напряженность поля

$$E = -\frac{dV}{dh} = -\text{grad } V. \quad (3)$$

Отсюда следует, что в тех местах, где уровенные поверхности сближаются, напряженность поля будет по абсолютной величине больше, и обратно. Уровенные поверхности примерно следуют за рельефом земной поверхности, сближаясь над всеми возвышениями и раздвигаясь над углублениями. С высотой их ход постепенно выравнивается; на рис. 189 это схематически и показано.

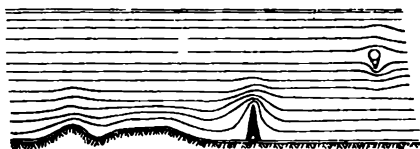


Рис. 189. Ход уровенных поверхностей.

Непосредственно у земной поверхности, которую примем за проводник, для напряженности поля имеем соотношение

$$E_0 = -\frac{dV}{dh} = 4\pi\sigma, \quad (4)$$

где  $\sigma$  — плотность поверхностного заряда в данной точке.

При наличии в атмосфере объемных зарядов в каждой точке атмосферы должно быть выполнено также соотношение (уравнение Пуассона)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho, \quad (5)$$

где  $\rho$  — плотность объемного заряда.

Из формулы (3) видно, что напряженность поля в любой точке численно равна изменению потенциала, рассчитанному на единицу расстояния в направлении нормали к уровенной поверхности, проведенной в сторону убывающего потенциала (его градиента). На практике потенциал измеряется в вольтах, а расстояние — в метрах, поэтому напряженность поля и численно равный ей, но обратный по знаку градиент потенциала измеряется в вольтах на 1 м (в/м).

Применительно к атмосфере указанные соотношения используются, однако, лишь с некоторым приближением. Действительно, хотя атмосфера является средой неоднородной в электрическом отношении, однако в большинстве случаев неоднородность ее в горизонтальном направлении намного меньше, чем в вертикальном. Это дает возможность в первом приближении пренебречь учетом горизонтальных неоднородностей и рассматривать поле над обширной плоской равниной как однородное. Для описания поля в атмосфере можно упростить уравнения (3) и (5), заменяя нормаль и координату  $z$  через высоту  $h$  и полагая  $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0$ . Тогда

$$\frac{d^2 V}{dh^2} = - \frac{dE}{dh} = - 4 \pi \rho. \quad (6)$$

Наблюдения, проведенные у земной поверхности, дают в среднем для градиента потенциала значение порядка 130 в/м. Применяя уравнение (4), можно вычислить среднее значение поверхностной плотности заряда Земли  $\sigma$ , которая оказывается равной

$$\sigma = - 3,45 \cdot 10^{-4} \text{ CGSE}, \quad (7)$$

что соответствует примерно  $7 \cdot 10^5$  элементарных зарядов на  $1 \text{ см}^2$ . Так как поверхность всей Земли равна  $4\pi a^2$ , где  $a$  — радиус Земли, то заряд Земли будет равен  $Q = 4\pi a^2 \sigma \approx -17 \cdot 10^{14} \text{ CGSE} = -5,7 \cdot 10^5 \text{ к}$ .

## § 2. Напряженность электрического поля по данным наблюдений

Для измерения электрического поля применяются многочисленные и разнообразные методы, из которых основными являются метод коллекторов и метод пластины. В первом из них с помощью так называемых коллекторов измеряется значение потенциала в двух точках, расположенных на разных высотах, и таким образом по соотношению  $\frac{V_2 - V_1}{h_2 - h_1}$  определяется градиент потенциала. Во втором методе используется соотношение  $E = 4\pi\sigma$  и измеряется  $\sigma$ , а по его значению непосредственно определяется напряженность поля  $E$ . Наблюдения, произведенные часто в условиях поля, деформированного рельефом, обычно приводят к значениям, соответствующим условиям на равнине, для этого наблюдаемые значения умножают на так называемый *редукционный множитель*. Подробности методики измерения поля изложены в соответствующих руководствах.

Многочисленные наблюдения над электрическим полем вблизи земной поверхности показывают большую его изменчи-

вость в зависимости от различного рода метеорологических явлений, в особенности от осадков, облачности, гроз и т. п., при которых градиент потенциала может колебаться в пределах нескольких десятков вольт на метр и нередко изменяет свое направление (знак). Эти неправильные колебания можно рассматривать как нарушения некоторого «нормального» поля, которое наблюдается при безоблачной погоде. Критически отбирая данные наблюдений, произведенных в такие дни, можно получить характеристики указанного нормального поля ясной погоды и выявить его закономерности.

Наблюдения показывают, что градиент потенциала как над сушей, так и над океаном обычно оказывается положительным, т. е. атмосфера заряжена положительно по отношению к земной поверхности, и, как уже указано выше, среднее его значение можно принять равным 130 в/м. В отдельных пунктах средние значения могут заметно отличаться от приведенного числа (табл. 93).

Таблица 93

Значения градиента потенциала в разных пунктах

Пункт наблюдений	$\frac{dV}{dh}$	Пункт наблюдений	$\frac{dV}{dh}$
Павловск (Ленинград)	171	Южно-Сахалинск . . . . .	147
Потсдам . . . . .	203	Ташкент . . . . .	128
Кью (Лондон) . . . . .	363	Самоа . . . . .	115
Упсала (Швеция) . . . . .	70	о. Ява . . . . .	86
Шпицберген . . . . .	78	Антарктика (Мирный), по	
Свердловск . . . . .	161	данным МГГ . . . . .	140
Иркутск . . . . .	192	Океаны; по данным МГГ . .	134

Примечание. Величины градиента потенциала в одном пункте меняются в зависимости от периода наблюдений или длительности ряда наблюдений.

В средних выводах градиент потенциала несколько больше в умеренных широтах и убывает как к экватору, так и к полюсам.

С поднятием вверх потенциал в атмосфере возрастает, но при этом градиент потенциала очень быстро убывает, что и видно из следующих осредненных данных:

Высота (км)	0	0,5	1,5	3	6	9
$\frac{dV}{dh}$ (в/м)	130	50	30	20	10	5

Это убывание градиента потенциала объясняется наличием в атмосфере объемных электрических зарядов. Исходя из формулы (6), можно, зная распределение градиента по высоте,

определить и распределение плотности объемных зарядов  $\rho$ . Результаты таких расчетов для отдельных слоев атмосферы даны в табл. 94.

Таблица 94

Распределение по высоте плотности объемного заряда

Толщина слоя (км) сечением 1 см <sup>2</sup>	Объемный заряд всего столба (элементарные заряды)	Средняя плотность $\rho$ (элементарные заряды на 1 см <sup>3</sup> )
0—0,5	$4,45 \cdot 10^5$	8,9
0,5—1,5	$1,11 \cdot 10^5$	1,1
1,5—3,0	$0,56 \cdot 10^5$	0,38
3,0—6	$0,55 \cdot 10^{-5}$	0,18
6—9	$0,28 \cdot 10^{-5}$	0,09
0—9	$6,95 \cdot 10^{-5}$	0,77

Данные, приведенные в последней строке табл. 94, показывают, что в столбе до высоты 9 км содержится около  $7 \cdot 10^5$  элементарных зарядов; это примерно соответствует поверхностной плотности заряда земной поверхности. Таким образом, объемные заряды как бы компенсируют заряд Земли.

Объемные заряды образуются в атмосфере в результате самых разнообразных и многочисленных процессов, например в результате неодинакового перемещения под действием электрического поля ионов различных знаков. Они могут возникать при различного рода процессах электризации, трения, распыления воды и т. д., когда атмосфера наделяется заряженными частицами преимущественно одного какого-либо знака, которые от места своего образования затем разносятся на значительные

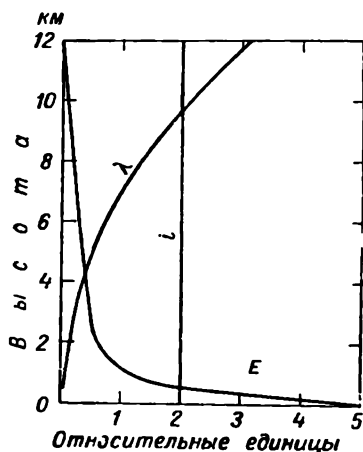


Рис. 190. Схематическое распределение с высотой напряженности электрического поля  $E$ , проводимости  $\lambda$  и вертикального тока  $i$ .

расстояния (пыль, дым, обломки ледяных кристаллов и т. п.). Измерения объемных зарядов, производимые различными специальными методами, обнаруживают их большую изменчивость

в зависимости от места и времени; особенно больших значений (до 25—30 CGSE  $\text{м}^3$ ) они достигают во время гроз и осадков.

На рис. 190 схематически изображено изменение  $E$ ,  $\lambda$  и  $i$  с высотой в условиях ясной погоды.

Особенно резко напряженность электрического поля уменьшается с высотой в непосредственной близости к земной поверхности. Здесь до некоторой высоты (порядка 50—100 м), зависящей от величины напряженности поля в атмосфере, степени ионизации и турбулентности, происходит обогащение этого слоя атмосферы ионами знака, противоположного знаку заряда Земли, т. е. обычно положительными; имеет место известное явление *электродного эффекта*, благодаря которому у земной

поверхности величина униполярности ионов  $\frac{n_+}{n_-}$  и проводимости  $\frac{\lambda_+}{\lambda_-}$ , как уже и сказано, больше единицы.

Изменение  $E$  с высотой в действительности оказывается значительно более сложным. Его плавный ход часто нарушается влиянием объемных зарядов главным образом облаков, наличием слоев с пониженной проводимостью и т. д., в результате чего иногда имеет место даже возрастание поля с высотой, что мы рассмотрим далее.

### § 3. Суточный и годовой ход напряженности электрического поля

Напряженность электрического поля обнаруживает правильные годовые и суточные колебания. Годовой ход поля в средних широтах северного полушария простой — с одним максимумом в зимние месяцы (декабрь—февраль) и минимумом летом (июнь—август), причем амплитуда годовых колебаний уменьшается от средних широт к более южным и к полярным областям. Типичным является годовой ход, наблюдаемый, например, в Павловске и Ташкенте (рис. 191). В тропических областях, например на о. Ява, чаще наблюдается двойной годовой ход — с двумя максимумами и с двумя минимумами.

В южном полушарии в среднем наименьшие и наибольшие значения, правда при меньшей амплитуде, наблюдаются в те же месяцы, что и в северном полушарии, т. е. изменения  $\frac{dV}{dh}$  в течение года происходят одинаково для всей Земли.

Особенно большой интерес представляет суточный ход напряженности поля. Несмотря на чисто местные различия второстепенного характера, можно отметить ряд следующих основных его особенностей.

1. Наиболее прост и закономерен суточный ход над океанами, где он, оставаясь почти неизменным в течение года, имеет простой характер с максимумом около 18 час. и минимумом в 4 часа по гринвичскому времени, причем крайние значения наступают одновременно на всех океанах (рис. 192). Эти изменения, протекающие по некоторому универсальному времени, получили название *уни-тарной вариации*.

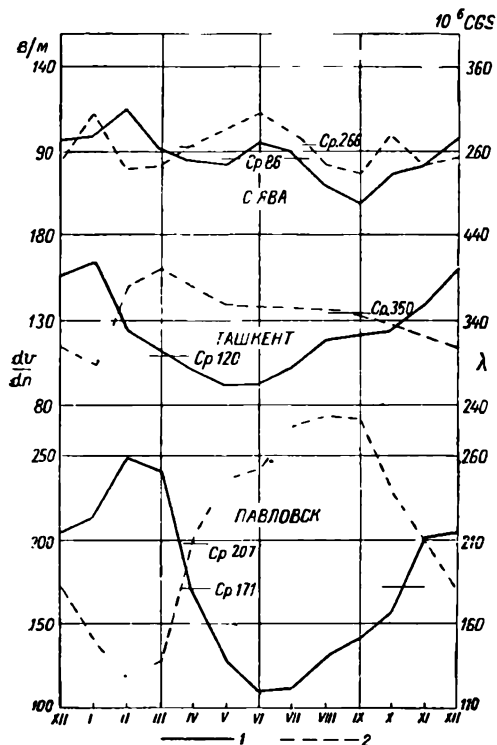


Рис. 191. Годовой ход напряженности поля  $E$  (1) и проводимости  $\lambda$  (2).

ния, протекающие по некоторому универсальному времени, получили название *уни-тарной вариации*.

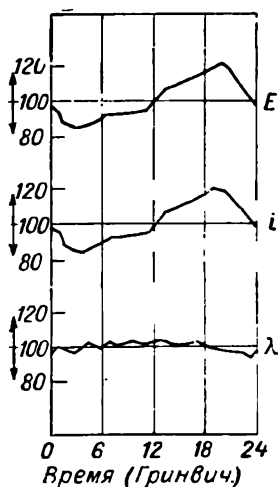


Рис. 192. Суточный ход напряженности поля  $E$ , проводимости  $\lambda$  и вертикального тока  $i$  над океанами.

2. Такой же по форме суточный ход наблюдается в полярных областях и всюду на некоторой высоте над уровнем земной поверхности; нередко он наблюдается в зимние месяцы и у земной поверхности, но только в высоких широтах.

3. Над сушей вблизи земной поверхности суточный ход более сложен. В большинстве мест он имеет характер двойной волны с двумя максимумами и двумя минимумами, при этом вторичные максимум и минимум наступают по местному времени. Главный минимум наблюдается в ранние утренние часы (3—5 час.), вторичный — после полудня, главный максимум — в вечерние часы (18—22 часа), вторичный — перед полуднем. Время наступления суточных крайних значений смещается



в различные месяцы, и вообще вид кривой суточного хода в течение года сильно изменяется. В летнее время особенно глубоким оказывается послеполуденный минимум.

Все эти особенности суточного хода над сушей хорошо видны на рис. 193, где приведен суточный ход напряженности поля в Павловске.

Подробный анализ вопроса об особенностях суточного хода приводит к заключению, что появление вторичных максимума и минимума обязано своим происхождением влиянию приземных слоев и что основным типом суточного хода является простой ход с минимумом утром и максимумом вечером, который и может быть всюду выявлен путем соответствующей обработки наблюдений.

Таким образом, суточный ход напряженности поля над сушей (в приземных слоях) можно рассматривать как результат наложения на основной простой ход, в достаточно чистом виде наблюдаемый над океанами и вызываемый общими для всего земного шара причинами, тех колебаний поля, которые следует назвать местными и которые вызваны изменениями в проводимости и влиянием объемных зарядов.

В зависимости от того, какие из указанных причин оказываются в данном месте в некоторый момент времени более сильно действующими, изменяется и характер суточного хода.

Чтобы подробнее рассмотреть этот вопрос, обратимся к схеме, изображенной на рис. 194. На этом рисунке электрическое поле схематически рассматривается как поле плоского конденсатора, одной из пластин которого является земная

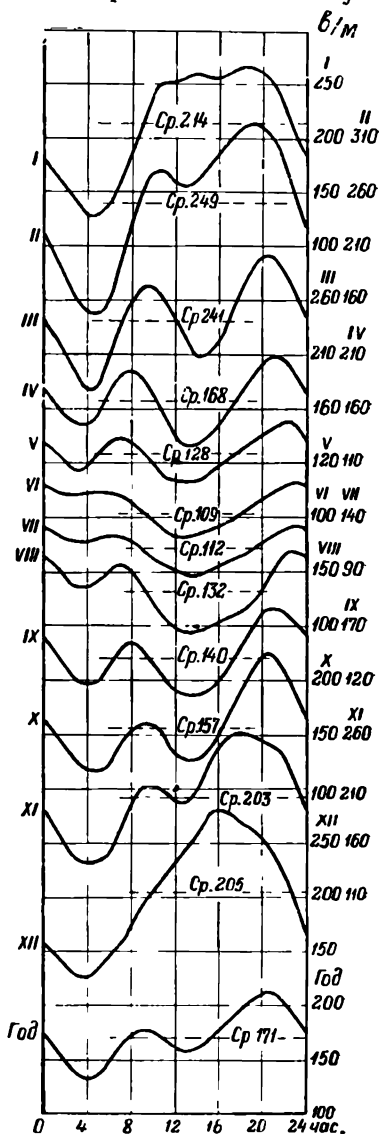


Рис. 193. Суточный ход напряженности поля в Павловске.

поверхность, а другой — высокие слои атмосферы (выравнивающий слой), проводимость которых очень велика и поле претерпевает в связи с этим большую «усадку». Пусть разность потенциалов между пластинами  $V$ . Обозначим полное сопротивление столба атмосферы единичного сечения между пластинами через

$$R = \int_0^H r dh = \int_0^H \frac{1}{\lambda} dh,$$

где  $H$  — расстояние между пластинами, а  $r = \frac{1}{\lambda}$  — удельное сопротивление атмосферы в рассматриваемой точке.

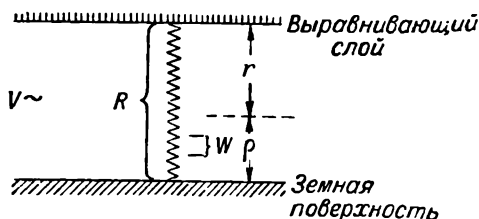


Рис. 194. Схема электрического поля в атмосфере.

Тогда между пластинами будет протекать ток, для плотности которого можно написать

$$i = \frac{V}{R}. \quad (8)$$

С другой стороны, для величины тока проводимости в некоторой точке атмосферы, где напряженность поля  $E$ , при отсутствии других источников тока имеем

$$i_{\text{пр}} = E\lambda. \quad (9)$$

Приравнивая два последних выражения, получим

$$E\lambda = \frac{V}{R}. \quad (10)$$

Откуда, беря логарифмическую производную по времени, найдем

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt} - \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}. \quad (11)$$

Выражение (11) и позволяет проанализировать причины изменений напряженности поля. Действительно, рассмотрим случай, когда из трех величин:  $V$ ,  $R$  и  $\lambda$  две, а именно  $R$  и  $\lambda$ , остаются во времени неизменными. Тогда, как легко видеть,

изменения напряженности поля  $E$  будут определяться изменениями разности потенциалов  $V$  (вопрос о которых рассмотрим далее), а так как последние очень быстро (за немногие секунды) охватывают весь земной шар и практически происходят одновременно для всей Земли, то и вызванные ими вариации  $E$  будут всюду происходить одновременно.

Таким образом возникает указанный выше унитарный тип вариаций поля, при котором изменения  $E$  будут происходить одновременно и одинаково на всей земной поверхности и будут пропорциональны изменениям  $V$ . В общем случае могут изменяться как  $R$ , так и  $\lambda$ . Что касается величины сопротивления всего столба воздуха, то в первом приближении в некотором районе его можно считать в течение суток неизменным; поэтому его влияние на правильные суточные изменения поля вообще будет незначительным и им можно пренебречь. Его изменения от места к месту могут объяснить различия в значениях напряженности поля в разных местах (где  $R$  больше, там  $E$  будет меньше, и наоборот). Если же на некотором ограниченном участке атмосферы изменится  $\lambda^1$ , то при постоянном  $R$  и  $V$  напряженность поля изменится в обратном направлении. Таким образом, согласно этой схеме, изменения  $E$  будут определяться изменениями  $V$  и  $\lambda$ . Но данная схема не учитывает влияния на  $E$  тех объемных зарядов, которые постоянно имеются в атмосфере и притом их расположение и величина непостоянны во времени. В действительности полные изменения напряженности поля в какой-либо точке  $\Delta E$  определяются величиной  $(\Delta E)_V$ , связанной с изменением  $V$ , а также значениями  $(\Delta E)_\lambda$  и  $(\Delta E)_\rho$ , обусловленными изменениями  $\lambda$  и  $\rho$ , что и можно записать в виде

$$\Delta E = (\Delta E)_V + (\Delta E)_\lambda + (\Delta E)_\rho. \quad (12)$$

Совершенно очевидно, что роль указанных факторов в разных местах может оказаться весьма различной. В табл. 95 приведены вариации напряженности поля в процентах.

Таблица 95

Значение (%) отдельных факторов, определяющих суточные изменения напряженности поля

Пункт наблюдений	$\Delta E$ %	$(\Delta E)_V$	$(\Delta E)_\lambda$	$(\Delta E)_\rho$
Павловск (Ленинград) . . . . .	100	26	41	33
Ташкент . . . . .	100	17	56	27
Аляска . . . . .	100	63	29	17

<sup>1</sup> Что не окажет заметного влияния на  $R$ .

Проводя аналогичные рассуждения, можно качественно объяснить многие особенности в характере изменений напряженности поля и его распределения по земной поверхности.

#### § 4. Связь между напряженностью электрического поля и другими атмосферно-электрическими и метеорологическими элементами

Описанный характер изменений напряженности электрического поля достаточно отчетливо выявляется при наблюдениях в указанные выше «нормальные» дни. Его можно выявить также в средних выводах, обрабатывая наблюдения за длинный промежуток времени (несколько лет). Обычно же электрическое поле испытывает неправильные и нередко большие колебания, обусловленные влиянием объемных зарядов и изменением проводимости. Поэтому между напряженностью поля и другими атмосферно-электрическими и метеорологическими характеристиками атмосферы существует очень тесная связь.

Это видно уже из того, что средние значения  $\frac{dV}{dh}$  в различных воздушных массах оказываются заметно отличными. Приведем такие значения  $\frac{dV}{dh}$  из работы Кенигсфельда (табл. 96).

Таблица 96

Воздух	$\frac{dV}{dh}$ в/м
Арктический . . . . .	282
Полярный континентальный	201
Континентальный . . . . .	159
Полярный и морской . . . .	117
Морской . . . . .	79

Особенно тесна связь между  $\frac{dV}{dh}$  и проводимостью  $\lambda$ , которая выражается в том, что эти величины изменяются в обратных направлениях не только в суточном и годовом ходе (см. рис. 191), но часто, в каждый отдельно взятый момент.

При такой тесной связи между напряженностью поля и проводимостью все метеорологические условия, оказывающие влияние на последнюю, иногда даже более отчетливо влияют и на напряженность электрического поля. Особенно сильно сказывается степень запыленности воздуха, при которой снижается

проводимость и резко увеличивается напряженность. Также тесна, естественно, и связь напряженности поля с числом неза-  
ряженных ядер, при увеличении числа которых она сильно уве-  
личивается. Вполне понятна ее связь с дальностью видимости,  
при улучшении которой  $\frac{dV}{dh}$  сильно уменьшается.

Что касается связи с отдельными метеорологическими эле-  
ментами, то так же, как и в отношении проводимости, можно  
сказать, что она является не прямой, а лишь косвенной и обус-  
ловлена тем, насколько те или иные метеорологические условия  
способствуют изменению объемных зарядов и их распределению  
в атмосфере, а также изменению проводимости.

Особый интерес представляет связь между градиентом по-  
тенциала и упругостью водяного пара; с увеличением последней  
возрастает и  $\frac{dV}{dh}$ . Эта связь проявляется и в общности харак-  
тера суточного хода этих величин.

В ряде случаев устанавливается связь между напряжен-  
ностью поля и ветром. При достаточно большой скорости ветра  
с земной поверхности отрываются заряженные частички пыли,  
и образующиеся объемные заряды оказывают влияние на поле.  
Иногда ветром приносятся объемные заряды со стороны, от  
мест их образования (большой город, фабрично-заводские рай-  
оны и т. п.). Напряженность поля сильно изменяется и претер-  
певает нерегулярные колебания в туманах, при наличии обла-  
ков и в особенности при выпадении осадков и при грозах. Так  
как в туманах и облаках проводимость значительно (в среднем  
в 3 раза) меньше, то при небольшой их вертикальной мощности  
напряженность поля в них соответственно увеличивается. Вместе  
с тем может сказаться и влияние объемных зарядов, образу-  
ющихся при определенных условиях в них. Этот вопрос подробно  
рассмотрим в следующей главе.

Можно считать, что облака высоких ярусов почти не оказы-  
вают заметного влияния на напряженность поля у земной по-  
верхности. Влияние низких облаков может быть значительным,  
особенно в случаях, когда в них образуются крупные частицы  
и выпадают осадки. Так как образующиеся объемные заряды  
имеют и положительный и отрицательный знак, а по величине  
могут быть значительными, то и поле может изменяться в очень  
широких пределах, изменяя иногда и свое направление на об-  
ратное. Совершенно очевидно, что облака и объемные заряды  
в атмосфере искажают указанное выше распределение поля  
с высотой и притом самым незакономерным образом.

Указанное влияние чисто местных условий приводит к тому,  
что напряженность поля и его суточный ход у земной поверх-  
ности нередко оказываются несколько различными даже в двух  
близко расположенных пунктах.

## ГРОВОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

## § 1. Электрические заряды осадков

Давно установлено, что частицы осадков всех видов — дождь, снег, град и т. д. — несут на себе электрические заряды. Для измерения заряда, приносимого осадками, они улавливаются в соответствующим образом установленный изолированный сосуд, соединенный с электрометром. Этим путем можно определить плотность тока, обусловленного переносом заряженных частиц осадков (*конвективный ток осадков*) и найти заряд, приходящийся на единицу объема (массы) выпавшей воды, или каждой из капель, улавливая их отдельно.

На основании таких наблюдений установлен ряд определенных заключений, из которых отметим наиболее существенные.

1. Во время одного и того же дождя (снегопада) всегда выпадает смесь капелек (снежинок), заряженных как положительно, так и отрицательно, а также и незаряженных. При этом число положительно заряженных капель обычно больше числа отрицательно заряженных в среднем примерно в 1,5 раза; в отдельных случаях это отношение изменяется от 1:1 до 30:1. В то же время средний отрицательный заряд, приходящийся на отдельную каплю, больше, чем положительный.

2. Заряд отдельных капель изменяется в очень широких пределах, составляя в среднем для положительно заряженных капель около  $1,1 \cdot 10^{-12}$  к, а для отрицательно заряженных  $1,3 \cdot 10^{-12}$  к. Особенно велики заряды градин. Если капли обложного дождя заряжены в среднем до потенциала от 0,5 до 10 в, то на каплях грозового ливня напряжение доходит до 300 в при среднем значении порядка 40 в.

3. Различные по характеру осадки отличаются по своим электрическим характеристикам, причем вообще более крупные капли несут и большие заряды; особенно большие заряды приносят ливневые (грозовые) осадки и град. Наименьшие заряды приносят обложные дожди.

При ливневых (градовых) дождях плотность тока может достигать значения порядка  $10^{-11}$  а/см<sup>2</sup>, а при обложных, спокойных дождях она составляет примерно  $10^{-15}$  а/см<sup>2</sup> и меньше.

В табл. 97 приведено среднее значение заряда отдельных капель и плотности тока  $i$  для различных осадков.

4. Общая сумма положительных зарядов, приносимых осадками, а также и сумма промежутков времени, в течение которых выпадают положительно заряженные осадки, больше, чем для отрицательных зарядов.

5. Заряды капель в одной и той же полосе дождя на разных

Заряд осадков различного характера и ток, создаваемый ими

Характер осадков	$Q_{\text{ср}}^k$	$Q_{\text{макс}}^k$	$i_{\text{ср}}^a$	$i_{\text{макс}}^a$
Обложной дождь . . . .	$10^{-15}—10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-14}$
Ливневый дождь . . . .	$10^{-13}—10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-12}$
Град . . . . .	$10^{-11}$	$10^{-10}$	—	$1 \cdot 10^{-11}$
Снег . . . . .	$10^{-12}—10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-13}$

высотах могут быть различными как по величине, так и по знаку. Это наряду с другими косвенными данными позволяет утверждать, что: а) улавливаемые у земной поверхности капли выпадают из различных частей облака, в которых происходят разные процессы, приводящие к образованию их начального заряда;

б) на длинном пути от облака к земной поверхности заряд капель может изменяться.

Вопрос о причинах образования заряда осадков является чрезвычайно сложным. На основании общих физических представлений и многочисленных лабораторных исследований можно указать целый ряд таких процессов, которые, несомненно, могут приводить к электризации капелек и снежинок и к их последующей перезарядке. Однако решение вопроса о том, какие процессы в каждом отдельном случае играют основную роль и достаточно ли они интенсивны с количественной стороны, осложняется тем, что не всегда хорошо известны те физические условия, в которых происходит электризация в облаках. Так как наблюдений внутри облаков, особенно грозовых, где все процессы протекают наиболее интенсивно, пока еще мало, то часто вынуждены судить об этом на основании косвенных соображений.

В настоящее время можно выделить следующие группы процессов, приводящих к электризации облачных частиц: 1) соударение облачных частиц, поляризованных в электрическом поле, и обмен зарядами между частицами разных размеров; 2) захват частичками осадков воздушных ионов; 3) разбрызгивание капель воды и разламывание ледяных кристаллов при их падении в воздухе; 4) разнообразные процессы электризации и разделения зарядов, происходящие при изменениях агрегатного состояния воды в облаках (замерзание, таяние и т. п.) и ряд других менее существенных процессов.

Еще Эльстер и Гейтель в начале текущего столетия указали на то, что капли, падающие в электрическом поле, поляризованы. В результате этого на верхней половине капель

сосредоточены заряды одного знака (отрицательные при нормальном электрическом поле в атмосфере), а на нижней половине капль — равные по величине заряды противоположного знака. Более крупные капли при их падении сталкиваются с мелкими, причем, как это экспериментально показано, не каждое столкновение приводит к их слиянию. Однако при таком столкновении капль имеет место электрический контакт и происходит обмен зарядами между ними, в результате чего в зависимости от места отрыва капль одной от другой они могут приобрести собственные заряды различного знака. Не являясь достаточно общей, эта так называемая индукционная теория в ряде частных случаев (спокойные, обложные дожди) может объяснить электризацию капль осадков.

Большого внимания заслуживает теория Вильсона, в которой рассматривается захват частицами осадков, поляризованными в электрическом поле, газовых ионов из окружающего воздуха. В зависимости от соотношения между скоростью падения капли и скоростью движения ионов в электрическом поле капль будет преимущественно захватывать ионы того или иного знака, в большинстве случаев отрицательные.

Эта теория, развитая в дальнейшем рядом исследователей и проверенная большим числом лабораторных опытов, приводит с количественной стороны к значениям зарядов, наблюдаемых в действительности. Несомненно, что процесс, указанный Вильсоном, в ряде случаев является основным в образовании заряда частиц осадков.

Кроме того, частица, встречаясь при своем падении с положительными и отрицательными ионами, может приобретать заряд вследствие простой разрядки ионов на их поверхности (адсорбционные теории). Так, Я. И. Френкель указал на то, что мельчайшие облачные капли воды как дипольной жидкости легче адсорбируют на своей поверхности отрицательные ионы и приобретают некоторый отрицательный равновесный заряд, равный  $rs$ , где  $r$  — радиус капли, а  $s$  — так называемый электрокинетический потенциал (для воды  $s = -0,25$  в). В дальнейшем знак и величина заряда капли определяются процессами диффузии ионов к поверхности капли и, следовательно, концентрацией ионов каждого знака на пути падения капли, а также изменением заряда при коагуляции капль.

Весьма большое значение в образовании зарядов осадков имеют так называемые баллоэлектрические явления, как, в частности, называют явление электризации капль при их разбрызгивании (эффект Ленарда). Это явление заключается в том, что, когда достаточно крупная капль при своем падении в атмосфере распадается на части, крупные ее брызги оказываются заряженными одним знаком (обычно положительным), а мельчайшие брызги — другим знаком. Аналогичное явление имеет место



и при дроблении твердых частиц, а также при разрушении волн при морском прибое, вблизи водопадов и бурных горных рек и т. п. Причина его заключается в разрушении двойного электрического слоя на поверхности капель. Однако этот эффект может проявиться только в случае наличия крупных капель ( $r \sim 2-3$  мм) и при больших вертикальных токах воздуха.

Особенно большое значение для образования зарядов на частицах осадков имеют те процессы электризации, которые происходят в облаках, содержащих переохлажденные капли и кристаллы льда. Все они связаны с фазовыми переходами воды и весьма разнообразны. Так, опытами Воркмена и Рейнольдса было показано, что при замерзании слабых растворов различных солей на границе лед — вода возникают большие разности потенциалов, достигающие нескольких десятков вольт, т. е. эти разности потенциала много больше, чем обычная контактная разность потенциалов. Возможное объяснение этого явления заключается в том, что в зависимости от условий опыта в лед вмерзают положительные или отрицательные ионы раствора. Образование зарядов наблюдается также при таянии льда, сублимации, намерзании переохлажденных капель и многих других явлениях. Многочисленные опыты подтвердили это и показали, что образующиеся заряды по величине достигают очень больших значений и в грозовых облаках могут за несколько минут привести к образованию зарядов, измеряемых кулонами и достаточных для развития грозового разряда.

Некоторые из рассмотренных теорий образования и разделения зарядов не всегда согласуются с известными фактическими материалами об особенностях метеорологического и электрического строения грозовых облаков, а некоторые вызывают критику с количественной стороны. Видимо, следует отдать предпочтение механизмам, связанным с созданием в грозовых облаках твердой фазы, в частности частиц крупы.

## § 2. Распределение зарядов в грозовом облаке

Рассмотренные выше процессы электризации приводят к образованию одинаковых по величине положительных и отрицательных зарядов и только в результате их пространственного разделения в облаке возникают более или менее значительные объемные заряды, сосредоточенные в различных его частях. Указанное разделение зарядов происходит прежде всего под действием силы тяжести, а также под влиянием электрических полей и ряда других факторов. Но при образовании разделенных объемных зарядов возникают электрические поля как внутри облака, так и вне его, которые могут сильно исказить электрическое поле, наблюдающееся в атмосфере в нормальных условиях. При изменении этих объемных зарядов в облаке по

величине или по их расположению будут происходить резкие изменения поля, обычно наблюдаемые во время гроз и ливней у земной поверхности.

Рассмотрим этот важный вопрос подробнее. Допустим, что над проводящей плоской горизонтальной земной поверхностью

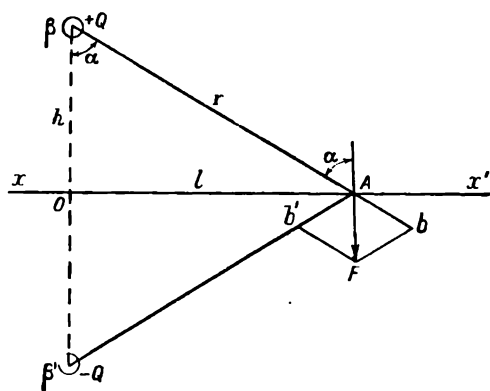


Рис. 195.

$xx'$  на высоте  $h$  расположен в точке  $B$  в малом сферическом объеме заряд  $Q$  (рис. 195). Для вычисления поля, создаваемого этим зарядом в точке наблюдения  $A$ , воспользуемся методом изображений, устанавливая, что поле в точке  $A$  будет таким, как если бы при отсутствии проводящей поверхности  $xx'$  одновременно с зарядом  $Q$  действовал бы заряд противоположного знака, расположенный в точке  $B'$ , являющейся зер-

кальным отражением точки  $B$  по отношению к плоскости  $xx'$ . Но поле, создаваемое зарядом  $+Q$ , численно равно  $\frac{Q}{r^2}$  и изобразится вектором  $\vec{Ab}$ . Поле же, создаваемое зарядом  $-Q$ , расположенным в точке  $B'$ , будет равно  $-\frac{Q}{r^2}$  и изобразится вектором  $\vec{Ab'}$ . Сложение этих двух полей, горизонтальные слагающие которых взаимно уничтожаются, дает для напряженности поля в точке  $A$  величину

$$E = \frac{2Q}{r^2} \cos \alpha \quad (1)$$

или, так как  $\cos \alpha = \frac{h}{r}$  и  $r^2 = l^2 + h^2$ ,

$$E = \frac{2Qh}{r^2} = \frac{2Qh}{(l^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (2)$$

Очевидно, что наибольшее влияние объемного заряда будет наблюдаться в точке  $Q$  непосредственно под облаком ( $l=0$ ) и по мере удаления от этой точки будет быстро убывать; так, например, при  $Q=10$  к на высоте  $h=2$  км, найдем:

$l$ км . . . . .	0	2	5	8	15
$\frac{dV}{dh}$ в/м . . . . .	45 000	15 900	2300	620	95

При мгновенном изменении заряда на величину  $\Delta Q$ , как это, например, имеет место при развитии молнии, происходит изменение и напряженности поля  $\Delta E$ , которое, очевидно, будет равно

$$\Delta E = \frac{2 h \Delta Q}{r^3} = \frac{2 h \Delta Q}{(l^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (3)$$

Поле изменится и в том случае, если произойдет перемещение заряда в атмосфере (изменится  $r$ ).

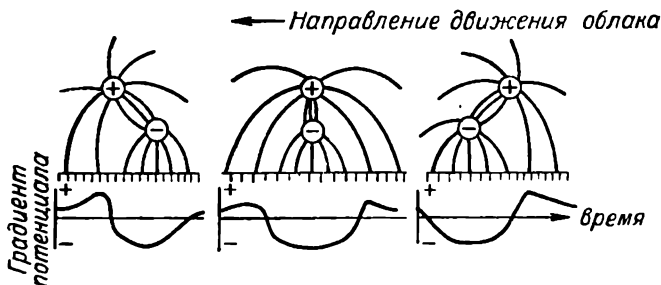


Рис. 196. Изменение электрического поля при движении биполярного облака.

Обычно в облаке имеются объемные заряды противоположных знаков, расположенные в различных его частях и, возможно, численно не равные между собой. Для расчета напряженности поля, создаваемого таким облаком, следует воспользоваться методом наложения полей, создаваемых каждым зарядом в отдельности.

В качестве примера на рис. 196 приведена схема распределения градиента потенциала на земной поверхности при движении биполярного облака.

Наблюдая за распределением поля по земной поверхности на различных расстояниях от облака или следя за изменениями поля в данной точке при прохождении облака, косвенно можно судить о распределении в нем зарядов. Но такие заключения не являются вполне надежными, так как требуют ряда допущений относительно структуры облака, и единственным надежным методом для изучения распределения зарядов в облаке могут явиться только непосредственные измерения.

Пока в облаке не происходит образования и выпадения частиц осадков, объемные заряды в нем невелики, поэтому в целом облако в основном нейтрально и как внутри него, так и вне электрическое поле мало. Лишь при образовании в облаке более крупных частиц осадков в нем происходит разделение разноименно заряженных частиц (крупных и мелких) и тогда образуются значительные объемные заряды внутри облака. При

многообразии процессов, приводящих к образованию зарядов на частицах, содержащихся в облаке, и к их последующему разделению, естественно, что и распределение объемных зарядов в облаке может оказаться весьма разнообразным. Особенно большие заряды образуются в ливневых и грозовых облаках. Наблюдения показывают, что в этих облаках отрицательные заряды преимущественно сосредоточиваются в нижней части облака до высоты расположения изотермы  $0^{\circ}$ , а положительные — выше изотермы  $-12^{\circ}$ ; в промежуточном слое (между

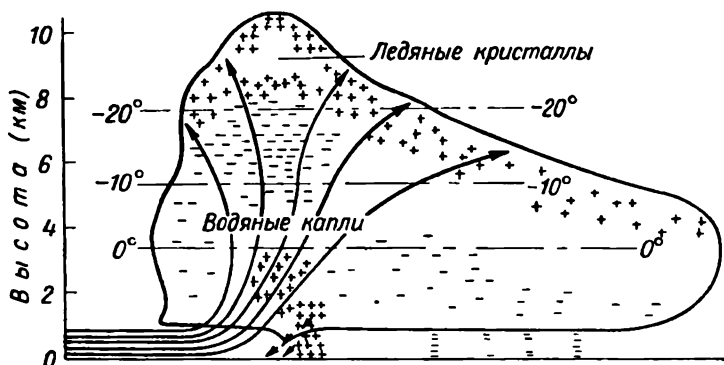


Рис. 197. Схема распределения зарядов в грозовом облаке (по Симпсону и Скрезу).

изотермами  $0^{\circ}$  и  $-12^{\circ}$ ) создается смесь положительных и отрицательных зарядов.

В нижней отрицательно заряженной области в хорошо развитом грозовом облаке иногда встречаются ограниченные по размерам участки, имеющие положительный заряд. Такое распределение зарядов в развитом грозовом облаке, схематически изображенное на рис. 197, является результатом двух различных физических процессов, один из которых действует в верхней, оледеневшей части облака, располагающейся выше изотермы  $-12^{\circ}$ , а другой — в нижней его части, ниже изотермы  $0^{\circ}$ . В верхней части облака в результате процессов электризации ледяных образований мелкие ледяные осколки, получая положительный заряд, сосредоточиваются вверх, а более крупные, отрицательно заряженные кристаллы опускаются в нижнюю часть облака. Здесь при температуре выше  $0^{\circ}$  они тают и образуют капли воды, которые при наличии в ограниченной области облака мощных турбулентных движений могут подвергаться механическому разрушению; в результате этого разбрызгивания (баллоэлектрический эффект) крупные капли приобретают положительные заряды. Они образуют области положительных зарядов в нижней части облака, которые, однако, могут возни-

кать только в полностью развившемся грозовом облаке и при наличии в нем особенно мощных вертикальных течений.

Следует подчеркнуть, что приведенная схема отражает лишь самый общий характер распределения зарядов в грозовом облаке, которое в действительности в ряде случаев может значительно отклоняться от нее.

Измерения электрического поля внутри грозовых облаков были впервые проведены Симпсоном и его сотрудниками. Для этого они использовали шары-зонды с приборами, принцип действия которых основан на измерении тока коронирования с острия (альтиэлектрографа).

Симпсон и Робинзон построили теоретическую модель грозового облака, согласующуюся с наблюдаемыми высотами расположения центров зарядов и с наблюдаемыми значениями поля у Земли. Сходство между теоретическим и экспериментально полученным распределением поля оказалось хорошим. Однако согласование получилось только качественное. Из теоретической модели следует, что электрические поля в грозовых облаках могут превышать  $1000 \text{ в/см}$ , а по записям альтиэлектрографа их величина не превосходила  $100 \text{ в/см}$ . Позднее удалось обнаружить ошибку в градуировке альтиэлектрографа. При градуировке не учитывалось влияние ветра на интенсивность коронирования с острия. С учетом поправок на ветер были сделаны попытки новых интерпретаций результатов, полученных ранее с помощью альтиэлектрографов Симпсоном, Чепменом и др.

Исправленные результаты оказались на порядок выше и уже согласуются в основном с результатами, полученными позже при помощи самолетных исследований электрических полей в грозовых облаках.

### § 3. Грозовые разряды. Молния и механизм ее развития

Образование в грозовом облаке больших объемных зарядов приводит к тому, что между отдельными частями облака или между облаком и земной поверхностью возникают искровые разряды, наблюдаемые в виде молний.

Молнии по своему внешнему виду бывают весьма различными. Основные их формы хорошо известны.

Наиболее часто наблюдается так называемая *линейная молния* с ее многочисленными разновидностями, среди которых особенно часто встречается зигзагообразная и разветвленная, реже — ленточная и ракетообразная. Средняя длина видимой части линейной молнии составляет в большинстве случаев величину порядка 2—3 км. Судить о длине молнии внутри облака очень трудно, однако отмечены случаи, когда длина молнии между облаками достигала 15—20 км и даже более (до 40 км).

Молния проскакивает по каналу, диаметр которого в среднем может быть оценен в 16 см, достигая в отдельных случаях 40 см.

Другой формой молнии является *плоская молния*, представляющая собой разряд, охватывающий значительную часть облака, которое на мгновение как бы вспыхивает в значительной своей толще. Этот самостоятельный вид молнии отличен от того освещения небесного свода, которое происходит от удаленной и невидимой непосредственно линейной молнии и которое известно под названием зарницы.

Значительно реже наблюдаются *четочные* и *шаровые* молнии. Они обычно являются после интенсивного искрового разряда.

Четочная молния состоит из нескольких (20—30) шаров небольшого диаметра (порядка 10 см), располагающихся вдоль разрядного канала, что и придает ей вид четок; расстояние между шарами обычно равно нескольким сантиметрам. Это явление наблюдается весьма редко и кратковременно (около 0,5 сек.), поэтому оно почти совсем не изучено.

Шаровая молния наблюдается более часто, чем четочная, но все наблюдения над ней носят случайный и в основном качественный характер. Она имеет вид светящегося шара, иногда вытянутого в форме груши, обычно медленно перемещающегося (как бы плавающего) в атмосфере, а иногда и по поверхности предметов, на которые она оседает.

Диаметр шаровых молний, появляющихся у земной поверхности, обычно незначителен (составляет около 10—20 см); однако были отмечены случаи, когда на некоторой высоте в атмосфере наблюдались молнии до нескольких метров (примерно 35 м) в диаметре. Те шаровые молнии, которые в некоторых случаях как бы выпадают из грозового облака, часто, достигнув земной поверхности, взрываются с оглушительным шумом, производя значительные разрушения.

Отсутствие точных инструментальных исследований и невозможность воспроизведения шаровой молнии в лабораторных условиях являются причиной того, что до сего времени еще нет ее надежного объяснения. Среди многочисленных гипотез существует и мнение, подтверждаемое некоторыми лабораторными опытами, что шаровая молния представляет собой область выгорания какого-либо горючего газа (водорода, пропана или другого газа) в воздухе, воспламеняемого искровыми разрядами, и что, следовательно, шаровая молния не имеет характера электрического явления.

Лучше всего изучены линейные молнии, особенно между облаками и земной поверхностью.

Применяя метод фотографирования молнии на быстро перемещающуюся пленку, можно проследить за развитием молнии

во времени, а улавливая молнию специальными приборами (кливонографы и др.), можно определить значения силы тока в ней. Особенно подробные данные об электрических характеристиках молнии получены с помощью специально разработанных электронных осциллографов, а также на основании изучения тех изменений электрического поля облака, которые происходят при развитии молнии.

Для изучения молнии очень большое значение имели лабораторные исследования механизма развития длинных искр, получаемых искусственно. Следует, однако, подчеркнуть, что хотя молния и искусственная искра имеют много общего, но они не вполне идентичны. Это определяется тем, что в молнии мы имеем дело с особым рода разрядом (безэлектродным разрядом), развивающимся при отсутствии проводящих (обычно металлических) электродов. В связи с этим сведения о характере развития молнии между облаками более ограничены, чем о молниях между облаком и земной поверхностью.

Не углубляясь в изложение этого специального вопроса, полная теория которого еще не дана, приведем основные результаты исследований. Прежде всего отметим, что молния, воспринимаемая глазом как одна вспышка, в действительности представляет прерывистый разряд, состоящий из ряда отдельных разрядов — импульсов (чаще всего 2—3), число которых в исключительных случаях может достигать до 50. Продолжительность отдельного импульса около 50—100 мсек. и они следуют один за другим через разные промежутки времени при наиболее вероятном значении около 0,03 сек. В связи с этим полная длительность молнии в зависимости от числа образующих ее отдельных импульсов и промежутков времени между ними весьма различна и достигает до 1,5 сек.; чаще всего она составляет около 0,2 сек. Прерывистый характер молнии определяет наблюдаемое в ряде случаев ее мерцание.

Каждый из отдельных импульсов в свою очередь оказывается достаточно сложным и состоит из двух стадий:

1) предварительного, относительно слабого разряда — лидера, который обычно развивается от облака к земной поверхности;

2) главного, или обратного, разряда, так называемого главного канала, распространяющегося в обратном направлении со значительно большей скоростью, чем лидер, и значительно более сильного.

Развитие молнии между облаком, несущим в нижней своей части отрицательный объемный заряд, и земной поверхностью, где сосредоточиваются по индукции положительные заряды, можно представить себе следующим образом. Когда в каком-либо месте облака напряженность электрического поля достигает некоторого критического значения, начинается ионизация,

обусловленная тем, что свободные электроны, всегда имеющиеся в воздухе, приобретают под действием поля большие скорости, вследствие чего при столкновении с атомами воздуха ионизируют их. Образующиеся при этом электроны в свою очередь устремляются к земной поверхности и также ионизируют воздух. Таким образом образуется лавинообразно нарастающий поток электронов. При движении электронов сзади них остаются положительные ионы и большое число возбужденных атомов и молекул. При возвращении последних в нормальное состояние происходит излучение фотонов, которые, обгоняя движение лавины электронов, в свою очередь производят фотоионизацию и могут дать начало развитию новых лавин, ответвляющихся от первоначальной, но большинство которых также будет развиваться преимущественно в направлении к земной поверхности. Ионизация происходит в узком канале, внутри которого проводимость очень высокая (концентрация до  $10^{13}$  ионов/см<sup>3</sup>). Этот канал и его разветвления постепенно заполняются отрицательными зарядами, стекающими из облака. По мере приближения головной части лидера к земной поверхности напряженность поля у нее возрастает, причем иногда может произойти образование положительного лидера, развивающегося от земной поверхности.

Когда головка лидера достигнет земной поверхности, по образовавшемуся проводящему пути происходит нейтрализация положительных зарядов, скопившихся на земной поверхности (ионы), и отрицательных зарядов в части облака, примыкающей к каналу и заполнивших его. При этом канал сильно разогревается и ярко светится, ток в нем достигает большой силы и большой мгновенной мощности. Ток существует около 100 мсек., и когда заряженная часть облака, непосредственно примыкающая к каналу молнии, разряжается через канал, ток прекращается. Но вместе с развитием лидера по направлению к земле идет развитие разряда и в верхнем слое облачной колонны, проникающего в более высоко расположенные слои облака. Поэтому после того как первый импульс спустит часть заряда облака в землю, возникает следующий импульс, начинающийся также с развития лидера, за которым опять следует главная часть разряда. Число таких отдельных разрядов, каждый из которых проникает все глубже в облако, может достигать, как уже указано выше, 50; все они проходят по одному и тому же пути, подготовленному первым разрядом, причем являются менее разветвленными, чем первый.

Развитие лидера первого разряда имеет одну характерную особенность. Помимо того, что он более ветвист и значительно сильнее, чем лидеры последующих импульсов, он развивается как бы скачками. Начав свой путь, он, пройдя расстояние в несколько десятков метров (около 50—60 м), останавливается



и через промежуток времени 30—50 мсек. вновь продвигается на некоторое расстояние вперед. Создается впечатление, что лидер по ступенькам спускается от облака к земной поверхности, поэтому он и получил название *ступенчатого лидера*. При последующих импульсах процесс развивается по пути, уже подготовленному предыдущим импульсом, и лидер не испытывает никаких задержек; время развития таких лидеров значительно меньше, и они получили название *стреловидных*.

Рассчитывая эффективную скорость распространения ступенчатого лидера, под которой понимают скорость, получаемую

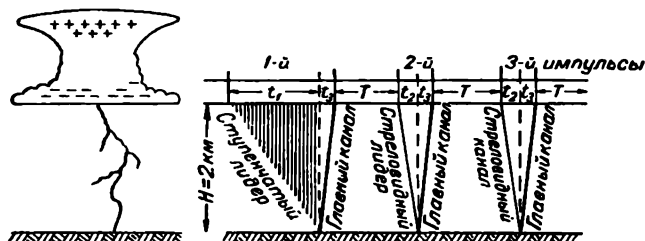


Рис. 198. Схема развития молнии между облаком и землей.

Время развития  $t_1 \approx 0,05$  сек.;  $t_2 \approx 0,001$  сек.;  $t_3 \approx 0,00005$  сек.;  $T \approx 0,03$  сек.; скорость развития ступенчатого лидера  $\sim 1,5 \cdot 10^7$  см/сек; стреловидного лидера  $\sim 2 \cdot 10^8$  см/сек; главного канала  $\sim 3,5 \times 10^9$  см/сек.

при учете интервалов времени между отдельными ступенями, нашли значения в пределах  $1 \cdot 10^7$ — $2 \cdot 10^8$  см/сек при наиболее вероятном значении  $1,5 \cdot 10^7$  см/сек. Для стреловидного же лидера скорость изменяется в пределах  $1,0 \cdot 10^8$ — $2,3 \cdot 10^9$  см/сек при наиболее вероятном значении порядка  $2 \cdot 10^8$  см/сек. Скорость распространения главного канала составляет  $2,0 \cdot 10^9$ — $1,4 \cdot 10^{10}$  см/сек; наиболее часто встречающееся значение равно  $3,5 \cdot 10^9$  см/сек.

На рис. 198 схематически приведена картина развития молнии, состоящей из трех импульсов.

В некоторых случаях, особенно если на земной поверхности имеются высокие остроконечные предметы, на концах которых напряженность поля может быть весьма велика, одновременно с развитием лидера, спускающегося от облака к земле, наблюдается развитие от этих предметов положительных ступенчатых лидеров. В таких случаях главный разряд начинается в момент соприкосновения этих встречных лидеров и обычно образуется более длительный разряд, не имеющий повторных импульсов.

Измерения токов молнии показывают, что количество электричества, протекающего за время одной молнии, может быть оценено величиной 10—50 к при наиболее типичном значении около 20 к; изредка наблюдаются и гораздо большие значения,

достигающие 150—160 к. Так как это количество электричества протекает за очень короткие промежутки времени, то и сила тока в молнии очень большая; она достигает в некоторых случаях  $(1-1,5) \cdot 10^5$  а и даже больше. Статистические подсчеты показывают, однако, что примерно в 80% случаев величина токов не превышает  $2 \cdot 10^4$  а, а, например, для территории СССР в 55% случаев она составляет около  $10^4$  а. Направление токов молнии таково, что при разрядах на землю они переносят к земной поверхности преимущественно отрицательные заряды; в среднем для всего земного шара можно принять, что не менее  $\frac{3}{4}$  всех молний несут отрицательные заряды.

Путь, по которому развивается молния в атмосфере на значительном расстоянии от земной поверхности определяется условиями, обеспечивающими наиболее легкое развитие головки лидера. По мере снижения лидера земная поверхность оказывает на путь молнии все большее влияние. При этом здесь сказывается рельеф поверхности (молния стремится к наиболее возвышающимся точкам, где напряженность поля больше) и проявляется влияние электрических свойств почвы (молния стремится поразить те места, где электропроводность почвы больше). В зависимости от того, какой из этих двух факторов действует сильнее, молния ударяет либо в видимые возвышающиеся части рельефа, либо иногда и в низины, если проводимость почвы в них больше, чем в окружающих местах.

В некоторых районах выделяются ограниченные по размерам участки земной поверхности, которые особенно часто поражаются молнией — это так называемые места избирательной поражаемости молнией.

Для защиты различного рода сооружений от поражения молнией применяются специальные методы грозозащиты — устанавливаются так называемые *молниеотводы*, преследующие задачу перехвата тока молнии с тем, чтобы увести ток в землю по заранее подготовленному безопасному для сооружений пути. Для этого устанавливаются стержневые молниеотводы в виде заостренных стержней, достаточной толщины, помещаемых над защищаемым участком; стержни хорошо заземляются. Иногда для защиты линий электропередачи применяются молниеотводы в виде заземленного металлического троса, натянутого выше токонесущих проводов, а для защиты особо ответственных сооружений применяются и более сложные специальные устройства.

Линейная молния обычно сопровождается сильным раскатыстым звуком — громом. Возникновение его объясняется тем, что при быстром нарастании тока молнии температура воздуха внутри канала практически мгновенно повышается до величины порядка  $(1,5-2) \cdot 10^4$  град., поэтому и давление в канале также возрастает в сравнении с давлением вне его. Когда после пре-

крашения тока температура в канале также быстро падает, то происходит резкое сжатие воздуха. Эти расширения и сжатия имеют характер взрывных волн, дающих начало звуковым волнам, которые и воспринимаются как гром.

Расстояние, до которого слышен гром, оказывается обычно равным 20—25 км, а часто и меньше (в среднем около 15 км). Лишь в редких особенно благоприятных случаях гром бывает слышен и на больших расстояниях. Когда грозовой разряд происходит в непосредственной близости от наблюдателя и особенно в тех случаях, когда происходит удар молнии в землю, гром имеет характер сильного и отрывистого удара. С увеличением расстояния от разряда увеличивается и продолжительность грома — появляются характерные раскаты грома. Они объясняются тем, что звуки, порождаемые вдоль длинного извилистого канала молнии в одно и то же время, доходят до наблюдателя лишь последовательно, а также отражением звука, которое происходит как от объектов на земной поверхности, так и от облаков и поверхностей раздела воздушных масс.

#### § 4. Распределение грозовой деятельности по земной поверхности

Наблюдения над грозами, которые проводятся на метеорологических станциях, до сих пор ограничиваются в основном фиксацией времени появления грозы иногда с субъективной балловой оценкой ее мощности. Результаты этих наблюдений дают некоторое общее представление о суточном, а также годовом ходе гроз и о распределении их по земной поверхности, причем в последнем случае в качестве количественной характеристики берется число дней с грозой за месяц, сезон, год. Такие наблюдения показывают, что наибольшее число дней с грозой отмечается в тропических и экваториальных странах и постепенно убывает к более высоким широтам. Однако ход изолиний одинакового числа дней с грозой оказывается достаточно сложным. Все области с максимальным числом дней и грозой располагаются обычно над континентами; это так называемые *мировые грозовые очаги*, в которых число дней с грозой за год достигает 150—200.

К наиболее интенсивным мировым очагам гроз можно отнести районы Центральной Африки, центральной части Южной Америки, юго-восток Соединенных Штатов Америки (полуостров Флорида), юго-восток Азии.

Над океанами грозоносными являются область Юго-Западной Атлантики у берегов Южной Америки и область в Тихом океане, простирающаяся от 0 до 25° ю. ш. и от 150° в. д. до 135° з. д.

Более детальные карты, составленные для отдельных районов, ясно показывают зависимость числа гроз от местных условий, выявляя так называемые местные очаги грозовой деятельности. В частности, в горных районах наблюдается значительно большее число гроз, хотя и менее мощных, чем в низменных местах.

В пределах СССР можно указать ряд местных очагов грозовой деятельности. Например, особенно часты грозы на Кавказе, где есть районы, в которых число дней с грозой за год достигает 60; такие же районы выявляются на юго-востоке

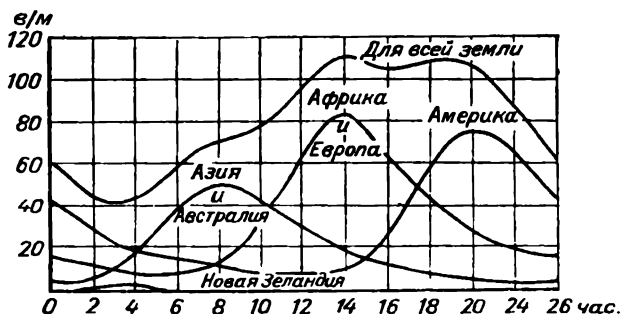


Рис. 199. Суточный ход грозовой деятельности. Кривая для Новой Зеландии охватывает сегмент между  $120^{\circ}$  З и  $150^{\circ}$  В; кривая для Азии и Австралии охватывает сегмент между  $150^{\circ}$  и  $60^{\circ}$  В; кривая для Африки и Европы охватывает сегмент между  $60^{\circ}$  В и  $30^{\circ}$  З; кривая для Америки охватывает сегмент между  $30^{\circ}$  и  $120^{\circ}$  З.

Европейской территории СССР, а также на Украине (в районе Киева, Харькова) и в других местах.

Статистические подсчеты дают, что в каждый момент грозами охвачено около 0,36% всей земной поверхности, а число гроз за день на всем земном шаре может быть оценено в 44 000, причем в каждую секунду образуется около 100 молний.

В большинстве мест средних широт северного полушария наибольшее число гроз падает на лето (июнь—июль), а наименьшее на зиму, когда лишь изредка наблюдаются слабые по мощности и кратковременные грозы. Однако в ряде мест большее число гроз приходится не только на лето (июль), но и на зиму (январь—декабрь); так, довольно много зимних гроз наблюдается в Великобритании, а около Исландии, на океане, наибольшее число гроз всегда отмечается зимой.

По времени суток грозы распределяются так, что более богата ими вторая половина суток, примерно от 13 до 24 час., причем чаще всего грозы наблюдаются между 15 и 18 час.; реже всего грозы бывают в утренние часы (5—7 час.). Весьма суще-

ственные данные о суточном ходе интенсивности грозовой деятельности для отдельных обширных районов земной поверхности и для всей Земли в целом приведены на рис. 199, на котором по оси абсцисс дано среднее гринвичское время. Кривые на этом рисунке показывают, что для всей Земли наименьшее развитие грозовой деятельности наблюдается в 3—4 час., а наибольшее — в вечерние часы (18—19 час.).

## § 5. Тихие разряды

Во время грозы, а иногда и в тех случаях, когда напряженность электрического поля в атмосфере становится особенно большой (снежные и пылевые бури, шквалы, град и т. п.), нередко наблюдаются особого рода светящиеся разряды, возникающие на остриях и острых углах предметов, возвышающихся над земной поверхностью. Эти разряды наиболее известны под названием огней Эльма. Чаще всего они наблюдаются в горах на остро выдающихся частях скал, зданий, вершинах деревьев и т. п. Обычно они сопровождаются характерным потрескиванием или шипением. Продолжительность их существования иногда бывает значительной, достигая нередко нескольких часов. Они наблюдаются повсеместно и во все сезоны года, причем в горах чаще всего в летнее время, а в низменных местах во время снежных бурь.

Тихие разряды представляют собой не что иное, как кистевую форму коронного разряда. Такой разряд возникает, когда около электрода (острия) вследствие очень малого радиуса кривизны его поверхности напряженность электрического поля достигает высоких значений, однако еще недостаточных для осуществления искрового разряда. В начальной стадии развития коронного разряда, когда напряженность поля еще недостаточна для его развития, около электрода имеет место несамостоятельный разряд, обусловленный движением ионов, образующихся под влиянием обычно действующих в атмосфере ионизаторов. Этот ток чрезвычайно мал и полностью зависит от интенсивности ионообразования и внешне никак не проявляется. При увеличении напряженности поля до некоторого критического значения, определяемого формой электрода и плотностью воздуха, внезапно в непосредственной близости к электроду газ начинает светиться голубоватым цветом и появляется характерное потрескивание и шипение, ток на острие увеличивается до значений порядка микроампера и выше. Усиление тока и свечение является следствием той ионизации и возбуждения газовых молекул и атомов, которое происходит под влиянием электронов, ускоренных сильным полем.

Область свечения газа и ударной ионизации образует корону, размеры которой, как и интенсивность ее свечения,

возрастают при дальнейшем увеличении поля, и на фоне общего слабого свечения вокруг острия появляется кистеобразный конус, состоящий из ряда быстро перемежающихся тонких светящихся нитей — возникает кистевой разряд.

При положительном заряде острия (положительная корона) свечение почти равномерно распределяется внутри конуса с углом при вершине (от конца острия) порядка  $90^\circ$ . Электронные лавины в этом случае развиваются от внешней границы короны к острию; малоподвижные же положительные ионы, оставаясь сзади движущихся электронов, создают положительные объемные заряды, ослабляющие поле в непосредственной близости к острию. Вследствие этого корона оказывается сидящей не непосредственно на острие, а на коротком светящемся столбике — стебельке короны. Размеры кисточек по длине нитей достигают иногда 15 см. При отрицательной короне развитие стримеров начинается от самого острия и электроны движутся в окружающее острие пространство, где и оседают на молекулах газов, определяя появление здесь отрицательного объемного заряда. Размеры короны в этом случае значительно меньше и она уже, причем длина образующих ее нитей составляет 2—3 см. Объемные заряды того же знака, что и знак острия, образующиеся вокруг него, уменьшают поле и, если не рассеиваются в окружающее пространство, могут привести к потуханию короны; поэтому ток короны не остается неизменным, а непрерывно пульсирует и имеет прерывистый характер.

Наблюдения над токами с острия обычно производятся с помощью гальванометра, включенного между выдвинутым на некоторую высоту изолированным стержнем, на конце которого находится тонкое (платиновое) заземленное острие.

В естественных условиях между величиной тока с острия, напряженностью электрического поля  $E$  и скоростью ветра  $v$  наблюдается зависимость вида

$$i = k(E - C)v,$$

где  $k$  и  $C$  — постоянные множители, зависящие от формы и размеров острия, от знака поля и некоторых других параметров.

Величина токов с острия обычно составляет несколько микроампер. Уже первые наблюдения показали, что за значительный промежуток времени этими токами переносятся к земной поверхности преимущественно (примерно в два раза больше) отрицательный заряд. В связи с важностью этого вопроса были сделаны попытки измерить те токи, которые текут не с искусственного острия, а с тех острий, которые имеются в реальных условиях на земной поверхности, в частности, с тех острий, которые представляют собой деревья, растительность и т. п. Эти сложные и, естественно, весьма приближенные измерения убедительно показали, что величина отрицательного заряда, который

приносится к земной поверхности токами, значительно (примерно в десятки раз) превышает те заряды, которые приносятся молниями на землю.

## § 6. Атмосферики

В §2 было рассмотрено электростатическое воздействие заряда облака  $Q$  на напряженности электрического поля у земной поверхности. В более общей форме зависимость между вертикальной слагающей электрического поля  $E_{\perp}$  у земной поверхности и зарядом облака  $Q$  выражается соотношением

$$E_{\perp} = \frac{2hQ}{r^3} + \frac{2}{cr^2} \frac{d}{dt}(hQ) + \frac{1}{c^2r} \frac{d^2}{dt^2}(hQ), \quad (4)$$

где  $h$  — высота, на которой расположен заряд  $Q$ ,  $r$  — расстояние до него от точки наблюдения и  $c$  — скорость света.

Из этого выражения видно, что поле  $E_{\perp}$ , определяемое воздействием заряда  $Q$ , складывается из трех составляющих: 1) электростатического поля, обусловленного зарядом облака (первое слагаемое); 2) индукционной составляющей, обусловленной изменением во времени электрического момента облака —  $\frac{d}{dt}(2hQ)$  и 3) поля электромагнитного излучения, выражаемого третьим слагаемым.

Электростатическая слагающая убывает обратно пропорционально третьей степени расстояния, а индукционная — второй степени, и на больших расстояниях основная роль принадлежит третьей составляющей — электромагнитному излучению молнии. Расчеты и наблюдения показывают, что роль первой слагающей является преобладающей до расстояния порядка  $r < 100$  км, а уже при  $r > 500$  км основными становятся электромагнитные колебания в форме кратковременных импульсов, которые получили название *атмосфериков*. Они появляются в виде тех атмосферных радиопомех, которые всегда имеют место в радиоприемных устройствах. Иногда эти помехи оказываются настолько значительными, что затрудняют прием даже мощных радиосигналов.

Изучение указанных изменений электрического поля при грозových разрядах, а особенно атмосфериков позволяет судить о тех атмосферных процессах, с которыми связано их возникновение.

Применяя специальные радиофизические методы наблюдений, можно получить данные о числе приходящих атмосфериков, их интенсивности, направлении прихода, форме электрических колебаний и т. д.; производя же непрерывные наблюдения над ними на нескольких приемных пунктах, можно, пеленгуя

их, определять положение источника разрядов, а также и следить за перемещением в пространстве вызывающих их грозовых очагов. Очевидно, что такие наблюдения имеют и большое практическое значение, особенно для авиации и радиосвязи. Источники всех атмосфериков можно разделить на две группы. К первой следует отнести те мировые грозовые очаги, которые указаны в предыдущем параграфе. Вторую группу составляют нерегулярные источники атмосфериков, возникающие лишь в определенные сезоны, месторасположение которых непостоянно и иногда очень быстро изменяется. Сопоставление с процессами, происходящими в атмосфере, показывает, что в основном эти атмосферерики тесно связаны с грозовой деятельностью, развивающейся на фронтах. Эта тесная связь с фронтами и грозами на них дает возможность следить издали за процессом формирования и перемещения таких областей.

Длительные систематические наблюдения за атмосфериками позволили установить зависимость их числа и интенсивности от времени суток и сезона. Основной чертой суточного хода является наличие минимума в утренние часы, который четко выявляется всегда и во всех местах, и общее повышение к ночным часам, причем в холодную половину года максимум наступает среди ночи, а летом — после полудня (15—18 час.).

## § 7. Баланс электрических токов в атмосфере

В атмосфере имеют место электрические токи, весьма различные по величине, направлению и охватываемой ими территории. Такими токами являются: 1) вертикальный ток проводимости, 2) конвективный ток переноса зарядов осадками и аэрозолями, 3) ток с острий при высоких значениях напряженности поля и 4) токи молний на земную поверхность. Кроме этих токов, определяющих обмен зарядами между земной поверхностью и атмосферой, следует указать еще токи, связанные с переносом объемных зарядов воздушными течениями в горизонтальном направлении, плотность которых определится соотношением  $i_r = v\rho$ , где  $v$  — горизонтальная скорость воздушных течений, а  $\rho$  — плотность объемных зарядов.

Если рассматривать только вертикальный ток проводимости, направленный в условиях ясной погоды к земной поверхности, то легко показать, что его действием электрическое поле в атмосфере было бы очень быстро ликвидировано. Действительно, так как  $\frac{dV}{dh} = -4\pi\sigma$ , то  $\frac{d}{dt}\left(\frac{dV}{dh}\right) = -4\pi \frac{d\sigma}{dt}$ ; но  $\frac{d\sigma}{dt} = i_{np} = \lambda \frac{dV}{dh}$ , поэтому

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dV}{dh}\right) = -4\pi\lambda \frac{dV}{dh}, \quad (5)$$



откуда, интегрируя, найдем

$$\left(\frac{dV}{dh}\right)_t = \left(\frac{dV}{dh}\right)_0 e^{-4\pi\lambda t}. \quad (6)$$

Численно при  $\lambda = 2 \cdot 10^{-4}$  CGSE получим, что уже через 30 мин.  $\left(\frac{dV}{dh}\right)_t$  составил бы только  $0,01 \left(\frac{dV}{dh}\right)_0$ .

Однако электрическое поле существует непрерывно, поэтому встает основной вопрос теории атмосферного электричества о причинах, в силу которых постоянно поддерживается электрическое поле в атмосфере. Так как вертикальный ток (плотность  $i = 2,9 \cdot 10^{-16}$  а/см<sup>2</sup>), рассчитанный на всю земную поверхность, дает величину порядка 1600 а, то необходимо указать процессы, посредством которых этот ток компенсируется, что проще всего представить в форме такого же по величине, но обратного по направлению тока, текущего от земной поверхности — так называемого *противотока*.

На протяжении длительного времени, в течение которого электрические явления в атмосфере изучались преимущественно в условиях ясной погоды в отрыве от явлений, связанных с процессами, происходящими во время гроз, этот вопрос о причинах, определяющих существование электрического поля, не мог быть решен. Были предложены многочисленные гипотезы, в которых высказывались различные предположения относительно источников, посредством которых земная поверхность непрерывно получает отрицательный заряд, уничтожаемый током проводимости. Так, например, рассматривались различного рода процессы, возможно, происходящие в толще земного шара или в земной коре, посредством которых мог бы поддерживаться отрицательный заряд земной поверхности. Некоторые исследователи искали эти источники в притоке отрицательных зарядов из космического пространства. Ряд предположений был сделан в связи с попытками найти общее объяснение происхождения земного магнитного поля и электрического поля в атмосфере. Но все эти гипотезы в настоящее время оставлены. Сейчас общепризнано, что решение этого вопроса следует искать в явлениях, происходящих в самой атмосфере, а именно во всей совокупности тех электрических токов, посредством которых осуществляется обмен зарядами между земной поверхностью и атмосферой; впервые на это указал Вильсон.

Рассматривая все названные выше электрические токи, для решения поставленной проблемы, очевидно, следует выяснить вопрос о том, может ли баланс этих токов сводиться к нулю для всей земной поверхности. Если вертикальным током к преобладающей части земной поверхности подводится положительный заряд, то все остальные токи приносят как положительный, так и отрицательный заряд, причем токами разряда

с острий и токами молний, как указано выше, преимущественно приносятся отрицательные и притом значительные по величине заряды.

Можно думать, что в те моменты и в тех местах, где развивается грозовая деятельность, токи молний и токи стечения с острий могут компенсировать утечку отрицательного заряда, вызванную током проводимости и осадками на всей остальной части земной поверхности, в результате чего общий баланс токов может оказаться нулевым. Но проверка этих соображений требует длительных систематических наблюдений на обширной территории. Наблюдения в отдельных пунктах, естественно, будут давать для каждого из них баланс, отличный от нуля, и в одних местах будет преобладать приток положительного, а в других — отрицательного электричества. В качестве примера приведем значения количества электричества в кулонах, приносимое на площадь  $1 \text{ км}^2$  за год, полученные для Кэмпбиджа (Англия):

Ток проводимости . . .	+60	к/км <sup>2</sup> ·год
Токи осадков . . . . .	+20	„
Разряды молний на землю . . . . .	—20	„
Токи с острий . . . . .	—100	„
<hr/>		
Всего . . . . .	—40	„

Эти данные показывают, что основная роль принадлежит токам с острий, что подтверждается и наблюдениями в других местах.

Тот небольшой отрицательный баланс, который имеет место для средних широт, несомненно, должен быть иным в тропиках и особенно в районах мировых грозовых очагов. Здесь на континентах число гроз велико, а в связи с этим велик и отток посредством тока молний и тока с острий. В то же время на значительной части земной поверхности — над океанами — ток с острий исключается, и можно предположить, что здесь будет иметь место положительный баланс. В итоге для поверхности всей Земли суммарный баланс, вероятно, окажется равным нулю и тогда указанные четыре процесса можно с полным основанием считать ответственными за поддержание равновесного состояния электрических токов между земной поверхностью и атмосферой.

Сказанное схематически представлено на рис. 200, который является развитием схемы, приведенной на рис. 198. В первой части рисунка изображены все области земной поверхности, где нет гроз и где через атмосферу, обладающую сопротивлением  $R$ , течет ток, состоящий из тока проводимости и тока осадков, выпадающих здесь. Этот суммарный ток компенсируется токами обратного направления в тех местах земной поверхности,

над которыми развивается грозовая деятельность и которые представлены в левой части рисунка. Ток в этих областях складывается из: 1) вертикального тока и тока истечения из острий, имеющих на земной поверхности; 2) тока молний, ударяющих в землю, и 3) тока осадков, выпадающих здесь. Соотношение между величинами плотности этих токов может быть различно в разные моменты и в разных местах.

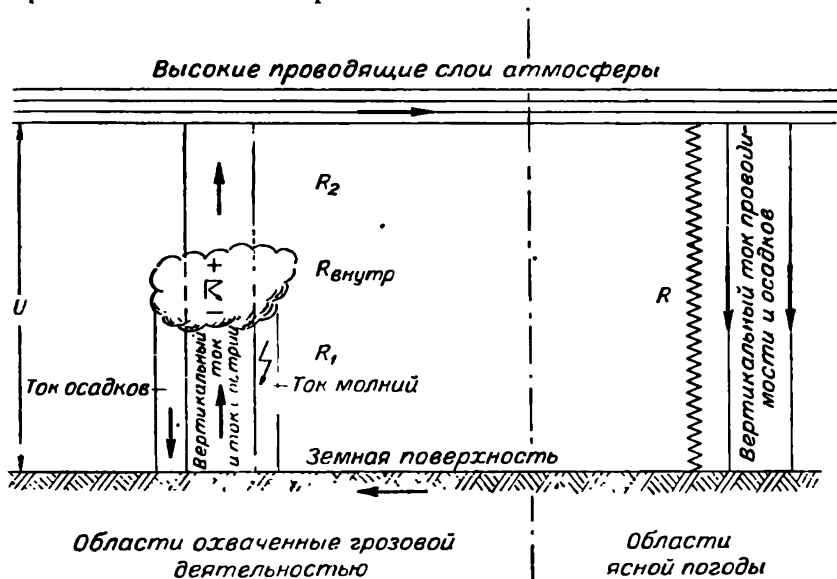


Рис. 200. Схема электрических токов в атмосфере.

Рассмотренные две ветви системы электрических токов в атмосфере замыкаются внизу токами, текущими в земной коре, а вверх токами, протекающими в высоких хорошо проводящих слоях атмосферы, расположенных на высоте немногих десятков километров ( $\approx 60$  км), там, где проводимость достаточна для того, чтобы обеспечить быстрое распределение заряда, полученного в каком-либо районе, на всю земную поверхность.

Ряд исследователей производили расчеты баланса этих токов в среднем для всей Земли. Но пока еще все такие расчеты носят ориентировочный характер. Для вертикального тока проводимости имеются достаточно надежные и обширные данные; для тока осадков величины хотя и менее надежны, но все же они могут использоваться как предварительные. Полную величину плотности тока, рассчитанную на всю земную поверхность, в районах ясной погоды можно оценить примерно в  $4 \cdot 10^{-16}$  а/см<sup>2</sup>, что дает ток порядка 1700—1800 а. Для оценки суммарного тока в областях с грозовой деятельностью нужны данные

о размерах этих областей, числе молний, ударяющих в землю, величине тока молнии и тока с острий, значении тока проводимости и тока осадков в этих областях. Таких данных мало, а при большой изменчивости всех этих величин и средние значения их мало надежны. Однако оценочные данные приводят к числам того же порядка. Так, если принять, что каждый час в землю ударяет 100 000 молний и что каждая молния переносит в среднем 20 к электричества, и учесть, что число молний, подводящих к земле отрицательный заряд, примерно в четыре раза больше числа молний, приносящих положительный заряд, то плотность тока молний, распространенного на всю земную поверхность, окажется порядка  $-0,7 \cdot 10^{-16} \text{ а/см}^2$ . Если принять, что ток с острий вместе с другими указанными токами будет больше в 4—5 раз, как на это указывают некоторые наблюдения, то баланс окажется нулевым. Для его уточнения нужны дальнейшие наблюдения, но из сказанного совершенно ясно, что грозы следует рассматривать, как основной генератор, поддерживающий систему электрических токов в атмосфере и тем самым поддерживающий существующее в ней электрическое поле.

Большим косвенным подтверждением справедливости изложенных соображений является тот параллелизм, который имеет место между суточным ходом интенсивности грозовой деятельности для всей Земли и унитарной вариацией градиента над океанами, с одной стороны (рис. 192), и суточным ходом атмосфериков, с другой стороны.

Следует подчеркнуть, что изложенные соображения, устанавливая баланс между токами, текущими в атмосфере, совершенно не затрагивают вопроса о том, является ли Земля с ее атмосферой электрически нейтральной для мирового пространства телом; некоторые исследования свидетельствуют о возможности электризации Земли и атмосферы, но этот вопрос, возможно, будет решен с помощью наблюдений на искусственных спутниках Земли.

## Глава 32

### ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ

#### § 1. Географическое распределение полярных сияний и их формы

Полярные сияния представляют собой особую форму свечения, происходящего в высоких слоях атмосферы. Они наблюдаются главным образом в полярных странах как в Арктике, так и в Антарктике, значительно реже в средних широтах. Как исключение отмечены случаи, когда их видели и в экваториальных областях, например в Константинополе, Афинах, Бом-

бее, Ассуане и даже в Сингапуре ( $1^{\circ}$  с. ш.), а в южном полушарии на островах Самоа ( $13^{\circ}$  ю. ш.) и в Джакарте ( $6^{\circ}$  ю. ш.).

Длительные наблюдения позволили построить карты так называемых изохазм (линий, соединяющих пункты с одинаковой повторяемостью сияний). На рис. 201 приведены, по Вестейну, такие карты для северного и южного полушарий. В каждом полушарии изохазмы имеют форму, близко совпадающую с окружностями, имеющими центры в области магнитных полюсов, причем зона наибольшей повторяемости сияний располагается примерно на расстоянии  $20\text{--}25^{\circ}$  от полюса; от этой зоны повторяемость сияний уменьшается как по направлению к полюсам, так и по направлению к средним широтам. На основании теоретических соображений и некоторых наблюдений можно утверждать, что сияния в северном и южном полушариях тесно связаны между собой и при благоприятных условиях наблюдается их одновременное появление в обоих полушариях.

Формы полярных сияний весьма разнообразны, зачастую очень изменчивы и чрезвычайно красочны. В атласе полярных сияний, составленном Штермером, выделен ряд групп, объединенных в два основных класса:

1) формы, не имеющие лучистой структуры (спокойные формы); это сияния в виде однородных дуг или равномерного диффузного свечения, а также однородных полос; иногда эти сияния слегка пульсируют;

2) формы лучистой структуры — как правило, весьма подвижные; это прежде всего лучи, зачастую цветистые, исходящие от полярной дуги, затем полосы, имеющие лучистую структуру, и особенно эффектные по внешнему виду так называемые драпри и корона.

Штермер выделяет еще третий класс пламенеющих сияний; это чрезвычайно подвижные формы быстро перемещающихся в вертикальном направлении сияний, похожие на вспышки пламени. На рис. 202 приведены фотографические снимки некоторых сияний.

Издавна была подмечена связь между полярными сияниями и состоянием магнитного поля Земли (магнитными бурями и другими явлениями). За последние десятилетия установлена тесная связь их и с рядом других геофизических явлений, определяемых процессами, происходящими в высоких слоях атмосферы, такими, как состояние ионосферы (условия распространения радиоволн), свечение ночного неба и т. д. Причем доказано, что все эти явления находятся в тесной зависимости от степени солнечной активности. Отметим, что связь полярных сияний с солнечной активностью и другими названными явлениями особенно ярко выражена для сияний подвижных лучистых форм, отнесенных ко второму классу. Можно думать, что

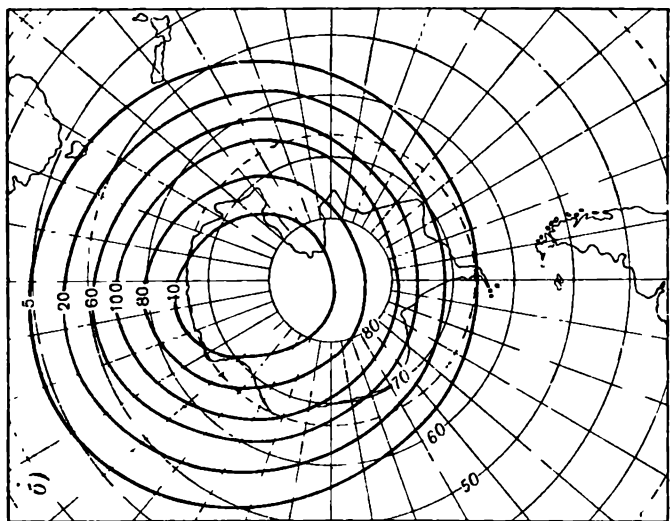
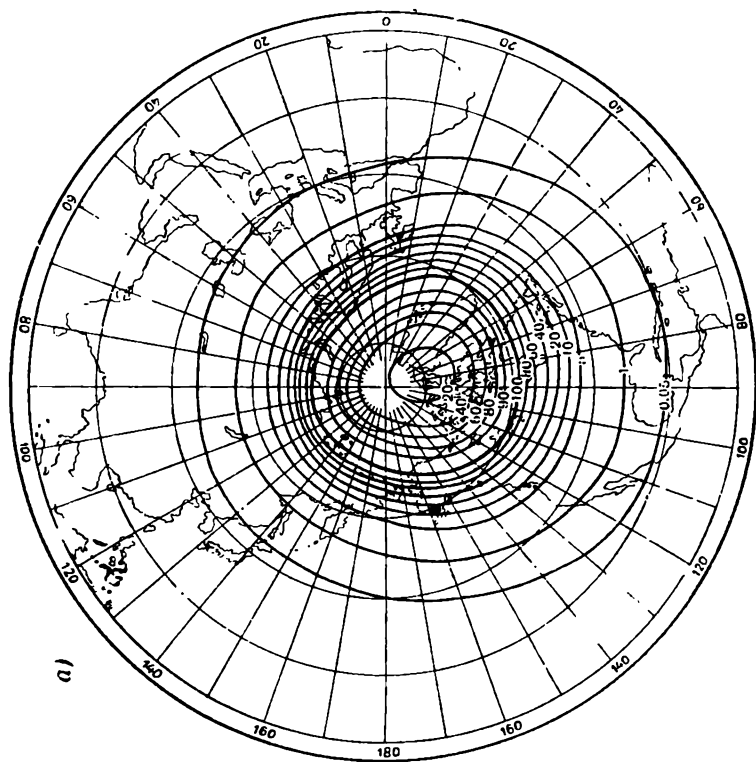


Рис. 201. Карта изохазм полярных сияний (по Вестейну).  
 а — в северном полушарии, б — в южном полушарии.

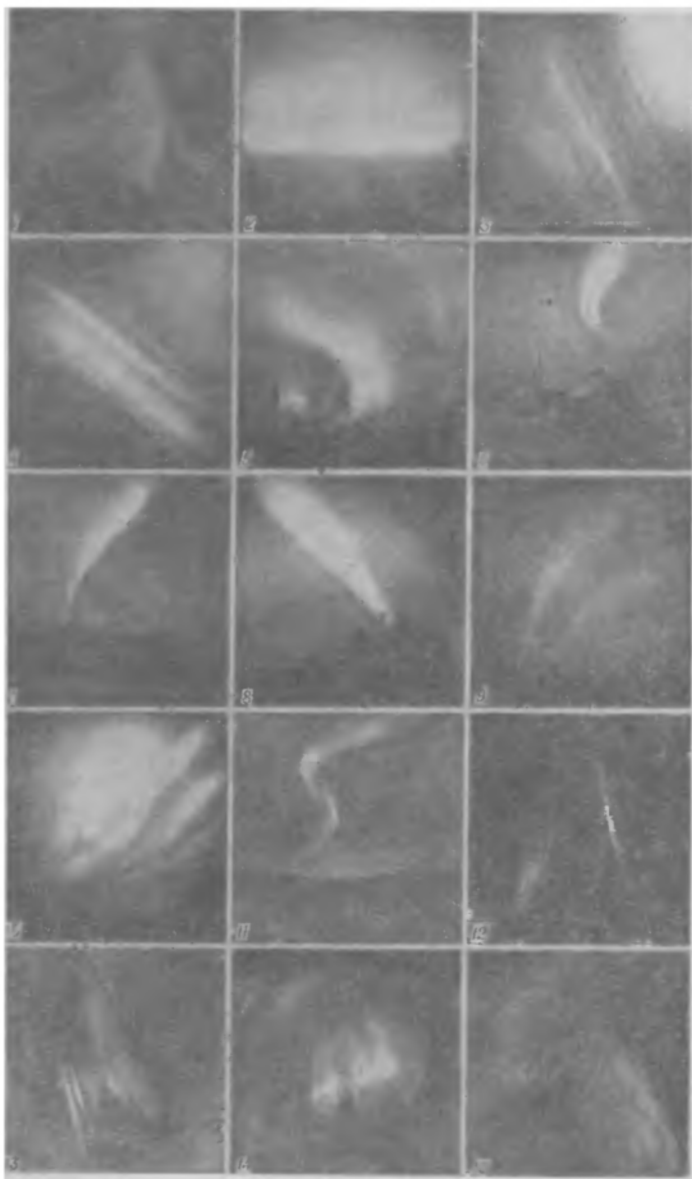


Рис. 202. Основные формы полярных сияний.

1 — пульсирующее свечение, 2 — спокойная дуга, 3 — разделенная полоса, 4 — разделенная дуга, 5 — дуга, 6, 7, 8 — драприобразная дуга, 9, 10 — параллельные дуги, 11 — драприобразная дуга, 12 — драпри, рассматриваемое в плоскости касательной, 13 — драпри с лучами, 14 — лучеобразные драпри, 15 — драпри.

разные по внешней форме полярные сияния вызываются и разными по своему характеру физическими процессами.

Связь с пятнообразовательной деятельностью Солнца проявляется, в частности, в том, что в годы с максимумом солнечных пятен сияния не только более интенсивны и наблюдаются чаще, но и распространяются на значительно большие расстояния от магнитных полюсов.

## § 2. Высота полярных сияний. Расположение их в пространстве. Периодические вариации

Применяя специальные методы фотографирования сияний, оказалось возможным установить посредством базисных наблюдений, что полярные сияния наблюдаются на высотах от 80 до 1000—1200 км. Нижний их край (без разграничения по формам) располагается преимущественно на высотах примерно от 80 до 160 км, имея резко выраженный максимум повторяемости на высоте 100—106 км.

Это хорошо видно на рис. 203, составленном по наблюдениям в Норвегии на основании 12 330 фотографий сияний за период 1911—1944 гг. Отмечено, что, чем интенсивнее сияние, тем ниже располагается его нижняя граница. Высота, на которой располагается верхний край сияний, весьма различна для разных форм.

Наиболее значительных высот достигают полярные сияния, наблюдающиеся изредка на тех высотах, где атмосфера еще освещается солнечными лучами. Эти сияния во многом отличаются от обычных сияний, наблюдаемых в частях атмосферы, находящихся в земной тени. Их нижний край довольно резко располагается по границе между освещенной и неосвещенной частями атмосферы (200—400 км), а верхний простирается до значительных высот (1000—1100 км); наблюдаются они

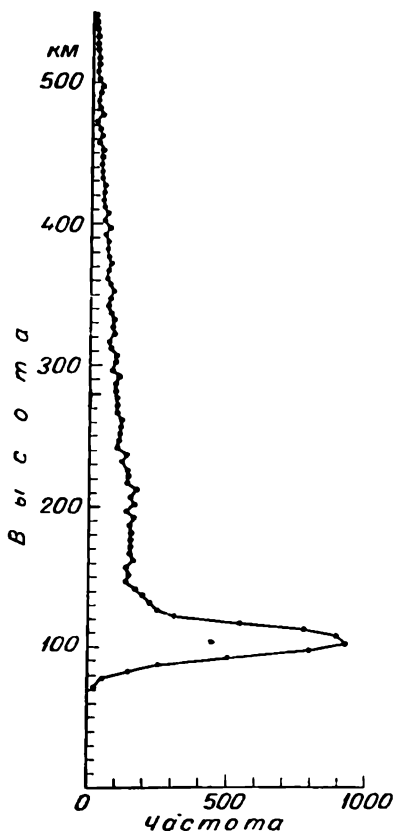


Рис. 203. Распределение полярных сияний по высоте (по Штермеру).



в районах, удаленных от обычных сияний на несколько сотен километров. Они имеют серо-фиолетовую или голубую окраску и появляются обычно часа через три после захода солнца и часа за три до захода; как правило, они сопровождаются сильными возмущениями в ионосфере и магнитными бурями.

Расположение сияний в пространстве наиболее просто определяется для таких форм, как лучи. Последние довольно близко следуют направлению силовых линий постоянного магнитного поля Земли. Сияния в виде дуг, полос и других форм, имеющих значительное горизонтальное протяжение, располагаются обычно так, что их горизонтальная проекция примерно перпендикулярна к магнитному меридиану. Особенно четко это перпендикулярное расположение дуг к направлению горизонтальной составляющей магнитного поля Земли проявляется на высоте.

Статистическая обработка обширного материала наблюдений над полярными сияниями позволила установить наличие ряда периодических колебаний в их ходе. Так, выявлены следующие вариации: суточные, годовые, вариаций с периодом 11 лет и отмечена тенденция к установлению вариации с периодом 27 и 30 дней, а также с периодом примерно 55 лет. Однако установление этих вариаций значительно осложняется тем, что визуальные наблюдения над полярными сияниями, в особенности малой интенсивности, долгое время были возможны лишь при малооблачном небе и только в ночное время, а в связи с этим в очень высоких широтах только в зимнюю половину года. За последнее время благодаря применению радиолокационной техники, позволяющей и при наличии облачности определять положение области полярного сияния в пространстве, значительно расширены возможности исследования этого явления природы, а тем самым и исследования высоких слоев атмосферы. Можно утверждать, что в суточном ходе сияний подвижных форм максимум повторяемости наблюдается в вечерние часы, примерно за 1—2 часа до полуночи по местному времени; сияния же спокойных форм отмечаются преимущественно в утренние часы.

В годовом ходе максимум повторяемости сияний как в северном, так и в южном полушарии наблюдается около времени равноденствий (март и октябрь).

### **§ 3. Цвет, интенсивность свечения, спектр полярных сияний**

Полярные сияния при достаточной интенсивности их развития часто имеют быстро изменяющуюся во времени окраску. Обычно преобладают желто-зеленые оттенки, отмечаемые почти при всех формах сияний; интенсивные сияния приобретают красноватый оттенок; нередко наблюдается слабый голубоватый

цвет, а в частях сияний, расположенных в освещенных солнечными лучами слоях атмосферы, можно наблюдать даже фиолетовые тона. Быстрая смена цветов особенно характерна для подвижных форм сияний.

Интенсивность свечения полярных сияний весьма различна и освещенность, создаваемая ими на земной поверхности, может иногда превышать лунную освещенность. Интенсивность света начиная от нижнего края сияния сначала (в пределах первого десятка километров высоты) обычно резко увеличивается, а затем более или менее быстро убывает с высотой.

Особенно важное значение имеет изучение спектра полярных сияний, так как это дает возможность сделать достаточно надежные заключения как о составе атмосферы до больших высот, так и о температуре на этих высотах и характере некоторых процессов, протекающих здесь.

Спектр полярных сияний имеет много общего со спектром свечения ночного неба. Он очень сложен и содержит более 500 линий и полос. Наиболее характерными и интенсивными линиями в спектре сияний являются линии, принадлежащие атомарному кислороду: желто-зеленая с длиной волны  $\lambda = 5577,34 \text{ \AA}$  и красные линии с длинами волн  $\lambda = 6300,3 \text{ \AA}$ ,  $\lambda = 6364 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6391 \text{ \AA}$ . Не исключено, как указывают некоторые авторы, что в спектрах сияний присутствуют и полосы, принадлежащие нейтральным молекулам  $O_2$ , такова, например, полоса, расположенная между 5528 и 5280  $\text{\AA}$ .

Заметную интенсивность в спектре полярных сияний имеют линии, принадлежащие так называемой *отрицательной системе полос азота*, излучаемых ионизированными молекулами азота  $N_2^+$ . Среди них наиболее существенны линии в фиолетовой и ультрафиолетовой частях спектра с длинами волн 4708, 4278 и 3914  $\text{\AA}$ . Кроме того, имеются системы полос, излучаемые нейтральными молекулами азота  $N_2$ . Это *первая положительная система*, наблюдаемая в красной и инфракрасной частях спектра, где главные полосы имеют длины волн 5991 и 5867  $\text{\AA}$ , а также менее интенсивная *вторая положительная система*, преобладающая в ультрафиолетовой области спектра с главными полосами вблизи 3997 и 4059  $\text{\AA}$ . Кроме того, нейтральные атомы азота излучают в фиолетовой и ультрафиолетовой частях спектра полярных сияний слабую систему так называемых полос Вегарда—Каплана.

Так же как и в спектрах свечения ночного неба, в спектрах полярных сияний обнаруживается желтая линия нейтрального атома натрия (5890 и 5896  $\text{\AA}$ ), а также полосы молекул гидроксила OH. Что касается линий легких газов (гелия и водорода),

то линии гелия в спектрах сияний не обнаруживаются; наличие же линий водорода ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ ) в ряде случаев надежно устанавливается, причем их доплеровское расширение свидетельствует о том, что присутствующие в атмосфере атомы водорода находятся в очень интенсивном движении, скорость которого, по некоторым наблюдениям, достигает значения порядка 3500 км/сек.

Следует отметить, что спектры отдельных сияний могут быть различными; в ряде случаев некоторые линии совсем отсутствуют, в то время как другие линии очень интенсивно выявляются.

Отмечен ряд зависимостей между характером спектра и формой сияния, а также их высотой, что отчасти определяет и изменения в окраске сияний. Не останавливаясь на этих подробностях, укажем, например, что между спектрами сияний, возникающих в затененной и освещенной частях атмосферы, это различие проявляется в том, что в освещенной части интенсивность зеленой линии ( $\lambda=5577 \text{ \AA}$ ) оказывается значительно слабее красной линии кислорода ( $\lambda=6300 \text{ \AA}$ ), а также линий азота ( $\lambda=4278$  и  $3914 \text{ \AA}$ ).

Проведены многочисленные исследования сложного характера спектров полярных сияний и их особенностей; сделаны попытки дать их объяснение. Однако остается еще большое число нерешенных вопросов. Указанное выше сходство спектров полярных сияний со спектрами свечения ночного неба вполне понятно, так как и те и другие обусловлены процессами, происходящими в одной и той же области атмосферы, но вместе с тем между ними отмечается и существенное различие, указывающее на то, что механизмы их возбуждения различны. Все это требует дальнейших подробных исследований, имеющих важное значение для определения состава атмосферы, ее температуры и других свойств на больших высотах, на которых наблюдаются полярные сияния.

#### § 4. Теория полярных сияний

Еще М. В. Ломоносов указывал на то, что полярные сияния возникают в результате действия электрических сил и сходны с явлением электрического разряда. Паульсен более определенно высказал гипотезу о том, что полярные сияния порождаются потоком катодных лучей, идущих от Солнца и внедряющихся в высокие слои атмосферы. В конце прошлого столетия (1896 г.) Биркеланду удалось экспериментально доказать вероятность этой гипотезы. В своих опытах Биркеланд поместил внутри большой катодной трубки (объемом около  $1 \text{ м}^3$ ) шар, названный им «тереллой» и являющийся моделью Земли, который представлял собой электромагнит, покрытый

сболочкой, фосфоресцирующей под действием катодных лучей. При намагничивании «тереллы», подвергая ее действию катодных лучей при различных положениях по отношению к ней катоды, можно было заметить ряд явлений, аналогичных наблюдающимся в природе полярным сияниям. В дальнейшем (1934 г.) эти опыты были повторены Брюкке с использованием более совершенной техники.

Из опытов Биркеланда следовало, что поток корпускул, вылетающих от Солнца, приближаясь к Земле, при определенных условиях под действием ее магнитного поля может, огибая Землю, сосредоточиваться около ее полюсов и вызывать в высоких слоях атмосферы свечение разреженных газов. Необходимо было теоретически решить вопрос о том, при каких условиях корпускулярные лучи Солнца могут достигать Земли и какова будет их траектория. Решение этой задачи впервые дал Штермер, который вначале в связи с ее сложностью ввел следующие упрощающие предположения:

- 1) скорость летящих корпускул настолько велика, что за время пробега их от Солнца до Земли относительное положение Солнца и Земли не изменяется;

- 2) частицы не подвержены действию каких-либо других сил, кроме сил магнитного поля Земли; влияние магнитного поля Солнца не учитывается;

- 3) существуют тонкие и длинные потоки частиц, которые не влияют друг на друга и взаимно не отталкиваются;

- 4) магнитное поле Земли можно рассматривать как поле однородно намагниченного шара или как поле диполя.

Численные расчеты позволили Штермеру построить пространственные модели большого числа траекторий частиц, анализ которых показал, что из корпускул, вылетающих от Солнца, только очень немногие, имеющие вполне определенное, так называемое благоприятное направление могли бы проникнуть до начала координат (если бы не происходило их поглощение). Вообще же частица движется в магнитном поле по спирали, закручивающейся вокруг силовой линии магнитного поля, как это и изображено на рис. 204. Таким образом, все корпускулы, вылетевшие по направлениям, даже весьма немного отличающимся от «благоприятного», должны описывать вокруг магнитной силовой линии винтообразные спирали и, проникнув в атмосферу на некоторое расстояние, будут поворачивать и уходить обратно, если только до этого момента они не поглотятся в атмосфере.

На основании произведенных расчетов Штермеру удалось объяснить общую картину, а также и отдельные детали явления, дать некоторые количественные характеристики и выяснить условия возникновения некоторых отдельных основных форм сияний (дуг, лучей, драпри).

Естественно, что выводы, основанные на расчетах движения одной заряженной частицы, и вся теория, построенная при указанных выше упрощающих предположениях, не всегда могли удовлетворительно ответить на отдельные вопросы и требовали дальнейших уточнений. Первое большое затруднение возникло при теоретическом объяснении появления сияний на больших угловых расстояниях от магнитных полюсов Земли (в низких широтах). Согласно теории, угловое расстояние  $\theta$ , на котором корпускулы могут внедряться в атмосферу, определяется соотношением

$$\sin \theta = 2a \sqrt{\frac{mv}{Me}},$$

где  $m$ ,  $v$  и  $e$  — масса, скорость и заряд частицы,  $M$  — магнитный момент Земли и  $a$  — расстояние от центра Земли до высоты нижнего края сияния.

Вычисления по этой формуле дают для  $\theta$  значения около  $2-3^\circ$ , если действующими частицами являются электроны, движущиеся со скоростями порядка тысяч км/сек. Такие же малые значения  $\theta$  получаются и для других заряженных частиц, входящих в состав корпускулярного потока (протоны  $H^+$ , ионы кальция  $Ca^+$  и др.), движущихся с такой же скоростью. Между тем наблюдения дают для углового расстояния зоны наибольшей повторяемости сияний значения, значительно большие (порядка  $20-25^\circ$ ), и сияния нередко наблюдаются, как указано выше, на еще больших расстояниях от магнитных полюсов. Однако это противоречие теории с данными наблюдений удалось устранить, показав, что при движении корпускул, летящих от Солнца, часть из них образует круговой ток вокруг Земли, расположенный в плоскости экватора на расстоянии порядка 6—7 земных радиусов от ее поверхности. Действием этого кругового тока корпускулы и оттягиваются от полярных широт в средние и тем больше, чем сильнее этот ток.

Кроме того, недостатком теории является то, что не удается объяснить, каким образом одновременно заряженные частицы, образующие, как принимается в этой теории, узкий пучок, достигают Земли, не рассеиваясь сколько-нибудь заметно на своем пути в силу электростатического отталкивания. В связи с этим Чепменом и Ферраро было высказано предположение, что корпускулярный поток, выбрасываемый из активных областей Солнца и вызывающий сияния, в целом является нейтральным



Рис. 204. Траектории частиц.

и состоит из положительных ионизированных атомов и электронов. Такой поток уже не будет рассеиваться вследствие электростатического отталкивания. При приближении к Земле в этом потоке, движущемся со средней скоростью порядка 1000—2000 км/сек, уже на расстоянии в несколько земных радиусов под действием магнитного поля Земли положительные частицы начинают отклоняться к западу, а отрицательные — к востоку и в то же время их движение затормаживается магнитным полем Земли. В результате Земля оказывается как бы в полости этого потока, на противоположных стенках которой будут сосредоточены заряды разных знаков. Это вызовет электрическое поле, под действием которого заряды будут переходить от одной стенки к другой и полость замкнется, образуя круговой ток, протекающий в экваториальной плоскости Земли в западном направлении. Эта теория удовлетворительно объясняет образование экваториального кругового тока и тем самым расширение зоны полярных сияний, однако она мало затрагивает основной вопрос о происхождении самих полярных сияний; последние, согласно данной теории, возникают не как результат непосредственных соударений солнечных корпускул с молекулами и атомами верхних слоев атмосферы, а как следствие электрических разрядов между стенками полости в потоке корпускул и ионосферой. Дальнейшее развитие этой теории приводит к мысли, что еще за некоторое время до того, как замкнется круговой экваториальный ток, часть корпускул, образующих нейтральный поток, может проникнуть в полярные районы и вызвать там полярные сияния.

За последние годы высказан ряд соображений по вопросу о возможности глубокого проникновения корпускул в земную атмосферу. Например, И. С. Шкловский в 1951 г. выдвинул гипотезу, основанную на механизме так называемой перезарядки солнечных протонов при столкновении с атомами и молекулами земной атмосферы, в результате чего часть своего пути они движутся как нейтральные атомы водорода. Большое внимание уделяется также вопросу о формировании потока корпускул и его распространении в мировом пространстве. По теории Беннета и Хальберта (1954 г.), поток корпускул, оставаясь все время почти нейтральным, будет распространяться в виде узкой струи в силу так называемой магнитной самофокусировки. Не имея возможности сколько-нибудь подробно останавливаться на этих и других теориях, кратко упомянем еще лишь о так называемой «ультрафиолетовой» теории. Согласно этой теории, ионизированные частицы, ответственные за полярные сияния, образуются в самой атмосфере в результате ионизации ультрафиолетовыми лучами Солнца во время сильных вспышек ультрафиолетового излучения. Ионизация частиц происходит на очень больших высотах (десятки тысяч километров), на кото-

рые, как было указано в гл. 4, могут проникать некоторые из молекул и атомов газов земной атмосферы, имеющих при большой разряженности верхних слоев атмосферы очень большую длину свободного пробега. Возвращаясь к земной поверхности, ионизированные частицы будут действием магнитного поля отклоняться в сторону полярных областей, где и смогут вызвать полярные сияния. Эта теория достаточно успешно объясняет некоторые опытные данные, но встречает большое число серьезных возражений. В настоящее время, когда существование солнечных корпускулярных потоков доказано, «ультрафиолетовая» теория большинством исследователей оставлена.

В заключение можно сказать, что пока еще нет окончательно разработанной полной теории полярных сияний, но вероятнее всего она будет развита на основе теории Биркеланда — Штермера с учетом тех особенностей, которые будут установлены для электрически «квазинейтрального» потока корпускул, излучаемых Солнцем.

## РАЗДЕЛ ВОСЬМОЙ

# АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА

---

Изучение особенностей распространения акустических колебаний в атмосфере в естественных условиях составляет содержание раздела метеорологии, называемого атмосферной акустикой.

Говоря об акустических колебаниях, будем в дальнейшем рассматривать колебательные движения с малыми амплитудами, которые обычно называют звуковыми и которые воспринимаются человеческим ухом (частота от 40 до 20 000 гц).

Вопрос о распространении звуковых колебаний в атмосфере является чрезвычайно сложным, так как атмосфера как акустическая среда не является однородной, в то же время она постоянно изменяет свои свойства и к тому же не является средой неподвижной, поэтому все явления следует рассматривать в движущейся среде.

Изучение условий распространения звука в атмосфере, помимо большой практической значимости в вопросах звуковой сигнализации, определения местонахождения источника звука и т. п., важно и непосредственно для исследования атмосферы, так как позволяет сделать ряд заключений о строении атмосферы на больших высотах, а также судить о процессах, происходящих в ее нижних слоях.

### Глава 33

## СКОРОСТЬ ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ

### § 1. Скорость звука в неподвижной однородной среде

Распространение звука в газах можно рассматривать как частный случай распространения упругих колебаний в среде, в которой отсутствует упругость формы и в которой в начальном недеформированном состоянии упругие силы не равны нулю, а сводятся к равномерному гидростатическому давлению  $p_0$ . В такой среде распространяются лишь продольные



волны, и в ней в качестве упругих натяжений следует рассматривать лишь переменную часть давления, возникающую при упругой деформации объема, т. е. величину  $p - p_0 = \delta p$ . Примем, что при сжатии избыточное давление положительно, а при расширении отрицательно и что оно, так же как и изменения других параметров среды, для изучаемых звуковых колебаний очень мало. Тогда, согласно теории распространения звука в однородной неподвижной среде при отсутствии объемных сил запишем волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \theta, \quad (1)$$

где  $\theta$  — деформация объема,  $\nabla^2$  — оператор Лапласа, причем

$$\theta \approx \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}.$$

Здесь  $u$ ,  $v$  и  $w$  — слагающие перемещения частицы по координатным осям,  $c$  — скорость распространения колебаний, равная

$$c = \sqrt{\frac{\delta p}{\delta \rho}}, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность среды.

Заменяя в выражении (2) ввиду малости величин  $\delta p$  и  $\delta \rho$  их отношение производной  $\frac{dp}{d\rho}$ , для скорости звука имеем

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}. \quad (3)$$

Используя уравнение политропы  $p v^k = \frac{p}{\rho^k} = a = \text{const}$ , из которого  $\frac{dp}{d\rho} = a k \rho^{k-1} = k \frac{p}{\rho}$ , найдем вместо (3)

$$c = \sqrt{k \frac{p}{\rho}}. \quad (4)$$

Можно представить себе два случая распространения звуковых колебаний: 1) колебания происходят настолько медленно, что весь процесс протекает изотермически, и между местами сжатия и разрежения в волне температура успевает выравниваться; 2) колебания настолько быстры (период  $< 1$  сек.), что процесс протекает адиабатически и происходят изменения температуры воздуха, связанные с изменением объема. В первом случае, как известно,  $k=1$  и, следовательно, для скорости звука получим

$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho}}. \quad (5)$$

Это формула Ньютона, по которой при нормальных условиях давления ( $p=760$  мм Нг) и температуры ( $T=273^\circ$ ) найдем численное значение  $c=280$  м/сек, что, однако, значительно меньше величины, полученной из наблюдений.

Во втором случае, когда процесс протекает адиабатически, показатель политропы будет равен  $k=\kappa=\frac{c_p}{c_v}$ , где  $c_p$  и  $c_v$  — соответственно теплоемкость при постоянном давлении и при постоянном объеме. Скорость звука в этом случае будет

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}}. \quad (6)$$

Это формула Лапласа, по которой численно для сухого воздуха ( $\kappa=1,405$ ) при нормальных условиях давления и температуры имеем  $c=331,8$  м/сек, что и отвечает результатам наблюдений.

Придадим формуле (6) несколько иной вид, воспользовавшись уравнением состояния  $p = \rho \frac{R^* T}{\mu}$ , тогда

$$c = \sqrt{\kappa \frac{R^* T}{\mu}}, \quad (7)$$

откуда видно, что скорость звука зависит лишь от природы газа ( $\kappa$  и  $\mu$ ) и его температуры.

## § 2. Зависимость скорости звука в атмосфере от температуры и влажности

При применении формулы (6) к реальной атмосфере следует учесть влияние на скорость звука влажности воздуха и температуры, от которых зависит как  $\kappa$ , так и  $\rho$ . Зависимость  $\kappa$  от температуры мала и может не учитываться. Зависимость же  $\kappa$  от влажности выражается соотношением

$$\kappa = \kappa_1 \frac{1 + 0,280 \frac{e}{p}}{1 + 0,393 \frac{e}{p}}, \quad (8)$$

где  $\kappa_1$  — значение  $\kappa$  для сухого воздуха ( $\kappa_1=1,405$ ).

Плотность воздуха связана с влажностью и температурой известным соотношением

$$\rho = \rho_0 \frac{273 \left[ 1 - 0,378 \frac{e}{p} \right]}{T}, \quad (9)$$

где  $\rho_0$  — плотность сухого воздуха при  $T=273^\circ$  и при данной упругости  $p$ ,  $e$  — упругость водяного пара.

Подставляя (8) и (9) в (6), для скорости звука получим

$$c = \sqrt{\frac{p}{\rho_0} \kappa_1 \frac{T \left[ 1 + 0,280 \frac{e}{p} \right]}{273 \left[ 1 - 0,378 \frac{e}{p} \right] \left[ 1 + 0,393 \frac{e}{p} \right]}}. \quad (10)$$

Из формулы (10) для сухого воздуха ( $e=0$ ) при  $T=273^\circ$  имеем, как и ранее,

$$c = c_{0, \text{сух}} = \sqrt{\kappa_1 \frac{p}{\rho_0}} = 331,8 \text{ м/сек.}$$

Для сухого воздуха, но при любой температуре

$$c = c_{\text{т, сух}} = \sqrt{\kappa_1 \frac{p}{\rho_0} \frac{T}{273}} = c_{0, \text{сух}} \sqrt{\frac{T}{273}} = 20,1 \sqrt{T}. \quad (11)$$

Наконец, для влажного воздуха при температуре  $T$  и влажности  $e$  имеем формулу (10), которую после упрощения можно написать в виде

$$c = \sqrt{\kappa_1 \frac{p}{\rho_0} \frac{T}{273} \left[ 1 + 0,265 \frac{e}{p} + 0,144 \left( \frac{e}{p} \right)^2 \right]}, \quad (12)$$

или, как часто принимают при практических расчетах

$$c = \sqrt{\kappa_1 \frac{p}{\rho_0} \frac{T}{273} \left( 1 + 0,275 \frac{e}{p} \right)} = c_{0, \text{сух}} \sqrt{\frac{T \left( 1 + 0,275 \frac{e}{p} \right)}{273}}. \quad (12')$$

Если ввести так называемую *виртуальную акустическую температуру* соотношением

$$T_{\text{в.а}} = T \sqrt{1 + 0,275 \frac{e}{p}},$$

тогда получим аналогично (11)

$$c = c_{0, \text{сух}} \sqrt{\frac{T_{\text{в.а}}}{273}} = 20,1 \sqrt{T_{\text{в.а}}} \text{ м/сек.} \quad (12'')$$

Из изложенного видно, что:

1) скорость звука в явном виде не зависит от плотности воздуха;

2) в сухом воздухе скорость звука пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры воздуха, причем можно подсчитать, что при увеличении температуры на  $1^\circ$  скорость увеличивается примерно на 0,6 м/сек.;

3) скорость звука во влажном воздухе зависит от отношения  $\frac{e}{p}$ , а не от самих величин, взятых отдельно, причем эта зависимость велика и, как показывают расчеты, пренебрежение ею при значениях  $e < 7 \text{ мм}$  дает ошибку не более 0,5 м/сек.

Учитывая сказанное, для приближенных расчетов часто пользуются формулой

$$c = 331 + 0,6t + 0,07e, \quad (13)$$

которая при температуре от  $-20$  до  $+30^\circ$  дает ошибку не более  $\pm 0,5$  м/сек.

Так как в атмосфере температура и влажность с высотой изменяются, то и скорость звука с высотой будет также изменяться; очевидно, она должна убывать в тех слоях атмосферы, где температура с высотой понижается.

### § 3. Скорость звука при ветре

При применении выведенных выше соотношений для расчета скорости звука в атмосфере следует учесть, что атмосфера

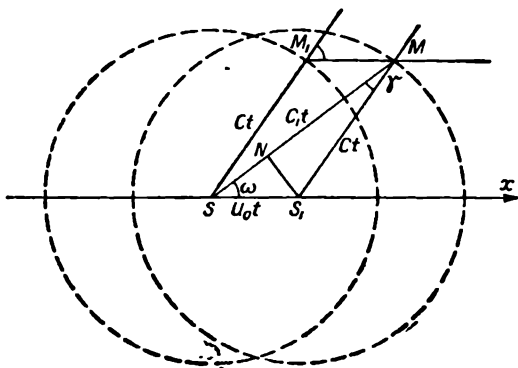


Рис. 205.

не является средой неподвижной. Рассмотрим, как будет влиять на скорость распространения звука ветер. Ограничимся рассмотрением случая распространения волн в среде, движущейся с постоянной скоростью. Если наблюдатель движется вместе со средой с той же скоростью, то он будет видеть явление таким же, как и в случае неподвижной среды, и исходное уравнение сохраняет свою силу. Если же наблюдатель находится на земле и не перемещается вместе с воздухом, то для него картина распространения волн будет иной.

Чтобы показать это, рассмотрим распространение в горизонтальной плоскости звуковой волны, порожденной источником звука, расположенным в точке  $S$  (рис. 205). Если бы атмосфера была неподвижной, то очевидно, что звук, распространяясь в однородной среде со скоростью  $c$ , одинаковой по всем направлениям, достиг бы через время  $t$  точек, расположенных по окружности радиуса  $SM_1 = ct$ . При наличии ветра, когда вся среда перемещается вдоль оси  $x$  со скоростью  $u_0$ , все колеблющиеся

частицы также будут перемещаться в этом направлении и, например, точка  $M_1$  будет перенесена в точку  $M$  на расстояние  $MM_1 = u_0 t$ . Наблюдатель, находящийся в точке  $M$ , воспримет звук, как бы пришедший из точки  $S_1$ , но, относя его к местоположению источника звука  $S$ , он оценит его скорость по времени, затраченному как бы на прохождение пути  $SM = c_1 t$ , и, кроме того, отметит отклонение на угол  $\gamma$  направления на источник  $S$  от направления, по которому он воспринял пришедший звук.

Обозначая  $\omega$  угол между направлением ветра (ось  $x$ ) и направлением на местоположение источника звука  $MS$ , можно написать соотношение

$$SM = NM + SM = S_1 M \cos \gamma + SS_1 \cos \omega, \\ c_1 t = ct \cos \gamma + u_0 t \cos \omega, \quad (14)$$

или

$$c_1 = c \cos \gamma + u_0 \cos \omega. \quad (15)$$

Однако угол  $\gamma$  при любом значении  $\omega$  и даже при больших значениях скорости ветра настолько мал, что с достаточной степенью точности можно считать  $\cos \gamma = 1$ .

Действительно, из  $\triangle SS_1M$  имеем

$$\sin \gamma = \frac{SS_1}{S_1 M} \sin \omega = \frac{u_0}{c} \sin \omega,$$

что даже при  $\omega = 90^\circ$  дает максимальное значение  $\sin \gamma$  как отношение скорости ветра к скорости звука, которое всегда мало. Поэтому и угол  $\omega$  можно положить равным углу, образованному направлением ветра в точке наблюдения  $M$  с наблюдаемым направлением прихода звука  $S_1 M$ . Имея это в виду, можно написать

$$c_1 = c + u_0 \cos \omega. \quad (16)$$

Таким образом, наблюдаемая скорость звука  $c_1$  при наличии ветра зависит от направления распространения звука по отношению к направлению ветра; она будет наибольшей в направлении ветра и наименьшей в противоположном направлении.

## Глава 34

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ

#### § 1. Траектория звукового луча в атмосфере

В связи с неоднородностью атмосферы как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении скорость звука, зависящая от температуры, влажности и ветра, в отдельных участках

атмосферы будет различной, поэтому и фронт волны будет изменяться. Рассматривая распространение звука в атмосфере, удобнее воспользоваться соотношением геометрической оптики, что мы и сделаем, ограничиваясь при этом простейшим случаем,

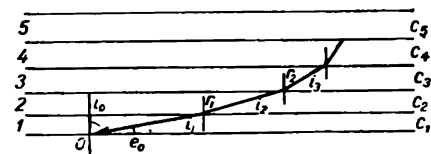


Рис. 206.

когда скорость звука является функцией только высоты над уровнем земной поверхности.

Пренебрегая кривизной земной поверхности, выведем уравнение траектории звукового луча в такой равномерно неоднородной среде, для чего разделим атмосферу на ряд

слоев (рис. 206), в каждом из которых будем считать скорость звука постоянной. Очевидно, что луч, переходя из одного слоя в другой, будет преломляться. Обозначая через  $i_1, i_2, i_3 \dots$  углы падения и через  $r_1, r_2, r_3 \dots$  углы преломления, напомним

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{c_1}{c_2}, \quad \frac{\sin i_2}{\sin r_2} = \frac{c_2}{c_3} \quad \text{и т. д.},$$

а так как  $r_1 = i_2, r_2 = i_3$  и т. д., то

$$\frac{\sin i_1}{c_1} = \frac{\sin i_2}{c_2} = \dots = \frac{\sin i_k}{c_k} = \text{const} = K = \frac{\sin i}{c}. \quad (1)$$

Вводя угол  $e = 90^\circ - i$ , который носит название угла выхода, получим

$$\frac{\sin i_z}{c_z} = \frac{\cos e_z}{c_z} = \frac{\sin i_0}{c_0} = \frac{\cos e_0}{c_0} = K, \quad (1')$$

где величины, отнесенные к земной поверхности, обозначены индексом 0.

Из выражения (1') видно, что так как при обычно наблюдаемом понижении температуры с высотой  $c_z < c_0$ , то и  $\cos e_z < \cos e_0$ , а следовательно, и  $e_z > e_0$ , т. е. луч при распространении вверх отклоняется кверху.

Рассмотрим уравнение траектории луча, записанное в дифференциальной форме (рис. 207) следующим образом:

$$\text{tg } i = \frac{dx}{dz} = \frac{\cos e_z}{\cos i_z} = \frac{K c_z}{\sqrt{1 - K^2 c_z^2}}. \quad (2)$$

Интегрируя (2) вдоль пути луча от точки O до точки A, получим

$$x = \int_0^A \frac{K c_z dz}{\sqrt{1 - K^2 c_z^2}}. \quad (3)$$

Рассмотрим наиболее часто встречающийся случай, когда можно принять, что температура в атмосфере изменяется по линейному закону  $T_z = T_0 - \gamma z$ . В этом случае уравнение (2) принимает вид

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{tg} i = \frac{\sin i}{\cos i} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sin^2 i} - 1}},$$

а так как на основании (1')

$$\sin i = \frac{c_z}{c_0} \sin i_0 = \sqrt{\frac{T}{T_0}} \sin i_0 = \sqrt{1 - \frac{\gamma z}{T_0}} \sin i_0,$$

то

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) \sin^2 i_0} - 1}}. \quad (4)$$

Интегрируя уравнение (4), легко убедиться, что траектория луча представляет собой циклоиду. Однако приближенно можно принять, что  $\frac{1}{1 - \gamma z/T_0} = 1 + \frac{\gamma z}{T_0}$ , тогда урав-

нение траектории (4) становится более простым:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\gamma z}{T_0}}}. \quad (5)$$

После интегрирования (5) получаем

$$x = 2 \sqrt{\frac{T_0 z}{\gamma}}, \quad (6)$$

т. е. приближенно траекторию луча можно представить в виде параболы.

Из полученных выражений видно, что характер траектории зависит от знака и величины вертикального градиента температуры. Действительно, согласно (4), в точке, где происходит полное внутреннее отражение звука и где  $i = 90^\circ$ , а  $\operatorname{tg} i = \infty$ , имеем

$$\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) \sin^2 i_0 = 1, \quad (7)$$

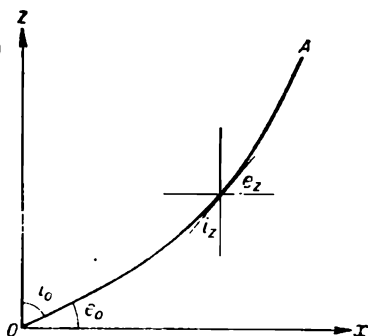


Рис. 207.

откуда и найдем высоту расположения этой точки, равную

$$z = z' = -\frac{T_0}{\gamma} \operatorname{ctg}^2 i_0. \quad (8)$$

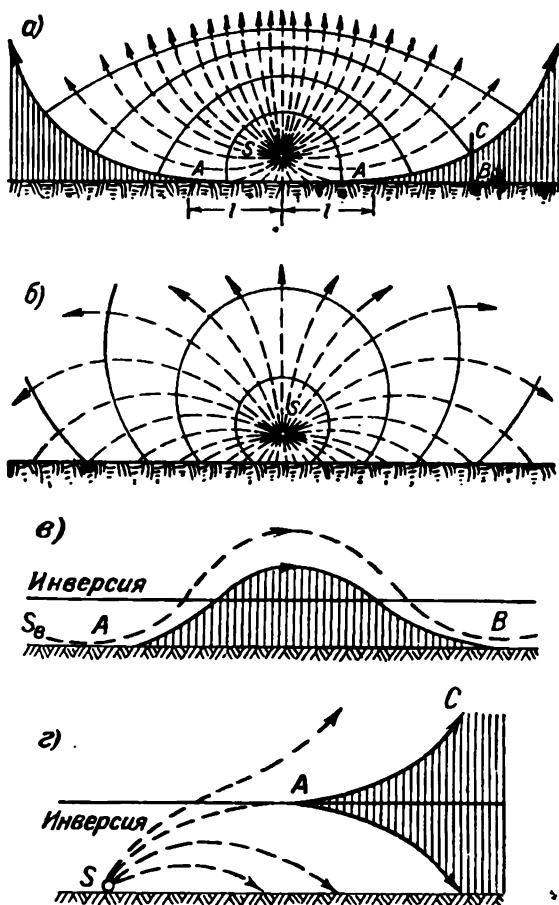


Рис. 208. Искривление акустических лучей.

$a$  — при понижении температуры с высотой,  $b$  — при повышении температуры с высотой,  $в$  — при инверсии в свободной атмосфере,  $г$  — при наличии приземной инверсии.

Следовательно, при  $\gamma > 0$  (падение температуры с высотой)  $z' < 0$ , т. е. луч обращен выпуклостью к земной поверхности, а при  $\gamma < 0$ , т. е. при инверсии температуры ход луча обратный, только при  $i_0 = 90^\circ$  (горизонтально направленный луч)  $z' = 0$ .

Рассмотрим вопрос о траектории звукового луча при различном характере распределения температуры в атмосфере при от-



существовании ветра. Ограничимся рядом типичных примеров, полагая, что источник звука  $S$  находится на некоторой высоте  $h$  над земной поверхностью. Если температура с высотой падает, а, следовательно,  $\gamma > 0$  и скорость звука с высотой убывает, то лучи будут обращены выпуклостью к земной поверхности (рис. 208 а). Лучи, выходящие из точки  $S$ , будут достигать земной поверхности только внутри окружности радиуса  $l$ , равного расстоянию от точки  $O$  (проекции точки  $S$  на земную поверхность) до точки  $A$ , в которой некоторый предельный луч соприкасается с земной поверхностью. Это расстояние мы найдем из соотношения (6)  $l = x = 2 \sqrt{\frac{T_0 h}{\gamma}}$ ;

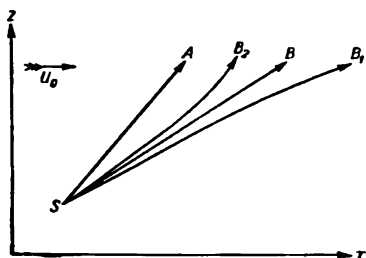


Рис. 209.

дальше его ни один луч, вышедший из точки  $S$ , не попадает.

На расстояниях, больших  $l$ , будет наблюдаться зона молчания, или звуковая тень, обозначенная на рисунках вертикальной штриховкой. Если мы, находясь в точке  $B$ , в области звуковой тени, будем подниматься вверх, то на некоторой высоте вновь попадем в зону слышимости (точка  $C$ ).

На рис. 208 б изображен ход лучей, если  $\gamma < 0$ . В этом случае зоны молчания нет, так как все лучи, выходящие из точки  $S$ , обращены к земной поверхности вогнутостью. На остальных рисунках изображен ход лучей, когда на некоторой высоте располагается инверсия (рис. 208 в), а также при наличии приземной инверсии (рис. 208 г).

Учтем теперь влияние ветра на траекторию луча. Наиболее прост случай, когда направление ветра с высотой не изменяется и когда траектория некоторого луча будет плоской кривой. Рассматривая распространение звука в вертикальной плоскости, совпадающей с направлением ветра, легко заметить, что если бы температура не изменялась с высотой, то при отсутствии ветра траектория луча была бы прямой линией  $SA$  (рис. 209); при наличии же ветра, скорость которого с высотой не изменяется, она изобразилась бы прямой  $SB$ .

Если скорость ветра с высотой растет, то траектория примет вид кривой  $SB_1$ , обращенной вогнутостью в направлении ветра, при уменьшении же скорости ветра с высотой траектория будет обращена вогнутостью в обратном направлении, т. е. луч всегда будет изгибаться в том направлении, в каком происходит изменение скорости ветра. Это общее положение позволяет выяснить с качественной стороны характер влияния ветра.

При убывании с высотой температуры в атмосфере

в результате влияния ветра получим изменение схемы, изображенной на рис. 208. Если скорость ветра, направленного на чертеже слева направо, с высотой растет, то все лучи с высотой получают все больший изгиб вправо, поэтому область звуковой тени

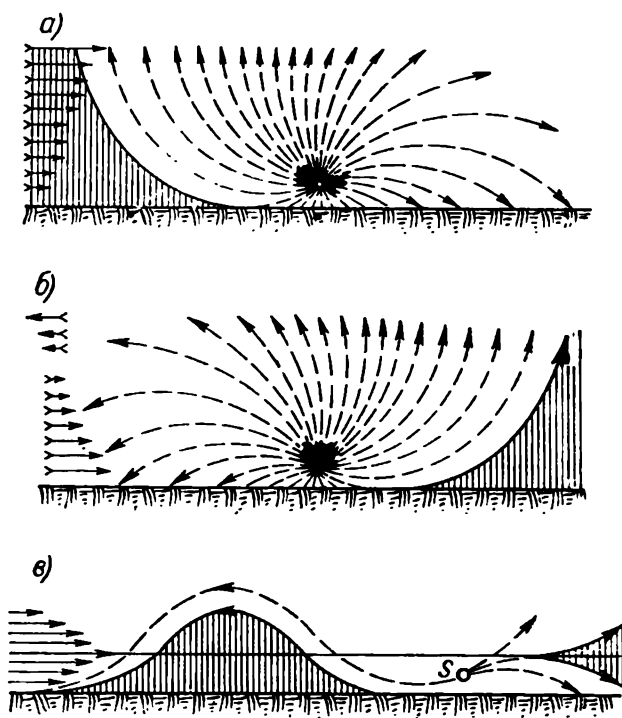


Рис. 210. Ход акустических лучей.

а — при усилении ветра с высотой, б — при ослаблении ветра с высотой, в — при усилении ветра с высотой и с последующим его ослаблением.

слева приближается к точке  $O$ , а справа, наоборот, удаляется; при уменьшении скорости ветра с высотой происходит обратный изгиб лучей.

Нередко на направление траектории луча изменение ветра оказывает большее влияние, чем уменьшение температуры, тогда траектории лучей примут вид, изображенный на рис. 210 а при усилении ветра с высотой и на рис. 210 б для случая ослабления ветра. Так как в среднем скорость ветра с высотой чаще возрастает, то обычно по ветру звук и распространяется на большее расстояние. Конечно, при более сложной картине распределения скорости ветра по высоте траектории лучей будут иметь более сложный вид. Для примера на рис. 210 в изображены

траектории при усилении ветра до некоторой высоты с последующим его ослаблением.

Рассмотренные соотношения определяют распределение звука в вертикальной плоскости, совпадающей с направлением ветра. Если же взять плоскость, составляющую некоторый угол с вектором ветра, то картина несколько изменится, хотя общие закономерности и сохранятся. Учитывая одновременно влияние ветра и температуры, можно построить для земной поверхности распределение зон молчания и зон слышимости для источника, расположенного на некоторой высоте, конечно, в предположении отсутствия влияния диффузного отражения и других факторов, которые слегка изменяют картину.

## § 2. Отражение, преломление и поглощение звука в атмосфере

Если звуковая волна падает на какую-либо поверхность, в частности на поверхность раздела двух слоев в атмосфере, различающихся по своим свойствам, то она может испытать здесь отражение и преломление. В этом случае имеют место законы, аналогичные законам геометрической оптики, согласно которым: 1) падающий, отраженный и преломленный лучи лежат в одной плоскости, перпендикулярной к плоскости раздела; 2) угол падения  $i$  равен углу отражения  $i_1$  и 3)  $\sin i : \sin r = c_1 : c_2$ , где  $i$  — угол падения,  $r$  — угол преломления,  $c_1$  и  $c_2$  — соответственно скорость звука в первом и втором слоях.

Так как скорость звука очень слабо зависит от длины волны (за исключением ультразвука), то при преломлении не наблюдается дисперсии звука. Отметим также, что если звук переходит из среды, где его скорость меньше, в среду, где скорость больше (в среду, акустически менее плотную), то он удаляется от нормали. Подробно теория отражения и преломления звука разработана Релеем. Если  $R$ ,  $D$  и  $E$  — соответственно амплитуда отраженной, преломленной и падающей волн, то на основании теории получим следующие соотношения:

$$\frac{R}{E} = \frac{\frac{\rho'}{\rho} - \frac{\operatorname{ctg} r}{\operatorname{ctg} i}}{\frac{\rho'}{\rho} + \frac{\operatorname{ctg} r}{\operatorname{ctg} i}} \quad \text{и} \quad \frac{D}{E} = \frac{2}{\frac{\rho'}{\rho} + \frac{\operatorname{ctg} r}{\operatorname{ctg} i}}, \quad (9)$$

где  $\rho$  и  $\rho'$  — плотности первой и второй среды.

Эти формулы могут быть применены для расчета отражения звука как от поверхностей разных предметов, находящихся на земле (скалы, здания и т. п.), так и от поверхностей, отделяющих разнородные участки в атмосфере. Такими поверхностями могут являться: поверхность облака, поверхность дождевой зоны, границы раздела двух термически неоднородных

слоев и т. п. Этими отражениями могут быть объяснены такие явления, как эхо, раскаты грома и некоторые другие.

Распространение звуковых колебаний в атмосфере, естественно, сопровождается рассеянием энергии, и сила звука с удалением от источника уменьшается. Это происходит прежде всего потому, что энергия, излученная источником, распределяется на все большие сферические поверхности, в связи с чем сила звука убывает обратно пропорционально квадрату расстояния  $r$  от источника, а также потому, что на пути луча происходит поглощение энергии самой средой. Общий закон ослабления энергии для сферической волны может быть написан в виде

$$I = \frac{I_0}{r^2} e^{-2\alpha r} = \frac{I_0}{r^2} p^r, \quad (10)$$

где  $\alpha$  — коэффициент затухания для амплитуды звуковой волны, а  $p = e^{-2\alpha}$  может быть назван акустическим коэффициентом прозрачности.

В случае плоской волны уравнение (10) принимает вид

$$I = I_0 e^{-2\alpha r} = I_0 p^r. \quad (11)$$

В классической теории, разработанной Релеем, Стоксом и др., рассматриваются потери энергии как результат влияния внутреннего трения (вязкости), теплопроводности и теплового излучения в среде. Однако эта теория, будучи приложена к вопросу о распространении звука в атмосфере, приводит к результатам, весьма отличным от данных непосредственных наблюдений. Наблюдаемые значения коэффициента затухания имеют порядок  $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ , и они оказываются в несколько раз больше теоретически вычисленных, что и определяет весьма сильное ослабление звука с расстоянием.

Причину расхождения теоретических данных с опытными и можно объяснить структурной неоднородностью атмосферы — наличием в ней посторонних взвешенных частиц, как твердых, так и жидких, а также наличием неоднородностей плотности, температуры, ветра и т. п., определяемых ее турбулентным состоянием. Наличие посторонних частиц с размерами меньше длины волны, очевидно, прежде всего должно привести к рассеиванию звуковой волны на них.

Влияние турбулентности на ослабление звука также можно интерпретировать как результат рассеивания энергии звуковой волны вихрями, преимущественно теми, размеры которых сравнимы с длиной волны.

Теоретические исследования, выполненные с учетом всех указанных факторов, приводят к результатам, достаточно хорошо подтверждаемым опытными данными. Действительно, вычисления по формулам дают значения коэффициента затухания того же порядка ( $10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ), что и наблюдения.

Таким образом, можно считать, что основным фактором, вызывающим ослабление звука в реальной атмосфере, и является указанная ее неоднородность. Установление количественных соотношений между различными параметрами, характеризующими неоднородность атмосферы, и значениями коэффициента затухания представляет большой интерес. В частности, используя акустические методы, можно определить размеры турбулентных образований.

Сказанное позволяет сделать следующий основной вывод: чем более устойчива и однородна атмосфера, тем меньше в ней потери энергии звука. Отсюда понятно, что, например, зимой и ночью ослабление звука меньше, чем летом и днем; оно меньше над водной, а также над снежной поверхностью, чем над сушей, т. е. различные условия слышимости в атмосфере определяются многими метеорологическими факторами.

### **§ 3. Использование наблюдений над распространением звука для исследования высоких слоев атмосферы**

Многочисленные наблюдения над распространением звуковых волн, возникающих при взрывах, вулканических извержениях, артиллерийской стрельбе и действии подобного рода мощных источников колебаний, обычно дают следующую картину. Вокруг источника звука имеется более или менее обширная зона слышимости, получившая название нормальной, или внутренней, зоны слышимости, за внешними границами которой начинается зона молчания. Однако на еще больших расстояниях зона молчания кончается и звук вновь становится слышимым — начинается новая, так называемая внешняя, или аномальная, зона слышимости. В качестве примера на рис. 211 приведено распределение зон слышимости, имевшее место при взрыве в Москве в 1920 г. Этот пример хорошо соответствует данному нами описанию распространения звука. Однако форма границ часто может весьма сильно отличаться от формы примерно концентрических окружностей с центром в месте расположения источника звука. Изменяются и размеры указанных зон. Нередко зоны оказываются смещенными в какую-либо сторону и не являются сплошными; часто за второй, внешней, зоной слышимости могут снова обнаружиться зоны молчания, за которыми звук становится вновь слышимым.

Наиболее существенно дать объяснение образования внешней зоны слышимости. Очевидно, что эта зона может возникнуть только тогда, когда звуковые волны, распространяясь вверх, на какой-то значительной высоте поворачивают обратно к земной поверхности и достигают ее во внешней зоне слышимости. Изучая эти явления, можно сделать ряд косвенных заключений о состоянии атмосферы на тех высотах, где происходит

указанный поворот лучей. Конечно, эта задача не является простой, особенно если учесть изменчивость и многообразие факторов, влияющих на распространение звука. Не вдаваясь в сколько-нибудь подробное изложение, дадим лишь понятие о теоретических основах акустического метода исследования атмосферы. Предположим, что атмосфера неподвижна и что ее

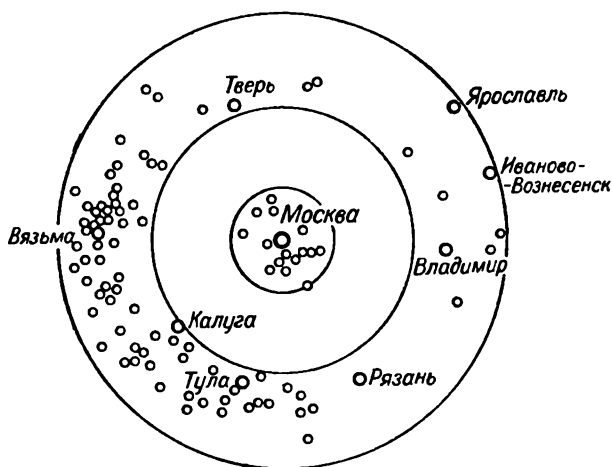


Рис. 211. Зона слышимости при взрыве в Москве в декабре 1920 г. (по В. И. Виткевичу).

физические свойства изменяются только с высотой. В этом случае, как мы видели, уравнение траектории луча может быть записано в виде

$$\frac{\cos e_z}{c_z} = \frac{\cos e_0}{c_0} = K.$$

Если на какой-то высоте происходит поворот луча к земной поверхности, то очевидно, что он в точке поворота принимает горизонтальное направление, т. е. здесь угол  $e_z = 0$ ; поэтому в точке поворота, где скорость звука  $c_z = \bar{c}_z$ , будем иметь

$$\bar{c}_z = \frac{c_0}{\cos e_0}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что зная  $c_0$  для лучей, направленных под разными углами  $e_0$  к земной поверхности, можно найти  $\bar{c}_z$ . Практически это можно сделать, определяя так называемую кажущуюся скорость пробега  $c_{\text{каж}}$  звуковых лучей. Рассмотрим два параллельных луча, вступающих на земную поверхность в двух точках, удаленных одна от другой на расстояние  $l$  (рис. 212).

Кажущуюся скорость пробега  $c_{\text{каж}}$  получим, деля расстояние  $l$  на время  $t$ , равное разности времени прихода лучей 1 и 2 в точки  $A$  и  $B$ , т. е.  $c_{\text{каж}} = \frac{l}{t}$ .

Величину  $c_{\text{каж}}$  можно определить из наблюдений. Тогда, как это видно из  $\triangle ABC$ ,

$$l = AB = tc_{\text{каж}} = \frac{CB}{\cos e_0} = \frac{c_0 t}{\cos e_0}.$$

Имея в виду (12), найдем

$$\bar{c}_z = c_{\text{каж}} = \frac{l}{t}.$$

Произведя ряд наблюдений на разных расстояниях от источника звука, можно построить функциональную зависимость между расстоянием и временем пробега луча от места взрыва, так называемую кривую времени пробега. Тогда, пользуясь этой кривой, можно представить ход звуковых лучей в атмосфере, возвращающихся к земной поверхности. В действительности влияние ветра на скорость звука сильно осложняет решение за-

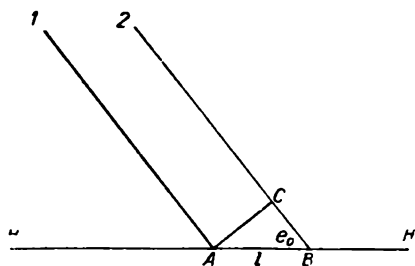


Рис. 212.

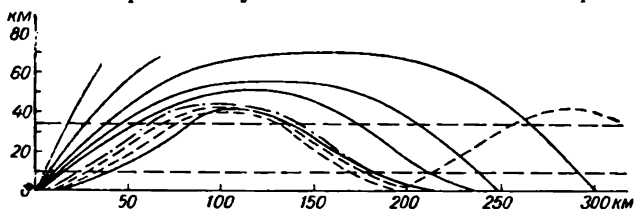


Рис. 213. Траектория звукового луча, образующего первую зону слышимости.

дачи. Не вдаваясь в дальнейшие подробности, укажем, что на основании таких эмпирически найденных кривых времени пробега были сделаны попытки определить скорость звука  $c_z$  на разных высотах. Все они приводят к выводу, что скорость звука уменьшается с высотой лишь в пределах тропосферы ( $z \approx 10$  км), затем она до высоты примерно 30 км остается постоянной, а на больших высотах, до высоты порядка 70 км, увеличивается. В качестве примера приводим результаты подобного рода вычислений:

$z$ км . . . . .	0	10—25	30	40	50	60	70
$c_z$ м/сек . . . . .	335	295	300	340	370	390	410

На рис. 213 приведены средние траектории звуковых лучей, образующих внешнюю зону слышимости, вычисленные для неподвижной атмосферы при некотором среднем ее состоянии. Таким образом, на основании наблюдений можно сделать заключение, что начиная с некоторой высоты скорость звука  $c_z$  с высотой растет. Для объяснения этого факта обратимся к формуле (7) гл. 33

$$c = \sqrt{\kappa \frac{R^* T}{\mu}}.$$

Из нее видно, что увеличение скорости звука может быть вызвано либо повышением температуры  $T$ , либо уменьшением молекулярного веса воздуха  $\mu$ . Однако известно, что молекулярный вес воздуха на рассматриваемых высотах не уменьшается. Поэтому на основании акустических данных можно сделать вывод, что выше 25—30 км температура с высотой растет. Указанный вывод хорошо согласуется с данными, полученными другими методами. Таким образом, акустический метод дает возможность получить данные о распределении температуры в атмосфере до высот, которых достигают акустические волны (порядка 60 км).



1. Зверев А. С., Кирюхин Б. В., Кондратьев К. Я., Селезнева Е. С., Тверской П. Н., Юдин М. И. Курс метеорологии (физика атмосферы). Под ред. проф. П. Н. Тверского. Гидрометеониздат, Л., 1951.
2. Матвеев Л. Т. Общий курс метеорологии (основы физики атмосферы). Часть I, ЛКВВИА им. А. Ф. Можайского, Л., 1958.
3. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. ГИТГЛ, М., 1958.
4. Оболенский В. Н. Курс метеорологии. Гидрометеониздат, Л., 1944.
5. Митра С. К. Верхняя атмосфера. ИЛ, М., 1955.
6. Дж. Халтнер и Ф. Мартин. Динамическая и физическая метеорология. ИЛ, М., 1960.
7. Гандин Л. С., Лайхтман Д. Л., Матвеев Л. Т., Юдин М. И. Основы динамической метеорологии. Под ред. Д. Л. Лайхтмана и М. И. Юдина. Гидрометеониздат, Л., 1955.
8. Зверев А. С. Синоптическая метеорология. Гидрометеониздат, Л., 1957.
9. Алисов Б. П., Дроздов О. А., Рубинштейн Е. С. Курс климатологии. Под ред. Е. С. Рубинштейн. Часть I и II. Гидрометеониздат, Л., 1952.
10. Кедров В. Н. и Стернзат М. С. Метеорологические приборы. Гидрометеониздат, Л., 1953.
11. Калининский А. Б. и Пинус Н. З. Аэрология. Часть I. Методы аэрологических измерений. Гидрометеониздат, Л., 1961.
12. Хргиан А. Х. Очерки развития метеорологии. Гидрометеониздат, Л., 1959.

## Главнейшие геофизические величины и физические постоянные

Радиус земного экватора  $a=6378,388$  км  
 Полярная полуось  $b=6356,911$  км  
 Средний радиус Земли  $6371,22$  км  
 Средняя длина градуса меридиана  $111,2$  км  
 Поверхность земного шара  $510 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>  
 Объем земного шара  $1083 \cdot 10^9$  км<sup>3</sup>  
 Средняя плотность  $5,517$  г/см<sup>3</sup>  
 Масса твердой оболочки Земли  $5,98 \cdot 10^{21}$  т  
 Среднее расстояние Земли от Солнца  $149,5 \cdot 10^6$  км  
 Средняя скорость Земли по орбите  $29,77$  км/сек  
 Скорость суточного вращения точки экватора  $465$  м/сек  
 Угловая скорость суточного вращения Земли  $\omega=7,29 \cdot 10^{-5}$  сек.<sup>-1</sup>  
 Звездные сутки: 23 часа 56 мин. 4,1 сек. среднего солнечного (гражданского) времени  
 Средние сутки: 24 часа = 1440 мин. = 86400 сек.  
 Год: 365 сут. 5 час. 48 мин. 46 сек. = 365,2422 сут.  
 Поверхность океанов и морей:  $362 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup> (71% всей поверхности Земли)  
 Запасы воды в океанах и морях  $1336 \cdot 10^6$  км<sup>3</sup>;  $1,3 \cdot 10^{18}$  т  
     в полярном льде  $3,5 \cdot 10^6$  км<sup>3</sup>;  $1,3 \cdot 10^{15}$  т  
     в озерах  $250 \cdot 10^3$  км<sup>3</sup>;  $0,25 \cdot 10^{15}$  т  
     в подземных озерах  $250 \cdot 10^3$  км<sup>3</sup>;  $0,25 \cdot 10^{15}$  т  
     в реках  $50 \cdot 10^3$  км<sup>3</sup>;  $50 \cdot 10^{12}$  т  
     в болотах  $6 \cdot 10^3$  км<sup>3</sup>;  $6 \cdot 10^{12}$  т  
     в снежном покрове  $250$  км<sup>3</sup>;  $250 \cdot 10^9$  т

## Водный баланс:

Испарение с морей и океанов . . . . .	$448 \cdot 10^3$ км <sup>3</sup>	(86,3%)
„ „ суши . . . . .	$71 \cdot 10^3$ км <sup>3</sup>	(13,7%)
Всего . . . . .	$519 \cdot 10^3$ км <sup>3</sup>	(100%)
Выпадение осадков на моря и океаны	$412 \cdot 10^3$ км <sup>3</sup>	(79,4%)
„ „ на сушу . . . . .	$107 \cdot 10^3$ км <sup>3</sup>	(20,6%)
Всего . . . . .	$519 \cdot 10^3$ км <sup>3</sup>	(100%)

Речной сток в моря и океаны  $36 \cdot 10^3$  км<sup>3</sup>

Масса атмосферы  $5,3 \cdot 10^{15}$  т

Тепловой баланс системы земля — атмосфера см. в табл. 53, стр. 335

Солнечная постоянная  $S_0=1,88$  кал/см<sup>2</sup> мин

Ускорение силы тяжести на широте 45° и уровне моря  $g_{45}=980,616$  см/сек<sup>2</sup>

Состав и характеристики сухого воздуха см. в табл. 3, стр. 25 и табл. 4, стр. 26

Характеристики влажного воздуха см. табл. 6, стр. 33

Единицы измерения давления: 1 мб =  $\frac{3}{4}$  мм Нг; 1000 мб = 750,06 мм Нг;

1 мм =  $\frac{4}{3}$  мб

Нормальное давление (стандартная атмосфера) 760 мм Нг =  
=  $1,013246$  дин/см<sup>2</sup> =  $1013,246$  мб

1 калория =  $4,186 \cdot 10^7$  эрг

Механический эквивалент теплоты  $J=4,186$  дж =  $4,186 \cdot 10^7$  эрг/кал

1 эрг =  $2,38844 \cdot 10^{-8}$  кал

Тепловой эквивалент работы  $A=2,38844 \cdot 10^{-8}$  кал/эрг

Универсальная газовая постоянная  $R^*=8,31436 \cdot 10^7$  эрг/моль · град =  
=  $1,98583$  кал/моль · град

Удельная газовая постоянная сухого воздуха  $R_{\text{в}} = 2,8704 \cdot 10^6 \text{ эрг/г} \cdot \text{град} = 6,8557 \cdot 10^{-2} \text{ кал/г} \cdot \text{град} = 2,8704 \cdot 10^3 \text{ (для } p \text{ в мб)}$   
 Удельная газовая постоянная водяного пара  $R_{\text{п}} = 4,6150 \cdot 10^6 \text{ эрг/г} \cdot \text{град} = 1,10226 \cdot 10^{-1} \text{ кал/г} \cdot \text{град} = 4,6150 \cdot 10^3 \text{ (для } e \text{ в мб)}$   
 Объем 1 моля идеального газа (при  $0^\circ$ , 760 мм Hg)  $22,4146 \cdot 10^3 \text{ см}^3$   
 Молекулярный вес сухого воздуха 28,966  
 водяного пара 18,016  
 Скорость света  $c = 2,99792 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$   
 Плотность ртути (при  $0^\circ$ , 760 мм Hg) 13,5951 г/см<sup>3</sup>  
 Число Авогадро  $N_0 = 6,0247 \cdot 10^{23}/\text{моль}$   
 Число Лошмидта ( $0^\circ$ , 760 мм Hg)  $N_L = 2,6875 \cdot 10^{19}/\text{см}^3$   
 Постоянная Больцмана  $k = 1,380 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$   
 Постоянная Планка  $h = 6,6254 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$   
 Постоянная закона Стефана—Больцмана  $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{ град}^4 \cdot \text{сек}$   
 Заряд электрона  $e = 4,80294 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$   
 Микрон  $\mu = 0,001 \text{ мм} = 10^{-4} \text{ см}$   
 Миллимикрон  $\text{м}\mu = 0,001\mu = 10^{-7} \text{ см}$   
 Ангстрем  $\text{\AA} = 0,1\text{м}\mu = 10^{-8} \text{ см}$

### Некоторые математические величины

$\pi = 3,14159$ ;  $\pi^2 = 9,8696$ ;  $4\pi = 12,566$ ;  $4/\pi = 1,2732$   
 $e = 2,71828$ ;  $e^{-1} = 0,36788$ ;  $\exp a = e^a$   
 Модуль перехода от натуральных логарифмов к десятичным  $M = \lg e = 0,434294$  ( $\lg a = M \ln a$ )  
 Модуль перехода от десятичных логарифмов к натуральным  $\frac{1}{M} = \ln 10 = 2,302585$  ( $\ln a = \frac{1}{M} \lg a$ )  
 Радиан  $= 57,296^\circ = 57^\circ 17' 45''$   
 $1^\circ = 0,01745 \text{ радиана}$

Угол $\varphi$ , град.	.	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\sin \varphi$	.	0,000	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	1,000
$\cos \varphi$	.	1,000	0,985	0,940	0,866	0,766	0,643	0,500	0,342	0,174	0,000

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<b>Глава 1. Введение . . . . .</b>	<b>5</b>
§ 1. Предмет метеорологии . . . . .	5
§ 2. Связь метеорологии с другими науками, ее внутреннее разделение . . . . .	7
§ 3. Практические приложения метеорологии . . . . .	9
§ 4. Общая характеристика методов исследования, приме- няемых в метеорологии . . . . .	11
§ 5. Организация гидрометеорологических исследований в СССР. Гидрометеорологическая служба СССР . . . .	13
§ 6. Основные метеорологические элементы . . . . .	15

## РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

### ОБЩИЕ СВОЙСТВА И СТРОЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

<b>Глава 2. Состав атмосферного воздуха . . . . .</b>	<b>24</b>
§ 1. Состав сухого воздуха в нижних слоях атмосферы . . .	24
§ 2. Уравнение состояния сухого воздуха . . . . .	28
§ 3. Уравнение состояния водяного пара. Соотношение между различными характеристиками влажности воздуха . . .	29
§ 4. Уравнение состояния влажного воздуха. Виртуальная тем- пература . . . . .	31
§ 5. Водяной пар в атмосфере . . . . .	33
§ 6. Озон в атмосфере . . . . .	35
§ 7. Атмосферные аэрозоли . . . . .	40
§ 8. Состав воздуха на больших высотах. . . . .	46
<b>Глава 3. Турбулентное перемешивание в атмосфере . . . . .</b>	<b>50</b>
§ 1. Турбулентный характер движений в атмосфере . . . .	50
§ 2. Коэффициент турбулентности . . . . .	53
§ 3. Уравнение турбулентного перемешивания . . . . .	61
<b>Глава 4. Строение атмосферы . . . . .</b>	<b>62</b>
§ 1. Методы исследования высоких слоев атмосферы . . . .	62
§ 2. Слоистость строения атмосферы . . . . .	65
§ 3. Вертикальная протяженность атмосферы. Ускользание (диссипация) газов из атмосферы . . . . .	68
§ 4. Гипотезы о происхождении и эволюции атмосферы . . .	71
§ 5. Распределение температуры, давления и плотности в верхних слоях атмосферы . . . . .	72

§ 6. Воздушные течения в атмосфере. Общая циркуляция атмосферы. Струйные течения . . . . .	78
§ 7. Горизонтальная неоднородность тропосферы. Воздушные массы и фронты . . . . .	86
<b>Глава 5. Распределение давления в атмосфере . . . . .</b>	<b>90</b>
§ 1. Уравнение статики атмосферы . . . . .	90
§ 2. Барометрические формулы . . . . .	91
§ 3. Полная барометрическая формула (формула Лапласа) . . . . .	96
§ 4. Упрощенная барометрическая формула. Барометрическая ступень . . . . .	99
§ 5. Применения барометрической формулы . . . . .	101
§ 6. Применимость барометрической формулы для верхних слоев атмосферы . . . . .	102
§ 7. Масса атмосферы и ее распределение по вертикали . . . . .	103
§ 8. Изменение давления под влиянием разных факторов . . . . .	104
§ 9. Изобарические поверхности и изобары. Барические области . . . . .	106
§ 10. Среднее распределение давления у земной поверхности . . . . .	108
§ 11. Геопотенциал. Барометрическая формула геопотенциала . . . . .	111
§ 12. Абсолютный и относительный геопотенциал. Карты барической топографии . . . . .	115
§ 13. Распределение давления в атмосфере на разных уровнях . . . . .	117
§ 14. Изменение давления во времени . . . . .	122
<b>Глава 6. Основы термодинамики атмосферы . . . . .</b>	<b>124</b>
§ 1. Основные уравнения . . . . .	124
§ 2. Политропические изменения состояния. Уравнение политропы . . . . .	126
§ 3. Адиабатические процессы. Уравнение Пуассона . . . . .	128
§ 4. Сухоадиабатический градиент температуры . . . . .	129
§ 5. Потенциальная температура. Ее изменение с высотой . . . . .	130
§ 6. Адиабатические изменения состояния влажного воздуха . . . . .	134
§ 7. Влажноадиабатические процессы. Влажноадиабатический градиент . . . . .	135
§ 8. Энтропия и потенциальная температура . . . . .	138
§ 9. Зависимость упругости насыщенного водяного пара от температуры (уравнение Клаузиуса—Клапейрона) . . . . .	141
§ 10. Уровень конденсации . . . . .	143
§ 11. Эквивалентная и эквивалентно-потенциальная температура. Псевдоадиабатические процессы . . . . .	145
§ 12. Условия вертикальной устойчивости атмосферы . . . . .	147
§ 13. Термодинамические графики (диаграммы) . . . . .	154
§ 14. Энергия неустойчивости. Ее определение . . . . .	156
§ 15. Определение неустойчивости по методу слоя . . . . .	159

## РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

### ЛУЧИСТАЯ ЭНЕРГИЯ

<b>Глава 7. Общие сведения о потоках лучистой энергии в атмосфере . . . . .</b>	<b>162</b>
§ 1. Потоки лучистой энергии в атмосфере . . . . .	162
§ 2. Основные количественные характеристики поля излучения . . . . .	164
§ 3. Основные законы излучения . . . . .	168
§ 4. Солнце и его излучение. Солнечная постоянная . . . . .	171

<b>Глава 8. Влияние атмосферы на потоки лучистой энергии . . .</b>	<b>178</b>
§ 1. Основные соотношения. Путь солнечного луча в атмосфере	178
§ 2. Общее ослабление потока прямой солнечной радиации в атмосфере . . . . .	182
§ 3. Поглощение лучистой энергии в атмосфере . . . . .	184
§ 4. Рассеяние лучистой энергии в атмосфере . . . . .	189
А. Молекулярное рассеяние света. Теория Релея . . . . .	190
Б. Рассеяние лучистой энергии крупными частицами. Теория Ми . . . . .	194
§ 5. Прозрачность атмосферы и ее характеристики. Коэффициент прозрачности. Фактор мутности . . . . .	199
§ 6. Отражение солнечной радиации. Альбедо . . . . .	203
<b>Глава 9. Коротковолновая радиация в атмосфере . . . . .</b>	<b>207</b>
§ 1. Облучение земной поверхности прямой солнечной радиацией . . . . .	208
§ 2. Прямая солнечная радиация по данным наблюдений и расчетов . . . . .	213
§ 3. Рассеянная радиация . . . . .	217
§ 4. Суммарная радиация . . . . .	227
<b>Глава 10. Длинноволновое излучение земной поверхности и атмосферы. Радиационный баланс . . . . .</b>	<b>231</b>
§ 1. Радиационные свойства различных участков земной поверхности и атмосферы . . . . .	231
§ 2. Приближенные уравнения переноса лучистой энергии . . . . .	235
§ 3. Излучение земной поверхности и противоизлучение атмосферы. Эффективное излучение . . . . .	239
§ 4. Методы расчета эффективного излучения . . . . .	242
§ 5. Радиационный баланс . . . . .	245

### РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

## ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ И ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

<b>Глава 11. Теплообмен в верхних слоях почвы и вод. Тепловой режим почвы и вод . . . . .</b>	<b>252</b>
§ 1. Распространение тепла в почве . . . . .	253
§ 2. Тепловые свойства почвы . . . . .	256
§ 3. Теплообмен в почве . . . . .	258
§ 4. Суточный и годовой ход температуры почвы . . . . .	261
§ 5. Влияние растительного покрова и других факторов на тепловой режим почвы . . . . .	264
§ 6. Снежный покров и его значение в тепловом режиме почвы . . . . .	266
§ 7. Промерзание почвы. Вечная мерзлота . . . . .	267
§ 8. Особенности распространения тепла в водных бассейнах . . . . .	270
<b>Глава 12. Перенос тепла в атмосфере . . . . .</b>	<b>272</b>
§ 1. Потоки тепла в атмосфере . . . . .	272
§ 2. Приток тепла. Его связь с потоком . . . . .	278
§ 3. Лучистый и турбулентный притоки тепла . . . . .	279
§ 4. Внутренние источники тепла . . . . .	280
§ 5. Уравнение притока тепла . . . . .	282
§ 6. Адвекция тепла и холода . . . . .	283

<b>Глава 13. Температура нижних слоев атмосферы . . . . .</b>	<b>284</b>
§ 1. Среднее распределение температуры у земной поверхности . . . . .	284
§ 2. Годовой ход температуры воздуха . . . . .	289
§ 3. Суточный ход температуры воздуха . . . . .	291
§ 4. Изменение температуры воздуха с высотой в приземном слое . . . . .	294
§ 5. Заморозки . . . . .	298
§ 6. Термическая конвекция в атмосфере . . . . .	300
<b>Глава 14. Температура свободной атмосферы . . . . .</b>	<b>302</b>
§ 1. Среднее распределение температуры в тропосфере на разных уровнях . . . . .	302
§ 2. Изменение температуры воздуха с высотой . . . . .	305
§ 3. Годовой и суточный ход температуры воздуха в тропосфере . . . . .	307
§ 4. Высота и температура тропопаузы . . . . .	309
§ 5. Инверсии температуры . . . . .	311
§ 6. Теоретические соображения о распределении температуры с высотой в свободной атмосфере . . . . .	316
<b>Глава 15. Тепловой баланс подстилающей поверхности и атмосферы . . . . .</b>	<b>322</b>
§ 1. Уравнение теплового баланса земной поверхности . . . . .	322
§ 2. Уравнение теплового баланса атмосферы и системы земля — атмосфера . . . . .	325
§ 3. Соотношение между отдельными составляющими теплового баланса. Суточный и годовой ход теплового баланса . . . . .	327
§ 4. Тепловой баланс земного шара в целом . . . . .	334

## РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

### ВОДНЫЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ

<b>Глава 16. Фазовые переходы воды . . . . .</b>	<b>339</b>
§ 1. Условия фазового равновесия . . . . .	339
§ 2. Упругость насыщенного пара в зависимости от температуры над водой и над льдом . . . . .	341
§ 3. Термодинамическая диаграмма равновесия фаз . . . . .	346
<b>Глава 17. Испарение . . . . .</b>	<b>348</b>
§ 1. Процесс испарения с молекулярно-кинетической точки зрения . . . . .	349
§ 2. Особенности испарения в естественных условиях . . . . .	354
§ 3. Испарение и испаряемость . . . . .	357
§ 4. Уравнение турбулентной диффузии водяного пара . . . . .	358
§ 5. Эмпирические формулы для расчета испарения . . . . .	363
§ 6. Результаты определения испарения и испаряемости . . . . .	364
§ 7. Распределение водяного пара в атмосфере. Суточный и годовой ход влажности воздуха . . . . .	366
<b>Глава 18. Образование жидкой и твердой фазы воды в атмосфере . . . . .</b>	<b>370</b>
§ 1. Конденсация и сублимация водяного пара . . . . .	370
§ 2. Упругость пара над поверхностью капель . . . . .	372
§ 3. Образование и рост зародышевых капель . . . . .	377

§ 4. Ядра конденсации . . . . .	380
§ 5. Переохлажденные капли. Образование ледяных кристаллов . . . . .	383
<b>Глава 19. Туманы и облака . . . . .</b>	<b>387</b>
§ 1. Общие сведения о туманах и облаках . . . . .	387
§ 2. Агрегатное состояние облачных частиц . . . . .	389
§ 3. Микроструктура капельножидких туманов и облаков . . . . .	390
§ 4. Распределение капель по размерам в туманах и облаках . . . . .	393
§ 5. Микроструктура ледяных (кристаллических) и смешанных туманов и облаков . . . . .	403
§ 6. Процессы, приводящие к образованию туманов. Классификация туманов . . . . .	408
§ 7. Физические основы предсказания туманов . . . . .	411
§ 8. Основные процессы, приводящие к образованию облаков . . . . .	413
§ 9. Высота нижней границы облаков и их вертикальная протяженность . . . . .	420
<b>Глава 20. Осадки . . . . .</b>	<b>423</b>
§ 1. Наземные осадки и условия их образования . . . . .	424
§ 2. Характеристика и классификация осадков, выпадающих из облаков . . . . .	426
§ 3. Размер частиц осадков и скорость их падения . . . . .	427
§ 4. Испарение дождевых капель . . . . .	430
§ 5. Рост капель в облаках . . . . .	434
§ 6. Осадки из водяных облаков . . . . .	443
§ 7. Осадки из ледяных и смешанных облаков . . . . .	444
§ 8. Количество осадков и их распределение по земной поверхности . . . . .	447
§ 9. Влагооборот. Баланс влаги на поверхности Земли . . . . .	449
§ 10. Искусственные воздействия на облака и туманы . . . . .	453

## РАЗДЕЛ ПЯТЫЙ

### ВОЗДУШНЫЕ ДВИЖЕНИЯ

<b>Глава 21. Общие закономерности атмосферных движений . . . . .</b>	<b>460</b>
§ 1. Основные силы, действующие в атмосфере . . . . .	460
§ 2. Уравнения движения . . . . .	466
§ 3. Траектории и линии тока . . . . .	469
§ 4. Стационарное движение без трения . . . . .	471
<b>Глава 22. Изменение ветра с высотой . . . . .</b>	<b>477</b>
§ 1. Влияние сил трения на движение воздуха . . . . .	477
§ 2. Профиль ветра в приземном слое . . . . .	480
§ 3. Профиль ветра в пограничном слое атмосферы . . . . .	487
§ 4. Изменение скорости и направления ветра с высотой в свободной атмосфере. Термический ветер . . . . .	491
<b>Глава 23. Особенности движений воздуха в пограничном слое атмосферы . . . . .</b>	<b>495</b>
§ 1. Суточный ход скорости и направления ветра . . . . .	495
§ 2. Структура ветра в нижнем слое атмосферы . . . . .	499
§ 3. Влияние препятствий на ветер . . . . .	501
§ 4. Орографические ветры. Фен. Бора . . . . .	505
§ 5. Местные циркуляции. Бризы, горно-долинные ветры . . . . .	509



## ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

<b>Глава 24</b>	<b>Оптические явления в атмосфере, связанные с рассеянием, поглощением и отражением света . . . . .</b>	<b>514</b>
§ 1.	Основные положения фотометрии применительно к атмосферной оптике . . . . .	514
§ 2.	Кажущаяся форма небесного свода и связанные с этим явления . . . . .	518
§ 3.	Яркость небесного свода . . . . .	520
§ 4.	Голубой цвет неба . . . . .	523
§ 5.	Поляризация света, рассеянного атмосферой . . . . .	524
§ 6.	Дневная освещенность . . . . .	531
§ 7.	Сумерки и заря. Сумеречная освещенность . . . . .	534
§ 8.	Ночная освещенность. Освещенность, создаваемая лунным светом. Свечение ночного неба . . . . .	543
§ 9.	Яркость, цвет и отражательная способность объектов естественного ландшафта . . . . .	547
<b>Глава 25.</b>	<b>Видимость . . . . .</b>	<b>550</b>
§ 1.	Дальность видимости. Основные факторы, определяющие дальность видимости . . . . .	550
§ 2.	Влияние атмосферы на видимую яркость объекта. Световоздушное уравнение . . . . .	551
§ 3.	Яркостный контраст. Острота зрения . . . . .	553
§ 4.	Основные положения теории дальности видимости . . . . .	556
§ 5.	Дальность видимости реальных объектов . . . . .	560
§ 6.	Видимость огней . . . . .	563
§ 7.	Видимость в тумане и в зоне дождя . . . . .	564
<b>Глава 26.</b>	<b>Рефракция света в атмосфере . . . . .</b>	<b>566</b>
§ 1.	Уравнение траектории светового луча в атмосфере . . . . .	566
§ 2.	Рефракция астрономическая и земная . . . . .	570
§ 3.	Явления, обусловленные астрономической рефракцией . . . . .	573
§ 4.	Поднятие и опускание горизонта. Аномальная рефракция . . . . .	575
§ 5.	Миражи . . . . .	578
<b>Глава 27.</b>	<b>Оптические явления, связанные с наличием в атмосфере капель воды и ледяных кристаллов . . . . .</b>	<b>581</b>
§ 1.	Радуга . . . . .	581
§ 2.	Явления гало . . . . .	586
§ 3.	Венцы, глории и другие аналогичные явления . . . . .	591

## РАЗДЕЛ СЕДЬМОЙ

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ (АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО)

<b>Глава 28.</b>	<b>Ионизационное состояние атмосферы . . . . .</b>	<b>597</b>
§ 1.	Основные понятия. Ионы в атмосфере и ее проводимость . . . . .	597
§ 2.	Основные ионизаторы атмосферы . . . . .	602
§ 3.	Ионоуничтожающие процессы. Воссоединение ионов . . . . .	607
§ 4.	Концентрация ионов и проводимость атмосферы по данным наблюдений . . . . .	611

<b>Глава 29. Ионосфера</b>	618
§ 1. Ионосфера. Образование ионизированного слоя	618
§ 2. Распространение электромагнитных волн в ионосфере	622
§ 3. Строение ионосферы по данным наблюдений	625
<b>Глава 30. Электрическое поле в атмосфере</b>	628
§ 1. Основные соотношения	628
§ 2. Напряженность электрического поля по данным наблюдений	630
§ 3. Суточный и годовой ход напряженности электрического поля	633
§ 4. Связь между напряженностью электрического поля и другими атмосферно-электрическими и метеорологическими элементами	638
<b>Глава 31. Грозовое электричество</b>	640
§ 1. Электрические заряды осадков	640
§ 2. Распределение зарядов в грозовом облаке	643
§ 3. Грозовые разряды. Молния и механизм ее развития	647
§ 4. Распределение грозовой деятельности по земной поверхности	653
§ 5. Тихие разряды	655
§ 6. Атмосферики	657
§ 7. Баланс электрических токов в атмосфере	658
<b>Глава 32. Полярные сияния</b>	662
§ 1. Географическое распределение полярных сияний и их формы	662
§ 2. Высота полярных сияний. Расположение их в пространстве. Периодические вариации	666
§ 3. Цвет, интенсивность свечения, спектр полярных сияний	667
§ 4. Теория полярных сияний	669

## РАЗДЕЛ ВОСЬМОЙ

### АТМОСФЕРНАЯ АКУСТИКА

<b>Глава 33. Скорость звука в атмосфере</b>	674
§ 1. Скорость звука в неподвижной однородной среде	674
§ 2. Зависимость скорости звука в атмосфере от температуры и влажности	676
§ 3. Скорость звука при ветре	678
<b>Глава 34. Распространение звука в атмосфере</b>	679
§ 1. Траектория звукового луча в атмосфере	679
§ 2. Отражение, преломление и поглощение звука в атмосфере	685
§ 3. Использование наблюдений над распространением звука для исследования высоких слоев атмосферы	687
<b>Литература</b>	691
<b>Приложения</b>	692