

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ»
(РГГМУ)



Метеорологический факультет

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ
«Основы термодинамики атмосферы»
по дисциплине
«Физика атмосферы»

По направлению подготовки 05.03.05 – Прикладная гидрометеорология,
профили подготовки: прикладная метеорология, полярная метеорология и
климатология

Санкт-Петербург
2022

Одобен Учебно-методическим советом метеорологического факультета РГГМУ

УДК 551.510 (075.8)

ББК 26.233я73

Г-61

Головина Е.Г., Абанников В.Н., Аед Мханна И.Н., Подгайский Э.В. Учебное пособие «Основы термодинамики атмосферы» по дисциплине «Физика атмосферы». – Санкт-Петербург: Изд-во «Ниц Арт». 2022. – 61 с.

ISBN 978-5-907478-81-7

Учебное пособие «Основы термодинамики атмосферы», по дисциплине «Физика атмосферы» предназначено для студентов-бакалавров вузов, обучающихся по направлению подготовки 05.03.05 – Прикладная гидрометеорология, профили: прикладная метеорология, полярная метеорология и климатология. В Учебном пособии рассмотрены основные законы термодинамики, применительно к физическим процессам, происходящих в атмосфере Земли. Объясняются физические процессы, используемые для решения термодинамических задач по оценке стратификации атмосферы.

Пособие рекомендовано для студентов университетов, а также для других учебных заведений, специализирующихся в области метеорологии.

Авторы:

Головина Е.Г., доц. РГГМУ
Абанников В.Н., доц. РГГМУ
Мханна А.И.Н. доц. РГГМУ
Подгайский Э.В. ст.пр. РГГМУ

Ответственный редактор: О.С.Сероухова, к.ф.-м.н., доц.зав.каф. РГГМУ

Рецензент: И.Н.Русин, д. физ.-мат. наук, проф., в.н.с. ГГО им.А.И.Воейкова

© Российский государственный гидрометеорологический университет (РГГМУ) 2022

© Головина Е.Г., 2022

© Абанников В.Н., 2022

© Мханна А.И.Н., 2022

© Подгайский Э.В., 2022

© Издательство Ниц-Арт 2022

ISBN 978-5-907478-81-7

Содержание

	стр.
Введение	5
1. Основные понятия, используемые в термодинамике атмосферы	5
2. Первое начало термодинамики для атмосферы.....	7
2.1. Первое начало термодинамики для сухого воздуха.....	8
2.2. Сухоадиабатический вертикальный градиент температуры.....	12
воздуха.....	12
2.3. Уравнение сухой адиабаты	15
2.4. Адиабатические процессы во влажном, ненасыщенном водяным паром воздухе.....	16
2.5. Ускорение конвекции.....	19
2.6. Потенциальная температура	20
2.6.1. Свойства потенциальной температуры	21
2.6.2. Методы определения потенциальной температуры	24
2.7. Оценка стратификации атмосферы по отношению к сухому или влажному, но ненасыщенному водяным паром, воздуху.....	25
2.8. Изменение потенциальной температуры с высотой при различной стратификации атмосферы.....	32
3. Изменение гигрометрических характеристик в адиабатически поднимающемся влажном воздухе.....	33
3.1. Изменение с высотой точки росы.....	34
4. Высота уровня конденсации	36
5. Влажноадиабатические процессы.....	38
5.1. Первое начало термодинамики для влажноадиабатического	39
процесса в атмосфере	39
5.2. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры	40
5.3. Основные свойства влажноадиабатического вертикального градиента температуры.....	41
5.3.1. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры меньше сухоадиабатического $\gamma_{ва} < \gamma_a$	41
5.3.2. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры не является постоянной величиной, $\gamma_{ва} \neq const$	42

5.3.3. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры $\gamma_{ва}$ растёт с высотой.....	42
6. Уровень выравнивания температур (конвекции).....	42
7. Изменение гигрометрических характеристик при вертикальном перемещении воздуха с насыщенным паром	44
8. Псевдоадиабатический процесс.....	45
9. Термодинамические температуры	47
10. Условия устойчивости атмосферы по отношению к вертикальным перемещениям влажного воздуха.....	50
11. Стратификация различных воздушных масс.....	52
12. Энергия неустойчивости.....	53
13. Аэрологическая диаграмма.....	56
Список рекомендуемой литературы.....	61

Введение

Термодинамика атмосферы, один из разделов теоретической метеорологии, которая рассматривает атмосферу, как идеальный газ, решая уравнение состояния этого газа, в основном, для адиабатических процессов, протекающих в тропосфере. Действительно, газы, составляющие атмосферу, в основном, имеют критическую температуру, ниже реальной температуры атмосферного воздуха ($N_2 - 126,25\text{ K}$; $O_2 - 154,78\text{ K}$). Более высокие критические температуры у CO_2 ($304,19\text{ K}$, но его в воздухе очень мало) и у воды ($H_2O - 647,3\text{ K}$). Поэтому вода может находиться одновременно в трех агрегатных состояниях.

Принимая адиабатичность процессов, протекающих в атмосфере, не рассматривается приток тепла за счет теплообмена с подстилающей поверхностью, нагрев атмосферы за счет поглощения лучистой энергии, адвекции тепла. Эти ограничения показывают, что закономерности термодинамики атмосферы могут быть применены лишь к «быстродействующим» процессам, за время которых упомянутым выше теплообменом можно пренебречь.

Несмотря на такое ограничение, с помощью термодинамики атмосферы удалось вывести числовые закономерности, дающие количественную оценку параметров конвекции. Термодинамика атмосферы позволила разобраться в механизме образования ливневых осадков, града и разработать методы воздействия на облака и осадки. Используя данные о стратификации атмосферы и термодинамические закономерности, удалось разработать методы прогноза количества выпадающих ливневых осадков.

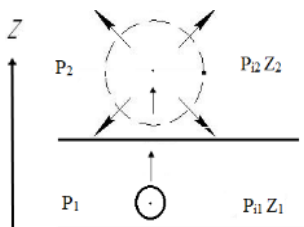
В настоящее время рассматриваются два новых раздела термодинамики – это термодинамика верхних слоев атмосферы и неадиабатические процессы в атмосфере. Однако, закономерности, вытекающие из термодинамики нижней атмосферы, применяются при решении многих прикладных задач метеорологии.

1. Основные понятия, используемые в термодинамике атмосферы

В разделе «статика» рассматривали атмосферу без движения. Реально атмосфера находится постоянно в движении.

При этом происходит переход одного вида энергии в другой:

- тепловой в кинетическую и наоборот,
- нагревание и охлаждение воздуха при фазовых переходах воды (испарение, конденсация),
- при поглощении и переносе лучистой энергии и т.д.



Воздух обладает способностью расширяться при перемещении с одного уровня Z_1 на другой - Z_2 , где атмосферное давление P_2 меньше, чем P_1 , и сжиматься, соответственно, при обратном перемещении. При этом затрачивается энергия на работу расширения (при подъеме воздушной частицы на высоту, где атмосферное давление ниже давления на начальном уровне) или выделяется энергия за счет работы внешней атмосферы на сжатие воздушной частицы (при движении вниз, на уровень с большим атмосферным давлением). Эта особенность оказывает большое влияние на температурный режим атмосферы и образование твердой и жидкой фазы воды.

Чтобы установить общие закономерности и вскрыть физическую сущность всех этих явлений в физике атмосферы широко используются основные положения термодинамики.

Термодинамика атмосферы использует законы классической термодинамики для описания и объяснения таких явлений, как свойства влажного воздуха, образование облаков, атмосферная конвекция, метеорология пограничного слоя и вертикальная неустойчивость в атмосфере.

С термодинамической точки зрения – атмосферу можно рассматривать как огромную тепловую машину, работа которой поддерживается неравномерным нагреванием различных участков земной поверхности (экватор и полюс, материк и океан и др.). Движение воздуха, изменение его состояния может описываться с помощью законов термодинамики.

Термодинамика, наука о наиболее общих свойствах макроскопических физических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, и о процессах перехода между этими состояниями. Макроскопической системой называется всякий материальный объект, состоящий из большого числа частиц. Размеры макроскопических систем много больше размеров атомов и молекул (**например, воздушная частица в атмосфере**). Все макроскопические признаки, характеризующие такую систему, называются макроскопическими параметрами – это объем V , плотность ρ , давление P , температура T . Совокупность макроскопических параметров определяет **состояние атмосферы**.

Состояние называется **стационарным**, если параметры системы с течением времени не изменяются. Если в системе все параметры постоянны во времени и нет никаких стационарных потоков за счет действия каких-либо внешних источников, то такое состояние называется **равновесным**. Термодинамическими системами обычно называют только те, которые находятся в термодинамическом равновесии.

В физике атмосферы рассматривается неравновесная термодинамика, в основе которой лежит понятие о **локальном термодинамическом равновесии**

атмосферы. То есть предполагается, что все понятия и законы термодинамики применимы к бесконечно малым частицам атмосферного воздуха. Эти частицы считаются изолированными и равновесными элементарными системами.

Равновесным – является такое состояние изолированной системы, в которое она переходит по истечении достаточно большого времени. Это время называется временем релаксации. Если системы находится в равновесии, то в равновесии находятся, и отдельные её макрофизические части. **Изолированной** называется система, не обменивающаяся с внешними телами ни энергией, ни веществом.

Равновесное состояние полностью характеризуется небольшим числом физических параметров состояния.

1) Прежде всего это температура. Необходимым условием равновесия является равенство температуры для всех частей системы ($T = \text{const}$). Это т.н. нулевое начало термодинамики.

2) Состояние однородных тел (воздушных частиц) полностью фиксируется заданием любых двух из трех величин; T, P, V . Связь между ними описывается уравнением состояния: $PV = RT$ или $P = \rho RT$, где

V – удельный объем, $\text{м}^3/\text{кг}$; R – удельная газовая постоянная, кДж/кгК , ρ – плотность воздуха.

Существуют 2 принципиально различающихся способа изменения состояния системы:

- совершение работы изолированной системы против внешних сил (например, сил атмосферного давления) или совершение работы внешних сил над системой (например, по перемещению воздушных частиц в окружающем ее воздухе).
- сообщение системе тепла без влияния на окружающую систему воздух и при неизменном расположении (т.е. при постоянном атмосферном давлении) изолированной системы.

Таким образом, в термодинамике постулируется, что у изолированной системы существует состояние термодинамического равновесия. В равновесное состояние она приходит с течением времени, и никогда самопроизвольно выйти из этого состояния не может.

2. Первое начало термодинамики для атмосферы

В общем случае переход системы из одного состояния в другое связан с сообщением системе некоторого количества теплоты ΔQ и совершением системой работы ΔA над внешними силами: $\Delta U = \Delta Q - \Delta A$, где ΔU – изменение внутренней энергии системы.

Все выводы термодинамики построены на двух основных представлениях, постулируемых в виде положений или начал термодинамики.

Первое начало термодинамики – это положение о сохранении энергии применительно к тепловым процессам для изолированной системы. Оно утверждает, что количество тепла, сообщенное любой изолированной системе, (например, газу) расходуется на приращение ее внутренней энергии и на совершение работы против внешних сил.

Для атмосферы: - если изолированной воздушной частице сообщить некоторое количество тепла dq , то оно расходуется на изменение внутренней энергии частицы, dU , и на совершение работы против внешних сил атмосферного давления, dW : $dq = dU + dW$. В таком общем виде можно записать первое начало термодинамики для атмосферы.

2.1. Первое начало термодинамики для сухого воздуха

Выделим в атмосфере частицу сухого воздуха единичной массы, $m = 1$ кг. Сухой и влажный, ненасыщенный водяным паром, воздух можно считать идеальным газом.

Обозначим через P , ρ , T (или вместо ρ рассматривают удельный объем ($V = 1/\rho$) – параметры состояния окружающего частицу воздуха.

Итак, согласно законам термодинамики, если изолированная система находится в равновесии, то температура этой системы постоянна во всех её точках, $T = \text{const}$ (нулевое начало термодинамики). Для атмосферы или даже для выделенного в ней объема, это условие не выполнимо, т.к. T не остается постоянной на разных высотах.

Для атмосферы нулевое условие запишется в виде: $\frac{dT}{dt} = 0$, скорость

изменения температуры воздуха считаем величиной постоянной.

Будем рассматривать в атмосфере процессы, при которых скорость изменения параметров системы такая, что ни один из параметров системы не испытывает разрыва. Например, не образуются скачки давления в атмосфере. Такие процессы называют **квазистатическими**.

Квазистатический процесс – бесконечно медленный переход термодинамической системы из одного равновесного состояния в другое; при этом длится от равновесного, т.е. равновесие системы в этом случае устанавливается во много раз быстрее, чем происходит изменение физических параметров системы.

Скачка плотности или давления атмосферы не будет в том, v , меньше скорости звука, $c_{зв}$, что существует реально.

Итак, условия выполнения первого начала термодинамики для атмосферы:

$$1) \quad v \ll c_{зв};$$

2) среда сплошная ($\rho_i = \text{const}$) и $P_i = P$ – давление внутри частицы равно давлению в окружающем её воздухе (квазистатическое условие).

3) удельные теплоемкости при постоянных давлениях, C_p , и объеме, C_v , величины постоянные.

Количество теплоты, поглощаемой телом и сопровождающийся изменением его состояния, зависит от способа, которым был осуществлен процесс перехода между состояниями. Соответственно от способа нагревания зависит и температура тела (в атмосфере – воздушной частицы). Обычно различают теплоемкость при постоянном давлении C_p и при постоянном объеме C_v . При нагревании при постоянном давлении часть теплоты идет на совершении работы расширения воздушной частицы, а часть на увеличении ее внутренней энергии. При нагревании при постоянном объеме вся теплота расходуется на увеличение ее внутренней энергии. Поэтому C_p больше C_v . Для идеального газа (сухого или влажного, но ненасыщенного водяным паром воздуха) разность можно записать $C_p - C_v = R$, где R – удельная газовая постоянная для сухого воздуха.

Таким образом, мы рассматриваем квазистатический процесс, а такой процесс является обратимым процессом, при котором переход термодинамической системы из одного состояния в другое допускает возможность обратного перехода в первоначальное состояние через ту же последовательность промежуточных состояний, что и в прямом процессе.

В атмосфере квазистатические процессы могут быть и необратимыми – например, при одновременных фазовых переходах – конденсация и кристаллизации воды и выпадении осадков.

Еще раз запишем первого начала термодинамики для атмосферы в общем виде:

$$dq = dU + dW$$

Внутренняя энергия dU находится по формуле:

$$dU = C_v m dT_i = C_v dT_i, \text{ (т.к. } m = 1 \text{ кг.)}$$

Пишем C_v , учитывая только тепло, которое пошло на изменение внутренней энергии, ($C_v = 718 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$).

Работа против внешних сил давления запишем:

$$dW_i = \underbrace{F}_{\text{сила}} \cdot \underbrace{dz}_{\text{путь}} = P_i \cdot \underbrace{\frac{S \cdot dz}{dV_i}} = P_i dV_i$$

где dV_i - удельный объем; S – единичная поверхность, 1 м^2 ; dW_i - работа расширения (или сжатия) для создания атмосферного давления в частице равного атмосферному на том же уровне.

В результате, первое начало термодинамики запишем в виде:

$$dq = C_v dT_i + P_i dV_i \quad (1)$$

Это первое начало термодинамики для сухого воздуха.

В этой форме первое начало термодинамики характеризует изобарический процесс (на одном уровне). Так как единичный объем V непосредственно не измеряется, то перепишем уравнение (1) используя лишь измеряемые величины.

Из уравнения состояния:

$$P_i V_i = R T_i \quad (2)$$

Дифференцируем (2) :

$$P_i dV_i + V_i dP_i = R dT_i \rightarrow P_i dV_i = R dT_i - V_i dP_i \quad (3)$$

Подставим (3) в (1)

Тогда:

$$dq = C_v dT_i + R dT_i - V_i dP = dT_i \cdot (C_v + R) - V_i dP = C_p dT - V_i dP \quad (4)$$

$$C_p = 1006 \frac{\text{Дж}}{\text{Кг К}} ; \quad \frac{C_p}{C_v} = 1,4 = \kappa$$

Эта форма записи удобна для случая, когда воздух нагревается при постоянном объеме и меняющемся давлении. Она мало связана с реальными природными процессами и предназначена для теоретических задач, т.к. в природе $V \neq \text{const}$.

Решим уравнение (3) относительно изменения температуры dT :

$$dT_i = \frac{dq}{C_p} + \frac{V_i dP}{C_p} \rightarrow \text{т. е}$$

изменение температуры воздушной частицы может быть вызвано не только сообщением тепла dq , но и изменением давления dP . Если атмосферное давление увеличивается ($dP > 0$), то при той же величине притока тепла dq температура увеличивается больше. При понижении атмосферного давления

($dP < 0$) – понизится и изменение температуры. В частном случае, когда

$dq = 0$, изменение температуры полностью определяется изменением атмосферного давления:

$$dT_i = \frac{V_i}{C_p} dP$$

Из уравнения состояния следует:

$V_i = \frac{R_c T_i}{P_i}$, поэтому запишем первое начало иначе:

$$dq = C_p dT_i - \frac{R_c T_i dP}{P_i} \quad (5)$$

Уравнение (5) есть уравнение первого начала термодинамики для сухого или (приблизительно) влажного, но ненасыщенного водяным паром воздуха.

Рассмотрим более подробно первое начало термодинамики при **адиабатическом процессе**.

Термодинамический процесс называется **адиабатическим**, если он протекает без теплообмена частицы с окружающей средой. Строго адиабатических процессов в атмосфере нет, т.к. никакая масса воздуха не может быть полностью изолирована от теплового влияния окружающей среды. Однако из-за плохой теплопроводности воздуха и очень малого поглощения атмосферой солнечной радиации можно считать, что быстротекущие атмосферные процессы происходят без теплообмена с окружающим воздухом, т.е. адиабатически.

Таким образом, в атмосфере при перемещении отдельных порций воздуха происходит расширение или сжатие приблизительно адиабатически – это происходит вследствие следующих причин:

- 1) Нагревание воздуха за счет солнечной радиации – мало.
- 2) Перемещение воздуха происходит достаточно быстро.
- 3) Молекулярная теплопроводность воздуха мала.

При адиабатическом процессе $dq = 0$ и первое начало запишем:

$$C_p dT_i = \frac{R_c T_i dP}{P_i} \quad (5a)$$

Итак, можно предположить, что процессы в атмосфере могут протекать адиабатически. Предположение об адиабатичности процессов в атмосфере позволяет решать ряд вопросов, связанных с образованием облаков, определением высоты уровня конденсации и т.д. В настоящее время эти вопросы достаточно разработаны и делается уточнение по учету неадиабатичности процессов.

Адиабатические процессы в сухом воздухе или в воздухе с ненасыщенным водяным паром называются сухоадиабатическими.

Важным является решение вопроса – какую температуру примет объем сухого воздуха при адиабатическом его перемещении.

При адиабатическом подъеме порции воздуха вверх совершается работа расширения, а так как нет теплообмена с окружающим воздухом, то работа совершается за счет внутренней энергии. Поэтому произойдет понижение температуры поднимающейся порции воздуха.

Наоборот, *при опускании воздушной частицы происходит переход работы сжатия окружающим воздухом воздушной частицы во внутреннюю энергию и воздух частицы нагревается.*

Итак, при $dq=0$, запишем:

$$C_p dT_i = \frac{R_c T_i}{P_i} dP \rightarrow \text{разделив переменные, получаем:}$$

$$\frac{dT_i}{T_i} = \frac{R_c}{C_p} \frac{dP}{P_i} \quad (6)$$

Интегрируем (6)

$$\begin{aligned} \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} &= \frac{R_c}{C_p} \int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{P} \rightarrow \ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{R_c}{C_p} \ln \frac{P_2}{P_1} \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{R_c}{C_p}}, \quad \frac{R_c}{C_p} = \frac{287.05}{1005} = 0.286 \\ \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{0.286} \end{aligned} \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что если $P_2 > P_1$, то $T_2 > T_1$. Уравнение (7) показывает изменение температуры воздушной частицы при опускании или подъеме воздуха (т.е. при попадании его в область более высокого или низкого атмосферного давления) и называется уравнением Пуассона. Иначе запишем уравнение (7):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{C_p - C_v}{C_p}} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \quad (8)$$

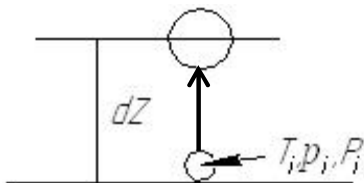
где $\left(\frac{C_p}{C_v} = \kappa \right)$

Уравнение (8) – решение первого начала термодинамики для сухоадиабатического процесса.

2.2. Сухоадиабатический вертикальный градиент температуры воздуха

В ряде случаев удобно рассматривать адиабатические изменения температуры воздушной частицы не с изменением P , а с изменением высоты в атмосфере, Z . Для этого можно воспользоваться уравнением Пуассона и барометрическими формулами, связывающими P и Z , но это трудоемкая работа.

Удобнее получить изменение температуры воздуха, T_i с высотой Z при адиабатическом перемещении сухого воздуха, решая совместно уравнение первого начала термодинамики с уравнением статики.



Пусть поднимается объем воздуха (частица), характеристики которого T_i , ρ_i , P_i , V_i , P_i ... Давление воздуха частицы P_i равно атмосферному давлению на данной высоте P . (условие квазистатичности). ($P_i = P$)

Рисунок 1. Адиабатическое перемещение объема воздуха. Параметры атмосферы на нижнем уровне T_i , ρ_i , P_i ,

Найдем вертикальный градиент температуры воздушной частицы, адиабатически перемещающейся в данной атмосфере. ($-\frac{dT_i}{dZ} = ?$).

$$C_p = 1005 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, \quad C_v = 718 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$$

$$R^* = 8,13 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}; \quad - \text{ универсальная газовая постоянная}$$

$R_c = R^* / \mu_c$, где μ_c – молекулярный вес воздуха, R_c – удельная газовая постоянная сухого воздуха. Размерность $R_c = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

Решаем уравнение первого начала термодинамики (6).

$$\frac{dT_i}{T_i} = \frac{R_c}{C_p} \frac{dP}{P_i}$$

$$dP = -\rho g dZ = \frac{\rho g}{R_c T} dZ$$

Реально разница между T_i , K , и T , K , может быть равна $(5 - 10)^\circ\text{C}$, т.е.

$$\frac{T_i}{T} \sim 1.$$

Тогда

$$C_p dT_i = - \frac{R_c T_i}{R_c T} \frac{P g}{P} dZ$$

($T_i = T$ и, $P_i = P$ с малой ошибкой). Получаем $C_p dT_i = -g dZ$; отсюда

$$\boxed{-\frac{dT_i}{dZ} = \frac{g}{c_p} = \gamma_a} \quad (9)$$

$c_p = \text{const}$, изменением g с высотой пренебрегаем.

Тогда $-\frac{dT_i}{dZ} = \text{const}$ и не зависит от Z .

$$\gamma_a = \frac{9,8 \frac{\text{М}}{\text{с}^2}}{1005 \frac{\text{Дж}}{\text{Кг} \cdot \text{К}}} = 0,0098 \frac{^\circ\text{C}}{\text{М}} = 0,98 \frac{^\circ\text{C}}{100\text{М}} \approx 1 \frac{^\circ\text{C}}{100\text{М}}$$

γ_a - сухоадиабатический вертикальный градиент температуры сухой воздушной частицы, адиабатически вертикально перемещающейся в атмосфере.

Таким образом, при сухоадиабатическом подъеме воздух, расширяясь, охлаждается приблизительно на один градус на каждые сто метров. При адиабатических нисходящих движениях воздуха, его температура увеличивается также приблизительно на один градус.

Сухоадиабатический процесс часто наблюдается в теплое время года при подъеме воздуха над открытыми местами в нижних слоях атмосферы, а также при опускании воздушных масс вдоль горных склонов или в свободной атмосфере при антициклоне. В этих случаях происходит нагрев воздуха на 1 градус каждые 100 м. Этим процессом объясняется явления суховея свободной атмосферы и, в некоторых случаях, фёна - ветра с высокой температурой и пониженной относительной влажностью воздуха, дующий с гор в долины.

Рассмотрим пример:

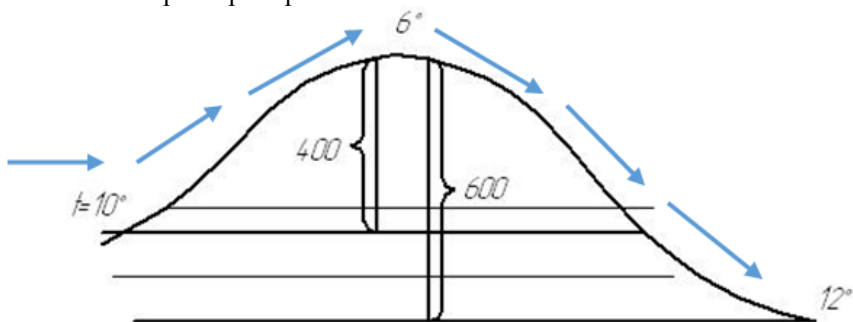


Рисунок 2. К примеру о перетекании воздухом возвышенности

На возвышенность высотой Z , равной 400 м натекает сухой воздух, температура которого 10^0 С. На вершине холма температура его стала равно 6^0 С, т.к.

$$T_z = T_0 - \gamma_{ca} \cdot \frac{Z}{100} \quad (10)$$

Выражение (9) позволяет найти температуру адиабатически поднимающегося воздуха на любой высоте Z , если известна его температура в начале подъема. Если воздух опускается сухоадиабатически, то в уравнении (9) Z равна высоте опускания, а знак “–” меняется на “+”.

$$T_z = T_1 + \gamma \cdot \frac{Z}{100} \quad (10a)$$

Высота возвышенности с заветренной стороны равна 600м, поэтому при нисходящих движениях в долину спускается воздух температурой 12^0 С, т.е. он стал на 2 градуса теплее. При натекании на склоны высоких гор в долину будет опускаться действительно более теплый воздух.

2.3. Уравнение сухой адиабаты

Итак, мы получили уравнения (7 и 8):

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{C_p - C_v}{C_p}} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \quad \text{или} \quad \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\kappa} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\kappa - 1} \quad \text{где} \quad \left(\frac{C_p}{C_v} = \kappa\right)$$

$$\frac{R_c}{C_p} = \frac{\kappa - 1}{\kappa} = \frac{287.05}{1005} = \frac{1.4 - 1}{1.4} = 0.286 \quad \text{где} \quad \kappa = 1.4.$$

$$\text{Если } \frac{T^{\kappa}}{P^{\kappa - 1}} = \text{const} \rightarrow P = \frac{RT}{V}, \quad T = \frac{PV}{R} \text{ тогда :}$$

$$\frac{P^{\kappa} V^{\kappa}}{P^{\kappa - 1} R^{\kappa}} = P V^{\kappa} = \text{const} \quad (11)$$

Уравнение (11) называется **уравнением адиабаты**

Если нарушается условие адиабатичности, то показатель κ имеет промежуточное значение между 1 и $\frac{C_p}{C_v}$. Такие процессы называются политропными, и показатель в формуле (10) носит название – показатель политропы.

2.4. Адиабатические процессы во влажном, ненасыщенном водяным паром воздухе

Мы рассматривали термодинамические процессы, протекающие в сухом воздухе. Если воздух влажный, но ненасыщенный водяным паром, то термодинамические процессы в нем с количественной стороны не будут существенно отличаться от процессов в сухом воздухе. В самом деле, если единичной массе влажного воздуха сообщается некоторое количество тепла dq , то оно расходуется на работу расширения $dW = PdV_i$, и изменение внутренней энергии сухой части воздуха $dU_c = (1 - S)C_{vc} dT_i$ и водяного пара $dU_{\pi} = SC_{v\pi} dT_i$ где, S –массовая доля водяного пара, C_{vc} – удельная теплоемкость сухого воздуха при постоянном объёме, $C_{v\pi}$ –удельная теплоемкость водяного пара при постоянном объёме.

Из первого начала термодинамики следует:

$$\begin{aligned} dq &= dU_c + dU_{\pi} + dW \quad \text{или} \\ dq &= dU_c + dU_{\pi} + dW \end{aligned}$$

$$dq = [(1 - S)C_{vc} + SC_{v\pi}]dT_i + PdV_i \quad (12)$$

Если воспользуемся уравнение состояния влажного воздуха:

$$P_i V_i = [R_c(1 - S) + R_{\pi}S]T_i,$$

То уравнение (1) можно привести к виду:

$$dq = [(1 - S)C_{pc} + SC_{p\pi}]dT_i - \frac{RT_i}{P} dP \quad (13)$$

где C_{pc} и $C_{p\pi}$ это удельные теплоёмкости сухого воздуха и водяного пара при постоянном давлении; $R = R_c (1 - S) + R_{\pi} (S)$ это удельная газовая постоянная влажного воздуха.

При адиабатическом подъёме ($dq=0$) воздуха, влажного, ненасыщенного водяным паром, единичной массы. первое начало термодинамики запишем в виде:

$$\begin{aligned} 0 &= [(1 - S)C_{pc} + SC_{p\pi}]dT_i - \frac{RT_i}{P} dP \\ [(1 - S)C_{pc} + SC_{p\pi}]dT_i &= \frac{RT_i}{P} dP, \text{ делим на } dZ: \\ [(1 - S)C_{pc} + SC_{p\pi}] \frac{dT_i}{dZ} &= \frac{RT_i}{P} \frac{dP}{dZ}, \end{aligned}$$

$$\text{Но } \frac{dP}{dZ} = -\rho g \text{ и } \rho = \frac{P}{R_e T},$$

$$\begin{aligned} [(1-S)C_{pc} + SC_{pn}] \frac{dT_i}{dz} = - \frac{RT_i}{P} * \frac{Pg}{R_e T}, \quad - \text{тогда} \\ - \frac{dT_i}{dz} = \frac{g}{[(1-S)C_{pc} + SC_{pn}]} \frac{R}{R_e} * \frac{T_i g}{T} \end{aligned} \quad (14)$$

где R_e - это удельная газовая постоянная окружающего частицу влажного воздуха.

Массовая доля водяного пара S в реальных условиях не больше $(0,03 - 0,04) \frac{r}{r}$ это значит, что R и R_e - близки к удельной газовой постоянной сухого воздуха $R \approx R_e \approx R_c$, а $[(1-S)C_{pc} + SC_{pn}] \approx C_{pc}$

С учетом этого уравнение (3) принимает вид:

$$- \frac{dT_i}{dz} = \frac{g}{C_{pc}} \frac{T_i}{T} = \gamma_a \approx 1 \frac{^\circ\text{C}}{100 \text{ м}} \quad (15)$$

Таким образом, температура влажной, ненасыщенной водяным паром, частицы изменяется при адиабатическом подъёме практически так же, как и температура сухой частицы, а кривой состояния для влажного ненасыщенного воздуха служит сухая адиабата.

Если нарушается условие адиабатичности, то показатель γ имеет промежуточное значение между 1 и $\frac{C_p}{C_v}$. Такие процессы, как отмечено ниже,

называются политропными, и показатель в формуле (8) носит название – показатель политропы. Отклонение от адиабатичности возможно при теплообмене между воздушной частицей и окружающей средой, при поглощении воздушной частицей солнечной радиации. Но для метеорологических задач, когда источники тепла малы по сравнению с изменением внутренней энергии газа, можно использовать уравнение Пуассона и считать, что если частица воздуха сухая или влажная, но ненасыщенная водяным паром, то его температура с изменением высоты, т.е. при конвективных движениях в атмосфере, меняется на $1^\circ/100\text{м}$. Тогда температура воздушной частицы на любой высоте равна

$T_z = T_0 - \gamma_a \cdot \frac{z}{100}$ (при подъеме воздуха) и $T_z = T_0 + \gamma_a \cdot \frac{z}{100}$ (при опускании воздуха).

Вертикальный градиент температуры воздуха при автоконвекции: Конвективные движения возможны и в однородной атмосфере.

Рассмотрим уравнение статики для однородной атмосферы

$$dP = - \rho g dz \rightarrow \text{т. к. } \rho = \text{const} \rightarrow P_z = P_0 - \rho g \Delta Z$$

Из уравнения состояния сухого воздуха:

$$P = \rho RT; \rho RT_z = \rho gT_0 - \rho g\Delta Z, \text{ тогда}$$

$$T_z - T_0 = -\frac{g\Delta Z}{R}; \text{ и } -\frac{\Delta T}{\Delta Z} = \frac{g}{R} = \gamma_{\text{авто}} = 3,42^\circ/100\text{м},$$

называется вертикальный градиент температуры при автоконвекции.

Автоконвекция –это конвекция, будто бы самопроизвольно возникающая в атмосферном слое, если вертикальный градиент температуры в нем достигает значения $3,42^\circ/100\text{м}$.

Для решения многих аэрологических задач (например, для определения изменения состояния объема воздуха, адиабатически перемещающегося по высоте) используют аэрологическую диаграмму.(см. раздел 13, рис.), оси которой представляют: ось абсцисс –температура воздуха, ось ординат – атмосферное давление в логарифмическом масштабе.

Используя аэрологическую диаграмму, можно оценить насколько изменится температура сухого или влажного, но ненасыщенного водяным паром воздуха при адиабатических конвективных движениях в реальной атмосфере.

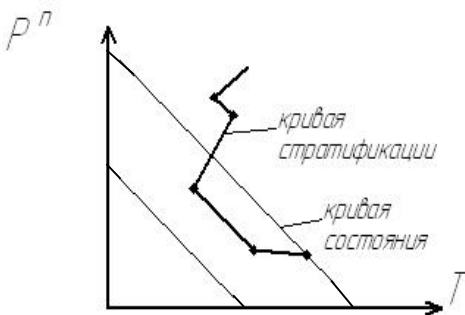


Рисунок 3. Схематическое изображение решения первого начала термодинамики для адиабатически перемещающегося сухого или влажного, но ненасыщенного водяным паром, воздуха.

Изменение с высотой температуры в адиабатически поднимающемся воздухе графически изображается прямой – сухой адиабатой (называется кривой состояния, т.к. отражает изменение температуры воздуха, при конвективных перемещениях по сухоадиабатическому закону). Кривая стратификации отражает изменение температуры воздуха с высотой в реальной, окружающей данную частицу, атмосфере.

В данном примере (рис.3) температура сухой воздушной частицы и окружающей ее атмосферы на нижнем уровне равны. Если частица под действием какой-либо силы начнет конвективное движение, то она будет подниматься до тех пор, пока не достигнет высоты, на которой температура частицы и окружающей ее атмосферы становятся равными, на так называемом **уровне**

выравнивания температур. Это будет на высоте, на которой кривая изменения состояния воздушной частицы пересекает кривую стратификации.

2.5. Ускорение конвекции

Определим термодинамические условия, которые способствуют развитию в атмосфере вертикальных движений. Если движения нет, то определенно выполняется условие.

$$dP = -\rho g dZ \quad \text{или} \quad -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dZ} = g,$$

$-\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dZ}$ – вертикальная составляющая силы гидростатического давления, отнесенная к единице массы (или ускорение силы барического градиента).

g – Сила тяжести, отнесенная к единице массы, т.е. ускорение силы тяжести.

Таким образом, если наблюдается горизонтальная однородность температуры ($T = T_i$) и квазистатичность ($P = P_i$) и $\rho = \rho_i$, то силы тяжести и сила барического градиента уравновешены.

Однако реально в атмосфере отдельные воздушные частицы имеют температуру, отличную от температуры окружающего воздуха $T_i \neq T$ и, соответственно, плотность воздушной частицы не равна плотности окружающего воздуха $\rho_i \neq \rho$. Такие частицы приобретают вертикальное ускорение и начинают смещаться.

Действительно, по закону Архимеда, согласно которому, если вес тела (газа) меньше выталкивающей силы, тело всплывает на поверхность жидкости до тех пор, пока вес вытесненной погруженной частью тела жидкости не станет равным весу тела. Для воздуха: если в атмосферу попадает воздушная частица, температура которой выше температуры окружающего воздуха, т.е. плотность воздушной частицы меньше плотности воздуха окружающей атмосферы, то атмосфера выталкивает воздушную частицу вверх до тех пор, пока температура частицы не станет равной температуре окружающего воздуха. Если температура воздушной частицы ниже температуры окружающего воздуха, то сила Архимеда или сила плавучести направлена вниз и частица будет опускаться вниз до тех пор, пока их температуры не сравняются. Иначе, на **1 м³ воздуха, имеющего плотность ρ_i , действует сила плавучести $F_{пл}$, равная разности силы тяжести окружающего воздуха и силы тяжести воздушной частицы, т.е. $F_{пл} = g\rho - g\rho_i$, здесь ρ – плотность окружающей воздушную частицу атмосферы, $g\rho$ – сила тяжести единицы объема окружающего воздуха, ρ , $g\rho_i$, – то же - воздушной частицы.**

$$\text{Или } F_{пл} = g(\rho - \rho_i)$$

Сила F , отнесенная к единице массы, дает ускорение:

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = \frac{g(\rho - \rho_i)}{\rho_i} = \frac{g\left(\frac{P}{RT} - \frac{P_i}{RT_i}\right)}{\frac{P_i}{RT_i}}$$

Если соблюдается условие квазистатичности: $P = P_i$, то ускорение конвекции, a , равняется:

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = a = g \frac{(T_i - T)}{T} \quad (16)$$

Из (15) следует, что если $T_i > T$, то частица испытывает положительное ускорение и должна подниматься, т.е. возникает конвекция; если $T_i < T$, то частица опускается, т.е. развивается нисходящие движения воздушной частицы. Если температуры частиц и окружающего воздуха равны, то конвективные движения воздушной частицы отсутствуют.

Итак, движение воздушной частицы зависит от распределения температуры воздуха с высотой в атмосфере.

2.6. Потенциальная температура

Таким образом, при сухоадиабатическом процессе (З.В. при адиабатическом подъеме сухого или влажного, но ненасыщенного воздуха) внутри воздушной частицы выполняется условие:

$-\frac{dT_i}{dt} = \text{const}$ (напоминаем, это вариант нулевого начала термодинамики, применительно к атмосфере).

При движении воздушной массы над поверхностью земли они могут обтекать горные хребты, натекают на другие воздушные массы (с другой плотностью воздуха). Поэтому воздушные массы испытывают подъем или опускание в поле силы тяжести земли. Температура воздушной частицы при этом изменяется, несмотря на адиабатичность процесса, по сухоадиабатическому закону.

Найдем такую термодинамическую величину, которая оставалась бы постоянной при сухоадиабатическом процессе, протекающем в атмосфере.

При сравнении термодинамического состояния двух воздушных масс необходимо учитывать два параметра: P и T . Пусть две массы имеют разные атмосферное давление и температуру воздуха P и T . Как сравнить запас их энергии в частице воздуха, если T и P – разные.

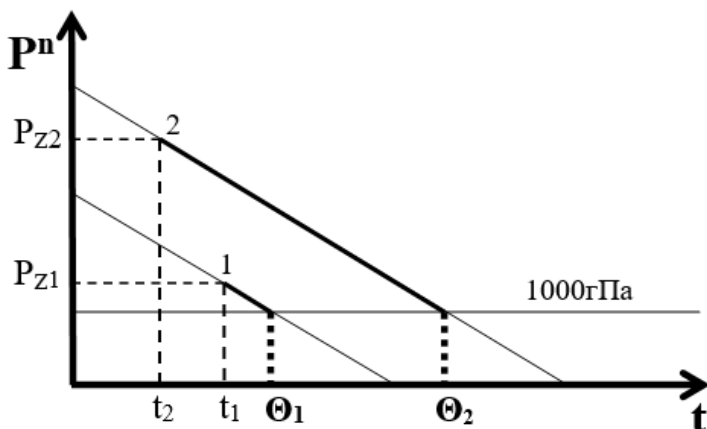


Рисунок 4. Пример схематического определения потенциальной температуры двух воздушных масс: с температурой t_{z1} , t_{z2} и атмосферным давлением P_{z1} , P_{z2} .

Таким образом, рассматриваем частицы воздуха, имеющие разную кинетическую энергию (оцениваемую температурой - T) и разную – потенциальную энергию (энергию положения, оцениваемой величиной атмосферного давления - P , (т.к. воздушная частица находится в поле силы тяжести)).

Приведем обе воздушные массы к одному атмосферному давлению ($P = 1000$ гПа). **Температура, которую примет масса сухого воздуха при адиабатическом перемещении его до уровня $P = 1000$ гПа называется потенциальной. Потенциальная температура обозначается - Θ .**

Как видно из рисунка, воздушная частица, имеющая более низкую температуру, но находящаяся на большей высоте (на уровне с меньшим атмосферным давлением) имеет потенциальную температуру выше, чем частица с более низкой температурой, но находящаяся на меньшей высоте, при большем атмосферном давлении частица,

2.6.1. Свойства потенциальной температуры

а) При сухадиабатических перемещениях потенциальная температура Θ одной и той же воздушной массы остается постоянной.

Запишем первое начало термодинамики для адиабатического процесса:

$$C_p dT = \frac{R}{P} dP \rightarrow \frac{dT}{T} - \frac{R}{C_p} * \frac{dP}{P} = 0 \quad (17)$$

$$\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{R_c}{C_p}} \rightarrow \ln \theta = \ln T + \frac{R}{C_p} \ln \frac{1000}{P}$$

Дифференцируем последнее выражение:

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{C_p} * \frac{dP}{P} \quad (18);$$

Сравнивая (2) и (1) имеем $\frac{d\theta}{\theta} = 0$ т.е. $d\theta = 0$, $\theta = const$, т.е. потенциальная температура не меняется.

Действительно, при адиабатических вертикальных смещениях воздушных масс их потенциальная температура не изменяется, а абсолютная температура T повышается (при опускании) или понижается (при подъеме). Поэтому Θ представляет собой более устойчивую термодинамическую характеристику воздушных масс, чем T .

в) Изменение потенциальной температуры θ , свидетельствует об оттоке или притоке тепла (нарушение адиабатичности).

Из первого начала термодинамики следует:

$$dq = C_p dT_i - \frac{R_c T_i dP}{P_i}$$

тогда получаем:

$$\frac{dq}{C_p T_i} = \frac{dT_i}{T_i} - \frac{R}{C_p} * \frac{dP}{P_i} = \frac{d\theta}{\theta}, \text{ , отсюда}$$

$$dq = C_p T_i \frac{d\theta}{\theta} \quad (18)$$

Таким образом, изменение потенциальной температуры свидетельствует об оттоке или притоке тепла dq , т.е. о нарушении адиабатичности процесса.

Для характеристики изменения Θ с высотой найдем вертикальный градиент потенциальной температуры в окружающем воздухе $(-\frac{d\theta}{dz})$.

Возьмем логарифмическую производную по Z соотношения:

$$\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{R_c}{C_p}} \rightarrow \ln \theta = \ln T + \frac{R}{C_p} \ln \frac{1000}{P}$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dZ} &= \frac{1}{T} \frac{dT}{dZ} - \frac{R}{C_p P} \frac{dP}{dZ} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dZ} - \frac{R}{C_p} \frac{T}{P} \frac{dP}{dZ} \right) = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dZ} + \frac{R}{C_p} \frac{P}{T} \frac{g}{T} \right) \\ &= \frac{1}{T} (\gamma_a - \gamma)\end{aligned}$$

т.к. из уравнения статики следует: $\frac{dP}{dZ} = - \frac{P}{RT} * g$, и $-\frac{dT}{dz} = \gamma$ - вертикальному градиенту температуры в окружающем воздухе, $\frac{g}{C_p} = \gamma_a$ - сухадиабатическому вертикальному градиенту температуры адиабатически перемещающегося воздуха. Таким образом, вертикальный градиент потенциальной температуры окружающего воздуха равен:

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{\theta}{T} (\gamma_a - \gamma) \quad . \quad (19)$$

Из уравнения (19) следует, что величина и знак $\frac{d\theta}{dZ}$ зависят от разности $(\gamma_a - \gamma)$, т.е. от стратификации атмосферы - от вертикального градиента температуры атмосферы, γ .

- Если $\gamma = \gamma_a$, т.е. $(\gamma_a - \gamma) = 0$, то $\frac{d\theta}{dZ} = 0$ ($\theta = const$).
- Если $\gamma < \gamma_a$, то $\frac{d\theta}{dZ} > 0$ - потенциальная температура растет с высотой.
- Если $\gamma < 0$ (инверсия), то θ особенно сильно растет с высотой.

Кроме того, величина $\frac{d\theta}{dZ}$ зависит так же от отношения $\frac{\theta}{T}$. Если с высотой θ увеличивается, а T уменьшается (что чаще наблюдается), то отношение $\frac{\theta}{T}$ растет и поэтому $\frac{d\theta}{dZ}$ с высотой увеличивается даже при неизменной разности $(\gamma_a - \gamma)$.

с) Изменение потенциальной температуры характеризует изменение полной энергии воздушной частицы.

Запишем уравнение Пуассона в виде:

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT_i}{T_i} - \frac{R}{C_p} \frac{dP}{P_i}$$

Зная уравнение статики ($dP = -\rho g dZ$), запишем:

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = \frac{dT_i}{T_i} + \frac{PRg}{C_p RTP_i} dZ = \frac{dT_i}{T_i} + \frac{g}{C_p T} dZ,$$

Тогда:

$$C_p T_i \frac{d\Theta}{\Theta} = C_p dT_i + g \frac{T_i}{T} dZ = C_p dT_i + g dZ - \frac{g(T - T_i)}{T} dZ \quad (20)$$

Обозначим:

$$C_p dT_i = d\mathcal{E}_i; \quad g dZ = d\Phi; \quad g \frac{(T_i - T)}{T} dZ = dE_i$$

Учитывая, что

$\mathcal{E} = C_p T_i + const$ - теплосодержание или энтальпия,

$\Phi = gZ + const$ - потенциальная энергия (геопотенциал),

E_i – энергия неустойчивости. $\left(madZ = g \cdot \frac{\Delta T}{T} dZ \right)$,

Сумма $(\mathcal{E} + \Phi + E)$, является выражением полной энергии воздушной частицы единичной массы.

Таким образом, потенциальная температура Θ представляет собой более устойчивую термодинамическую характеристику воздушных масс, чем T , а изменение потенциальной температуры свидетельствует об изменении запаса полной энергии воздушной частицы.

2.6.2. Методы определения потенциальной температуры

а) Расчетный метод – из уравнения Пуассона:

Примем $T_2 = \Theta$, $P_2 = 1000 \text{ гПа}$. и из уравнения Пуассона

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{0.286} \quad \text{получаем:}$$

$$\theta = T_1 \left(\frac{1000}{P_1} \right)^{\frac{R_c}{C_p}} = T_1 \left(\frac{1000}{P_1} \right)^{0.286} \quad (21)$$

Таким образом, зная температуру и атмосферное давление воздушной массы, можно рассчитать ее потенциальную температуру.

в) Графический способ (по аэрологической диаграмме):

Используя аэрологическую диаграмму, найдем точку с координатами воздушных частиц P_1, P_2 и T_1, T_2 , далее сухоадиабатически (используя сухую адиабату) поднимаем (или опускаем) частицы до уровня 1000 гПа (рис. 6). Абсциссы точек – потенциальные температуры Θ_1 и Θ_2 .

с) Приблизительный способ (упрощенный):

1) Если на метеорологической станции атмосферное давление P_0 равно 1000 гПа, то воздушная масса на любой высоте имеет потенциальную температуру $\theta_t = t_i + \gamma_a Z$

2) Если на высоте Z температура воздуха равна T_z , а на метеорологической станции атмосферное давление $P_0 \neq 1000$ гПа, надо вводить поправку на отклонение давления от 1000 гПа.

- Пусть $P_0 > 1000$ гПа. Найдем потенциальную температуру, Θ :

Опустимся адиабатически до поверхности Земли (на расстояние Z), но надо до уровня, где $P = 1000$ гПа. Если известно среднее значение барометрического градиента $G = 12,5 \text{ Па} / 100 \text{ м}$, то:

$$\theta_z = t_z + \gamma_a Z - \gamma_a \frac{\Delta P}{12.5},$$

$$\Delta P = P_0 - 1000 \text{ гПа}$$

где $(t_z + \gamma_a Z)$ показывает изменение температуры воздуха при опускании до уровня земли, и $\gamma_a \frac{\Delta P}{12.5}$ - соответствует подъёму по Z где $P = 1000$ гПа

- Пусть $P < 1000$ гПа. Тогда:

$$\theta_z = t_z + \gamma_a Z + \frac{\Delta P}{12.5} \gamma_a$$

Резюме: таким образом, при известной температуре воздуха на некоторой высоте Z и давлении на уровне станции можно определить потенциальную температуру воздушной массы на этой высоте по формуле:

$$\theta_z = t_z + \gamma_a Z + \frac{\Delta P}{12.5} \gamma_a, \quad (22)$$

где $\Delta P = 1000 - P_0$ (P_0 – давление на станции).

2.7. Оценка стратификации атмосферы по отношению к сухому или влажному, но ненасыщенному водяным паром, воздуху

Понятие **Стратификация атмосферы** (от лат. *Stratum* – слой и *facio* – делаю), определяет распределение температуры воздуха по высоте, характеризующее вертикальным градиентом температуры - γ . В тропосфере температура падает с высотой в среднем на $0,65^\circ$ каждые 100 м, т. е. $\gamma = 0,65^\circ / 100 \text{ м}$, но в каждый отдельный момент γ может отклоняться от этой средней величины. Так, в жаркий летний день в приземном слое воздух над почвой нагревается и γ сильно возрастает. Ночью почва выхолаживается благодаря излучению, температура воздуха над почвой уменьшается и иногда настолько, что падение

температуры с высотой заменяется возрастанием, т. е. γ меняет знак. Слой атмосферы, в котором температура воздуха растет с высотой, называется **инверсионным слоем** или слоем **инверсии** (рис.7). В свободной атмосфере также обнаруживаются различные значения γ – от 1° на 100 м или несколько выше до сильных инверсий в отдельных слоях.

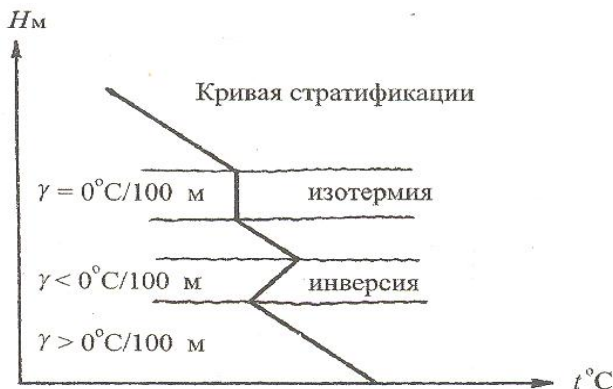


Рисунок 5. Графическое представление слоев атмосферы с различными вертикальными градиентами температуры.

Как отмечалось ранее, **стратификация атмосферы определяет возможность отдельных масс воздуха совершать конвективные движения, т.е. определяет степень устойчивости атмосферы.**

Степень устойчивости стратификации атмосферы оценивается по способности стратификации атмосферы к поддержанию или затуханию вертикальных смещений воздуха.

Для возникновения в атмосфере вертикальных движений обычно имеется много причин.

- 1) Повышение температуры некоторой воздушной частицы по сравнению с окружающим воздухом.
- 2) Возникновение вихрей, возникающих в результате движения воздушных масс над неровной поверхностью Земли.

Вертикальное перемещение воздушной частицы прекратится, точнее ускорение конвекции станет равным нулю, когда ее температура станет равной температуре окружающего воздуха. Эта высота называется **высотой выравнивания температур**.

Состояние атмосферы (или стратификация атмосферы) называется **неустойчивым**, если вертикальные движения развиваются, передаваясь от уровня к уровню.

Если возникшие движения не развиваются, а затухают, стратификация атмосферы называется **устойчивой**.

Таким образом, об устойчивости или неустойчивости атмосферы мы судим по способности воздушной частицы к конвективным движениям и по направлению перемещения индивидуальной частицы.

Поэтому этот метод определения стратификации называется **метод частиц**.

Итак:

Рассмотрим понятие «устойчивости» атмосферы, трактуемое в метеорологии. В метеорологии рассматриваются три состояния устойчивости атмосферы: устойчивое, безразличное, неустойчивое.

Под **устойчивым** состоянием атмосферы понимают такое, при котором поднятая или опущенная внешними силами частица воздуха стремится вернуться в первоначальное положение под действием сил плавучести. Иначе – сила плавучести в устойчиво стратифицированной атмосфере стремится вернуть частицу воздуха в первоначальное положение, если она по каким-то причинам выведена из этого положения.

Под **безразличным** состоянием атмосферы понимается такое, при котором поднятая или опущенная частица останется на той высоте, куда ее подняли внешние силы. Иначе – силы плавучести не возвращают частицу в первоначальное положение, и любая частица воздуха находится в равновесии везде, где бы она ни оказалась.

Под **неустойчивым** состоянием атмосферы понимается состояние, при котором поднятая или опущенная внешними силами частица продолжает двигаться далее и после прекращения действия внешних сил. Иначе – силы плавучести, действующие на выведенную из равновесия воздушную частицу, стремятся удалить её из первоначального положения.

Силы, выводящие частицу из равновесия – это, например, силы появляющиеся под влиянием неоднородности прогрева атмосферы или при движении воздуха над шероховатой поверхностью.

В некоторых случаях устойчивость характеризуется терминами: «устойчиво», «безразлично», «неустойчиво» стратифицированная атмосфера.

Если воздушная масса перемещается адиабатически, то логично найти высоту выравнивания температур или, приблизительно высоту **уровня конвекции**.

Конвекция – это вертикальные восходящие (и нисходящие) движения воздуха. Пусть, перед началом движения температура поднимающейся массы – T_{i1} , а окружающего воздуха – T_1 и $T_{i1} > T_1$.

В адиабатически поднимающемся воздухе температура изменяется по закону:

а) $T_{iz} = T_{i1} - \gamma_a \cdot Z$.

В окружающем воздухе - :

б) $T_Z = T_1 - \gamma \cdot Z$.

Разность температур окружающего воздуха и частицы равна:

$$\Delta T = T_i - T = T_{i1} - \gamma_a \cdot Z - T_1 + \gamma \cdot Z = \Delta T_1 - Z(\gamma_a - \gamma),$$

где ΔT_1 начальная разница температур частицы и окружающего ее воздуха.

Высота, где $T_i = T$, т.е. $\Delta T = 0$, рассчитывается из соотношения:

$$\Delta T_1 - Z(\gamma_a - \gamma) = 0.$$

Откуда $Z = \frac{\Delta T_1}{\gamma_a - \gamma}$, м.

Таким образом, высота Z , до которой может в данной атмосфере подняться воздушная частица, т.е. высота уровня выравнивания температур или приблизительно уровень конвекции, зависит от первоначальной разности температур воздушной частицы и окружающего его воздуха, а также от разности их вертикальных градиентов температуры. Рассмотрим различные соотношения этих величин:

а) При $\gamma = \gamma_a$, высота выравнивания температур стремится к бесконечности ($Z \rightarrow \infty$). Из соотношения $\Delta T = \Delta T_1 - Z(\gamma_a - \gamma)$ следует, что при $\gamma = \gamma_a$, $\Delta T = \Delta T_1$, т.е. разность температур частицы и окружающей атмосферы все время сохраняется. Это означает, что движение частицы, теоретически, не прекращается.

б) При $\gamma < \gamma_a$ — разность ΔT с высотой уменьшается и на какой-нибудь высоте станет равной 0, т.е. частица достигнет уровня выравнивания температур (движение прекратится).

в) При $\gamma > \gamma_a$, $Z < 0$, т.е. ΔT с высотой растет, т.е. движение частицы не будет прекращаться.

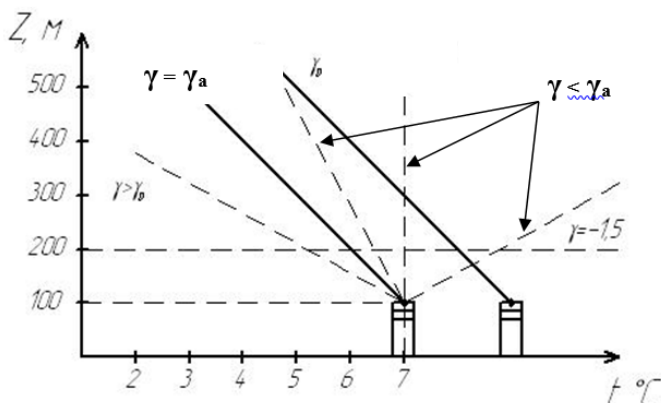


Рисунок 6. Графическое изображение сухих адиабат (жирные кривые) и кривых стратификации различных слоев атмосферы (пунктирные кривые).

Сравнивая на одной и той же высоте температуру адиабатически перемещающейся частицы с температурой окружающего воздуха (полагая, что в нижней точке температуры равны), мы можем оценить термодинамическое состояние различных кривых стратификации по возможности развития в них конвекции.

Таким образом, вертикальные движения более интенсивны при больших градиентах окружающего воздуха γ и быстро затухают в слоях изотермии и инверсии ($\gamma \leq 0$).

Рассмотрим **критерии устойчивости атмосферы по отношению к сухому воздуху**.

I. Известно, что ускорение конвекции равно:

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = g \frac{T_i - T}{T} \quad (23)$$

Из сделанного ранее определения следует, что степень устойчивости атмосферы может быть определена по возможности развития в ней восходящих вертикальных движений, т.е. при $T_i > T$ и ускорении конвекции больше нуля. Следовательно, из (7) следует:

- 1) Если температура поднимающегося воздуха, T_i , больше температуры окружающей среды T ($T_i > T$, и $\rho_i < \rho$), то атмосфера стратифицирована — **неустойчиво**.
- 2) Если температура восходящего воздуха и окружающей среды $T_i = T$, то атмосфера будет стратифицирована **безразлично**, т.е. ускорение, а зна-

чит и сила плавучести, равны 0. Безразличное состояние атмосферы такое, при котором поднятая или опущенная частица останется на той высоте, куда ее подняла внешняя сила, т.е. любая поднятая или опущенная на любую высоту частица, находится на этой высоте в состоянии равновесия с окружающим воздухом. ($\rho_i = \rho$)

- 3) Если $T_i < T$, то атмосфера стратифицирована устойчиво, т.к. ускорение конвекции, $\frac{d^2 Z}{dt^2}$, меньше нуля, поэтому поднятая или опущенная внеш-

ними силами частица воздуха стремится вернуться в первоначальное положение под действием силы плавучести (**сила плавучести меньше нуля, значит движение направлено в сторону противоположную первоначального движения**).

Таким образом, критериями устойчивости атмосферы может быть сравнение плотностей и сравнение температур поднимающего воздуха и в окружающей атмосфере.

II. В оперативной работе при расчете прогнозов возможности возникновения конвекции удобно пользоваться сравнением вертикальных градиентов температуры поднимающегося (γ_a) и окружающего (γ) воздуха.

Пусть на начальном уровне

$T_i = T_1, \Delta T_1 = 0$; из $\rightarrow \Delta T = \Delta T_1 - Z(\gamma_a - \gamma) \rightarrow \Delta T = Z(\gamma - \gamma_a)$, следует:

1) При $\gamma = \gamma_a$ $\Delta T = 0$, т.е. при вертикальном градиенте температуры в атмосфереравном сухоадиабатическому, вертикальное смещение воздушной частицы не приводит к появлению разности температур.

$$a = \frac{d^2 Z}{dt^2} = 0 \quad , \quad \text{и сила плавучести равна нулю, и конвекции нет (это сухо-}$$

безразличное состояние атмосферы (сухобезразличная стратификация атмосферы).

2) При $\gamma < \gamma_a, T_i < T$, т.к. $\Delta T < 0$, т.е. поднявшись, частица окажется холоднее окружающего воздуха иона, будет стремиться опуститься (ускорение конвекции меньше нуля) в первоначальное состояние (сухоустойчиваястратификация атмосферы).

3) При $\gamma > \gamma_a, T_i < T$ и разность ΔT растет с увеличением высоты. т.е. поднявшись на новый уровень Z , частица приобретает положительное ускорение (неустойчивая стратификация атмосферы).

Рассмотрим то же графически:

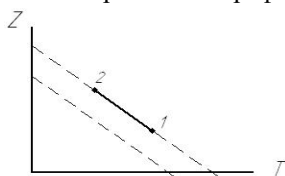


Рисунок а)

А) 1-2 – кривая стратификации $\gamma = \gamma_a$, $\Delta T = 0$, $F = 0$.
(сухобезразличная стратификация атмосферы),
(Рис.А)

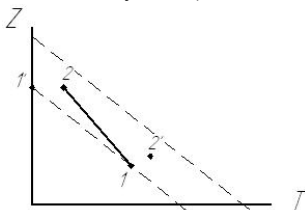


Рисунок в)

В) $\gamma < \gamma_a$, $\Delta T < 0 \rightarrow$ сухоустойчивая стратификация атмосферы (Рис. В)

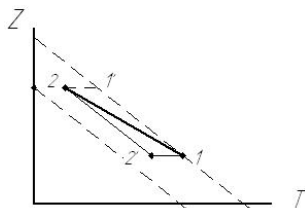


Рисунок с)

С) $\gamma > \gamma_a$, $\Delta T > 0 \rightarrow$ сухонеустойчивая стратификация атмосферы (Рис. С)

Рисунок 7 (А, В, С). Графическое изображение слоев атмосферы с различной степенью устойчивости атмосферы.

Из рисунков следует: используя аэрологическую диаграмму, на которой построена стратификация атмосферы, можно определить стратификацию атмосферы, полагая, что на нижнем уровне атмосферы температура адиабатически поднимающейся частицы равна температуре воздуха рассматриваемой атмосферы. Сравнивая вертикальные градиенты температуры в атмосфере с сухоадиабатическим градиентом, выполним оценку вероятности и направление конвекции или тип стратификации атмосферы.

2.8. Изменение потенциальной температуры с высотой при различной стратификации атмосферы

Изменение потенциальной температуры с высотой влияет на динамику атмосферы.

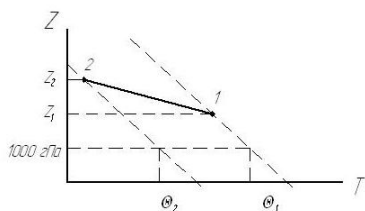
Мы получили выражение для вертикального градиента потенциальной температуры:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial Z} = \frac{\Theta}{T} (\gamma_a - \gamma)$$

Это означает, что,

- а) при $\gamma > \gamma_a$, т.е. атмосфера сухонеустойчива, то $\frac{\partial \Theta}{\partial Z} < 0$
- б) при $\gamma < \gamma_a$ (сухоустойчивая атмосфера) $\frac{\partial \Theta}{\partial Z} > 0$.
- в) при $\gamma = \gamma_a$ (сухобезразличная атмосфера) $\frac{\partial \Theta}{\partial Z} = 0$.

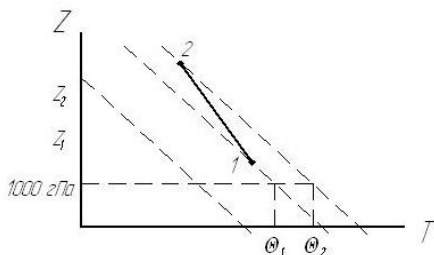
Рассмотрим то же графически:



а) сухонеустойчивая $\gamma > \gamma_a$,
 $\Theta_2 < \Theta_1$ — т.е. в этом случае сверху лежат воздушные массы потенциально более холодные, чем внизу. Θ — убывает с высотой.

Рисунок 8. Графическое изображение сухонеустойчивого слоя атмосферы (1-2)

- б) сухобезразличная $\gamma = \gamma_a \rightarrow \Theta_1 = \Theta_2$



в) сухоустойчивая; $\gamma < \gamma_a, \Delta T > 0 \rightarrow \Theta_2 > \Theta_1$, Потенциальная температура растёт с высотой.

Рисунок 9. Графическое изображение сухоустойчивого слоя атмосферы (1-2)

Таким образом, характер изменения потенциальной температуры с высотой в исследуемой атмосфере является критерием степени устойчивости данной атмосферы.

3. Изменение гигрометрических характеристик в адиабатически поднимающемся влажном воздухе

Рассмотрим, как изменяются гигрометрические характеристики при адиабатическом подъеме единичной массы влажного воздуха, в котором $e \neq E$, т.е. парциальное давление водяного пара, e , не равно давлению насыщенного пара, E . Адиабатический подъем влажного воздуха происходит без тепло- и влагообмена, поэтому с высотой фактическая массовая доля водяного пара остается постоянной, т.е. $dS = 0$.

Примем, что на начальном уровне относительная влажность воздуха частицы равна f , а массовая доля водяного пара s . Возьмем логарифмическую

производную от выражений для относительной влажности $f = \frac{e}{E}$, и массо-

вой доли водяного пара, зная, что $S = 0,622 \frac{e}{P}$; Запишем :

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dZ} = \frac{1}{e} \frac{de}{dZ} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dZ};$$

$$\cdot \frac{1}{S} \frac{ds}{dZ} = \frac{1}{e} \frac{de}{dZ} - \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ}$$

так как $dS=0$, то

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dZ} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ}$$

т.е. с высотой парциальное давление уменьшается потому же закону, что и атмосферное давление, P .

Относительная влажность тоже не остается постоянной, т.к. парциальное давление уменьшается медленнее, чем давление насыщенного пара E , которое также уменьшается из-за понижения температуры воздуха, но по экспоненциальному закону. Поэтому f с высотой растет.

Точка росы τ – с высотой понижается в связи с уменьшением атмосферного давления.

Рассмотрим изменение гигрометрических характеристик подробнее.

а) Зависимость давления насыщенного пара E от температуры

Экспериментально установлено, что давление насыщенного пара зависит от температуры. Рудольфом Клаузиусом и Бенуа Клапейроном было получено термодинамическое уравнение, относящееся к квазистатическим (равновесным) процессам, позволяющее определить изменение давления насыщенного пара, в частности, над поверхностью воды в системе вода-пар, в зависимости от температуры воздуха:

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_n} \frac{dT}{T^2}.$$

Это уравнение носит название Уравнение Клаузиуса – Клапейрона. Из предыдущего уравнения следует, что

$$E = E_0 \exp \left[\frac{L}{R_n} \cdot \left(\frac{T - T_0}{T_0 \cdot T} \right) \right]$$

$$\text{или } E = E_0 \exp \left[\frac{L}{R_n T_0} \cdot \left(\frac{t}{273 + t} \right) \right],$$

где E_0 - Давление насыщенного пара при $T = 273,16$ К

Значит, давление насыщенного пара зависит от температуры по экспоненциальному закону. При рассмотрении системы пар – лед в уравнении (23) стоил $L_{\text{субл}}$ -удельная теплота сублимации.

3.1. Изменение с высотой точки росы

Точка росы τ изменится из-за изменения парциального давления водяного пара с высотой. Найдем вертикальный градиент точки росы в адиабатически поднимающемся воздухе.

Знаем: массовая доля водяного пара рассчитывается по формуле:

$$S = 0,622 \frac{E}{P} \quad (\text{для насыщенного воздуха, когда } t = \tau).$$

Дифференцируем выражение для s по Z :

$$\frac{dS}{dZ} = \left(\frac{1}{P} \frac{dE}{dZ} - \frac{E}{P^2} \frac{dP}{dZ} \right) \cdot 0,622 = 0, \quad \text{поэтому:}$$

$$\frac{1}{P} \frac{dE}{dZ} = \frac{E}{P^2} \frac{dP}{dZ};$$

Запишем:

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dZ} &= \frac{dE}{d\tau_d} \cdot \frac{d\tau_d}{dZ} = \frac{dE}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{dZ} = \frac{E \cdot L}{R_n \tau^2} \cdot \frac{d\tau}{dZ} \quad (\text{при } e = E, T = \tau) \\ \frac{1}{P} \cdot \frac{E \cdot L}{R_n \tau^2} \cdot \frac{d\tau}{dZ} &= \frac{E}{P^2} \frac{dP}{dZ} = -\frac{E \cdot P \cdot g}{P^2 \cdot R \cdot T} \\ \frac{d\tau}{dZ} &= -\frac{E \cdot P \cdot g}{P^2 \cdot R \cdot T} \cdot \frac{R_n \cdot P \cdot \tau^2}{E \cdot L} = -1,6 \frac{g}{L} \cdot \frac{\tau^2}{T} \quad (24) \\ R_n &= 1,6R\end{aligned}$$

(τ – точку росы воздуха на нижнем уровне атмосферы (на высоте 2 м) обозначим τ_0)

При $\tau = 280 \text{ K}$

$$\frac{d\tau}{dz} = -0.17 \text{ } ^\circ\text{C}/100\text{M}$$

При адиабатическом подъеме влажного воздуха точка росы понижается на 0,17 градуса каждые 100 м высоты.

с) Изменение с высотой относительной влажности воздуха.

Возьмем $\log$ производную от выражения для относительной влажности воздуха - $f = \frac{e}{E}$.

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dZ} = \frac{1}{e} \frac{de}{dZ} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dT_i} \frac{dT_i}{dZ};$$

При адиабатическом подъеме фактическая массовая доля водяного пара остается постоянной, $dS = 0$, и учитывая, что:

$$\begin{aligned}S = 0,622 \frac{e}{P} &\rightarrow \frac{1}{e} \frac{de}{dZ} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ} \\ \frac{1}{f} \frac{df}{dZ} &= \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ} - \frac{1}{E} \frac{dE}{dT_i} \frac{dT_i}{dZ}\end{aligned}$$

(На высоте уровня конденсации ($Z = Z_k$), температуры воздуха равна точке росы ($T = \tau$). Поэтому запишем:

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dZ} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ} \left(1 - \frac{\frac{E \cdot 4}{ER_n \tau^2} \cdot \frac{d \cdot T_i}{dZ}}{\frac{1}{P} \frac{dP}{dZ}} \right) = \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ} \left(1 - \frac{\frac{dT_i}{dZ}}{-\frac{g}{RT} \cdot \frac{R_n \tau^2}{L}} \right) = \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ} \left(1 + \frac{\gamma_a}{\frac{dT}{dZ}} \right)$$

$$\text{При } -\frac{dT_i}{dZ} = \gamma_a,$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tau}{dz} &= -0,17^\circ\text{C}/100\text{M}; \quad \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} = -\frac{1}{1000} * 0,125, \text{ получаем} \\ \frac{1}{f} \frac{df}{dz} &= -\frac{0,125}{1000} \left[1 - \frac{1}{0,17} \right] \approx 0,06 * 10^{-2} \text{ M}^{-1} \end{aligned} \quad (25)$$

т.е. относительная влажность адиабатически поднимающегося влажного воздуха увеличивается от своего наземного значения на каждые 100 м подъема приблизительно на 6 %.

Обобщая изменения гигрометрических характеристик с высотой, составим таблицу 1.

Таблица 1. Изменение гигрометрических характеристик сухой воздушной частицы с высотой при адиабатическом подъеме

Характеристика	Тенденция	Вид изменения
e	уменьшается	$\frac{1}{e} \frac{de}{dz} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} \text{ (т.к. } ds = 0 \text{)}$
E	уменьшается	$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_n T^2} dT; E = E_0 \exp \left[\frac{L}{R_n} \left(\frac{T - T_0}{T \cdot T_0} \right) \right]$
f	растет	$\frac{1}{f} \frac{df}{dz} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} \left[1 - \frac{\gamma_a}{\frac{dT}{dz}} \right]$ $\approx 0,06 * 10^{-2} \text{ M}^{-1}$ $= \frac{6\%}{100 \text{ M}}$
s	constant	
τ	понижается	$\frac{d\tau}{dz} = -1,6 \frac{g}{LT} \cdot \tau^2 - 0,17^\circ\text{C}/100\text{M}$
d	уменьшается	$d_z = E_z - e_z$

4. Высота уровня конденсации

Относительная влажность в адиабатически поднимающемся воздухе увеличивается с высотой, поэтому на определенной высоте она может равняться ста процентам. Высота, на которой относительная влажность $f = 100\%$, называется - **уровень конденсации**, Z_k . Найдем выражение для расчета высоты уровня конденсации при известных наземных метеорологических данных:

При известных температуре воздуха и температуре точки росы у земной поверхности и вертикальном градиенте точки росы:

Обозначим: τ – точка росы, Z_k – уровень конденсации, на котором температура воздуха равна точке росы, $T_k = \tau_k$. В таком случае можно записать:

$$T_k = T_0 - \gamma_a \cdot Z_k = \tau_k = \tau_0 + \frac{d\tau}{dZ} \cdot Z_k$$

Отсюда

$$Z_k = \frac{(T_0 - \tau_0)}{\gamma_a + \frac{d\tau}{dZ}},$$

$$Z_k = \frac{(T_0 - \tau_0)100}{1 + 0,17} = 121 (T_0 - \tau_0) \text{ м} \quad (26)$$

Это уравнение позволяет определить высоту уровня конденсации с погрешностью < 10%. (при $Z_k = 1500$ м; $\Delta Z = 150$ м).

Точность связана с погрешностями, вызванными сделанными допущениями, так и с точностью определения параметров атмосферы по высоте.

При известных значениях величины и вертикальном градиенте относительной влажности:

Можно записать выражение для высоты уровня конденсации

$$Z_k = \frac{100 - f_0}{\frac{df}{dZ}} = \frac{100 - f_0}{0,06 \times f} 100 \text{ М}$$

Это уравнение также дает погрешность определения $Z_k < 10\%$.

Температура на уровне конденсации может быть рассчитана по одной из формул определения Z_k .

$$T_k = T_0 - \gamma_a Z_k, ^\circ\text{C}$$

$$T_k = T_0 - 1,21 (T_0 - \tau_0), ^\circ\text{C}$$

$$T_k = T_0 - \frac{100 - f}{0,06 f} \gamma_a$$

Все эти формулы дают хорошие результаты при относительной влажности у Земли $f_0 > 70\%$. При уменьшении влажности увеличивается Z_k и τ и f нельзя считать линейными функциями высоты.

5. Влажноадиабатические процессы

Влажноадиабатические процессы – это адиабатическое вертикальное перемещение воздушной частицы, содержащей максимально возможное, при ее температуре, парциальное давление водяного пара, т.е. это адиабатическое конвективное движение воздушной частицы, насыщенное водяным паром.

При адиабатическом подъеме (адиабатическом, квазистатическом) влажной ненасыщенной воздушной частицы, т.е. при подъеме без обмена теплом и массами воздуха между частицей и окружающей средой, температура частицы повышается на $\approx 1^\circ\text{C}/100 \text{ м}$, а фактическая массовая доля водяного пара остается постоянной. Если воздух не насыщен водяным паром, то относительная влажность воздуха $f \neq 100\%$, и температура частицы T_i не равна температуре точки росы, $T_i \neq \tau$, а вертикальный градиент температуры равен сухоадиабатическому, $\gamma = \gamma_a$, который не изменяется с высотой и не зависит ни от влажности, ни от температуры воздуха:

$$\gamma_a = \frac{g}{c_p}$$

В результате понижения температуры влажная частица достигает высоты, где ее температура понизится до температуры точки росы при данном парциальном давлении водяного пара, $T_i = \tau_k$ и относительная влажность воздуха f станет равной 100%, т.е. воздушная частица достигнет уровня конденсации, $T_i = T_k$. Очевидно, при дальнейшем подъеме воздушной частицы продолжается ее охлаждение, но при этом оно сопровождается процессом конденсации. Образуются капли воды и выделяется скрытая теплота фазовых переходов.

Рассчитаем величину вертикального градиента температуры **при адиабатическом подъеме воздушной частицы, содержащей максимально возможное при данной температуре парциальное давление водяного пара (насыщенная водяным паром), т.е. при, так называемом, влажноадиабатическом подъеме воздуха,**

Итак, термодинамические процессы во влажном, насыщенном водяным паром, воздухе отличаются от процессов в сухом и влажном ненасыщенном воздухе. При адиабатическом изменении давления во влажном насыщенном воздухе начинаются фазовые переходы. **При восходящих движениях** воздушная частица попадает в область пониженного, по сравнению с начальным уровнем, давления. Учитывая, что частица постоянно стремится быть в равновесии с

окружающей ее атмосферой, для понижения давления в ней она затрачивает работу на расширение и **температура воздушной частицы понижается приблизительно на 1°C каждые 100 м.** Но т.к. в начальный момент подъема $\epsilon = E$, и $f = 100\%$, при подъеме частицы ее температура, T_i становится ниже точки росы и начинается процесс конденсации водяного пара. Процесс конденсации сопровождается выделением скрытой **теплоты конденсации**

(~ 2500 кДж/кг при конденсации 1 кг водяного пара) и эта теплота **остается внутри выделенного объема воздуха, уменьшая вертикальный градиент температуры адиабатически перемещающейся насыщенной водяным паром воздушной частицы.** Изменение температуры частицы при подъеме на единицу высоты при влажноадиабатическом процессе называется – **влажноадиабатическим вертикальным градиентом температуры, $\gamma_{ва}$.** Таким образом, **при восходящих движениях влажноадиабатический вертикальный градиент температуры меньше сухоадиабатического: $\gamma_{ва} < \gamma_a$.**

При нисходящем движении насыщенной водяным паром частицы давление окружающей ее атмосферы повышается и, благодаря процессу сжатия частицы внешней атмосферой, частица нагревается на 1°C/100м, но при этом сконденсированная вода начинает испаряться. **На испарение затрачивается часть выделенного тепла, поэтому частица нагревается на величину меньшую 1 градуса на каждые 100 метров высоты, т.е. и при нисходящих движениях $\gamma_{ва} < 1^\circ\text{C}/100\text{м}$.**

Обобщая: **изменение температуры воздушной частицы при влажноадиабатическом процессе будет меньше, чем при сухоадиабатическом процессе, за счет фазовых переходов воды в атмосфере.**

5.1. Первое начало термодинамики для влажноадиабатического процесса в атмосфере

Запишем первое начало термодинамики для частицы единичной массы (1 кг), насыщенной водяным паром.

Пусть $T_i = T' = T_v'$

$$dq = C_p dT' - RT_v' \frac{dP}{P} + LdS \quad (27)$$

LdS - количество тепла, выделенное или затраченное при фазовом переходе воды/ При конденсации dS - со знаком «минус» - в результате конденсации часть водяного пара (переходит в жидкое состояние) конденсируется, т.е. S - уменьшается. При испарении - S - увеличивается, dS - со знаком «плюс».

Для влажноадиабатического процесса запишем:

$$C_p dT' - \frac{RT'_v dP}{P} + L dS = 0 \quad (28)$$

Получили уравнение первого начала термодинамики для влажноадиабатического процесса.

5.2. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры

Найдем изменения температуры в единице массы воздуха, содержащего насыщенный водяной пар, при адиабатическом подъеме.

$$\begin{aligned} -\frac{dT'}{dz} &= \gamma_{\text{ва}} = ? \\ \frac{dT'}{dZ} &= \frac{RT'_v}{C_p P} \frac{dP}{dZ} - \frac{L}{C_p} \frac{dS}{dZ}; \quad T'_v \approx T' \\ dP &= -\rho g dZ = -\frac{Pg}{RT} dZ \\ \frac{dT'}{dZ} &= \frac{PgRT'_v}{C_p PTR} - \frac{L}{C_p} \frac{dS}{dZ}; \\ -\frac{dT'}{dz} &= \gamma_a + \frac{L}{C_p} \frac{dS}{dz} = \gamma_{\text{ва}} \quad (29) \end{aligned}$$

т.к. массовая доля водяного пара с высотой уменьшается, то $\gamma_{\text{ва}} \leq \gamma_a$ (конденсация).

Найдем $\frac{dS}{dz}$?

$$\frac{1}{S} \frac{dS}{dZ} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dZ} - \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ}; \quad \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ} = -\frac{g}{RT};$$

$$S = 0,622 \frac{E}{P}$$

$$\frac{dS}{dZ} = S \left[\frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{dT'} \cdot \frac{dT'}{dZ} + \frac{g}{RT} \right]$$

Поставим (2) в (1)

$$\begin{aligned} -\frac{dT'}{dZ} &= \gamma_a + \frac{L}{C_p} \cdot \frac{0,622E}{P} \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{dT'} \cdot \frac{dT'}{dZ} + \frac{L}{C_p} \cdot \frac{g}{RT} \cdot \frac{0,622E}{P} \\ \frac{g}{C_p} \left(1 + \frac{L}{RT} \cdot \frac{0,622E}{P} \right) &= -\frac{dT'}{dZ} \left(1 + \frac{L}{C_p} \cdot \frac{0,622}{P} \cdot \frac{dE}{dT'} \right) \end{aligned}$$

$$\gamma_{\text{ва}} = \frac{g}{c_p} \frac{\left(1 + \frac{0,622 \text{ LE}}{PRT}\right)}{\left(1 + \frac{0,622 \text{ L}}{c_p P} \frac{dE}{dT'}\right)} = \frac{g}{c_p} \frac{\left(1 + \frac{0,622 \text{ LE}}{PRT'}\right)}{\left(1 + \frac{0,622 \text{ L}}{c_p P} \frac{L^2 E}{R_{\text{п}} T'^2}\right)} = \frac{g (p+a)}{c_p (p+b)} \quad (30)$$

$$a = \frac{0,622 \text{ LE}}{RT'} ; \quad b = \frac{0,622 \text{ L}^2 E}{c_p R_{\text{п}} T'^2}$$

Рассмотрим значения параметров a и b при различной температуре воздуха:

t	-10	0	10
a	58	121	278
b	360	682	1375

Таким образом, $a < b$ и $\frac{p+a}{p+b} < 1$.

Таблица 2. Значения влажноадиабатического вертикального градиента температуры, $\gamma_{\text{ва}}$, при различных температуре воздуха и атмосферном давлении.

P, rПа	T° C				
	-20	-10	0	10	20
1000	0,87	0,76	0,65	0,53	0,48
500	0,78	0,64	0,51	0,41	0,33

Из таблицы следует, что влажноадиабатический вертикальный градиент температуры при одном и том же атмосферном давлении с ростом температуры воздуха уменьшается, и при одной и той же температуре воздуха с понижением атмосферного давления также уменьшается.

5.3. Основные свойства влажноадиабатического вертикального градиента температуры

5.3.1. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры меньше сухадиабатического $\gamma_{\text{ва}} < \gamma_{\text{а}}$.

Это связано с фазовыми переходами воды в атмосфере. При подъеме воздушной частицы начинается конденсация водяного пара, выделяется тепло и понижается вертикальный градиент температуры частицы. При нисходящих

движениях начинается испарение сконденсированной влаги с затратой тепла и частицы нагревается меньше, чем на 1 градус каждые 100 метров.

5.3.2. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры не является постоянной величиной, $\gamma_{ва} \neq const$.

Он зависит от атмосферного давления и от температуры воздуха: $\gamma_{ва}$ при $P = const$ уменьшается с ростом температуры, а при $t = const$ уменьшается с уменьшением давления и увеличивается с его ростом.

5.3.3. Влажноадиабатический вертикальный градиент температуры $\gamma_{ва}$ растет с высотой

Температура поднимающегося воздуха понижается, пара становится все меньше, все меньше выделяется тепла при конденсации и поэтому на больших высотах $\gamma_{ва}$ стремится к значению сухадиабатического вертикального градиента температуры. γ_a .

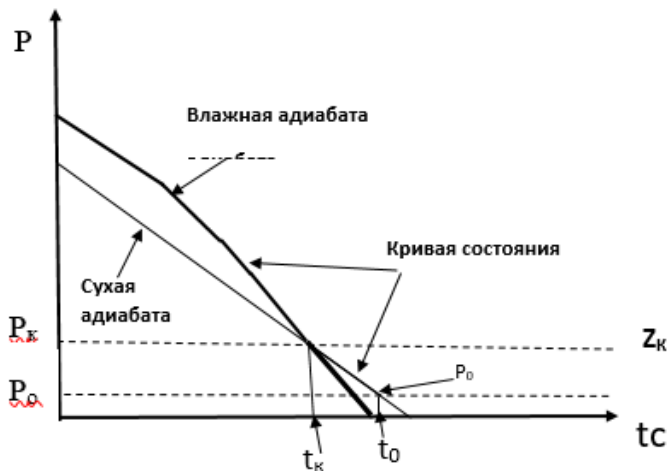


Рисунок 10. Графическое изображение сухой и влажной адиабаты.
 Z_k – высота уровня конденсации

6. Уровень выравнивания температур (конвекции)

Уровень конвекции – это высота, на которой температура поднимающейся частицы становится равной температуре окружающего воздуха.

Точнее – это высота, на которой ускорение конвекции равно нулю. При отсутствии сил плавучести на частицу могут влиять и другие силы.

Рассмотрим графически изменение состояния адиабаты поднимающейся влажной (ненасыщенной) воздушной частицы (Рис.11):

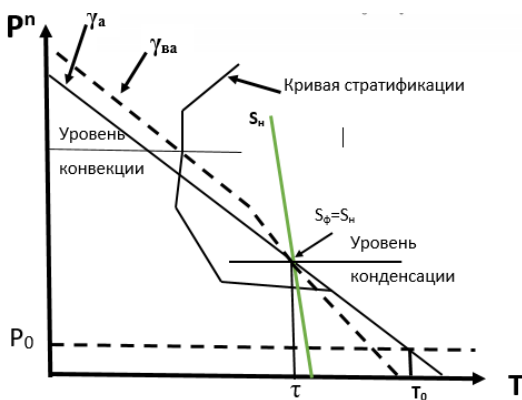


Рисунок 11. Графическое изображение кривой стратификации и кривой состояния влажной частицы, адиабатически поднимающейся от начального уровня до уровня конвекции.

Во влажном, но ненасыщенном водяным паром воздухе, поднимающемся вверх, изменяется состояние по сухадиабатическому закону до уровня конденсации, на котором его температура равна температуре точки росы, $T = \tau$, фактический содержащийся в нем пар, $S_{ф.}$, становится равен насыщающему, $S_{н.}$, относительная влажность воздуха f равна 100%. (графически – кривая состояния до уровня конденсации – сухая адиабата). Выше уровня конденсации – состояние меняется по влажноадиабатическому закону (графически изображается – **влажной адиабатой**).

Уровень конвекции (уровень выравнивания температур) графически - это высота, где кривая состояния пересекается с кривой стратификации.

Рассмотрим пример: По результатам зондирования атмосферы известна кривая стратификации, которая отражает изменение температуры воздуха с высотой в реальной, окружающей данную частицу, атмосфере. Пусть температура воздушной частицы и температура окружающего ее воздуха равны (рис.12). Под действием внешней силы воздушная частица начнет адиабатически подниматься вверх. Изменение с высотой температуры в адиабатически поднимающемся воздухе графически изображается кривой - сухая адиабата до уровня конденсации и выше – влажная адиабата до уровня выравнивания температур. Эта кривая называется - кривой состояния, т.к. отражает изменение температуры воздуха при конвективных перемещениях до уровня выравнивания

ния температур. Если частица под действием какой-либо силы начнет конвективное движение, то частица будет подниматься с ускорением до тех пор, пока не достигнет высоты, на которой температура частицы и окружающей ее атмосферы становятся равными, на так называемом уровне выравнивания температур. Это будет на высоте, на которой кривая изменения состояния воздушной частицы пересекает кривую стратификации.

7. Изменение гигрометрических характеристик при вертикальном перемещении воздуха с насыщенным паром

Рассмотрим изменения гигрометрических характеристик в адиабатически перемещающейся частице с насыщенным водяным паром. Результаты расчетов представлены в таблице 2.

Таблица 2. Изменение характеристик влажности при влажноадиабатическом процессе.

Характеристика	Тенденция		Примечание
	Восходящие движения	Нисходящие движения	
e'	уменьшение	увеличение	сильнее, чем под уровнем конденсации, т.к. пар конденсируется
a'	уменьшение	увеличение	объем увеличивается, пар конденсируется
S'	уменьшение	увеличение	пар конденсируется
τ'	уменьшение	увеличение	$\tau' = t'$
f	постоянна	постоянна до уровня конденсации	$f = 100\%$, конденсируется только водяной пар, превышающий давление насыщенного пара для данной температуры. То же и для испарения при движении вниз.

8. Псевдоадиабатический процесс

Адиабатический процесс во влажном воздухе с насыщенным паром, сопровождающийся выпадением продуктов конденсации, называется псевдоадиабатическим.

При псевдоадиабатическом процессе изменение параметров воздушной частицы при подъеме и опускании будет отличаться. Это связано с выпадением продуктов конденсации.

Рассмотрим пример:

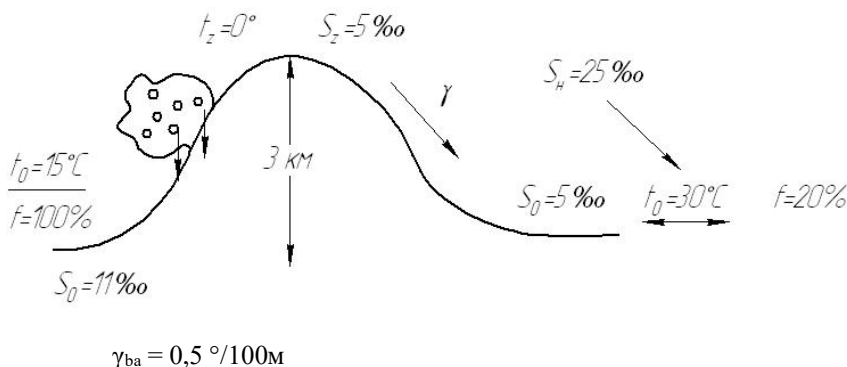


Рисунок 12. Феновый эффект

Рассмотрим условия образования в горах фенового эффекта. Пусть известно, что в предгорье температура воздуха 15°C , относительная влажность – 100%, массовая доля водяного пара равна 11‰. Воздух обтекает гору высотой 3 км, на вершине его температура станет равной 0°C .

Так как при подъеме влажного, насыщенного воздуха температуры понижается, температура его становится ниже точки росы, начинается конденсация водяного пара до тех пор, пока в воздухе не останется количество пара, соответствующее давлению насыщенного пара при данной температуре. Соответственно, т.к. на вершине температура воздуха равно 0°C , парциальное давление водяного пара станет равно давлению насыщения – 6,1 гПа. За счет конденсации массовая доля водяного пара уменьшилось ($\Delta S = 11 - 5 = 6\text{‰}$) на 6‰. **Конденсационный эффект** показывает количество водяного пара сконденсированного при подъеме влажного, насыщенного водяным паром воздуха. В нашем примере **конденсационный эффект** равен 6‰. Вся сконденсированная влага выпадает из воздушной частицы и остается с наветренной стороны в виде тумана или облака. На вершине горы массовая доля водяного пара станет равной массовой доле пара, насыщенного при температуре воздуха 0°C

При опускании воздушная частица нагревается уже с сухоадиабатическим вертикальным градиентом температуры ($\gamma = \gamma_a$), температура воздуха станет выше температуры точки росы и его влажность становится меньше 100%, т.е. воздух удаляется от состояния насыщения

Оценим характеристики воздуха, спустившегося в долину с подветренной стороны горы: Поднимаясь на гору, температура натекающего воздуха понижается с влажноадиабатическим градиентом, а с вершины горы воздух, при адиабатических нисходящих движениях нагревается уже с сухоадиабатическим градиентом, массовая доля водяного пара остается постоянной, температура растет до 30° С, поэтому относительная влажность понижается. Действительно, при температуре воздуха 30° С массовая доля насыщенного водяного пара, $S_{\text{нас}} \cong 25\%$ и относительная влажность воздуха в долине станет равна:

$$f = \frac{5}{25} \cdot 100\% = 20\% \text{ т.е. с гор спускается сухой и горячий воздух. Итак,}$$

воздух был прохладный и влажный с наветренной стороны стал сухой и горячий с подветренной. Это, так называемый, фёновый эффект.

Таким образом, мы доказали, что псевдоадиабатический процесс – необратимый. Если бы капли вода с наветренной стороны не выпадали на поверхность земли, то при нисходящем движении частицы воздуха нагревались бы с влажноадиабатическим вертикальным градиентом температуры, т.е. влажноадиабатический процесс был бы - обратимый;. Выпадение из воздуха сконденсированной влаги приводит к необратимости процесса.

Таким образом, при фазовых переходах и адиабатических процессах возможно два варианта:

- влажноадиабатический процесс, когда продукты конденсации или сублимации остаются внутри частицы воздуха, в которой они были образованы. Если при этом выполняется условие квазистатичности, то такой процесс называется обратимым. $P_i = P$

- если при таком же процессе – продукты конденсации выпадают из поднимающейся частицы, то в этом случае – процесс становится необратимым.

:

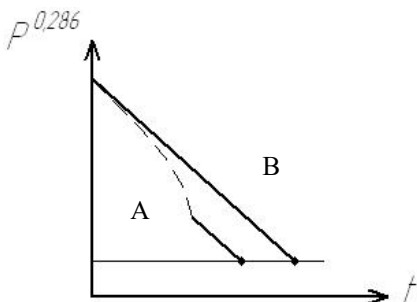


Рисунок 13. Изменение состояния воздуха при псевдоадиабатическом процессе

А) кривая состояния адиабатически поднимающегося влажного воздуха до высоты, где сконденсирован весь, содержащийся в нем водяной пар.

В) Кривая состояния для нисходящего движения сухого воздуха.

Аэрологическая диаграмма позволяет проследить изменение состояния воздушной частицы при псевдоадиабатический процессе.

9. Термодинамические температуры

Сухие адибаты-линии постоянной потенциальной температуры Θ . Потенциальная температура, однако, не годится для характеристики влажноадиабатического процесса, ($\Theta_z > \Theta_0$), т.к. она изменяется с высотой (меняет свою консервативность из-за меняющегося тепла фазовых переходов).

Поэтому для учета тепла конденсации возникла необходимость введения новых термодинамических температур.

Эквивалентная температура, t_e – рассчитывается, учитывается тепло, которое выделяется при конденсации.

• **Эквивалентной** – называется температура, которую примет объем воздуха, если при данном атмосферном давлении P весь пар сконденсировать и вся скрытая теплота конденсации пойдет на нагревание объема воздуха.

Пусть в объеме воздуха массой 1 кг находится S кг водяного пара. Если этот пар сконденсировать, выделится тепло конденсации: $\Delta Q = LS = C_p \Delta T$,

$$\text{Где } L = 2500 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, C_p = 1006 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, C_v = 718 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$$

Найдем изменение температуры 1 кг воздуха за счет тепла конденсации:

$$\Delta t = \frac{\Delta Q}{C_p} = \frac{L \cdot S}{C_p} \cong \frac{2,5 \cdot 10^6 \cdot S}{10^3} \approx 2,5S \% \text{ - это Эквивалентный до-}$$

бавок.

Эквивалентная температура равняется:

$$t_э = t + 2,8S_\phi, \text{ где } [S] = [\%].$$

Если в атмосфере пар перейдет в твердую фазу (сублимируется), то

$$L_{\text{субл.}} = L_{\text{конден.}} + L_{\text{крист.}}$$

и эквивалентная температура с учетом процесса сублимации равна:

$$t_э = t + 2,8S_\phi$$

Эквивалентная температура объемов воздуха определяется при том же атмосферном давлении. Для сравнения эквивалентных температур $t_э$ объемов, расположенных на разной высоте (при разном атмосферном давлении), объем воздуха (с $t_э$) приводят к уровню 1000гПа. Для этого вводится эквивалентно-потенциальная температура.

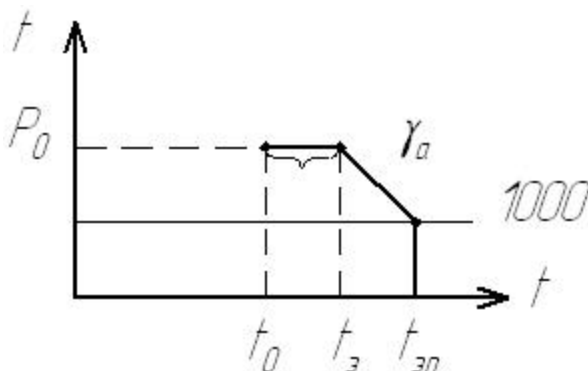


Рисунок 14. Графическое изображение определения эквивалентно-потенциальную температуру по аэрологической диаграмме.

- **Эквивалентно-потенциальная температура** – это температура, которую имеет воздушная масса, если при данном атмосферном давлении сконденсировать весь водяной пар в объеме, выделенное тепло затратить на его нагревание, а затем сухадиабатический привести к давлению 1000гПа.

Эквивалентно-потенциальную температуру можно рассчитать, используя уравнение Пуассона:

$$\begin{aligned}
t_{\text{эп}} &= t_{\text{э}} \left(\frac{1000}{P} \right)^{0,286} = (t + 2,5S_{\phi}) \left(\frac{1000}{P} \right)^{0,286} \\
&= t \underbrace{\left(\frac{1000}{P} \right)^{0,286}}_{\theta} + 2,5S_{\phi} \left(\frac{1000}{P} \right)^{0,286} \\
&= \theta + 2,5S_{\phi} \left(\frac{1000}{P} \right)^{0,286}
\end{aligned}$$

При влажноадиабатическом процессе Θ растет с высотой, т.е. первое слагаемое возрастает, а второе уменьшается (при влажноадиабатическом процессе $S_{\phi} = S_{\text{нас}}$ – уменьшается с высотой). Причем первое слагаемое увеличивается на столько, на сколько уменьшается второе.

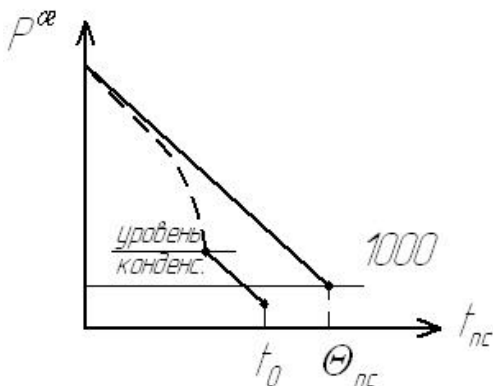
$t_{\text{эп}}$ – остается постоянной при влажноадиабатическом процессе. В случае сухого воздуха $S = 0$ и $t_{\text{эп}}$ переходит в Θ .

Иначе, эквивалентно-потенциальная (или эквипотенциальная) температура частицы воздуха – это потенциальная температура частицы воздуха, которая на высоте Z имеет температуру, равную эквивалентной $t_{\text{э}}$.

Эквипотенциальная $T_{\text{эп}}$ остается постоянной как при адиабатическом, так и при псевдоадиабатическом процессе. Т.е. $T_{\text{эп}}$ является консервативным параметром воздушной массы, который не меняется при любых протекающих в этой массе процессах, пока сохраняется условие квазистационарности и отсутствует теплообмен между воздушной массой и окружающей средой.

Однако $t_{\text{эп}}$ характеризует процессы конденсации на одном уровне. Для атмосферы следует учитывать реальные условия конденсации – при подъеме воздуха. Поэтому на практике большее применение получила псевдопотенциальная температура – $\Theta_{\text{пс}}$.

Псевдопотенциальная температура, $\Theta_{\text{пс}}$ – такая температура, которую примет объем воздуха, если его сухоадиабатически поднять до уровня конденсации, а затем влажноадиабатически до высоты, на которой весь пар сконденсируется, а продукты конденсации полностью выпадут, после чего сухоадиабатически привести его к уровню 1000 гПа.



Влажные адиабаты-линии постоянной псевдопотенциальной температуры. Для влажно-адиабатического процесса.

$$\frac{dQ_{пс}}{dZ} = 0, Q_{пс} = const.$$

В окружающей атмосфере она меняется, как угодно.

Рисунок 15. Графическое изображение определения псевдопотенциальной температуры.

Влажноадиабатические и псевдоадиабатические процессы играют важную роль в образовании осадков и циркуляции влаги на Земном шаре. В то же время процессы конденсации и испарения воды регулируют температуру воздуха.

10. Условия устойчивости атмосферы по отношению к вертикальным перемещениям влажного воздуха

В неподвижной атмосфере могут возникать вертикальные перемещения отдельных воздушных масс. Вопрос о том, будут ли развиваться указанные движения в атмосфере, является очень важный, поскольку ими в значительной мере определяется вертикальный перенос различных субстанций, образование и развитие конвективной облачности, и выпадение осадков.

В зависимости от того, способствует или препятствует окружающая среда развитию таких вертикальных движений, различают три типа состояния устойчивости:

- 1) неустойчивое
 - 2) безразличное
 - 3) устойчивое
- Как уже говорилось:

Состояние атмосферы, при котором вертикально смещающаяся частица воздуха получает ускорение, совпадающее с направлением движения, называется неустойчивым.

Если при движении частицы возникает отрицательное ускорение, то состояние атмосферы называется устойчивым.

Если вертикальные движения происходят без ускорения, то состояние атмосферы называется безразличным.

Неустойчивая стратификация атмосферы способствует развитию в атмосфере вертикальных движений – конвекции.

Устойчивая стратификация – способствует затуханию конвекции; препятствует развитию вертикальных движений.

Безразличная стратификация – не способствует и не препятствует конвекции.

Для определения характера устойчивости атмосферы (как уже говорили) существуют разные методы:

- 1) частицы
- 2) слоя.

Суть **методы частицы**, как мы уже знаем, состоит в том, что в данный слой атмосферы как бы вводится частица. В зависимости от того, как ведет себя частица в слое, делается вывод о состоянии устойчивости атмосферы.

Чтобы выяснить условия термического равновесия для воздуха с насыщенным паром, **необходимо сравнить вертикальный градиент температуры в атмосфере с влажноадиабатическим, $\gamma_{ва}$** .

- а) Если $\gamma > \gamma_{ва}$ - влажнеустойчивое состояние,
- б) Если $\gamma = \gamma_{ва}$ – влажнобезразличное состояние,
- в) Если $\gamma < \gamma_{ва}$ - влажноустойчивое состояние,

Аэрологическая диаграмма (рис. 17) позволяет также оценить степень устойчивости атмосферы:

по изменению $\Theta_{пс}$.

$\Theta_{пс}$ – не изменяется с высотой – влажнобезразличное состояние атмосферы;

$\Theta_{пс}$ – растет – влажноустойчивое состояние

По отношению к сухоадиабатическому и влажноадиабатическому движению воздушной частицы возможны следующие 5 видов стратификации атмосферы:

- 1) $\gamma > \gamma_a > \gamma_{ва}$ – сухо и влажнеустойчивая (абсолютно неустойчивая).
- 2) $\gamma_a = \gamma > \gamma_{ва}$ – сухобезразличная и влажнеустойчивая
- 3) $\gamma_a > \gamma > \gamma_{ва}$ – сухоустойчивая и влажнеустойчивая (условно устойчивая)

- 4) $\gamma_a > \gamma = \gamma_{ва}$ сухоустойчивая и влажнонеустойчивая (абсолютно устойчивая)
- 5) $\gamma < \gamma_{ва} < \gamma_a$ сухо и влажноустойчивая (абсолютно устойчивая)

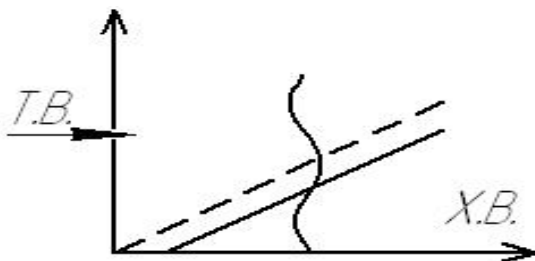
11. Стратификация различных воздушных масс

Рассмотрим примеры стратификации различных воздушных масс.

Стратификация теплых и холодных воздушных масс. (Используем метод частиц).

а) Теплые воздушные массы такие, которые приходят на относительно холодную подстилающую поверхность. Вследствие теплообмена с подстилающей поверхностью нижние слои охлаждаются, и вертикальный градиент температуры изменяется.

а)



Это приводит к изменению стратификации. Теплая воздушная масса охлаждается у поверхности, и возникают инверсии температуры. Следовательно, она будет устойчиво стратифицирована. Может образоваться туман и низкая сложная облачность.

б)



б) Холодная воздушная масса нагревается от теплой подстилающей поверхности. Возникает неустойчивая стратификация. Будут развиваться конвективные облака – Cu, Cucong, Cb. За исключением адвекции арктических масс на теплую зем-

ную поверхность, когда облака интенсивно не развиваются из-за низкого влагосодержания атмосферы.

Метод частиц для определения устойчивости атмосферы предполагает, что частица перемещается в покоящейся среде. Но под влиянием движения частицы в окружающей атмосфере происходят изменения – возникают компенсирующие движения в направлении обратном движению частицы.

12. Энергия неустойчивости

Степень вертикальной неустойчивости атмосферы принято выражать количественно энергией неустойчивости.

Энергия неустойчивости – это работа, которая совершается при адиабатическом подъеме 1 кг воздуха от нижнего уровня с давлением P_1 до верхнего с давлением P_2 . Температура влажной частицы, T'_i .

Рассмотрим элементарную работу dE при перемещении $m = 1$ кг воздуха (Работа за счет силы Архимеда).

$$dE = FdZ \quad (31)$$

Обозначим через a' – ускорение конвекции влажной частицы:

$$F = ma ; m = 1 \text{ кг} ; a' = g \frac{T'_i - T}{T} dZ ;$$

$$dE = 1 g \frac{T'_i - T}{T} dZ \quad (1)$$

$$\text{Из уравнения статики: } dZ = - \frac{RT}{g} \frac{dP}{P} \quad (32)$$

Подставим (2) в (1).

$$dE = - \frac{g(T'_i - T)}{T} \cdot \frac{RT}{g} \frac{dP}{P} = -R(T'_i - T) \frac{dP}{P} \quad (33)$$

$$P^{0.286} = P^{\frac{R}{C_p}} = y$$

$$dy = \frac{R}{C_p} \cdot P^{\frac{R}{C_p}-1} dP = \frac{R}{C_p} \frac{P^{\frac{R}{C_p}}}{P} dP$$

$$\frac{dP}{P} = \frac{C_p \cdot dy}{R \cdot P^{\frac{R}{C_p}}} \quad (34)$$

Подставим 3(4) в (33)

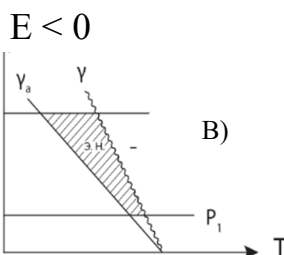
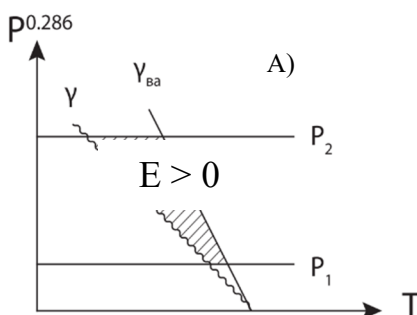
$$dE = - \frac{R(T_i' - T) \cdot C_p \cdot dy}{\frac{R}{P^{0.286}}};$$

$$\int dE = - C_p \int_{y_1}^{y_2} (T_i' - T) \frac{dy}{P^{0.286}} ;$$

$$E = C_p \int_{y_2}^{y_1} (T_i' - T) \frac{dy}{P^{0.286}} ,$$

т.е. Энергия неустойчивости зависит от разности температур частицы и атмосферы.

Пусть температура воздушной частицы больше температуры окружающего ее воздуха, $T_i' > T$. В этом случае частица, находящаяся в данном слое атмосферы получает положительное ускорение, т.е. совершается работа за счет энергии неустойчивости (Рис. А).



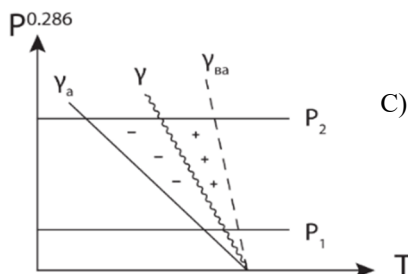


Рисунок 16. Графическое изображение слоев атмосферы с разной энергией неустойчивости

При положительной энергии неустойчивости (рис.А) развиваются конвективные облака, при отрицательной (рис.В) – облачность развиваться не будет. Возможна стратификация слоя атмосферы устойчивая для сухого воздуха, но неустойчивая – для влажного (рис. С)

Для развития конвективной облачности большое значение имеет не только величина энергии неустойчивости, но и ее локализация (расположение).

Оценка энергии неустойчивости производится графически с помощью аэрологической диаграммы (см раздел 13)

Количественная оценка энергии неустойчивости теоретическая трудна, т.к. подинтегральные величины $T_i(z)$ и $T(z)$ имеют сложный вид и для $T_i(z)$ обычно трудно дать аналитическое выражение. Но эта задача может быть решена графическим путем. Интеграл уравнения (...) выражает площадь, заключенную между линиями $T_i(z)$ и $T(z)$ и изобарами P_1 и P_2 (точнее $\ln P_1$ и $\ln P_2$).

Таким образом, величина энергии неустойчивости рассчитывается приблизительно как площадь, заключенная между кривой стратификации и кривой состояния, расположенная между двумя изобарами (P_1 и P_2 на уровне выравнивания температур). Для вычисления такой площади, эквивалентной энергии неустойчивости, применяется специальная аэрологическая диаграмма.

13. Аэрологическая диаграмма

Каждая линия на аэрологической диаграмме описывается соответствующим уравнением. Пример части аэрологической диаграммы представлен на рисунке 17.

Кривая состояния адиабатически поднимающейся влажной воздушной частицы на аэрологической диаграмме изображается от начальной точки по сухой адиабате до уровня конденсации, выше – по влажной адиабате, проходящей до пересечения с кривой стратификации

Уровень конвекции (уровень выравнивания температур) графически – это высота, где кривая состояния пересекается с кривой стратификации.

а

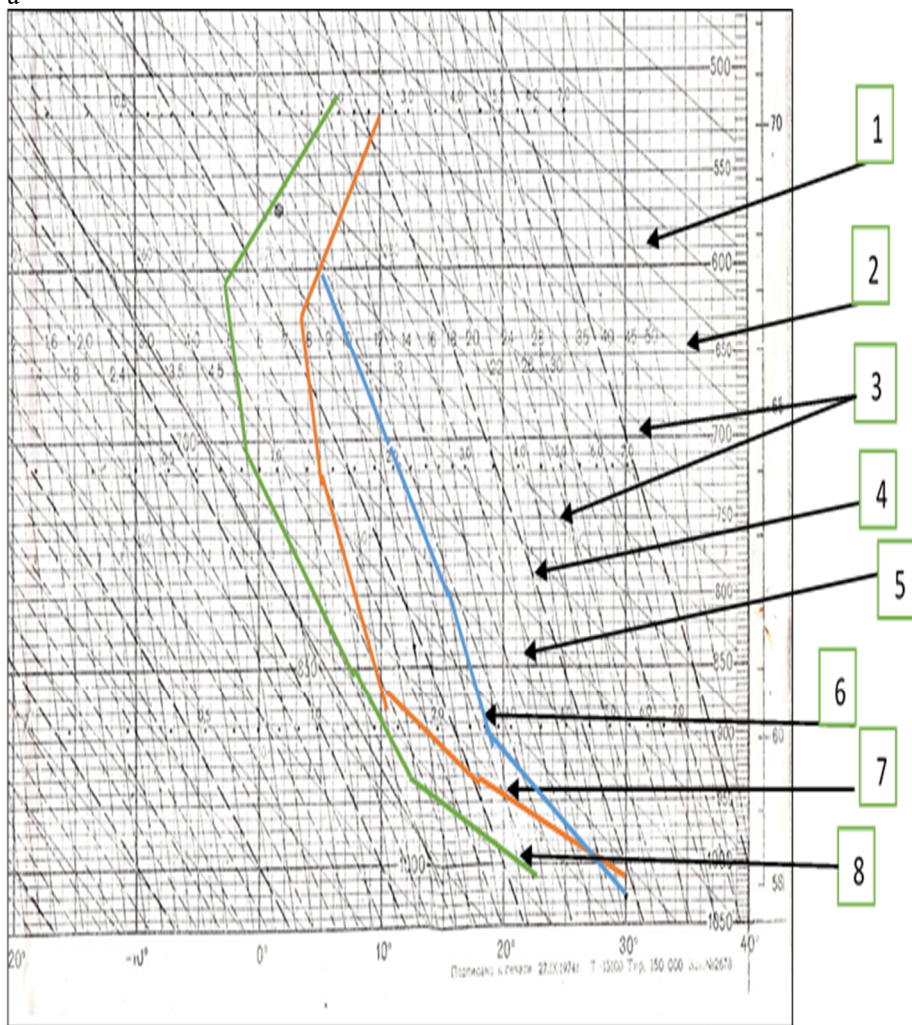


Рисунок 17. Пример части аэрологической диаграммы:

1 – Изобары - Горизонтальные линии равных значений атмосферного давления;
 2 –Изотермы, вертикальные линии; 3 – Сухие адиабаты, линии решения уравнения Пуассона (изменение температуры через 5 градусов); 4 – Влажные адиабаты, линии решения первого начала термодинамики для воздуха, насыщенного водяным паром; 5 – Изогаммы, линии равного значения отношения смеси для

насыщенного водяным паром воздуха; 6 - Кривая состояния, отражает изменение состояния адиабатически поднимающейся влажной частицы с нижнего уровня – по сухадиабатическому закону (по сухой адиабате) до уровня конденсации, а выше – по влажноадиабатическому закону (по влажной адиабате) до пересечения с кривой стратификации; 7 – Кривая стратификации, линия, показывающая изменение с высотой состояния внешней атмосферы; 8 – Депеграмма, отражает распределение в атмосфере по высоте точки росы

Аэрологическая диаграмма – это ряд данных, описывающих состояние воздуха по высоте. Эти данные, представлены 2-мя кривыми состояния воздуха и значениями о ветра.

- 1-я кривая расположена слева, обычно жирная, **зеленого цвета**, называется – **депеграмма** (depegram) или же **кривая “точек росы”**. Эта кривая (в градусах С), показывает температуру насыщения воздуха водой, то есть при какой температуре, начнется конденсация влаги из воздуха находящегося на том или ином уровне. По своей сути, она передает абсолютное содержание влаги в воздухе на данной высоте.
- 2-я, кривая, справа, обычно **жирная красная**, называется – **“кривая стратификации”** и она показывает температуру воздуха на данной высоте. Стратификация может быть устойчивая, неустойчивая и безразличная по отношению к сухому (и ненасыщенному) или насыщенному воздуху.
- Расстояние между кривой стратификации и депеграммой показывает **дефицит точки росы** $\Delta = T - T_d$.
- Данные о ветре, в основном располагаются справа от бланка АД и указывают направление и скорость ветра на каждом высотном уровне, иногда дополняются годографом смещения зонда по высотам. (кривая показывающая куда смещался зонд в процессе подъема, на ней наглядно видно куда и как доворачивает ветер по высоте).

Эти 2 кривые и данные о ветре, получают **по результатам зондирования атмосферы** (они часто так и называются – **sounding**) метеорологическими шарами – зондами (обычно 2-ды в сутки, в 0 часов и 12 часов по стандартному времени **UTC**), или же их получают по результатам **численного моделирования** для тех точек где нет зондирования или в прогнозе на будущее.

Кривые наносят на специальный бланк **аэрологической диаграммы**, этот бланк-номограмма описывает **термодинамические свойства воздуха**.

Более подробно о линиях аэрологических диаграмм.

На АД наносят следующие линии:

- **Изобара (равного давления)** – горизонтальные штриховые линии – показывают одинаковую высоту (давление) вдоль всей линии. Цифры справа – это высота или давление в мбар. Давление показывает высоту. В первом приближении можно считать что :
 - 1000 мбар = 100м
 - 900 мбар = 1 км
 - 800 мбар = 2 км
 - 700 мбар = 3 км
 - 500 мбар = 5,5 км
- **Изотерма (равной температуры)** – вертикальные тонкие красные или коричневые линии на бланке АДП и наклонные направо на бланке АДК, под углом 45 град. к изобарам (высоте) (поэтому бланк и называется *косоугольным*) – показывают одинаковую температуру вдоль всей линии. Коричневые цифры слева и снизу – это температура изотерм.
- **Изограмма (равных “точек росы”)** – обычно зелёный тонкий пунктир, показывают, как меняется точка росы при подъёме воздуха определенной влажности. порядка 0.2 градуса на 100м высоты (или равной массовой доли насыщенного водяного пара в воздухе
- **Сухие адиабаты ($\gamma_a = DALR$)** – наклоненные влево серые линии, – они описывают изменения параметров воздуха, двигающегося по сухоадиабатическому закону (то есть при условии отсутствия конденсации влаги). Или просто – линии сухоадиабатического градиента. САГ примерно равен 9.8 град на 1 км высоты.
- **Влажные адиабаты ($\gamma_{va} = SALR$)** – синие изогнутые линии, изменения параметров воздуха, двигающегося во влажноадиабатическому закону (то есть при условии конденсации влаги). Или просто – линии влажноадиабатического градиента. Линии изогнутые, так как влажная адиабата сильно зависит от давления (высоты) и температуры воздуха. (чем теплее воздух – тем больше в нем растворяется влаги и тем больше “скрытого тепла” выделяется при ее конденсации. ВАГ изменяется от 4 до 8 град на км высоты. Чем холоднее воздух, тем меньше в нем влаги и тем ближе ВАГ приближается к САГ.

Используя аэрологическую диаграмму, можно оценить насколько изменится температура сухого или влажного, но ненасыщенного водяным паром воздуха при адиабатических конвективных движениях в реальной атмосфере.

С помощью аэрологической диаграммы можно найти мощность (т.е.высоту) конвективных облаков. Нижняя граница облаков соответствует высоте уровня конденсации, а верхняя граница – приблизительно соответствует

уровню выравнивания температур. Разница между этими высотами соответствует высоте или мощности конвективных облаков.

Кроме того, изограммы, проведенные на аэрологической диаграмме, позволяют оценить водность облаков. **Изограммы** – это линии равного отношения смеси для насыщенного воздуха, но т.к. отношение смеси мало отличается от массовой доли водяного пара, мы можем изограммы принять за линии равной массовой доли водяного пара для насыщенного воздуха. Разница между фактической массовой долей водяного пара $S_{\text{фак}}$ и массовой долей водяного пара на уровне выравнивания температур $S_{\text{вт}}$ ($\Delta S = S_{\text{фак}} - S_{\text{вт}}$) позволяет оценить массу водяного пара, сконденсированного в единице массы воздушной частицы при подъеме от уровня конденсации до уровня выравнивания температур, т.е. определить ΔS - **конденсационный эффект**. Изограммы, проведенная через точку росы при данном атмосферном давлении на уровне 2м над земно поверхностью соответствуют фактической массовой доли водяного пара на нижнем уровне.) Абсолютная водность облака рассчитывается по формуле:

$$a = \frac{0,8 \Delta E}{1 + \alpha T}$$

где $\Delta E = E_k - E_{\text{вт}}$, E_k - давление насыщенного пара при температуре на уровне конденсации, $E_{\text{вт}}$ - давление насыщенного пара при температуре на уровне выравнивания температур. При адиабатическом процесс, если при адиабатическом подъеме частицы выше уровня конденсации, сконденсированная в ней влага остается внутри воздуха, то при нисходящих движениях, температура частицы будет расти до уровня конденсации по влажноадиабатическому градиенту, а ниже – по сухоадиабатическому вертикальному градиенту температуры. Таким образом, восходящие и нисходящие движения одинаково изменяют состояние воздуха, но меняется знак изменения метеорологических величин.

С помощью аэрологической диаграмме можно делать следующие прогнозы:

Базу (нижнюю границу) облаков; Высоту термиков доступных для парения; Силу, среднюю скороподъемность и турбулентность потоков; Задерживающие слои, в которых термик будет изгибаться и вести себя не так как надо; Вид облаков; Насколько хорошо облака будут работать; Как быстро облака будут испаряться после смерти потока и будут ли они растекаться, закрывая солнце кризами; Будут ли работать “облачные гряды” и можно ли лететь “дельфином”; Как меняется ветер по высоте; Будут ли смерчи, резкие нисходящие потоки и как они будут распределяться по вертикали; Есть ли опасность переразвития облаков; Будут ли дожди, грозы; На какой высоте наиболее эффективно лететь; Можно ли будет выпаривать “с низов”; и многое – многое другое.

Список рекомендуемой литературы

1. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы-Л.Гидрометеиздат1984г-527г
2. Семенченко Б.А. Физическая метеорология, М. : Аспект Пресс, 2002г 414с
3. Тверской П.Н. Курс метеорологии (Физика атмосферы) 1962.- 476с
4. Хромов С.П., Петросянц М.А.— Метеорология и Климатология, Изд. Московского ун-та Наука, 2008,582с
5. Гуральник И.И., Дубинский Г.П., Ларин В.В., Мамиконова С.В., Метеорология, Л.-Гидрометеиздат, 1982г

Учебное издание

Авторы:

Елена Георгиевна Головина
Виктор Николаевич Абанников
Ааед Мханна Исмаил Назир
Эдуард Валерьевич Подгайский

Учебно-методическое пособие
**«Основы термодинамики атмосферы» по дисциплине
«Физика атмосферы»**

Печатается в авторской редакции

Издательство НИЦ АРТ
198097, Санкт-Петербург, ул. М. Говорова, д. 29 А
Тел. +7-812-715-05-21
E-mail: izdat@nic-art.ru
<http://www.artnw.ru>

Подписано в печать 18.04.2022.
Формат 60х90 1/16. Усл. п. л. 3,5.
Печать цифровая.

Тираж 500 экз. Заказ 0104/22(3)-И



Отпечатано с готовых диапозитивов заказчика в типографии ООО «Турусел»
197376, г. Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 38, тел.: +7(812)334-10-25
