

Особенно велико различие в температурах воздуха при большом и малом количестве облаков летом: разность между температурами при сплошной облачности и при облачности 3—6 баллов составляет на всех высотах 5—6 °С.

Рассмотрим экстремальные значения градиента температуры в пограничном слое. По данным измерений в Подмосковье за 1950—1954 гг., в слое 0—50 м градиент температуры изменялся от 5,6 до —15,4 °С/100 м (речь идет о градиентах, рассчитанных для всего указанного слоя). Чем выше расположен слой, тем меньше диапазон колебаний градиента температуры. Градиенты температуры, во всяком случае его положительные значения, выше 100—150 м уже не так сильно отличаются от сухоадиабатического. Так, в слое 200—400 м экстремальные значения изменяются от 1,20 до —4,55 °С/100 м, в слое 400—600 м — от 1,75 до —3,00 °С/100 м.

3 Теория суточного хода температуры воздуха в пограничном слое атмосферы

Первые работы по теории суточного хода температуры воздуха были выполнены В. Шмидтом и Дж. Тейлором свыше 50 лет тому назад.

Исходным уравнением служит уравнение притока тепла, полученное в главе 9:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} + \varepsilon'(z, t). \quad (3.1)$$

В этом уравнении через $\varepsilon'(z, t)$ обозначен приток тепла, обусловленный всеми факторами (радиационными, конденсационными, адвективными, конвективными), кроме турбулентного обмена. Потенциальная температура в правой части (3.1) заменена кинетической по той причине, что вертикальные градиенты температуры в приземном слое существенно больше сухоадиабатического, вследствие чего

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \left(\gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \approx \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Выше приземного слоя γ сравнимо с γ_a . Однако здесь k — практически постоянная (с высотой) величина. Поэтому

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}.$$

Теория суточного хода температуры воздуха наиболее полно развита для случая, когда учитывается один турбулентный приток тепла. Эта теория объясняет целый ряд особенностей суточного хода температуры, прежде всего в пограничном слое атмосферы.

Однако влиянием только одного турбулентного обмена объяснить все наблюдаемые особенности суточного хода температуры нельзя. Известную (а в некоторых случаях, по-видимому, определяющую) роль играют радиационный, конденсационный и конвективный при-токи тепла.

В этом параграфе рассматривается суточный ход температуры под влиянием турбулентного теплообмена. Некоторые оценки изменения температуры под влиянием поглощения радиации непосредственно воздухом приводятся в п. 4 настоящей главы.

После сделанных выше замечаний перейдем к решению уравнения (3.1). С этой целью представим температуру в виде суммы

$$T(z, t) = \bar{T}(z) + \tau(z, t), \quad (3.2)$$

в которой первое слагаемое $\bar{T}(z)$ представляет собой среднее суточное значение температуры и зависит только от высоты, а второе слагаемое $\tau(z, t)$ — отклонение температуры от средней суточной. Если подставить сумму (3.2) в уравнение (3.1), то получим два уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \overline{\epsilon'}(z) = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \tau}{\partial z}, \quad (3.4)$$

первое из которых позволяет исследовать вопрос о распределении средних суточных значений температуры по высоте, а второе — ее суточный ход. В уравнении (3.4) нестационарная часть притока тепла ϵ' опущена.

Граничные условия для отклонения температуры задаются в следующем виде:

а) на достаточно большой высоте (теоретически на бесконечности) суточные колебания температуры отсутствуют, т. е.

$$\tau \rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty; \quad (3.5)$$

б) температуру земной поверхности будем считать известной. Ее колебание во времени обусловлено изменением притока солнечной радиации к земной поверхности. Хотя зависимость притока от времени в общем случае может быть аппроксимирована кривой достаточно сложного вида, ограничимся анализом наиболее простого случая, когда радиационный баланс является периодической функцией времени:

$$R(t) = R_0 + R_1 \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.6)$$

Здесь R_0 — среднее суточное значение баланса земной поверхности, R_1 — его суточная амплитуда, $\omega = 2\pi/\Pi$ — угловая скорость суточного вращения Земли, Π — период колебаний (сут), φ — начальная фаза.

Так как температура земной поверхности изменяется непосредственно под влиянием радиационного баланса, то зависимость ее от времени естественно представить в виде

$$T(0, t) = \bar{T}_0 + A_0 \cos(\omega t - \varphi), \quad (3.7)$$

где \bar{T}_0 — среднее суточное значение температуры земной поверхности; A_0 — амплитуда ее суточных колебаний.

Из сравнения (3.2) и (3.7) следует, что отклонение температуры τ удовлетворяет условию

$$\tau(0, t) = A_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad \text{при } z = 0. \quad (3.8)$$

Далее (см. п. 3 главы 11) будет показано, что совсем не обязательно считать температуру земной поверхности известной (заданной).

Переходим к построению решения уравнения (3.4), которое является дифференциальным уравнением второго порядка в частных производных с переменными коэффициентами: в общем случае коэффициент турбулентности зависит от высоты и времени.

Остановимся на анализе наиболее простого случая: коэффициент турбулентности — постоянная (не зависящая от времени и высоты) величина, т. е. $k = \text{const}$. Непосредственной проверкой можно убедиться в том, что решение уравнения (3.4) при граничных условиях (3.5) и (3.8) имеет следующий вид:

$$\tau(z, t) = A_0 \exp(-az) \cos(\omega t - az - \varphi), \quad (3.9)$$

где

$$a = \sqrt{\omega/2k} = \sqrt{\pi/k\Pi}.$$

Кратко проанализируем полученное решение уравнения турбулентной теплопроводности (3.4).

Амплитуда колебаний. Формула (3.9) показывает, что на высоте z амплитуда

$$A = A_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2k}} z\right). \quad (3.10)$$

Таким образом, амплитуда колебаний температуры убывает с высотой по экспоненциальному закону (при увеличении высоты в прогрессии арифметической амплитуда A убывает в прогрессии геометрической). Скорость убывания A существенно зависит от значения коэффициента турбулентности k : чем больше k , тем на заданной высоте меньше убывает амплитуда по сравнению с наземной. Сравним высоты z_1 и z_2 , на которых амплитуда убывает в одно и то же число раз по сравнению с наземным значением, если коэффициенты турбулентности равны k_1 и k_2 (это могут быть значения k в одном и том же пункте, но в разные моменты вре-

мени или в один и тот же момент времени, но в разных пунктах). Из формулы (3.10) следует, что отношение

$$z_1/z_2 = \sqrt{k_1/k_2}, \quad (3.11)$$

т. е. чем больше коэффициент турбулентности, тем на большую высоту нужно подняться, чтобы амплитуда уменьшилась в заданное число раз. Ниже приведены значения высоты z^* , на которой амплитуда суточных колебаний убывает по сравнению с наземной в 100 раз, т. е. $A(z^*)/A_0 = 0,01$ (при $A_0 \approx 10^\circ\text{C}$ это означает, что на высоте z^* амплитуда колебаний составляет около $0,1^\circ\text{C}$):

$k \text{ м}^2/\text{с}$	$0,176 \cdot 10^{-4}$	0,1	1,0	5,0	10	20	50	100	200
$z^* \text{ м}$	3	240	761	1702	2408	3405	5382	7613	10 768

Здесь для сравнения дано значение z^* в том случае, если бы распространение тепла в атмосфере происходило под влиянием одного лишь молекулярного теплообмена ($k = k_m = \lambda/c_p \rho = 0,176 \text{ см}^2/\text{с}$ — значение коэффициента молекулярной теплопроводности воздуха при 0°C ; $\lambda = 22,3 \text{ мДж}/(\text{с} \cdot \text{м} \cdot \text{К})$ — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха при этой же температуре).

Из приведенных данных следует, что при наличии турбулентного обмена суточный ход температуры наблюдается, как правило, в слое толщиной 1—1,5 км (при $k = 1 \div 5 \text{ м}^2/\text{с}$). Однако, если в атмосфере сильно развит турбулентный обмен ($k \approx 100 \div 200 \text{ м}^2/\text{с}$), суточные колебания распространяются практически на всю тропосферу. Такие большие значения k наблюдаются в атмосфере при развитии конвекции, сопровождающейся образованием кучевообразных облаков. Поскольку при этой обстановке амплитуда колебаний температуры вблизи земной поверхности также еще значительна (кучевые облака сравнительно мало влияют на приток солнечной радиации к земной поверхности), то суточный ход температуры может наблюдаться до больших высот.

По данным учащенного зондирования атмосферы (через 2 ч) в Московской области в 1953 г. получены следующие значения амплитуд суточного хода температуры за 22—23 IV ($2A_{IV}$) за 23—24 VII ($2A_{VII}$):

$z \text{ км}$	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	4
$2A_{IV} \text{ }^\circ\text{C}$	12,2	8,0	6,0	1,5	2,0	2,0	2,0	1,4
$2A_{VII} \text{ }^\circ\text{C}$	11,8	9,5	4,7	2,8	1,4	2,5	2,1	2,4
$z \text{ км}$	5	6	7	8	9	10	11	12
$2A_{IV} \text{ }^\circ\text{C}$	2,0	2,2	0,8	1,0	1,8	3,0	4,2	4,4
$2A_{VII} \text{ }^\circ\text{C}$	1,8	3,0	4,0	4,5	5,8	5,0	6,0	2,0

Согласно приведенным данным, амплитуда суточного хода монотонно убывает до высоты 1,5 км в апреле и 2 км в июле. Выше этих уровней амплитуда то возрастает, то убывает с высотой. Такое поведение амплитуды обусловлено влиянием как упомянутой выше конвекции (при очень больших k амплитуда практически не уменьшается с высотой), так и поглощением радиации (солнечной и земной) самой атмосферой.

Сравним амплитуды суточных (с периодом Π_1) и годовых (с периодом Π_2) колебаний температуры воздуха. Формула (3.10) показывает, что амплитуда суточных и годовых колебаний температуры убывает в одно и то же число раз (по сравнению с наземной) на таких высотах z' и z'' , отношение которых с учетом того, что $\omega = 2\pi/\Pi$, равно

$$z'/z'' = \sqrt{\Pi_1}/\sqrt{\Pi_2}. \quad (3.12)$$

Так как $\Pi_1 = 1$ сут, а $\Pi_2 \approx 365,25$ сут, то $z'/z'' \approx 1/19$. Чтобы получить толщину слоя атмосферы, в котором наблюдается заметный годовой ход температуры воздуха, нужно приведенные на стр. 248 значения высот z^* увеличить в 19 раз. Таким образом, приходим к выводу, что годовые колебания температуры даже при умеренном турбулентном обмене распространяются на всю тропосферу и стратосферу.

Предположение о независимости коэффициента турбулентности от высоты в свете современных исследований является достаточно грубым. Однако учет изменения k имеет существенное значение лишь для приземного слоя. В пределах большей части пограничного слоя коэффициент турбулентности можно считать постоянным (особенно для средних условий). Поэтому экспоненциальная формула (3.10) и экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются между собой.

На рис. 10.8 приведено вертикальное распределение амплитуд суточного хода температуры воздуха, рассчитанных по формуле (3.10) и по опытным данным. Рассчитаны также средние (за сезон) значения множителя $\sqrt{\omega/2k}$ в формуле (3.10):

Сезон	Весна	Лето	Осень	Зима
$10^5 \sqrt{\omega/2k} \text{ м}^{-1}$	227	218	257	268

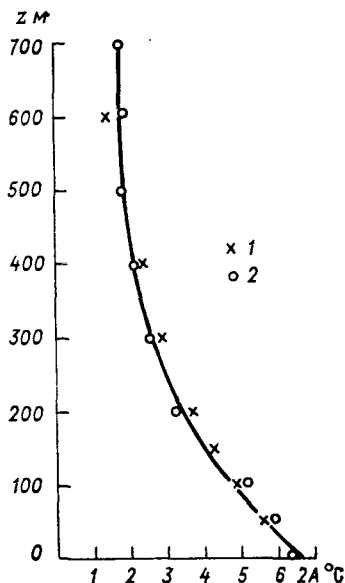


Рис. 10.8. Изменение амплитуды суточного хода температуры воздуха с высотой. Московская область, 12—13 октября 1954 г.

1 — расчет, 2 — наблюдения.

Скорость распространения тепловых волн и время запаздывания. Поскольку колебания температуры воздуха прежде всего зависят от колебаний температуры земной поверхности, а скорость распространения тепла в воздухе конечна, *экстремумы температуры должны наступать тем позже, чем больше высота.* Сравним моменты времени t_1 и t_2 , в которые достигает максимума температура земной поверхности и температура воздуха на произвольной высоте z . Из формулы (3.9) следует, что t_1 и t_2 удовлетворяют соотношениям:

$$\omega t_1 - \varphi = 0, \quad \omega t_2 - \sqrt{\frac{\omega}{2k}} z - \varphi = 0.$$

Если из второго соотношения вычесть первое, то найдем выражение для промежутка времени, в течение которого максимум (равно как и минимум) температуры распространяется от земной поверхности до высоты z :

$$t_2 - t_1 = \frac{z}{\sqrt{2\omega k}} = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{\Pi}{\pi k}}. \quad (3.13)$$

До фиксированной высоты экстремумы температуры распространяются тем быстрее, чем больше коэффициент турбулентности и меньше период колебания (запаздывание годовых колебаний примерно в 19 раз больше суточных). Поскольку за время $t_2 - t_1$ экстремумы температуры распространяются от земной поверхности до высоты z , фазовая скорость температурной волны (скорость движения экстремумов) равна

$$v_\varphi = \frac{z}{t_2 - t_1} = \sqrt{2\omega k} = 2 \sqrt{\frac{\pi k}{\Pi}}.$$

Построены решения уравнения (3.4) при различных зависимостях коэффициента турбулентности от высоты:

- 1) линейной, $k = k_0 + k_1 z$ (Б. Хаурвиц, 1936 г.);
- 2) степенной, $k = k_1 z^p$ (Х. Кёллер, 1932 г.);
- 3) показательной, $k = k_\infty [1 - (1 - \varepsilon) \exp(-mz)]$ (А. А. Дородницын, 1941 г.);
- 4) при изменении k по «модели с изломом»: k — линейная функция высоты в приземном слое и не зависит от высоты выше этого слоя, т. е.

$$k = \begin{cases} k_0 + k_1 z, & 0 \leq z \leq h, \\ k_h, & 0 \leq z < \infty, \end{cases} \quad (3.14)$$

где h — высота приземного слоя.

Решение уравнения (3.4) при изменении k по формуле (3.14) построил М. Е. Швец (1943 г.). В 1948 г. М. И. Юдин исследовал

суточный ход температуры при такой же зависимости k от z и периодической зависимости k от времени t :

$$k = (1 + \nu \cos \omega t) \bar{k}(z),$$

где \bar{k} — среднее суточное значение k на высоте z , $\nu \bar{k}(z)$ — амплитуда суточных колебаний k на той же высоте.

Впервые на необходимость учета зависимости k от времени обратил внимание Б. И. Извеков в 1929 г. в связи с разработкой теории суточного хода скорости ветра.

В суточные изменения температуры воздуха, как показали расчеты, основной вклад вносят колебания температуры земной поверхности, которые в свою очередь связаны с колебаниями притока солнечной радиации. Поправка, обусловленная суточным ходом k , на высоте 2 м, как правило, не превышает 1°C . При учете зависимости k от t вычисленная температура днем и ее дневной максимум, а также разность температур воздух—почва несколько уменьшаются, ночью же, наоборот, эта разность увеличивается.

Из работ более позднего времени назовем исследования Х. Куо (1968 г.) и Т. Сасамори (1970 г.). В них изучен суточный ход температуры с учетом теплообмена и поглощения радиации водяным паром. Куо пришел к выводу, что для объяснения суточного хода температуры, наблюдаемого в О'Нейле летом, нужно предположить следующее: а) коэффициент турбулентности резко растет с высотой (от значений меньше 10^{-3} м²/с при $z=0$ до 10 м²/с при $z > 10$ м); б) некоторую роль играет поглощение солнечной радиации водяным паром; в) коэффициент турбулентности и радиационный приток тепла зависят от температуры; г) в переносе тепла принимает участие конвекция (вертикальные движения масштаба кучевых облаков). Суточный ход температуры зимой находит объяснение на основе теоретической модели, учитывающей лишь турбулентный теплообмен.

4 О роли радиационных притоков тепла в пограничном слое атмосферы

Детальные измерения радиационных потоков с помощью самолета выполнены в летний период (июль и август) вблизи Цимлянска (над степью), Днепропетровска (над степью) и Геленджика (над морем) в 1965—1966 гг. Потоки измерялись в безоблачную погоду на горизонтальных площадках, расположенных на высоте от 50 до 1500 м над поверхностью земли, в течение 10 мин, что позволило проводить осреднение по 30—40 отсчетам.

В околополуденные часы восходящий поток U длинноволнового излучения над степью и на высоте 50 м заключен в пределах $0,52—$