

Глава 4 Термодинамика атмосферы

Атмосфера представляет собой среду, в которой постоянно наблюдается переход одних видов энергии в другие. Раздел метеорологии, рассматривающий общие закономерности преобразования энергии и изменения состояния атмосферы, находящейся в состоянии равновесия, под влиянием притока тепла носит название *термодинамики атмосферы*.

1 Первое начало термодинамики применительно к атмосфере

В термодинамике атмосферы наиболее широко используются выводы, вытекающие из первого начала термодинамики, или *закона сохранения энергии*, — одного из важнейших законов естествознания. В самом общем виде закон сохранения вещества и движения в природе был сформулирован в 1748 г. М. В. Ломоносовым: «Все перемены, в натуре случающиеся, такого суть состояния, что сколько чего у одного тела отнимется, столько присовокупится к другому. . . Сей всеобщий естественный закон простирается и в самые правила движения, ибо тело, движущее своею силою другое, столько же оныя у себя теряет, сколько сообщает другому, которое от него движение получает».

Наиболее краткой формулировкой первого начала является следующая: невозможно возникновение или уничтожение энергии, возможен лишь переход одних видов энергии в другие. Количественно это положение выражается в виде *уравнения первого начала термодинамики*, или *уравнения притока тепла*. Установим вид этого уравнения для идеального газа, к которому близки сухой и влажный ненасыщенный воздух¹. С этой целью выделим в атмосфере частицу сухого воздуха единичной массы. Рассмотрим изменение параметров состояния воздушной частицы под влиянием притока тепла. Обозначим через p_i , ρ_i , T_i параметры состояния

¹ Здесь и всюду в учебнике, когда речь идет о влажном ненасыщенном воздухе, имеется в виду влажный воздух, в котором *водяной пар* не достиг состояния насыщения. Ана-

логично влажный насыщенный воздух — это такой влажный воздух, в котором *водяной пар* находится в насыщенном состоянии.

воздушной частицы, через p_e , ρ_e , T_e параметры состояния окружающего частицу воздуха (атмосферы). Вместо плотности можно ввести удельный объем $v = 1/\rho$.

В общем случае $\rho_i \neq \rho_e$ и $T_i \neq T_e$, но в физике атмосферы всегда полагают $p_i = p_e = p$, т. е. давление внутри частицы равно давлению в окружающем ее воздухе (*квазистатическое условие*).¹

Сообщим воздушной частице некоторое количество тепла dq . При этом внутренняя энергия u_i воздушной частицы увеличится на du_i , и одновременно частица, расширяясь, совершит некоторую работу против внешних сил давления. Работу, совершенную воздушной частицей, обозначим через dw_i . Тогда по первому началу термодинамики

$$dq = du_i + dw_i.$$

Подсчитаем отдельно du_i и dw_i . Сухой и влажный ненасыщенный воздух можно рассматривать как идеальный газ, поэтому

$$du_i = c_v dT_i$$

(здесь c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме); работа расширения

$$dw_i = p dv_i,$$

где dv_i — приращение объема (в случае единицы массы — приращение удельного объема).

С учетом двух последних соотношений *уравнение первого начала термодинамики* для воздуха, рассматриваемого как идеальный газ, принимает вид

$$dq = c_v dT_i + p dv_i. \quad (1.1)$$

Преобразуем его к такому виду, чтобы в правую часть входили лишь измеряемые величины. Для этого воспользуемся уравнением состояния воздуха

$$pv_i = R_c T_i, \quad (1.2)$$

из которого

$$p dv_i + v_i dp = R_c dT_i, \quad p dv_i = R_c dT_i - v_i dp.$$

Подставив $p dv_i$ в уравнение (1.1), получим

$$dq = (c_v + R_c) dT_i - v_i dp. \quad (1.3)$$

¹ В гидродинамике доказываются, что квазистатическое условие выполняется с тем большей точностью, чем меньше скорость движения жид-

кости или газа по сравнению со скоростью распространения звука. В атмосфере скорости движения частиц значительно меньше скорости звука.

Рассмотрим частный случай, а именно изобарический процесс. Так как в этом случае $p = \text{const}$, а $dp = 0$, то уравнение (1.3) принимает вид

$$dq = (c_v + R_c) dT_i.$$

С другой стороны, при изобарическом процессе $dq = c_p dT_i$ (c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении). Таким образом,

$$c_v + R_c = c_p, \quad c_p - c_v = R_c. \quad (1.4)$$

Для сухого воздуха $c_v = 718$ Дж/(кг · К), $c_p = 1006$ Дж/(кг · К), $c_p - c_v = 288$ Дж/(кг · К), $c_p/c_v = \kappa = 1,40$.

Соотношение (1.4) носит название *уравнения Майера*.

Величину $c_v + R_c = c_p$ подставим в уравнение (1.3). Тогда с учетом (1.2) получим уравнение первого начала термодинамики в виде, наиболее часто используемом в метеорологии:

$$dq = c_p dT_i - R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (1.5)$$

2 Адиабатический процесс

Термодинамический процесс называется *адиабатическим*, если он протекает без теплообмена частицы с окружающей средой. При адиабатическом процессе $dq = 0$. Для такого процесса уравнения (1.1) и (1.5) принимают вид:

$$p dv_i = -c_v dT_i, \quad (2.1)$$

$$c_p dT_i = R_c T_i \frac{dp}{p}. \quad (2.2)$$

Уравнение (2.1) показывает, что при адиабатическом процессе работа против внешних сил давления совершается только за счет внутренней энергии. При этом, если работа положительная, т. е. имеет место расширение ($dv_i > 0$), внутренняя энергия частицы уменьшается ($dT_i < 0$), и наоборот, при сжатии воздушной частицы ($dv_i < 0$) ее внутренняя энергия растет ($dT_i > 0$).

При подъеме воздушной частицы объем ее увеличивается ($dv_i > 0$), а давление падает ($dp < 0$). Из уравнений (2.1) и (2.2) следует, что в случае адиабатического подъема температура воздушной частицы *всегда понижается* ($dT_i < 0$).

Для случая адиабатического процесса уравнение первого начала термодинамики можно записать не только в дифференциальной, но и в интегральной форме. Рассмотрим два состояния воздушной массы: начальное (p_0, T_{i0}) и конечное (p, T_i). Установим связь между p и T_i , с одной стороны, и p_0 и T_{i0} — с другой. Для