

## Глава 14 Влажность воздуха

Водяной пар поступает в атмосферу в процессе испарения с земной поверхности. В атмосфере водяной пар переносится упорядоченными воздушными течениями и путем турбулентного перемешивания. Под влиянием охлаждения водяной пар в атмосфере конденсируется — образуются облака, а затем и осадки, выпадающие на землю.

Благодаря процессам испарения и конденсации в атмосфере непрерывно происходит круговорот воды, в котором участвует значительная ее масса.

В среднем многолетний круговорот воды на Земле характеризуется следующими данными:

Территория	Осадки, мм/год	Испарение, мм/год	Сток, мм/год
Материки	689	423	266
Мировой океан	1313	1423	110
Земной шар	1131	1131	0

С поверхности океанов (361 млн. км<sup>2</sup>) в течение года испаряется слой воды толщиной 1423 мм (или  $5,14 \cdot 10^{14}$  т), с поверхности материков (149 млн. км<sup>2</sup>) — 423 мм (или  $0,63 \cdot 10^{14}$  т воды). Толщина слоя осадков, выпавших за год, на океанах составляет 1313 мм (или  $4,74 \cdot 10^{14}$  т), на материках — 689 мм (или  $1,03 \times 10^{14}$  т), по земному шару в целом — 1131 мм (или  $5,77 \cdot 10^{14}$  т). Количество осадков на материках значительно превышает испарение (на 266 мм или на  $0,40 \cdot 10^{14}$  т). Это означает, что значительная масса водяного пара поступает на материки с океанов. С другой стороны, не испарившаяся на материках вода (266 мм) стекает в реки и далее в океан. На океанах испарение превышает (на 110 мм) количество осадков.

В атмосфере содержится в среднем  $1,29 \cdot 10^{13}$  т влаги (водяного пара и жидкой воды), что эквивалентно слою осажженной воды 25,5 мм. Поскольку количество осадков, выпадающих за год на Землю, составляет 1131 мм, то водяной пар обновляется в атмосфере в среднем  $1131 : 25 = 45$  раз в год, или каждые 8,1 сут. Такой круговорот воды следует признать очень интенсивным. В океане возобновление воды происходит в среднем 1 раз в 2500 лет.

Энергия, затрачиваемая на испарение воды ( $113,1 \cdot 2500 = 2,82 \cdot 10^5$  Дж) с 1 см<sup>2</sup> земной поверхности вполне сравнима со

средним притоком солнечной радиации, поглощаемой в течение года столбом с основанием  $1 \text{ см}^2$  системы земная поверхность—атмосфера:  $1,37 \cdot 0,25 \cdot 0,7 \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 365 \cdot 10^{-1} = 7,6 \cdot 10^5 \text{ Дж}$  (альbedo системы земная поверхность—атмосфера принято равным 0,3; множитель 0,25 отражает влияние шарообразности и вращения Земли). Таким образом, затраты тепла на испарение составляют около 30 % поглощаемого Землей солнечного тепла. Приток тепла от конденсации водяного пара в атмосфере, равный затратам тепла на испарение, примерно в 15 раз превышает скорость генерации кинетической энергии, равную для всей атмосферы  $2 \cdot 10^{12} \text{ кВт}$ . Эти данные подчеркивают огромную роль, которую играют процессы фазовых переходов воды в энергетическом балансе земной атмосферы.

### 1 Уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере

Водяной пар распространяется в атмосфере вследствие ее движения, которое складывается из упорядоченного переноса со средней скоростью  $(u, v, w)$  и турбулентных пульсаций. Молекулярная диффузия играет заметную роль лишь в непосредственной близости от испаряющей поверхности — *вязком подслое* толщиной в несколько миллиметров.

Получим уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере. При движении индивидуальной частицы сохраняется постоянной (остается консервативной) массовая доля водяного пара. Все другие характеристики (абсолютная и относительная влажность, давление, точка росы) при движении частицы изменяются. По этой причине турбулентный поток водяного пара, как уже указывалось, пропорционален градиенту массовой доли водяного пара:

$$Q = -k_{\text{п}} \rho \frac{\partial s}{\partial z}, \quad (1.1)$$

где  $k_{\text{п}}$  — коэффициент турбулентной диффузии водяного пара; единица его —  $\text{м}^2/\text{с}$  (такая же, как и коэффициента турбулентности  $k$ ). Обычно полагают, что эти коэффициенты равны ( $k_{\text{п}} = k$ ), хотя некоторое различие между ними, по-видимому, существует.

Выделим в атмосфере элементарный объем воздуха с основанием  $1 \text{ м}^2$  и высотой  $dz$ . Пусть на уровне нижнего основания поток водяного пара  $Q$ , а на уровне верхнего  $Q + dQ$ . Тогда за единицу времени в выделенном объеме остается масса пара, равная разности (притоку водяного пара)

$$Q - (Q + dQ) = -dQ.$$

С учетом формулы (1.1) этот приток представим в виде

$$-dQ = -\frac{\partial Q}{\partial z} dz = \frac{\partial}{\partial z} \left( k\rho \frac{\partial s}{\partial z} \right) dz. \quad (1.2)$$

Под влиянием этого притока произойдет изменение доли водяного пара. Поскольку рассматривается движущийся индивидуальный объем воздуха, то изменение доли пара за единицу времени будет характеризовать полная производная  $\left( \frac{ds}{dt} \right)$ ; изменение же массы водяного пара в выделенном объеме составит

$$\frac{ds}{dt} \rho dz. \quad (1.3)$$

Приравнявая приток водяного пара под влиянием турбулентной диффузии к изменению массы его внутри выделенного объема воздуха, получаем *уравнение переноса водяного пара в турбулентной атмосфере*

$$\rho \frac{ds}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k\rho \frac{\partial s}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( k'\rho \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k'\rho \frac{\partial s}{\partial y} \right). \quad (1.4)$$

В это уравнение введены также притоки тепла, обусловленные турбулентной диффузией его в горизонтальных направлениях  $x$  и  $y$  ( $k'$  — коэффициент турбулентной диффузии по горизонтали). Если уравнение (1.4) разрешить относительно локальной производной, то получим

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\left( u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) - w \frac{\partial s}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( k\rho \frac{\partial s}{\partial z} \right). \quad (1.5)$$

Здесь опущены члены с  $k'$ .

Согласно последнему уравнению, величина  $s$  в определенной точке пространства изменяется под влиянием следующих процессов:

а) упорядоченного переноса водяного пара со средней скоростью в горизонтальном направлении. Этот процесс называют адвекцией водяного пара. Под ее влиянием происходит увеличение массовой доли пара ( $\partial s/\partial t > 0$ ), если воздух переносится из области с высокими значениями  $s$  в область с относительно низкими  $s$  (направив ось  $x$  вдоль потока, имеем:  $u > 0$ ,  $v = 0$ ,  $\partial s/\partial x < 0$ , а  $-u \partial s/\partial x > 0$ ). В том случае, когда в направлении переноса доля пара возрастает ( $\partial s/\partial x > 0$ ), во времени под влиянием адвекции она уменьшается ( $\partial s/\partial t < 0$ );

б) упорядоченного переноса пара вертикальными токами. Этот процесс называется конвекцией водяного пара. Если доля пара убывает с высотой ( $\partial s/\partial z < 0$ ), что наиболее часто наблюдается

в атмосфере, то при восходящем движении ( $\omega > 0$ ) на фиксированном уровне влажность увеличивается со временем ( $\partial s / \partial t > 0$ ), а при нисходящем ( $\omega < 0$ ) уменьшается ( $\partial s / \partial t < 0$ );

в) турбулентной диффузии пара в вертикальном и горизонтальном направлении. Диффузия всегда приводит к выравниванию доли пара, если не происходит притока или оттока водяного пара через границу области. Так, если в некотором слое доля пара в исходном состоянии убывала с высотой, то под влиянием турбулентной диффузии произойдет увеличение  $s$  в верхней части слоя и уменьшение в нижней. Наиболее существенна роль диффузии в вертикальном направлении. Перенос и перераспределение пара по горизонтали осуществляется в основном адвекцией. Турбулентная диффузия в этом процессе играет заметную роль лишь в тех областях, где резко изменяются свойства земной поверхности (например, вблизи берегов озер, морей и океанов).

Уравнение (1.5)—дифференциальное уравнение 2-го порядка в частных производных. Для получения однозначного решения его необходимо задать так называемые граничные и начальные условия.

Начальное условие задается в виде известного (полученного, например, из наблюдений) распределения в пространстве доли пара в исходный момент, от которого ведется отсчет времени. Граничные условия задаются в виде некоторых известных функций, которые описывают изменение доли пара во времени на границах области. За нижнюю границу наиболее часто принимается земная поверхность, за верхнюю — тропопауза или верхняя граница атмосферы (где поток водяного пара обращается в нуль).

Обычно принимается, что в непосредственной близости от водной или сильно увлажненной поверхности водяной пар находится в насыщенном состоянии, т. е.  $s = s_m(T_0, p_0)$ , где  $T_0$  — температура водной поверхности,  $p_0$  — давление воздуха вблизи нее.

Значительно труднее записать граничное условие на поверхности суши. Только в том случае, когда поверхность суши сильно увлажнена, можно считать, что вблизи нее водяной пар находится в состоянии, близком к насыщению. Нередко в качестве граничного условия используется уравнение теплового баланса земной поверхности, в которое, наряду с радиационным балансом, входят потоки тепла в атмосферу и почву. По этой причине к системе уравнений переноса тепла и влаги в атмосфере присоединяются уравнения переноса тепла и влаги в почве. Граничное условие в этом случае ставится на некоторой глубине, где температура постоянна (во времени), а влажность насыщающая.

В заключение подчеркнем, что полученное в этом параграфе уравнение переноса водяного пара справедливо для ненасыщенного воздуха. Обобщение этого уравнения на случай насыщенного воздуха дано в главе 17.