обмен сказывается в атмосфере до высоты от нескольких сотен метров до 1—1,5 км (в зависимости от шероховатости земной поверхности, термической стратификации, скорости ветра). Как было указано, этот слой, в котором наряду с градиентом давления и кориолисовой силой существенную роль играют силы турбулентного трения, носит название *пограничного слоя атмосферы* (рис. 19.3).

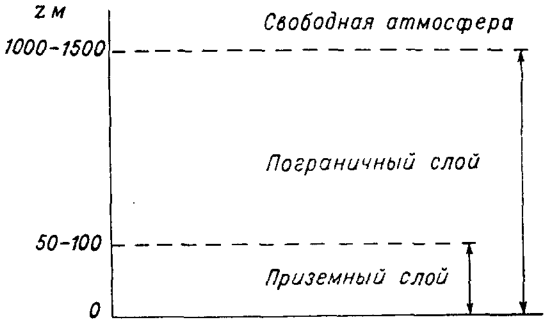

Рис. 19.3. Деление атмосферы на слои по особенностям атмосферных движений.

В свободной атмосфере турбулентный обмен (в смысле пульсаций скорости ветра) выражен ничуть не слабее, чем в пограничном слое. Однако роль трения в свободной атмосфере мала по сравнению с другими силами потому, что здесь малы вертикальные градиенты скорости ветра. В свободной атмосфере скорость ветра изменяется с высотой в основном под влиянием горизонтальной термической неоднородности (горизонтального градиента температуры). Велика роль сил трения в свободной атмосфере в области фронтальных зон, струйных течений и вообще в тех слоях, где градиент скорости ветра большой. В однородных воздушных массах в свободной атмосфере движение определяется в основном силами давления (барический градиент), кориолисовой силой и центробежной силой (при движении частиц по криволинейным траекториям).

2 Уравнения движения турбулентной атмосферы

Рассмотрим единичный объем воздуха, имеющий массу ρ. В общем случае на него действуют силы: а) результирующая всех сил давления — градиент давления **G**; б) отклоняющая сила вращения Земли **K**; в) результирующая всех напряжений трения (молекулярного и турбулентного) **R**; г) сила тяжести $\mathbf{P} = \rho \mathbf{g}$. Если эти силы не уравновешиваются, то выделенный объем воздуха придет в движение. По второму закону Ньютона произведение массы тела ρ на ускорение движения $d\mathbf{c}/dt$ равно сумме всех действующих на тело сил:

$$\rho \frac{d\mathbf{c}}{dt} = \mathbf{G} + \mathbf{K} + \mathbf{P} + \mathbf{R}. \tag{2.1}$$

Это уравнение носит название *уравнения движения атмосферы в векторной форме.*

В метеорологии уравнение движения записывают обычно в скалярной форме. Прямоугольная (правая) система координат выбирается так (см. рис. 19.1), чтобы плоскость xoy совпадала с горизонтальной плоскостью, а ось oz — с вертикалью (положительное направление — вверх). Начало координат обычно помещается на уровне моря.

Проектируя правую и левую части уравнения (2.1) последовательно на оси x, y и z, получаем с учетом результатов п. 1 *систему уравнений движения атмосферы в координатной форме*:

$$\left.\begin{aligned}
\rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + 2\rho(\omega_z v - \omega_y w) + \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A)\frac{\partial u}{\partial z}, \\
\rho \frac{dv}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + 2\rho(\omega_x w - \omega_z u) + \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A)\frac{\partial v}{\partial z}, \\
\rho \frac{dw}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + 2\rho(\omega_y u - \omega_z v) - g\rho + \frac{\partial}{\partial z}(\eta + A)\frac{\partial w}{\partial z}.
\end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

Систему уравнений (2.2) чаще всего записывают так, чтобы в левых частях стояли проекции ускорения. Для этого необходимо правую и левую части каждого уравнения последней системы разделить на плотность ρ. Третье уравнение движения, как показывает количественная оценка порядка величины различных членов, в большинстве случаев (но не во всех) сводится к основному уравнению статики.

В первых двух уравнениях системы (2.2) члены, содержащие вертикальную проекцию скорости, малы по сравнению с другими членами. Кроме того, часто пренебрегают изменением плотности с высотой. С учетом отмеченного запишем систему уравнений движения атмосферы окончательно в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega_z v + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k)\frac{\partial u}{\partial z}, \\
\frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega_z u + \frac{\partial}{\partial z}(\nu + k)\frac{\partial v}{\partial z}, \\
-\frac{\partial p}{\partial z} &= g\rho.
\end{aligned}\right\} \tag{2.3}$$

Подчеркнем, что производные в левых частях систем (2.2) и (2.3) представляют собой проекции ускорения движущегося объема воздуха, т. е. являются *индивидуальными* производными от проекций скорости ветра по времени. Индивидуальные производные записываются в виде:

$$\left.\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}, \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z}, \end{aligned}\right\} \qquad (2.4)$$

где $\partial u/\partial t$ и $\partial v/\partial t$ — локальные (местные) производные от u и v по времени. Члены $u\frac{\partial u}{\partial x}$, $v\frac{\partial u}{\partial y}$, $u\frac{\partial v}{\partial x}$, $v\frac{\partial v}{\partial y}$ и представляют собой составляющие инерционной силы (в частном случае — центробежной силы). Подчеркнем, что u, v, w в (2.2), (2.3) и (2.4) представляют собой проекции средней скорости движения атмосферы (средней скорости ветра).

При изучении большинства явлений и процессов в метеорологии воздух рассматривается как идеальный газ, удовлетворяющий условию сплошности среды. Это значит, что всякий малый объем (элемент) воздуха считается все же настолько большим, что содержит очень много молекул. Именно в таком смысле следует понимать выражения «частица воздуха», «бесконечно малая частица», «элементарный объем» и др. Для таких сплошных сред справедливо *уравнение неразрывности*, именуемое также *уравнением сплошности, среды*. Физически оно выражает факт неуничтожаемости массы жидкости или газа (в нашем случае — воздуха).

С помощью простых рассуждений можно показать, что уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = 0. \qquad (2.5)$$

Полученные в этой главе уравнения движения атмосферы (2.3), уравнение неразрывности (2.5) вместе с выведенными в других главах уравнениями переноса тепла и влаги и уравнением состояния воздуха составляют *систему основных уравнений метеорологии*, или (по предложению И. А. Кибеля) *систему уравнений погоды*. Дополнительными уравнениями метеорологии служат уравнения переноса лучистой энергии, уравнение Клаузиуса—Клапейрона и некоторые другие уравнения, которые привлекаются при решении частных задач.

В общем случае система уравнений метеорологии исключительно сложна не только с точки зрения ее решения (эти трудности с помощью численных методов и вычислительной техники в настоящее время постепенно преодолеваются), но и с точки зрения физического содержания (вида) отдельных членов этой системы.

При изучении конкретных атмосферных явлений и процессов система уравнений погоды всегда упрощается, в одних случаях — достаточно обоснованно, путем строгих оценок порядка величины отдельных членов уравнений, в других — менее обоснованно, на основе различных предположений.

Поскольку уравнения метеорологии являются дифференциальными уравнениями в частных производных, для построения конкретного их решения необходимо задать начальное и граничные условия. Вид последних зависит от физического содержания изучаемого явления или процесса.