

Главной задачей метеорологии является описание общей циркуляции атмосферы, ее изменений и порождаемых ею вторичных систем движения в соответствии с основными принципами гидродинамики и термодинамики.

... Измерения или надежные оценки теплообмена между нашей планетой и межпланетным пространством являются основной задачей метеорологов и океанографов, изучающих глобальные системы циркуляции в атмосфере и океане.

К. Г. Россби (1959 г.)

Среди новых разделов динамической метеорологии, возникших за прошедшие 50 лет, есть такие, в которых вклад советских ученых особенно значителен. К таким разделам относятся гидродинамическая теория долгосрочного прогноза погоды и теория климата.

Е. Н. Блинова (1967 г.)

Раздел V

Основы динамики атмосферы

Глава 19. Уравнения движения атмосферы. Основные уравнения метеорологии

Силы, действующие в атмосфере. Уравнения движения турбулентной атмосферы

Глава 20. Движение свободной атмосферы

Геострофический ветер. Изменение геострофического ветра с высотой. Градиентный ветер в циклонах и антициклонах. Уравнение переноса вихря скорости движения. Особенности глобального распределения скорости ветра в атмосфере. Струйные течения. Длинные волны. Тропические циклоны. О роли крупномасштабных вертикальных движений в воз-

никновении конвекции в атмосфере. Вертикальные скорости и притоки тепла в тропической зоне

Глава 21. Особенности движения воздуха в пограничном слое атмосферы

Ветер в пограничном слое атмосферы. Приземный слой. Логарифмический закон распределения скорости ветра с высотой. Суточный ход скорости ветра в пограничном слое атмосферы. Вертикальные токи в пограничном слое атмосферы. Местные ветры. Закономерности распределения метеорологических величин в приземном слое атмосферы на основе теории подобия и размерности. Смерчи и пыльные бури

Глава 19 Уравнения движения атмосферы. Основные уравнения метеорологии

Атмосфера находится в непрерывном движении. Движение воздуха относительно земной поверхности (ветер) порождается неравномерным распределением давления в горизонтальной плоскости. В установлении движения воздуха огромную роль играют отклоняющая сила вращения Земли и силы трения. В этом разделе обсуждаются основные закономерности движения атмосферы.

1 Силы, действующие в атмосфере

Силы давления. При наличии движения воздуха изобарические поверхности наклонены под некоторым углом α_p к горизонтальным поверхностям. Нетрудно видеть (рис. 19.1), что результирующая всех сил давления, действующих на объем $ABCD$, по абсолютной величине равна

$$p - (p + dp) = -dp,$$

а по направлению совпадает с положительным направлением нормали к изобарическим поверхностям. Так как объем $ABCD$, заключенный между изобарическими поверхностями p и $p + dp$, равен dN , то модуль результирующей сил давления, действующих на 1 м^3 воздуха равен

$$-dp/dN = G, \quad (1.1)$$

т. е., согласно п. 2 введения, представляет модуль градиента давления. Проекциями градиента давления G на оси (в метеорологии обычно правой системы) координат x , y и z служат (по п. 2 введения)

$$-dp/dx, \quad -dp/dy, \quad -dp/dz. \quad (1.2)$$

Горизонтальная составляющая градиента давления G_2 (ее модуль $G_2 = -dp/dn$) служит единственной силой, под влиянием которой возникает горизонтальное движение воздуха (ветер). Составляющую G_2 часто называют *барическим градиентом*.

Отклоняющая сила вращения Земли (кориолисова сила). Так как атмосфера участвует в суточном вращении Земли с угловой

скоростью ω , то на каждую частицу воздуха, движущуюся со скоростью c по отношению к земной поверхности, действует кориолисова сила. В общем случае кориолисова сила, действующая на 1 м^3 воздуха (на массу ρ), равна

$$K = 2\rho(c \times \omega), \quad (1.3)$$

где $(c \times \omega)$ — векторное произведение векторов c и ω ¹.

Если раскрыть по известным из векторного анализа правилам последнее произведение, то получим следующие выражения для проекций кориолисовой силы на оси x , y и z :

$$\begin{aligned} K_x &= 2\rho(\omega_z v - \omega_y \omega), \\ K_y &= 2\rho(\omega_x \omega - \omega_z u), \\ K_z &= 2\rho(\omega_y u - \omega_x v), \end{aligned} \quad (1.4)$$

где u , v , ω — проекции скорости ветра c ; ω_x , ω_y , ω_z — проекции вектора ω на оси x , y и z соответственно.

Наибольший интерес представляет горизонтальная составляющая кориолисовой силы K_s . В выражениях для проекций K_x и K_y составляющей K_s можно пренебречь слагаемыми, содержащими вертикальную скорость ω , так как она в атмосфере в десятки и сотни раз меньше u и v . Таким образом, можно записать

$$K_x = 2\omega_z \rho v, \quad K_y = -2\omega_z \rho u, \quad (1.5)$$

$$K_s = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} = 2\omega_z \rho c, \quad (1.6)$$

где $\omega_z = \omega \sin \varphi$ — вертикальная проекция угловой скорости вращения Земли, φ — широта, $c = \sqrt{u^2 + v^2}$.

При горизонтальном движении выражения для K_x и K_y будут точными. Исходя из соотношений (1.5) нетрудно показать, что горизонтальная составляющая K_s кориолисовой силы действует под прямым углом к направлению движения: вправо — в северном полушарии и влево — в южном (рис. 19.2). Чтобы убедиться в этом, достаточно горизонтальные оси координат выбрать так, чтобы ось x совпала с направлением скорости ветра. Тогда $u = c > 0$, $v = 0$ и, как следует из (1.5), $K_x = 0$, $K_y = -2\omega_z \rho c$. Так

¹ Вектор ω направлен вдоль оси вращения Земли (положительное направление — к Северному полюсу).

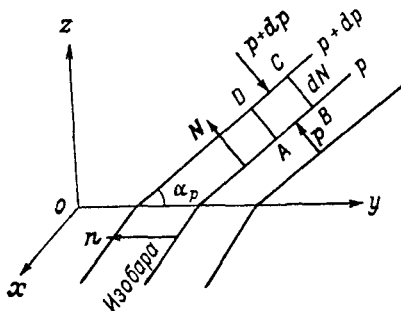


Рис. 19.1. К введению понятия результирующей силы давления.

как в северном полушарии кориолисов параметр $2\omega_z > 0$, а в южном $2\omega_z < 0$, то $K_v < 0$ в северном и $K_v > 0$ в южном полушарии, т. е. приходим к сформулированному выше утверждению.

Силы трения (молекулярного и турбулентного). Трение проявляется в жидкостях и газах в тех случаях, когда различные части их имеют разную скорость движения. В атмосфере наибольшее значение имеют силы трения, порождаемые изменением скорости ветра с высотой, так как вертикальный градиент скорости ветра в десятки и сотни тысяч раз больше горизонтального: $|\partial c/\partial z| \gg |\partial c/\partial n|$.

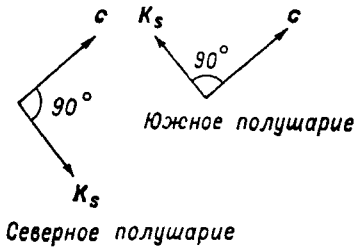


Рис. 19.2. Направление действия отклоняющей силы вращения Земли.

Пусть на уровнях z и $z+dz$ скорости ветра равны соответственно c и $c+dc$. Молекулы воздуха, помимо поступательного движения со скоростью $c+dc$ (на уровне $z+dz$), совершают хаотические тепловые движения. Приходя на уровень z , молекулы приносят количество движения, которым они обладали на других уровнях. Соударяясь с молекулами, расположенными на уровне z , они будут сообщать им (или отнимать у них) дополнительное количество движения. Всякое же изменение количества движения по второму закону Ньютона можно рассматривать как результат действия некоторой силы. Эта сила, отнесенная к единице поверхности, называется *напряжением молекулярного трения*.

Обозначим через τ_m напряжение молекулярного трения, возникающее в результате воздействия вышележащих слоев на поверхность, расположенную на уровне z . Из качественных соображений очевидно, что напряжение трения должно быть пропорционально вертикальному градиенту скорости ветра:

$$\tau_m = \eta \frac{\partial c}{\partial z}, \quad (1.7)$$

где η — коэффициент пропорциональности, называемый *динамическим коэффициентом вязкости*. Отношение $\eta/\rho = \nu$ называют *кинематическим коэффициентом вязкости*. Единица η — кг/(с·м), ν — м²/с, так как единица τ_m — Н/м².

Если движение носит турбулентный характер, то обмен количеством движения происходит благодаря перемещению не только молекул, но и значительно больших по массе частиц воздуха. В случае турбулентного потока мгновенная скорость отдельных частиц сильно изменяется (по абсолютной величине и по направлению) как во времени, так и при переходе от одной частицы к другой. Поэтому вводится понятие средней скорости потока (средней по времени или по некоторому объему). Говоря в даль-

нейшем о распределении скорости ветра с высотой и об изменении ее во времени, всюду будем иметь в виду среднюю скорость ветра c . Из таких же качественных соображений, которые были приведены при получении формулы для напряжения τ_m , следует, что *напряжение турбулентного трения* может быть записано в виде

$$\tau_z = A \frac{\partial c}{\partial z} = \rho k \frac{\partial c}{\partial z}, \quad (1.8)$$

где A — коэффициент турбулентной вязкости (турбулентного обмена), k — коэффициент турбулентности.

Коэффициент турбулентной вязкости в десятки и сотни тысяч (иногда миллионы) раз больше коэффициента молекулярной вязкости ($A \gg \eta$). По этой причине роль молекулярного трения везде мала по сравнению с турбулентным (за исключением очень тонкого *вязкого подслоя*, прилегающего к земной поверхности).

Для того чтобы подсчитать результирующую силу трения, действующую на выделенный объем воздуха, необходимо учесть влияние трения на этот объем как со стороны вышележащих, так и нижележащих слоев атмосферы. Пусть для определенности выделенный объем воздуха имеет форму параллелепипеда с основанием 1 м^2 и высотой dz .

Обозначив через τ_{zx} проекцию напряжения трения τ_z на ось x на уровне нижнего основания и $\tau_{zx} + d\tau_{zx}$ — на уровне верхнего основания, найдем, что результирующая этих двух сил равна (напряжение трения на нижнем и верхнем основании направлено в противоположные стороны)

$$(\tau_{zx} + d\tau_{zx}) - \tau_{zx} = d\tau_{zx} = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz.$$

В общем случае напряжение трения представляет собой сумму напряжений молекулярного и турбулентного трения:

$$\tau_{zx} = (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}, \quad d\tau_{zx} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z} dz.$$

Такова проекция силы трения, действующей на объем dz .

Проекция силы трения, действующей на единичный объем воздуха, равна

$$R_{zx} = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (1.9)$$

Аналогичное выражение получаем для проекции силы трения на ось y :

$$R_{zy} = \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\eta + A) \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (1.10)$$

Количественные оценки показывают, что влияние шероховатости земной поверхности через молекулярный и турбулентный

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).

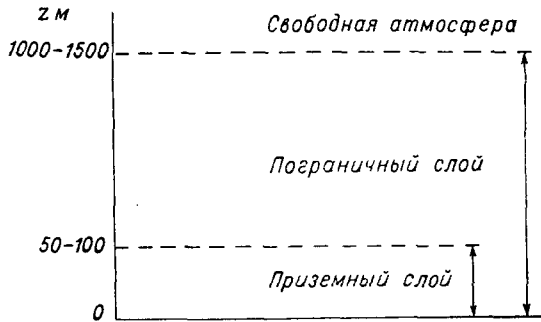


Рис. 19.3. Деление атмосферы на слои по особенностям атмосферных движений.

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 \mathbf{G} ; б) отклоняющая сила вращения Земли \mathbf{K} ; в) результирующая всех напряжений трения (мо-