

## 9. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

К основным метеорологическим элементам относятся, во-первых, характеристики состояния атмосферы, которые непосредственно наблюдаются и измеряются на метеорологических станциях. Это, во-первых, атмосферное давление, температура (срочная, минимальная, максимальная) и влажность воздуха (относительная, упругость водяного пара), ветер (направление и скорость), облачность (количество и формы). Сюда же относятся количество и вид выпадающих осадков, дальность видимости, туман, метели, грозы, продолжительность солнечного сияния, температура и состояние почвы, высота и состояние снежного покрова и пр.

Кроме этого, к метеорологическим элементам относятся и их функции, не измеряемые величины, а рассчитываемые. Например, потенциальная температура, эквивалентная, псевдопотенциальная, виртуальная температура, коэффициент прозрачности атмосферы, радиационный и тепловой баланс и их составляющие, вертикальная составляющая скорости ветра (вертикальные движения) и т.д. В метеорологии используются и такие характеристики полей метеорологических величин, как дивергенция, лапласиан, горизонтальный и вертикальный градиент метеорологической величины и др.

Некоторые метеорологические элементы не имеют численного эквивалента и могут характеризоваться словесными градациями интенсивности либо другими показателями (например, облачность – формами; туман, метель, гроза – слабое, умеренное, сильное явление) и т.д.

- **Числовое значение метеорологического элемента называется метеорологической величиной**

Метеорологические элементы – измеряемые, наблюдаемые, рассчитанные, – изменяются во времени и пространстве. Распределение метеорологических элементов в пространстве называют полем этого элемента. Например, пространственное распределение атмосферного давления – поле атмосферного давления, или барическое поле; пространственное распределение температуры воздуха – поле температуры и т.д.

Большинство метеорологических элементов (атмосферное давление, температура и влажность воздуха и др.) – величины скалярные. Их распределения можно наглядно представить поверхностями равных значений данного элемента: изобарическими поверхностями (для давления воздуха), изотермическими поверхностями (для температуры возду-

ха) и т. д., а также значениями какого либо элемента на данной фиксированной высоте в атмосфере.

В метеорологии применяются и те, и другие пространственные представления. Но в повседневной синоптической практике принято использовать, например, карты значений давления только для поверхности уровня моря. Для свободной атмосферы используют карты высот стандартных изобарических поверхностей 1000 гПа, 850гПа, 700 гПа, 500 гПа, 300 гПа и т.д. Для этих же уровней обычно рассматривают поля других метеорологических элементов (влажности, температуры воздуха, облачности и др.).

**• Изобарическая поверхность показывает высоту в атмосфере от поверхности Земли, где давление принимает одно и то же значение**

Например, карта изобарической поверхности 700 гПа ( $A_{T_{700}}$ ) будет показывать высоту, где давление воздуха достигает данного значения, т.е. 700 гПа. Эта высота может где-то понижаться почти до 2.5 км, а где-то достигать 3-3.2 км и даже выше.

Аналогично, изотермическая поверхность будет показывать высоту в атмосфере от поверхности Земли, где температура воздуха принимает одно и то же значение. Например, карта изотермической поверхности  $-30^{\circ}\text{C}$  северного полушария показывает высоту, где температура воздуха достигает данного значения, т.е.  $-30^{\circ}\text{C}$ .

Для ряда пунктов значения высот изобарической (изотермической) поверхности могут оказаться близкими или одинаковыми. Соединяя значения равных высот изобарической или изотермической поверхности (либо любой другой поверхности равных значений метеорологического элемента), получим изолинии метеорологического элемента.

**Для изолиний метеорологических элементов применяются названия:**

- *Изобары* – линии равных значений атмосферного давления,
- *Изогипсы* – линии равных значений геопотенциала или равных высот изобарической поверхности,
- *Изотермы* – линии равных значений температуры,
- *Изогеотермы* – линии равных значений температуры почвы,
- *Изобронты* – линии равных значений годового числа гроз,
- *Изогоны* – линии равных значений направления ветра,
- *Изовелы или изотахи* – линии равных значений скорости ветра,
- *Изограммы* – линии равных значений удельной влажности,

- *Изованоры* – линии равных значений упругости водяного пара,
- *Изогиеты* – линии равных значений суточных сумм осадков,
- *Изонефы* – линии равных значений количества облаков,
- *Изогелии* – линии равных значений продолжительности солнечного сияния,
- *Изотенденции* – линии равных значений барической тенденции,
- *Изохроны* – линии, соединяющие на карте точки с одновременным наступлением определённого явления (например, прохождения атмосферного фронта) или определённого значения какого-либо элемента –и т.д.

Множество изолиний на карте образуют поле данной метеорологической величины, например, поле давления, поле температуры и др.

## **9.1. Изменение метеорологических величин во времени и пространстве**

### **9.1.1. Градиент метеорологической величины**

Анализ полей метеорологических элементов показывает, что в одном направлении поля величина возрастает, в другом – убывает. В каждой точке скалярного поля можно построить вектор градиента данного поля, характеризующего изменчивость метеорологической величины в пространстве.

Направление метеорологического градиента имеет противоположное направление, чем это принято в математике, гидромеханике. Это было решено на заседании Мирового Метеорологического общества в 1876 г. И в большой степени это связано с распределением полей ветра и давления. Под направлением ветра в метеорологии понимают направление, откуда ветер дует (северный ветер – с севера, южный – с юга и т.д.). Вектор ветра направлен от более высокого давления в сторону более низкого, и метеорологический градиент давления имеет направление от высокого давления к низкому, т.е. направлен в сторону убывания метеорологической величины (рис. 9.1).

- **Таким образом, метеорологический градиент есть вектор, направленный по нормали к поверхности равного значения скалярной метеорологической величины  $f$  в сторону её убывания в пространстве или на плоскости**

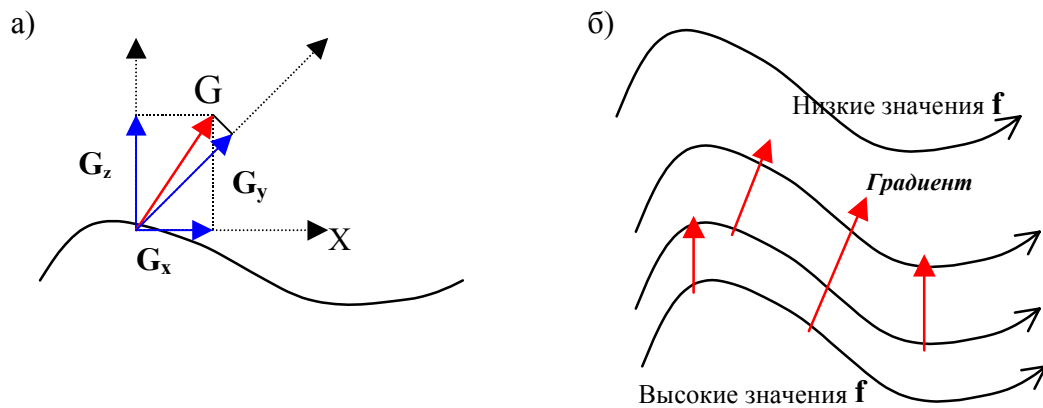


Рис. 9.1. Пространственный (а) и горизонтальный (б) градиент метеорологической величины  $f$

Модуль градиента величины  $f$  представляет собой падение этой величины на единицу расстояния по нормали:

$$-\frac{\partial f}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \vec{i} + \frac{\partial f}{\partial y} \cdot \vec{j} + \frac{\partial f}{\partial z} \cdot \vec{k}$$

Численное значение градиента равно

$$|\text{grad } f| = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2}.$$

Поскольку основным инструментом синоптика являются карты погоды, где представлены поля метеорологических величин на какой-либо поверхности, то часто под градиентом здесь понимают горизонтальный градиент метеорологической величины  $f$ :

$$-\frac{\partial f}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \vec{i} + \frac{\partial f}{\partial y} \cdot \vec{j}, \text{ или численно}$$

$$|\text{grad } f| = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2}.$$

Например, градиент давления характеризует убывание давления на единицу расстояния (обычно, 100 км) по нормали к изобарам, градиент температуры – по нормали к изотермам и т.д.

Когда рассматривают изменение метеорологической величины по вертикали, то употребляют термин “*вертикальный градиент*”, например вертикальный градиент давления – изменение давления по нормали к изобарической поверхности на единицу высоты

(обычно 10 м), вертикальный температурный (или термический) градиент – изменение температуры по высоте, обычно на 100 м.

Поля метеорологических величин являются сложными полями с присущими им особенностями. Большинство метеорологических величин – скалярные, но кроме скалярных метеорологических величин имеются векторные, например, ветер, который характеризуется направлением и скоростью.

Анализ состояния метеорологических полей является основной задачей синоптического анализа. Для синоптика важно выявить причины, приводящие к изменению этих полей в пространстве и времени, уловить тенденцию их развития.

### **9.1.2. Адвективные и трансформационные изменения метеорологических величин**

Развитие атмосферных процессов, так же, как и изменение всех метеорологических элементов происходит под влиянием *адвективных и динамических* факторов. Эти факторы всегда действуют одновременно и совместно, но с различной интенсивностью.

- **Под адвекцией понимается горизонтальный перенос данного метеорологического элемента в пространстве, например, температуры, влажности, облачности и т.д., или синоптических объектов – циклонов, антициклонов, фронтов без изменения во времени их абсолютной величины**
- **Динамические изменения возникают при горизонтальном переносе вследствие нестационарности движений в атмосфере, т.е. при наличии отклонения ветра от геострофического**

Все наиболее существенные изменения погоды за короткий промежуток времени происходят, главным образом, благодаря действию адвекции (адвективные изменения), т.е. горизонтального переноса в тропосфере. Именно горизонтальным переносом обеспечивается, например, потепление или похолодание в данном районе вследствие притока более тёплого, обычно и более влажного, или холодного, обычно более сухого воздуха.

- В общем случае при рассмотрении перемещения частицы воздуха в горизонтальном направлении говорят об *адвекции*.
- Перемещение частицы воздуха в вертикальном направлении – *конвекция*.

- Горизонтальный перенос какой-либо характеристики, например, изобары, – *трансляция*.
- Постепенное изменение свойств воздушной массы вследствие воздействия подстилающей поверхности и окружающих воздушных масс – *трансформация*.
- Вместо термина трансформация в отношении барических образований, изобар, атмосферного давления употребляется термин «*эволюция*».

При вычислении адвективных (трансляционных) изменений метеорологических величин предполагается, что та или иная характеристика в атмосфере переносится в неизменном виде, т.е. индивидуальные изменения метеорологической величины  $f$  равны:

$$\frac{df}{dt} = 0.$$

Следовательно, при рассмотрении изменений какой-либо характеристики с учётом только горизонтального переноса, получим:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} = 0,$$

откуда,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_a = -\left(u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y}\right).$$

При вычислении трансформационных (эволюционных) изменений метеорологических величин предполагается, что  $\frac{df}{dt} \neq 0$ .

Локальные изменения метеорологической величины  $f$  во времени следует рассматривать, как сумму её трансляционных (адвективных) и эволюционных (трансформационных) изменений:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{Loc} = \frac{\partial f}{\partial t} - \left(u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y}\right).$$

## 9.2. Поле атмосферного давления

Барическое поле атмосферы есть пространственное распределение атмосферного давления. Это скалярное непрерывное поле, характеризующееся системой поверхностей равного давления.

- **Атмосферное давление – давление, производимое атмосферой на находящиеся в ней предметы и на земную поверхность**

В предположении статического равновесия (атмосфера находится в покое относительно земной поверхности) атмосферное давление в каждой точке атмосферы равно весу вышележащего столба воздуха с основанием, равным единице. Фактически атмосферное давление очень близко к этой величине. Единицами давления служат *мм рт.ст* (миллиметры ртутного столба), *мбар* (миллибар), *гПа* (гектоПаскаль)

На уровне моря атмосферное давление в среднем близко к давлению, производимому столбом ртути, высотой 760 мм. Атмосферное давление, эквивалентное давлению ртутного столба высотой 760 мм при температуре воздуха 0 °С, равно силе, с которой масса  $76 \cdot 13.596$  г давит на поверхность 1 см.

В Международной системе единиц (СИ) это эквивалентно 101325 Па (Паскаль)  $1013.25$  гПа (Гектопаскаль,  $\text{Па} = \text{Н}/\text{м}^2 = \text{кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2 \cdot \text{м}^2 = 0.01$  гПа).  $1$  мбар =  $1000$  дин на  $1$   $\text{см}^2 = 0.001$  бара =  $1$  гПа.

Для перехода от мм рт.ст. к гПа или мбар нужно умножить число мм рт.ст. на  $4/3$ . Например, давление  $750$  мм рт.ст равно  $750 \cdot 4/3 = 1000$  мбар или  $1000$  гПа.

Распределение давления на земном шаре неравномерно и испытывает как периодические (суточные, сезонные) изменения, так и непериодические колебания. Крайние значения давления на уровне моря составляют от  $885$  гПа (в тропическом циклоне НЭНСИ близ Японии 13 сентября 1961 г.) до  $1084$  гПа (в Сибири под  $67^\circ$  с.ш. 31 декабря 1968 г.).

### 9.2.1. Характеристики пространственного изменения атмосферного давления

Атмосферное давление убывает с высотой по определённому закону в зависимости от вертикального распределения плотности воздуха  $\rho$ , и, следовательно, температуры и влажности воздуха. На высоте около  $5$  км от земной поверхности давление составляет

примерно половину от давления на уровне моря, на высоте около 100 км давление измеряется только долями миллибара.

• *Изменение атмосферного давления с высотой.* Уравнение, описывающее изменение атмосферного давления с высотой – основное уравнение статики атмосферы:

$$\partial P = -\rho g \partial z,$$

или с использованием уравнения состояния газов Менделеева-Клайперона:

$$\partial P = -\frac{Pg}{RT} \partial z, \quad \frac{\partial P}{P} = -\frac{g}{RT} \partial z.$$

• *Барометрическая формула.* В условиях статического равновесия, предполагая, что изменение давления связано только с вертикальным перемещением частицы воздуха (т.е. при равновесии силы тяжести и вертикальной составляющей барического градиента), можно записать  $\frac{dP}{P} = -\frac{g}{RT} dz$ . Интеграл этого уравнения в пределах от  $Z_1(P_1)$  до  $Z_2(P_2)$  называется барометрической формулой:

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{\partial P}{P} = -\int_{Z_1}^{Z_2} \frac{g}{RT} \partial z,$$

предполагая, что  $T=T_m$ , где  $T_m$  – средняя температура слоя, заключенного между  $Z_1$  и  $Z_2$ , получим

$$P_2 = P_1 \cdot e^{-\frac{g}{RT_m}(Z_2-Z_1)}.$$

Барометрическую формулу можно использовать для целей прогноза (задавая закон изменения температуры с высотой).

• *Вертикальный барический градиент.* Изменение давления по вертикали характеризуется вертикальным барическим градиентом (изменение давления на единицу высоты):

$$-\frac{dP}{dz} = \rho g, \quad -\frac{dP}{dz} = \frac{Pg}{RT}$$

Если принять  $g=9.8$  м/с<sup>2</sup> (что выполняется до высот 20 км),  $\rho=1.23$  кг/м<sup>3</sup> на уровне моря, то величина барического градиента составляет около 12.5 гПа/100м.

• *Горизонтальный барический градиент.* Важной характеристикой поля атмосферного давления является изменение давления по горизонтали – горизонтальный барический градиент (изменение атмосферного давления на единицу расстояния в горизонтальном направлении).

О величине горизонтального барического градиента судят по расстоянию между изобарами на карте погоды – чем гуще изобары, тем больше значение горизонтального



барического градиента. В среднем величины горизонтального барического градиента составляют около 1-3 гПа/100км.

Если сравнить значения вертикального и горизонтального барических градиентов: 12.5 гПа/100 м и 1-3 гПа/100 км, то оказывается, что величина вертикального барического градиента почти в 10000 раз больше горизонтального.

• *Барическая ступень.* Величина, обратная вертикальному барическому градиенту – барическая ступень:

$$-\frac{dz}{dP} = \frac{1}{\rho g}, \quad -\frac{dz}{dP} = \frac{RT}{Pg}.$$

Барическая ступень показывает расстояние по вертикали, на котором атмосферное давление меняется на единицу, уменьшаясь вверх и возрастая вниз.

При  $P=1000$  гПа,  $T=0^\circ\text{C}$  барическая ступень составляет около 8 м. Таким образом при поднятии или опускании на 8 м по вертикали давление в атмосфере меняется на 1 гПа.

Барическая ступень зависит от температуры воздуха, увеличиваясь на 0.4% с возрастанием температуры на  $1^\circ\text{C}$  (при давлении 1000 гПа). Барическая ступень зависит от давления. При давлении 500 гПа (на высоте около 5 км) барическая ступень составляет около 15 м/гПа.

• *Наклон изобарических поверхностей к горизонту.* Малые величины горизонтального барического градиента обусловлены малым наклоном изобарической поверхности к горизонту.

Если изобарические поверхности располагаются горизонтально к земной поверхности, то барический градиент направлен по вертикали вверх. В этом случае горизонтальные составляющие барического градиента равны нулю. Если бы это относилось к изобарической поверхности в целом, то на всех станциях высоты данной изобарической поверхности были бы одинаковы.

Как показывает синоптическая практика, вертикальный барический градиент направлен вертикально вверх только в центрах барических образований, где изобарическая поверхность параллельна земной поверхности. В остальных случаях изобарические поверхности располагаются под углом к горизонту. Следовательно, барический градиент имеет вертикальную и горизонтальные составляющие, направленные в сторону понижения давления. Каков же этот угол наклона изобарической поверхности к горизонту?

Пусть точки А и В (*рис. 9.2*) расположены на изобарической поверхности  $P=\text{const}$ .

Обозначим угол наклона изобарической поверхности относительно оси X как  $\alpha$ . Тогда при переходе из точки А в В точку изменение давления  $dP=0$ :

$$dP = \frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial z} dz \quad \text{или} \quad \frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial z} dz = 0 \quad \text{или} \quad \text{tg} \alpha = \frac{dz}{dx} = - \frac{\frac{\partial P}{\partial x}}{\frac{\partial P}{\partial z}}.$$

Оценим порядок полученного равенства.

$$[\text{tg} \alpha] \approx \left[ \frac{1 \text{zPa} / 100 \text{км}}{1 \text{zPa} / 10 \text{км}} \right] \approx 0.0001.$$

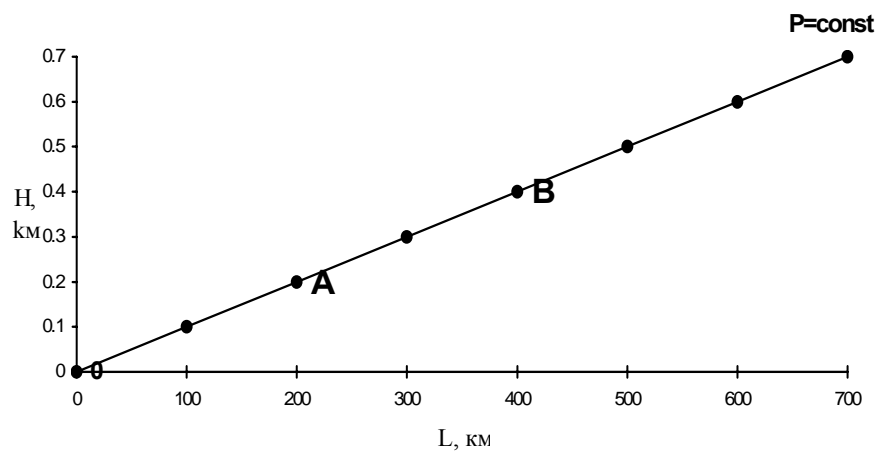


Рис. 9.2. Схема для вычисления угла наклона изобарической поверхности к горизонту

Таким образом,  $\frac{\partial P}{\partial x} \ll \frac{\partial P}{\partial z}$  (примерно в  $10^4$ ), или  $\text{tg} \alpha \approx 0.0001$ , т.е.  $\alpha \approx 20''$ .

Поскольку вертикальная составляющая силы барического градиента практически уравнивается силой тяжести  $g$ , то обычно рассматривается лишь горизонтальная составляющая силы барического градиента:

$$G_n = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n}.$$

Горизонтальная составляющая силы барического градиента является непосредственной причиной возникновения атмосферных движений крупного (синоптического) масштаба.

### 9.2.2. Связь изменений атмосферного давления у Земли и на высотах

Поскольку величина барической ступени зависит от температуры воздуха, то чем выше температура воздуха, тем больше барическая ступень, и, наоборот, в холодном воздухе барическая ступень меньше. Следовательно, давление в тёплом воздухе убывает медленнее, чем в холодном.

Таким образом, с высотой осуществляется такая перестройка барического поля, при которой центры областей пониженного давления на высотах приближаются к центрам областей холода, а повышенного – к центрам областей тепла.

Барометрическую формулу в виде:

$$P_2 = P_1 \cdot e^{-\frac{g}{RT_m}(Z_2 - Z_1)},$$

где  $T_m$  – средняя температура слоя, заключенного между  $Z_1$  и  $Z_2$ , можно записать как:

$$\ln P_2 - \ln P_1 = -\frac{g}{RT}(Z_2 - Z_1). \quad (9.2.1)$$

Дифференцируя данное выражение по  $x$  и  $y$ , и заменив из уравнения состояния газов  $P_2 = \rho_2 RT_2$ , получим:

$$\frac{\partial P_2}{\partial x} = \frac{P_2}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} + g\rho_2 T_2 (Z_2 - Z_1) \frac{1}{T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial x},$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial y} = \frac{P_2}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial y} + g\rho_2 T_2 (Z_2 - Z_1) \frac{1}{T_m^2} \frac{\partial T_m}{\partial y}.$$

Допустим, что  $\frac{T_2}{T_m} \approx 1$ ,  $\rho_2 \approx \rho_m$ , тогда

$$\frac{\partial P_2}{\partial x} = \frac{P_2}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} + \frac{g\rho_m}{T_m} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial T_m}{\partial x},$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial y} = \frac{P_2}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial y} + \frac{g\rho_m}{T_m} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial T_m}{\partial y}.$$

Можно записать:

$$\frac{\partial \bar{P}_2}{\partial n} = \frac{P_2}{P_1} \frac{\partial \bar{P}_1}{\partial n} + \frac{g\rho_m}{T_m} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial \bar{T}_m}{\partial n} \quad (9.2.2)$$

Из анализа данного уравнения следует, что барический градиент на верхнем уровне  $Z_2(P_2)$  определяется двумя факторами:

$$\frac{P_2}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial n} -$$

барическим градиентом на нижнем уровне  $Z_1(P_1)$ , умноженным на отношение  $\frac{P_2}{P_1}$ ,

$$\frac{g\rho_m}{T_m} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial T_m}{\partial n} -$$

дополнительным термическим градиентом, пропорциональным толщине рассматриваемого слоя  $(Z_2 - Z_1)$  и величине горизонтального градиента температуры данного слоя  $\frac{\partial T_m}{\partial n}$ , направленного параллельно барическому градиенту.

С увеличением высоты  $\rho_m$  и  $T_m$  уменьшаются,  $(Z_2 - Z_1)$  растет. В результате дополнительный градиент возрастает.

Напротив, первый член уравнения  $\frac{P_2}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial n}$  быстро убывает с высотой вместе с падением давления  $P_2$ . Таким образом, с высотой дополнительный градиент оказывает большее влияние на величину барического градиента на верхнем уровне.

В результате с возрастанием высоты барический градиент верхнего уровня стремится приблизиться по направлению к среднему термическому градиенту, а изобары – к средним изотермам.

Следовательно, на высотах нескольких километров в атмосфере области высокого давления совпадают с очагами тепла, а области низкого давления – с очагами холода.

Для выяснения связи между изменениями давления на различных уровнях тропосферы и у Земли продифференцируем выражение (9.2.1) по времени  $t$ :

$$\frac{\partial P_1}{\partial t} = \frac{P_1}{P_2} \frac{\partial P_2}{\partial t} - \frac{gP_1}{RT_m^2} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial T_m}{\partial t}. \quad (9.2.3)$$

Из анализа данной формулы следует, что давление на нижнем уровне  $P_1$  (например, у поверхности Земли), во-первых, определяется изменением давления на верхнем уровне  $P_2$  с коэффициентом пропорциональности  $\frac{P_1}{P_2} > 1$ , поскольку  $P_1 > P_2$ , во-вторых, прямо пропорционально изменению средней температуры слоя  $(Z_2 - Z_1)$  и толщине этого слоя и обратно пропорционально квадрату средней температуры данного слоя.

Предполагая, что средняя температура данного слоя  $(Z_2 - Z_1)$  не изменяется, т.е.

$$\frac{\partial T_m}{\partial \alpha} = 0, \text{ тогда } \frac{\partial P_1}{\partial \alpha} = \frac{P_1}{P_2} \frac{\partial P_2}{\partial \alpha}.$$

В этом случае, изменению давления вверху должно соответствовать большее изменение давления у поверхности Земли. При этом, изменения давления на уровнях  $Z_1(P_1)$  и  $Z_2(P_2)$  относятся, как абсолютные величины давления:

$$\frac{\frac{\partial P_1}{\partial \alpha}}{\frac{\partial P_2}{\partial \alpha}} = \frac{P_1}{P_2}.$$

При увеличении температуры в слое  $(Z_2 - Z_1)$ , изменение давления у поверхности Земли становится меньше, при убывании температуры – наоборот, больше.

Если на верхнем уровне  $Z_2(P_2)$  давление не меняется, т.е.  $\frac{\partial P_2}{\partial \alpha} = 0$ , то изменение давления у поверхности Земли целиком сводится ко вторичному члену:

$$\frac{\partial P_1}{\partial \alpha} = -\frac{gP_1}{RT_m^2} (Z_2 - Z_1) \frac{\partial T_m}{\partial \alpha}.$$

В этом случае при росте температуры в атмосфере давление внизу падает, при понижении температуры – давление, наоборот, возрастает.

Следовательно, под уровнем с неизменным давлением в тёплом воздухе условия благоприятны для понижения давления, в холодном – для повышения.

Примем за нижний уровень  $Z_2(P_2)$ , тогда верхний уровень –  $Z(P_Z)$  и рассмотрим изменение давления выше этого уровня при  $P_2 = \text{const}$ .

$$\frac{\partial P_Z}{\partial \alpha} = \frac{P_Z}{P_2} \frac{\partial P_2}{\partial \alpha} + \frac{gP_Z}{RT_m^2} (Z - Z_2) \frac{\partial T_m}{\partial \alpha}.$$

При

$$\frac{\partial P_2}{\partial \alpha} = 0, \quad \frac{\partial P_Z}{\partial \alpha} = \frac{gP_Z}{RT_m^2} (Z - Z_2) \frac{\partial T_m}{\partial \alpha}$$

повышение температуры слоя приводит к росту давления  $P_Z$  на вышележащем уровне  $Z$ , понижение температуры – к падению давления.

- **В нижней тропосфере знаки изменения давления и средней температуры слоя противоположны, в средней и верхней – совпадают**

Адвекция тепла сопровождается падением давления воздуха в нижнем слое и его увеличением в верхнем, адвекция холода благоприятствует росту давления внизу и его уменьшению в верхних слоях атмосферы.

Неодинаковая зависимость между изменениями температуры и давления воздуха во всей толще тропосферы указывает на существование уровня, где происходит смена знака этой зависимости. Наблюдающаяся у поверхности Земли и в самом нижнем слое тропосферы обратная зависимость между изменениями температуры и давления с высотой уменьшается, пока не достигает нуля. Выше этого уровня в свободной атмосфере связь между изменениями температуры и давления прямая.

Данный уровень носит название уровня компенсации. Средняя высота данного уровня – около 3-4 км. Высота уровня компенсации не остается постоянной, а меняется в зависимости от сезона, широты места, синоптической ситуации. Например, зимой она ниже и располагается примерно на высоте 3-4 км, что соответствует высоте  $AT_{700}$ , летом – выше – примерно на высоте  $AT_{700}$ . В южных широтах уровень компенсации в среднем выше, чем в северных, над циклонами ниже, чем над антициклонами.

### 9.2.3. Локальные изменения давления

Изменение давления воздуха на станции (*локальное изменение давления*) определяется горизонтальным переносом барических систем (*трансляционные изменения*) и их эволюцией (*эволюционные изменения*).

Для изменений давления воздуха можем записать

$$\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{Loc} = \frac{\partial P}{\partial t} - \left(u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y}\right) = \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{Evol} + \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{Trans}.$$

Для примера рассмотрим изменение давления в точке **A** под влиянием эволюции и трансляции (*рис. 9.3*).

Пусть циклон без изменения давления в центре сместился за время  $\delta t$  из положения  $t_1$  в положение  $t_2$  (*рис. 9.3a*). Эволюционные изменения давления при этом равны нулю. Но давление в т. **A** изменилось и за время  $\delta t = t_2 - t_1$  составило 10 гПа. Эти изменения давления в т. **A** – чисто трансляционные.

Пусть давление на первой замкнутой изобаре циклона в начальный момент времени составляло 985 гПа, на последней – 995 гПа. Циклон, не изменяя своего положения, за время  $\delta t$  заполнился на 10 гПа (*рис. 9.3б*).

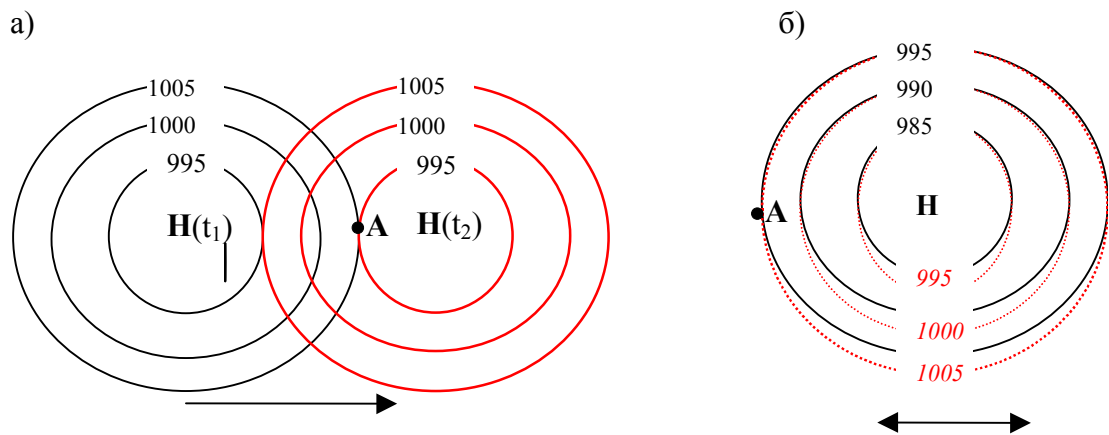


Рис. 9.3. Трансляционные (а) и эволюционные (б) изменения давления в т. А

Давление на последней замкнутой изобаре через  $\delta t$  изменилось и составило 1005 гПа, на первой – 995 гПа. В точке А давление понизилось на 10 гПа – до 995 гПа. Такое изменение давления является чисто эволюционным.

На картах погоды характеристикой локального изменения давления воздуха являются барические тенденции (изменение давления за последние 3 часа), поэтому их можно рассматривать, как сумму трансляционных и эволюционных изменений давления.

### 9.3. Динамические изменения давления воздуха

Динамические изменения атмосферного давления возникают при горизонтальном переносе воздуха вследствие нестационарности движений в атмосфере, т.е. при наличии отклонения ветра от геострофического. Это имеет место в зонах сходимости или расходимости течений, при циклонически или антициклонически изогнутых изобарах и изогипсах, в местах сгущения или, наоборот, разрежения изобар, где вследствие инерции скорости происходит накопление или растекание воздушных масс. Это обуславливает, соответственно, динамический рост давления в одном месте и динамическое падение давления в другом.

С другой стороны, динамические изменения давления (накопление или разрежение масс воздуха) обуславливают развитие вертикальных движений от нестационарности. Кроме вертикальных движений от нестационарности в свободной атмосфере, различают ещё вертикальные движения в приземном слое трения, обусловленные сходимостью и расходимостью воздушных течений у поверхности Земли, а также вертикальные движения, обусловленные динамической турбулентностью и термической конвекцией.

С этими вертикальными движениями связано адиабатическое (за счёт внутренней энергии) нагревание масс воздуха вследствие динамического сжатия при нисходящих движениях и адиабатическое охлаждение вследствие динамического расширения при восходящих движениях. Динамические изменения давления, вызывая сжатие или расширение объёма, обуславливают динамические изменения температуры воздуха.

С динамическими изменениями атмосферного давления связаны возникновение и эволюция барических образований.

Формулу для локального изменения во времени давления можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial P_0}{\partial t} = \left(\frac{\partial P_0}{\partial t}\right)_1 + \left(\frac{\partial P_0}{\partial t}\right)_2 = k_1 T_v H_n \sin \xi + k_2 T_v^2 [2H_{ns} \cos 2\xi - H_{ms} \sin 2\xi + \frac{H_n}{r} \sin 2\xi], \quad (9.3.1)$$

где:

$$\left(\frac{\partial P_0}{\partial t}\right)_1 = k_1 T_v H_n \sin \xi \text{ — адвективное изменение давления у Земли по первому при-}$$

ближению,



$$\left(\frac{\partial P_0}{\partial t}\right)_2 = k_2 T_v^2 [2H_{ns} \cos 2\xi - H_{nn} \sin 2\xi + \frac{H_n}{r} \sin 2\xi - \text{динамическое изменение давлени}$$

ния по второму приближению,

$k_1$  и  $k_1$  – положительные коэффициенты,

$T_v$  – численное значение горизонтального градиента температуры  $\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)$ ,

$H_n$  – численное значение горизонтального градиента геопотенциала на поверхности  $AT_{700} \left(\frac{\partial H}{\partial n}\right)$ ,

$H_{ns}$  – изменение градиента (густоты изогипс) в направлении движения (величина, характеризующая сходимость или расходимость изогипс –  $\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial H}{\partial n}\right)$  и положительная при сходимости изогипс, отрицательная при их расходимости),

$H_{nn}$  – изменение градиента  $H$  в направлении нормали к изогипсам в сторону увеличивающихся значений геопотенциала  $\left(\frac{\partial^2 H}{\partial n^2}\right)$ , величина положительная при сгущении изогипс вдоль нормали и отрицательная – при их разрежении,

$r$  – радиус кривизны изогипс (положительный при циклонической кривизне изогипс, отрицательный – при антициклонической),

$\xi$  – угол между изогипсами  $H$  и изотермами  $T$ , отсчитываемый от изогипсы к изотерме.

Как следует из формулы (9.3.1), *динамическое изменение атмосферного давления зависит от квадрата горизонтального градиента температуры*. Следовательно, интенсивность динамических изменений быстро возрастает с увеличением горизонтальных контрастов температуры.

Кроме того, *динамическое изменение давления зависит от величины изменения градиента как по потоку, так и по нормали к движению*

Изменение градиента давления по потоку определяется сходимостью или расходимостью изогипс  $AT$ , а изменение градиента давления по нормали – сгущением или разрежением изогипс  $AT$  в сторону низкого или высокого давления. Динамическое изменение давления зависит также и от кривизны изобар – циклонической или антициклонической. Причём, динамический рост или падение давления характеризуются соответственно, положительными или отрицательными знаками каждого из них.

Таким образом, динамические изменения давления, кроме зависимости от квадрата горизонтального градиента температуры, определяются сходимостью или расходимостью изогипс, их сгущением или разрежением вдоль нормали, а также их кривизной.

- **Если изотермы и изогипсы пересекаются под углом, равным  $90^\circ$  или близким к нему, а также, если они параллельны или пересекаются под очень малым углом, то величина динамического изменения давления в основном определяется только сходимостью или расходимостью изогипс, независимо от характера адвекции тепла или холода**
- **Если же изотермы и изогипсы пересекаются под углом, равным  $45^\circ$  или близким к нему, то величина динамического изменения давления в основном зависит от сгущения или разрежения изогипс, от их кривизны и характера адвекции**

При этом углы адвекции считаются положительными при отклонении изотерм влево от изогипс, что соответствует адвекции холода, и отрицательными, если изотермы отклоняются вправо от изогипс, что соответствует адвекции тепла.

**Итак, динамические изменения давления определяются структурой термобарического поля тропосферы:**

- Если структура термобарического поля тропосферы такова, что изогипсы пересекаются с изотермами под углами, меньшими  $45^\circ$ , то в области сходящихся изогипс всегда будет иметь место динамический рост давления, а в области расходящихся – динамическое падение давления.
- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами, большими  $45^\circ$ , то, наоборот, в области сходящихся изогипс будет иметь место динамическое падение давления, а в области расходящихся изогипс – динамический рост давления.
- Если изогипсы и изотермы пересекаются под углами, равными  $45^\circ$ , то динамическое изменение давления равно нулю как в области сходящихся, так и расходящихся изогипс.
- При параллельности изогипс и изотерм наибольший рост давления будет иметь место в области сходимости изогипс, наибольшее падение давления в области расходимости изогипс. Наоборот, при углах адвекции  $90^\circ$  наибольший рост давления происходит в области расходимости изогипс, наибольшее падение – в области сходимости изогипс.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами, близкими к  $45^\circ$ , и имеет место адвекция холода, то при сгущении изогипс в сторону высоких значений происходит динамическое падение давления, а при их разрежении – динамический рост давления.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами, близкими к  $45^\circ$ , и имеет место адвекция тепла, то при сгущении изогипс в сторону высоких значений происходит динамический рост давления, а при их разрежении – динамическое падение давления.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами  $90^\circ$  или параллельны, то динамическое падение давления при сгущающихся и разрежающихся изогипсах в сторону высокого или низкого давления равно нулю.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами, равными  $45^\circ$ , то динамическое изменение давления при адвекции холода и адвекции тепла как при сгущающихся, так и при разрежающихся изогипсах достигают, соответственно, максимальных значений.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами, близкими к  $45^\circ$ , и имеет место адвекция холода, то при циклонической кривизне происходит динамический рост давления, при антициклонической кривизне и адвекции холода происходит динамическое падение давления.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами, близкими к  $45^\circ$ , и имеет место адвекция тепла, то при циклонической кривизне происходит динамическое падение давления, при антициклонической кривизне и адвекции тепла происходит динамический рост давления.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами  $90^\circ$  или совпадают по направлению, то динамическое изменение давления вследствие циклонической или антициклонической кривизны равно нулю.

- Если изогипсы пересекаются с изотермами под углами, равными  $45^\circ$ , то динамическое изменение давления вследствие циклонической или антициклонической кривизны как при адвекции тепла, так и при адвекции холода достигает максимальных значений.

- **Из всех факторов, наиболее существенными для динамического изменения давления являются сходимость и расходимость изогипс.**

#### 9.4. Распределение атмосферного давления на Земном шаре

Основной формой представления атмосферного давления являются приземные карты погоды, где барическое поле выражено изобарами, а также картами абсолютной топографии основных изобарических поверхностей, где барическое поле выражено изогипсами.

На синоптических картах в барическом поле обнаруживаются крупномасштабные барические системы, связанные с определёнными полями ветра, фронтами, типичными облачными системами. Основными формами барического рельефа являются циклоны, антициклоны, барические ложбины и гребни, седловины, высотные фронтальные зоны.

При осреднении давления по широтным кругам с целью устранения зональных различий, связанных с распределением материков и океанов, как результат получается ряд зональных поясов давления (рис. 9.4).

<b>Максимум (полярные широты)</b>	90 ° с.ш.	<b>Северное полушарие</b>
<b>Минимум (умеренные широты)</b>	60 ° с.ш.	
<b>Максимум (субтропические широты)</b>	30 ° с.ш.	
<b>Минимум (экваториальные широты)</b>	00 °	<b>Экватор</b>
<b>Максимум (субтропические широты)</b>	90 ° ю.ш.	<b>Южное полушарие</b>
<b>Минимум (умеренные широты)</b>	90 ° ю.ш.	
<b>Максимум (полярные широты)</b>	90 ° ю.ш.	

Рис. 9.4. Схематическое изображение поясов давления на уровне моря при условии однородности поверхности Земли

Материки нарушают эту картину за счёт эффектов как динамического (накопление или отток воздушных масс) так и термического (прогревание или охлаждение) происхождения. Динамические эффекты максимальны в случаях, когда на материке есть горные хребты.

Более очевидный механизм влияния материков на атмосферную циркуляцию – это тепловой контраст между сушей и морем. Летом воздух над материками более тёплый и менее плотный, чем над океанами, поэтому области низкого давления имеют тенденцию располагаться над материками, а области высокого – над океанами. Зимой, когда над материками воздух более холодный и более плотный, чем над океанами, наблюдается обратная ситуация. Различия между летними и зимними условиями особенно заметны в северном полушарии.

На картах, составленных по многолетним наблюдениям (климатических картах) за атмосферным давлением за месяц, сезон или год, прослеживаются области высокого или низкого давления в определённых районах Земного шара.

Эти области называются климатологическими центрами действия атмосферы (ЦДА).

Некоторые ЦДА прослеживаются в течение всего года, их относят к постоянным центрам действия атмосферы. Например, экваториальная депрессия, океанические субтропические антициклоны северного и южного полушарий.

Другие ЦДА проявляются над континентами или океанами только в том или ином сезоне. Их называют сезонными центрами действия атмосферы. Так зимой на климатических картах над континентами располагаются антициклоны, которые летом сменяются депрессиями. Океаны, наоборот, зимой заняты областями пониженного давления, летом – повышенного.

4Идеализированная четырехсекторная (Афро-Евразия, Северная Америка, Тихий и Атлантический океаны) модель дает следующую картину распределения давления (*рис. 9.5*).

✓ Зима: океаны заняты областями пониженного давления с центрами над Беринговым морем (Тихий океан) и Исландией (Атлантика), материковые секторы – полем повышенного давления с центрами над Монголией (Афро-Евразия) и Канадой (Северная Америка).

✓ Лето: океаны заняты областями повышенного давления с центрами над Гавайями (Тихий океан) и Азорскими островами (Атлантика), материковые секторы – полем пониженного давления с центрами над Афганистаном (Афро-Евразия) и США (Северная Америка). Над полюсом и Исландией располагаются циклоны.

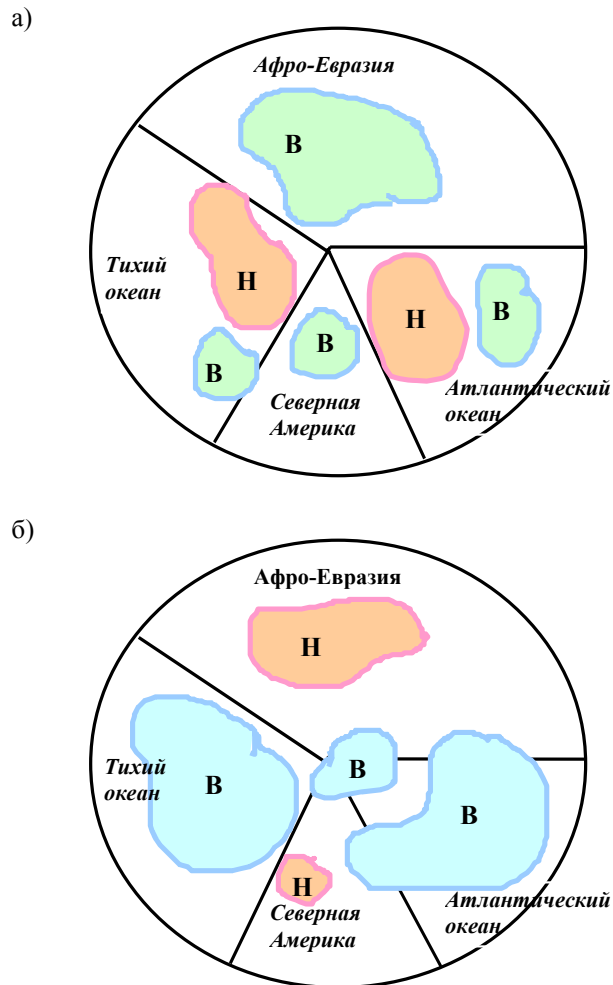


Рис. 9.5. Идеализированная картина распределения давления в северном полушарии.

Четырехсекторная модель: зима (а), лето (б)

У западных берегов Северной Америки располагается небольшой антициклон, в субтропических широтах Атлантики - область повышенного давления.

Следовательно, прослеживается довольно четкое преобладание над материками зимой областей высокого давления, летом – пониженного. Над океанами, наоборот, зимой условия благоприятствуют развитию циклонической деятельности, летом океаны заняты обширными областями повышенного давления.

## 9.5. Поле ветра

Ветер – векторная величина и характеризуется направлением и числовым значением или модулем.

- **Ветер – это движение воздуха относительно земной поверхности**

В метеорологии под ветром понимается горизонтальная составляющая этого движения. Именно она определяется с помощью стационарных приборов – флюгера, анемометра.

Но необходимо помнить, что, кроме горизонтальных составляющих вектора ветра, измеряемых в м/с или км/ч, имеется ещё и вертикальная составляющая ветра, которая значительно меньше горизонтальной составляющей – порядка см/с. Вертикальная составляющая ветра не измеряется, а рассчитывается специальными методами, при характеристике вертикальных перемещений воздушных масс. Вертикальная составляющая ветра проявляется особенно значительно в случае ярко выраженной конвекции и при орографических опусканиях воздушных масс (фён, бора). В этом случае вертикальная скорость может превышать 20 м/с.

Поле ветра тесно связано с полем давления. Связь между ветром и горизонтальным распределением атмосферного давления выражается в том, что ветер отклоняется от барического градиента в северном полушарии вправо, в южном – влево. Причём, угол отклонения близок к прямому в свободной атмосфере и менее  $90^\circ$  в приземном слое вследствие действия силы трения.

Если смотреть по направлению ветра (в северном полушарии), то наиболее низкое давление будет слева и несколько впереди, что известно, как *закон Бейс-Бало*. Данная связь широко используется в синоптической практике при согласовании полей ветра и давления.

При проведении изобар и изогипс обязательно учитывают скорость и направление ветра, что выражается в густоте изобар и изогипс.

Атмосферные движения, как и всякие движения, определяются взаимодействием нескольких сил, что находит свое отражение в соответствующих уравнениях.

### 9.5.1. Системы координат

Для записи уравнений движения могут быть использованы различные системы координат.

Существует несколько наиболее широко используемых систем координат, имеющих как общие черты, так и существенные различия.

Рассмотрим системы координат, горизонтальное представление полей которых не меняется, а различается по типам вертикальной координаты: *Z-система*, *P-система*,  *$\theta$ -система*,  *$\sigma$ -система*.

#### **Z-система координат**

Наиболее простой является Z-система (прямоугольная декартовая система координат), в которой ось X направлена вдоль широтного круга с запада на восток, ось Y – с юга на север вдоль меридиана, ось Z – в сторону увеличения высоты:

Координатными поверхностями являются уровни  $Z=\text{const}$ , которые фиксированы относительно земной поверхности.

#### **Недостатки данной системы заключаются в следующем.**

- При использовании данной системы возникают трудности при задании верхней границы атмосферы.
- Метеорологические наблюдения с помощью радиозондирования передаются для стандартных изобарических поверхностей, следовательно, при применении Z-системы требуется пересчёт от координатных поверхностей  $Z=\text{const}$  к стандартным изобарическим поверхностям.

#### **P-система координат**

В P-системе в качестве вертикальной координаты используется атмосферное давление.

В P-системе координатными поверхностями являются изобарические поверхности ( $P=\text{const}$ ), например  $AT_{850}$ ,  $AT_{700}$ ,  $AT_{500}$  и т.д. Направления осей X и Y те же, что и в Z-системе, вертикальная ось P имеет противоположное направление, т.е. в сторону уменьшения высоты (к земной поверхности), т.е. в сторону роста атмосферного давления.

#### **Данная система имеет преимущества по сравнению с Z-системой:**

- Во-первых, сразу однозначно задается верхняя граница атмосферы, где  $P=0$ .
- Во-вторых, не требуется пересчёта при использовании аэрологических наблюдений в атмосфере.



### Недостатки Р-системы:

- К недостаткам Р-системы следует отнести зависимость координат фиксированной точки относительно земной поверхности ( $X, Y, P$ ) от времени, тогда как в Z-системе координаты со временем изменяться не будут.

- Общим недостатком Z-системы и Р-системы является пересечение горизонтальных координатных поверхностей полем топографии. Поле топографии как бы вырезает в координатных поверхностях нерегулярные отверстия – «дыры» (рис. 9.6):

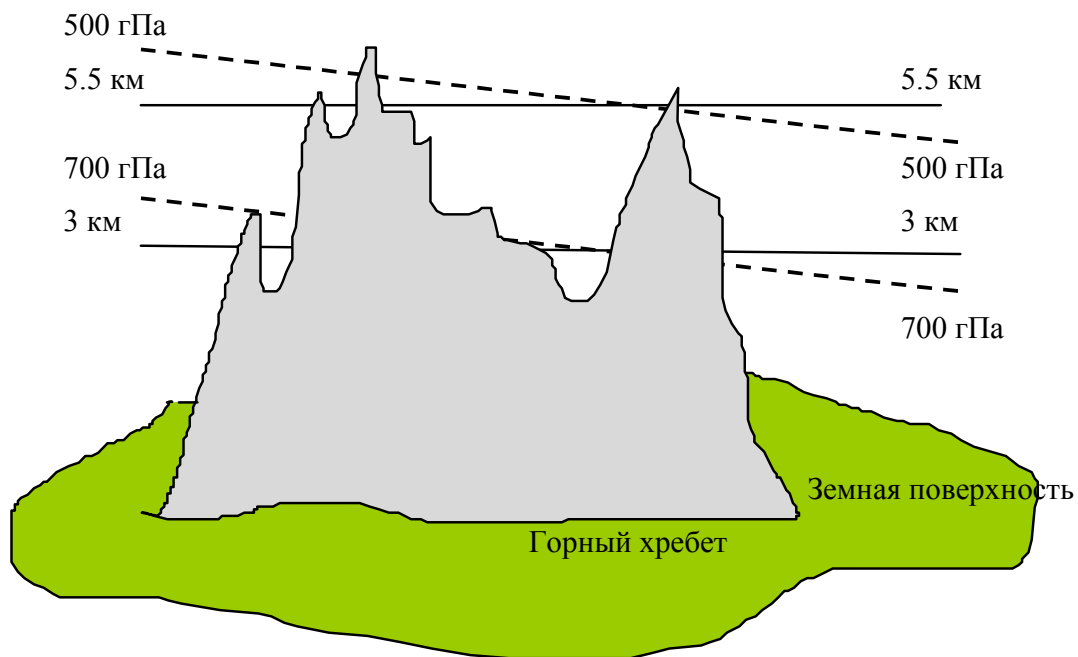


Рис. 9.6. Пересечение координатных поверхностей  $Z=const$  и  $P=const$  полем топографии

А поскольку на Земном шаре существуют горные системы высотой 1.5-10 км, то значение данного фактора нельзя недооценивать.

- В Z-системе границы «дыр» не меняются – они фиксированы относительно земной поверхности.

- В Р-системе «дыры» как бы «дышат», т.е. размер этих отверстий меняется со временем, что вносит затруднения при численном моделировании.

В синоптической метеорологии такими «дырами» практически пренебрегают, используя приёмы интерполяции. Но при прогнозировании гидрометеорологических явлений и элементов погоды следует обязательно учитывать ход метеорологических элемен-

тов в горных районах. Могут также возникать сложности при проведении изобар в горных районах – на фоне слабых ветров имеет место сильное сгущение изобар. В этом случае проводят орографические изобары:

### **θ-система координат**

Поскольку движения в реальной атмосфере квазиadiaбатические (протекающие без обмена между перемещающейся частицей воздуха и средой), а консервативной характеристикой адиабатического процесса является потенциальная температура, то нередко используется изэнтропическая система координат – θ-система. Здесь координатные поверхности являются поверхностями равной потенциальной температуры – изэнтропические поверхности ( $\theta = \text{const}$ ). В качестве вертикальной координаты вместо  $Z$  используют потенциальную температуру.

Недостатком данной системы, так же, как и для  $Z$ -системы и  $P$ -системы, является пересечение координатных поверхностей с топографией Земли.

### **σ-система координат**

Таким недостатком не обладает  $\sigma$ -система, где в качестве вертикальной координаты используется отношение  $\sigma = P/P_0$ . Направление вертикальной оси  $\sigma$  такое же, как в  $P$ -системе, т.е. к поверхности Земли.

В данной системе давление на верхней границе атмосферы автоматически обращается в 0, следовательно,  $\sigma$  на верхней границе атмосферы равна 0, на нижней –  $\sigma = 1$ .

### **Цилиндрическая система координат**

Для анализа локальных процессов, например, при изучении атмосферных вихрей – циклонов и антициклонов, нередко применяется цилиндрическая система, где вертикальная ось проводится в центре барического образования и последнее рассматривается практически как цилиндр.

### **Сферическая система координат**

При изучении атмосферных движений большого масштаба применима сферическая система координат – для рассмотрения процессов на сфере. Сферическая система в качестве вертикальной координаты использует  $Z$ , но затрагивает горизонтальную плоскость  $XOY$ .

Однако, при решении задач краткосрочного прогноза погоды на ограниченной площади обычно применяется прямоугольная декартова система координат, где вместо координаты  $Z$  (высоты) используется  $P$  (атмосферное давление). Принимается, что плос-

кость  $XOY$  совпадает с плоскостью географической карты, а ось  $P$  располагается перпендикулярно этой плоскости.

Изобарические поверхности, в отличие от уровенных, не параллельны уровню моря и не параллельны между собой.

Однако, с достаточной для практических целей точностью принимается, что производные по переменным  $X$  и  $Y$  от метеорологических величин – температуры воздуха, влажности и др., выраженные по данным на горизонтальной плоскости  $P = \text{const}$ , где

$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial y} = 0$ , равны производным (по  $X$  и  $Y$ ), вычисленным по данным на горизонтальной поверхности, высота которой равна средней высоте соответствующей ей изобарической поверхности.

Трудно сформулировать правило, согласно которому можно определять, когда следует использовать ту или иную систему координат – это определяется типом решаемой задачи.

### **Натуральная система координат**

При анализе синоптических карт применяется натуральная система координат, горизонтальная система, где в качестве горизонтальных координат используются: вместо оси  $X$  – касательная к изогипсе ( $S$ ), вместо оси  $Y$  – нормаль к изогипсе  $n$  (направление которой противоположно направлению оси  $Y$ ), а также нормаль к изотерме –  $v$ ,  $\xi$  – угол между изотермой и изогипсой, так называемый, угол адвекции (за положительное принимается направление против часовой стрелки от изогипсы к изотерме, *рис. 9.7*).

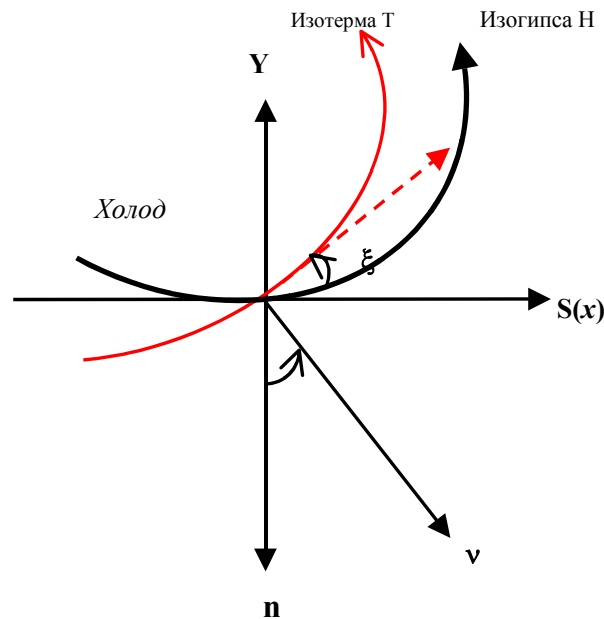


Рис. 9.7. Натуральная система координат

### 9.5.2. Силы, действующие в атмосфере

Перемещение воздушных частиц происходит в атмосфере под действием нескольких сил: силы барического градиента, силы Кориолиса, центробежной силы, силы трения.

#### Сила барического градиента

Сила барического градиента – единственная движущая сила. Другие силы – отклоняющая сила вращения Земли (сила Кориолиса), сила трения, центробежная сила (при криволинейном движении воздушных частиц), действуют как модифицирующие, т.е. либо отклоняют, либо тормозят уже возникшее движение.

- Силой, вызывающей атмосферные движения, является сила барического градиента

Сила барического градиента  $\mathbf{G}$  имеет составляющие вдоль горизонтальных и вертикальной осей координат:  $G_x$ ,  $G_y$ ,  $G_z$ .

$$G_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad G_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad G_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = g.$$

Последнее соотношение для  $G_z$  легко получить, используя основное уравнение статики атмосферы:  $\partial P = -\rho g dz$ .

Заменяя соотношения по осям X и Y  $\frac{\partial P}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial P}{\partial y}$  значениями градиента геопотенциальных высот  $\frac{\partial H}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial H}{\partial y}$ , получим:

$$G_x = -g \frac{\partial H}{\partial x}, \quad G_y = -g \frac{\partial H}{\partial y}.$$

Данные соотношения вытекают из рассмотрения прироста давления  $dP$  при перемещении из точки А в точку В на изобарической поверхности  $P=\text{const}$  (рис. 9.8).

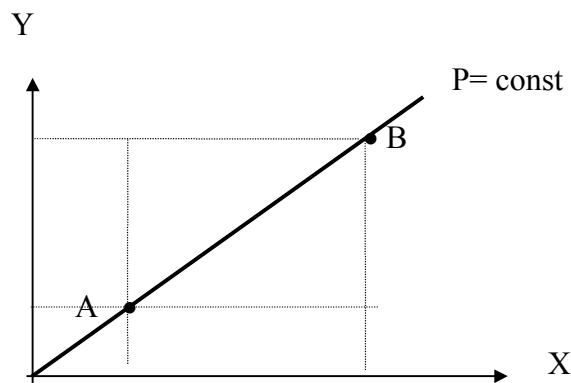


Рис. 9.8. Переход из т. А в т. В вдоль изобарической поверхности  $P=\text{const}$

Поскольку  $P=\text{const}$ , то в этом случае

$$dP = \frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial z} dz = 0$$

или

$$\frac{\partial P}{\partial x} dx = -\frac{\partial P}{\partial z} dz, \quad \partial P = -\rho g dz, \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad \frac{\partial P}{\partial x} dx = \rho g dz.$$

Отсюда

$$\frac{\partial P}{\partial x} \approx \rho g \frac{\partial z}{\partial x}.$$

До высоты 20 км в атмосфере можно принять  $g=\text{const}$  и значение геопотенциальной высоты  $H$  равным простой геометрической высоте  $Z$ . Тогда

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \approx g \frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \approx g \frac{\partial H}{\partial y},$$

что и требовалось получить.

Горизонтальная слагающая силы барического градиента (в метеорологии её принято называть просто силой барического градиента) в десятки тысяч раз меньше вертикальной (численная её величина имеет порядок  $0.1 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-2}$ ). Однако при непрерывном действии силы горизонтального барического градиента равномерно-ускоренное движение воздуха быстро приобрело бы весьма значительную скорость (несколько десятков м/с).

Этому препятствует наличие других сил в атмосфере, которые действуют при уже начавшемся движении – модифицирующих сил.

### Отклоняющая сила вращения Земли

Если на поверхности Земли, вращающейся с угловой скоростью  $\omega$ , находится движущаяся со скоростью  $V$  (скорость относительно Земли) воздушная частица (или любое тело), то на неё действует сила Кориолиса – отклоняющая сила вращения Земли ( $K$ ).

Сила  $K$  физически представляет собой лишь эффект инерции, которому подвержено любое движение на вращающейся Земле, независимо от направления:

$$K = -[2\omega V],$$

Сила Кориолиса пропорциональна скорости  $V$  и направлена перпендикулярно вектору скорости  $V$  и  $\omega$ :

Из выражения  $K = -[2\omega V]$  видно, что  $K$  возрастает с увеличением широты  $\varphi$  от экватора, где  $\varphi=0$ , к полюсу, где  $\varphi=90^\circ$ . Кроме того,  $K$  возрастает с увеличением скорости перемещения движущегося тела или воздушной массы.

Сила Кориолиса действует на все движущиеся тела или частицы воздуха, отклоняя их в северном полушарии вправо (в южном – влево) от направления движения.

$$K = -2 \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ \mathbf{u} & \mathbf{v} & \mathbf{w} \end{vmatrix} = -2 \left[ \mathbf{i}(\omega_y w - v \omega_z) - \mathbf{j}(\omega_x w - u \omega_z) + \mathbf{k}(\omega_x v - u \omega_y) \right]$$

Угловая скорость вращения Земли представляет собой векторную величину, направленную по оси вращения  $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ . Численное значение угловой скорости равно  $7.2921 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ .

Для определения составляющих вектора угловой скорости вращения Земли на оси X, Y и Z направим ось Y вдоль меридиана с юга на север, ось X – вдоль широты  $\varphi$  с запада на восток, тогда составляющие вектора  $\omega$  на оси X, Y, Z (рис. 9.9).

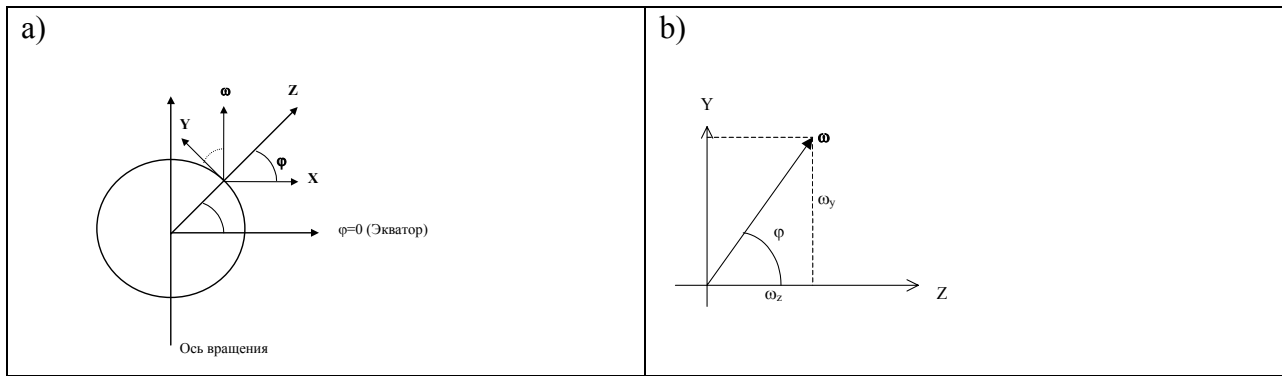


Рис. 9.9. Представление вектора угловой скорости вращения Земли (a) и проекции  $\omega$  на оси Y и Z (b)

Тогда составляющие вектора угловой скорости вращения Земли на соответствующие оси:

$$\omega_x = 0, \quad \omega_y = \omega \cos \varphi, \quad \omega_z = \omega \sin \varphi, \quad \ell = \omega \sin \varphi.$$

Отсюда

$$\mathbf{K}_x = 2v\omega_z = \ell v, \quad \mathbf{K}_y = -2u\omega_z = -\ell u,$$

где  $\ell$  – параметр Кориолиса.

### Сила трения

Сила трения  $\mathbf{R} \{R_x, R_y, R_z\}$  оказывает тормозящее действие на перемещение воздушных масс. Основное её воздействие проявляется в приземном слое атмосферы и приводит к уменьшению величины скорости ветра и угла между вектором скорости ветра и барическим градиентом. Угол отклонения ветра от барического градиента в приземном слое составляет уже около  $40^\circ$ .

С высотой действие силы трения уменьшается, и ветер, поворачивая с высотой вправо, приближается к изобаре (изогипсе) по направлению и возрастает по скорости. Над сушей сила трения больше чем над морем, следовательно, отклонение ветра от изобары проявляется над сушей сильнее.

### Центробежная сила

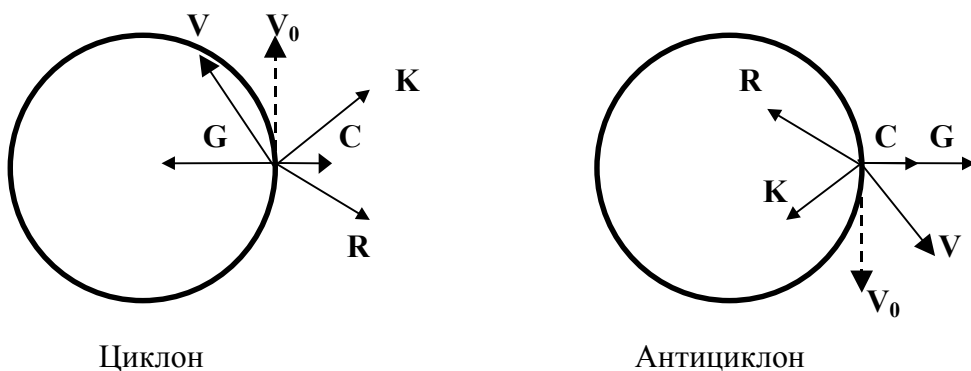
При криволинейном движении на перемещающиеся воздушные частицы действует центробежная сила  $\mathbf{C}$ , обусловленная вращением Земли вокруг оси. Центробежная сила

направлена по радиусу кривизны  $r$  траектории от центра кривизны к периферии и пропорциональна скорости движения и численно равна  $C = \frac{V^2}{r}$ , где  $V$  – скорость ветра.

Центробежная сила особенно значительна в тропических циклонах с их большими скоростями ветра и малыми радиусами кривизны (большая кривизна траекторий воздуха), а также в маломасштабных вихрях – смерчах, торнадо.

Распределение действующих сил в циклоне и антициклоне представлено на рис. 9.10.

а) У поверхности Земли:



б) В свободной атмосфере:

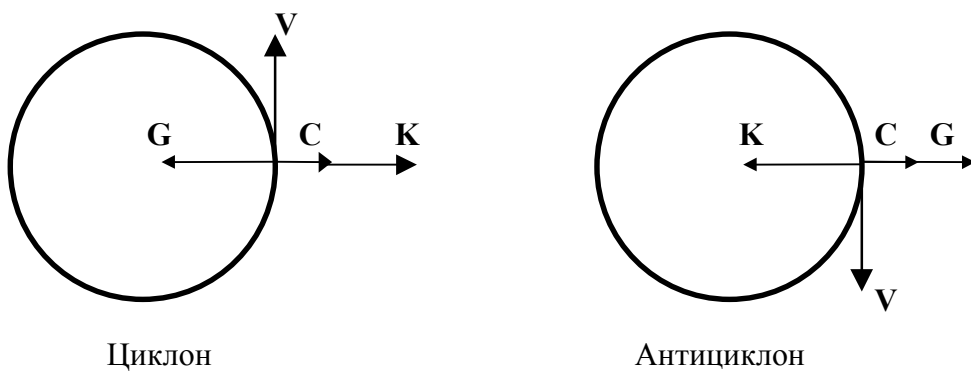


Рис. 9.10. Распределение действующих сил в циклоне и антициклоне



## 9.6. Уравнения движения

Выражением закона сохранения количества движения (2 закон Ньютона) являются уравнения, каждое из которых устанавливает баланс сил, действующих в одном из трёх взаимно перпендикулярных направлений:

- Z-система (без учёта центробежной силы):

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \ell v + R_x, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - \ell u + R_y, \\ \frac{\partial P}{\partial z} &= -\rho g.\end{aligned}$$

Последнее уравнение в Z-системе получаем, исходя из соотношения:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = g,$$

поскольку величины  $\frac{\partial w}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial w}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial w}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial w}{\partial z}$  малы, то

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = g.$$

- P-система:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \tau \frac{\partial u}{\partial p} &= -g \frac{\partial H}{\partial x} + \ell v + R_x, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \tau \frac{\partial v}{\partial p} &= -g \frac{\partial H}{\partial y} - \ell u + R_y, \\ T &= -\frac{g}{R} P \frac{\partial H}{\partial p}.\end{aligned}$$

Последнее выражение в P-системе легко получить, используя уравнение Менделеева-Клайперона  $\rho = \frac{P}{RT}$  и преобразуя основное уравнение статики атмосферы, переходя от  $\delta Z$  к  $\delta H$ :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad \frac{\partial P}{\partial H} = \frac{P}{RT} g.$$

В общем виде уравнения движения в случае горизонтального переноса можно представить как

$$\frac{dV}{dt} = G + K + R + C$$

или

$$\frac{dV}{dt} = -g \frac{\partial H}{\partial n} + \ell V + R + \frac{V^2}{r}.$$

### 9.6.1. Геострофический ветер

Рассмотрим установившееся прямолинейное горизонтальное движение при отсутствии сил трения. В этом случае

$$\frac{dV}{dt} = 0, \quad R = 0, \quad C = 0.$$

Тогда уравнения движения можно представить в виде

$$0 = G + K, \quad G = -K$$

$$g \frac{\partial H}{\partial n} = \ell V$$

или

$$0 = -g \frac{\partial H}{\partial x} + \ell v,$$

$$0 = -g \frac{\partial H}{\partial y} - \ell u.$$

Такое движение называется геострофическим, а скорость

$$V_g = \frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial n} \quad \text{или} \quad V_g = \frac{1}{\rho \ell} \frac{\partial P}{\partial n} -$$

$$u_g = -\frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial y}, \quad v_g = \frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial x},$$

$$u_g = -\frac{1}{\rho \ell} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{\rho \ell} \frac{\partial P}{\partial x}$$

скоростью геострофического ветра, где  $u$  и  $v$  – составляющие скорости геострофического ветра.

Вектор геострофического ветра направлен так, что низкое давление в северном полушарии остается слева от направления движения, а высокое – справа (рис. 9.11).

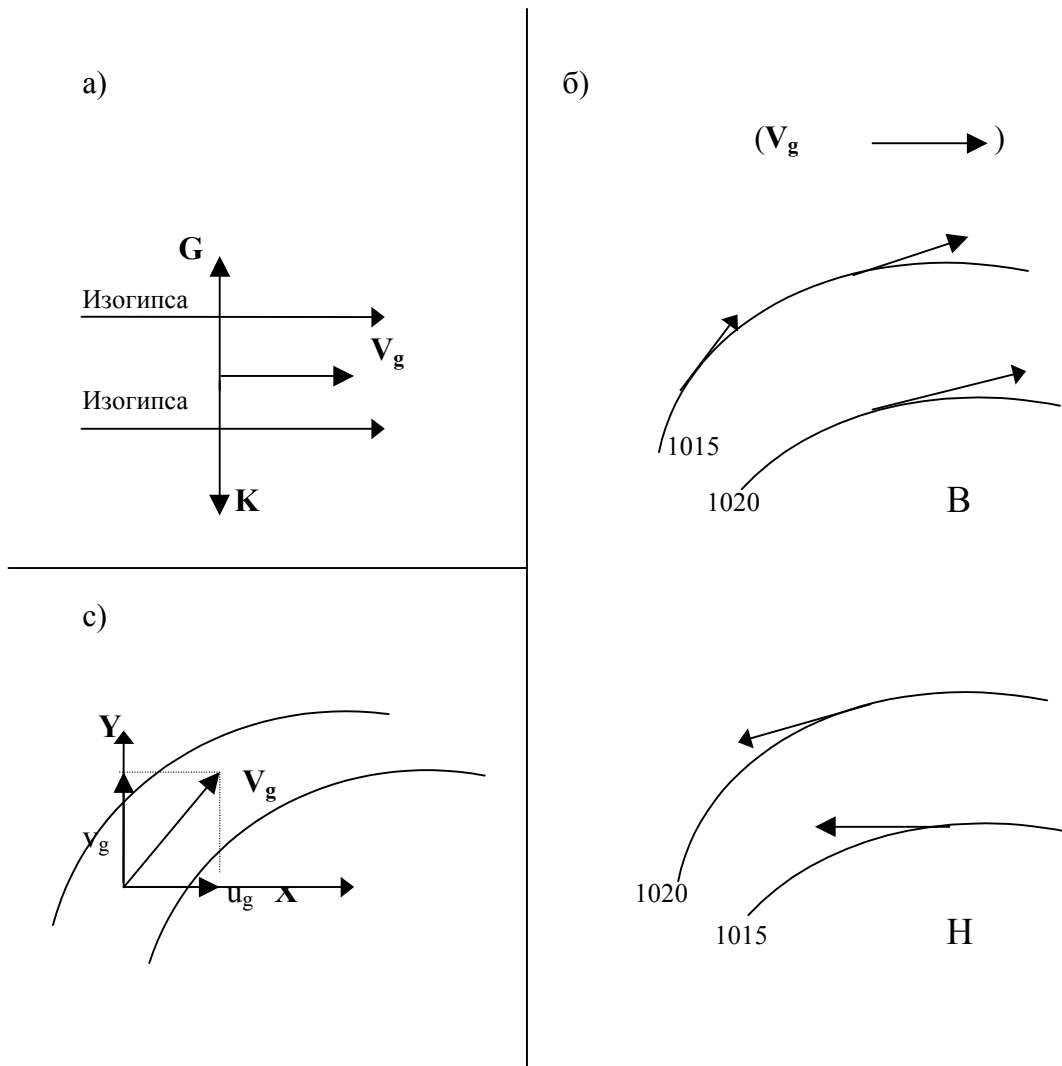


Рис. 9.11. Графическое представление геострофического ветра:

*а* – схема (прямолинейные изобары), *б* – для антициклона и циклона, *с* – составляющие вдоль координатных осей *X* и *Y*

- Другими словами, геострофический ветер – это установившееся горизонтальное прямолинейное движение воздуха при отсутствии сил трения
- Сила барического градиента и отклоняющая сила вращения Земли в случае геострофического движения равны и противоположно направлены

В центре циклона или антициклона  $\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial y} = 0$ , т.е. сила барического градиента

как источника движения отсутствует ( $G=0$ ), следовательно,  $V_g=0$ .

Скорость геострофического ветра зависит от широты места – растет от максимума на экваторе (геострофический ветер там невозможен) до минимума на полюсе. При одной

и той же скорости геострофического ветра градиенты в низких широтах меньше, чем в высоких широтах.

Кроме того, скорость геострофического ветра зависит и от плотности воздуха. Так на высоте 7 км плотность воздуха примерно вдвое меньше, чем у поверхности Земли, а следовательно, при том же расстоянии между изобарами, что и внизу, скорость геострофического ветра будет здесь вдвое больше.

### 9.6.2. Связь геострофического ветра с наклоном изобарической поверхности

Ранее мы доказали, что изобарические поверхности наклонены к горизонту под очень малыми углами. Малые величины горизонтального барического градиента

$\frac{\partial P}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial P}{\partial y}$  обусловлены малым наклоном изобарической поверхности к горизонту. Чем

больше величины  $\frac{\partial P}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial P}{\partial y}$ , тем больше угол наклона.

Следовательно, существует зависимость скорости геострофического ветра от наклона изобарической поверхности к горизонту.

Рассмотрим схему (рис. 9.12).

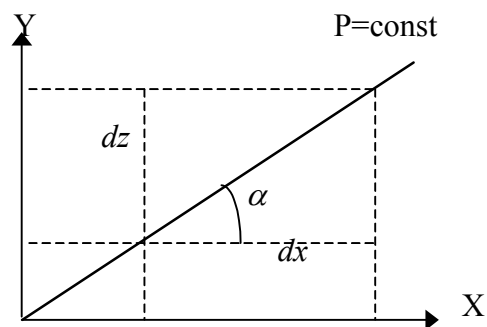


Рис. 9.12. Схема для вывода вида связи геострофического ветра  
с наклоном изобарической поверхности

Согласно схеме,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dz}{dx} = - \frac{\frac{\partial P}{\partial x}}{\frac{\partial P}{\partial z}}, \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad \frac{\partial P}{\partial x} = \rho l V_g.$$

Следовательно,

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\rho \ell V_g}{\rho g} = \frac{\ell}{g} V_g$$

$$V_g = \frac{g}{\ell} \operatorname{tg}\alpha.$$

Из последнего соотношения следует, что чем больше угол наклона изобарической поверхности к горизонту, тем выше скорость геострофического ветра.

На практике для расчёта геострофического ветра используются формулы:

$$V_g = \frac{5.4}{\sin \varphi} \frac{\partial P}{\partial n},$$

где  $\frac{\partial P}{\partial n} \approx \frac{\delta P}{\delta n}$  – градиент давления в гПа/100 км.

При  $\delta P = 5$  гПа:

$$V_g = \frac{27}{\sin \varphi} \frac{1}{\delta n},$$

где  $\delta n$  – расстояние между изобарами по нормали.

Для удобства расчётов на основании вышеприведённых формул построена градиентная линейка, с помощью которой по расстоянию между изобарами или изогипсами определяют скорость геострофического ветра с учётом широты.

### 9.6.3. Градиентный ветер

Геострофический ветер есть частный случай движения. Чаще всего движение происходит не по прямолинейным, а по криволинейным траекториям, т.е.  $C \neq 0$ .

Рассмотрим установившееся *криволинейное* движение без учёта силы трения. При этих условиях уравнение движения принимает вид:

$$\mathbf{0} = \mathbf{G} + \mathbf{K} + \mathbf{C}$$

или

$$\mathbf{0} = -g \frac{\partial H}{\partial n} + \ell V + \frac{V^2}{r}.$$

- Установившееся движение под действием силы барического градиента и модифицирующих сил – кориолисовой и центробежной, – называют градиентным (геоциклострофическим, циклострофическим)

Если предположить, что циклон и антициклон имеют одинаковые условия для начала движения (одна и та же широта, одинаковая начальная движущая сила  $\mathbf{G}$ ), тогда распределение действующих сил в циклоне и антициклоне можно представить как (рис. 9.13):

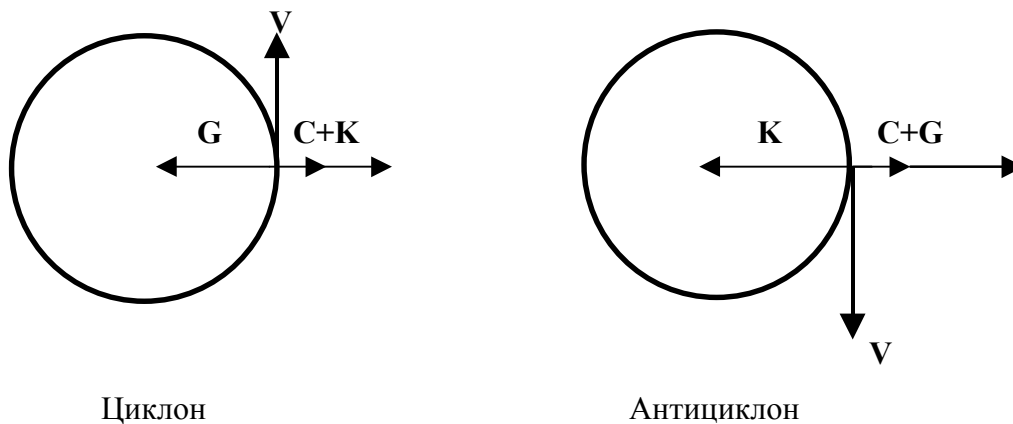


Рис. 9.13. Распределение действующих сил в случае градиентного ветра в циклоне и антициклоне

В циклоне сила барического градиента направлена к центру циклона, а модифицирующие силы – отклоняющая сила вращения Земли и центробежная, – от центра:

$$\mathbf{G} = \mathbf{K} + \mathbf{C}.$$

В антициклоне – сила барического градиента и центробежная направлены от центра, сила Кориолиса – к центру:

$$\mathbf{K} = \mathbf{G} + \mathbf{C}.$$

Но условие равновесия сил при увеличении  $\mathbf{K}$  в случае антициклонической кривизны требует увеличения скорости, т.е. при данной ситуации скорость ветра в антициклоне становится большей, чем в циклоне.

Скорость градиентного ветра в циклоне:

$$|\mathbf{G}| = |\mathbf{K}| + |\mathbf{C}|$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = \ell V + \frac{V^2}{r}, \quad V = \frac{1}{\rho \ell} \frac{\partial P}{\partial n} - \frac{1}{\ell} \frac{V^2}{r}, \quad V_{gr} = V_g - \Delta V.$$

Скорость градиентного ветра в антициклоне:

$$|\mathbf{K}| = |\mathbf{G}| + |\mathbf{C}|$$

$$\ell \mathbf{V} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}} + \frac{\mathbf{V}^2}{\mathbf{r}}, \quad \mathbf{V} = \frac{1}{\rho \ell} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}} + \frac{1}{\ell} \frac{\mathbf{V}^2}{\mathbf{r}}, \quad \mathbf{V}_{\text{gr}} = \mathbf{V}_g + \Delta \mathbf{V}.$$

Градиентный ветер является хорошим приближением к действительному ветру в свободной атмосфере циклона или антициклона.

Для практических расчётов скорости градиентного ветра используются формулы с решением квадратного уравнения

$$\mathbf{aX}^2 + \mathbf{bX} + \mathbf{c} = 0$$

$$\mathbf{X} = \frac{-\mathbf{b}^2 \pm \sqrt{\mathbf{D}}}{2\mathbf{a}}, \quad \mathbf{D} = \mathbf{b}^2 - 4\mathbf{a}\mathbf{c},$$

где  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{b}$  – коэффициенты в уравнении,  $\mathbf{c}$  – свободный член,  $\mathbf{D}$  – дискриминант.

Для случая циклонически искривленных изобар (изогипс):

$$\frac{\mathbf{V}^2}{\mathbf{r}} + \ell \mathbf{V} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad \mathbf{V}^2 + \ell \mathbf{r} \mathbf{V} - \frac{\mathbf{r}}{\rho} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}} = 0,$$

$$\mathbf{V}_{\text{gr}} = -\frac{\ell \mathbf{r}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\ell \mathbf{r}}{2}\right)^2 + \frac{\mathbf{r}}{\rho} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}}}$$

или

$$\mathbf{V}_{\text{gr}} = -\frac{\ell \mathbf{r}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\ell \mathbf{r}}{2}\right)^2 + \mathbf{r} \mathbf{g} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}}}.$$

Для случая антициклонически искривленных изобар (изогипс):

$$\frac{\mathbf{V}^2}{\mathbf{r}} - \ell \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}} = 0, \quad \mathbf{V}^2 - \ell \mathbf{r} \mathbf{V} + \frac{\mathbf{r}}{\rho} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}} = 0,$$

$$\mathbf{V}_{\text{gr}} = \frac{\ell \mathbf{r}}{2} - \sqrt{\left(\frac{\ell \mathbf{r}}{2}\right)^2 - \frac{\mathbf{r}}{\rho} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{n}}}$$

или

$$\mathbf{V}_{\text{gr}} = \frac{\ell \mathbf{r}}{2} - \sqrt{\left(\frac{\ell \mathbf{r}}{2}\right)^2 - \mathbf{r} \mathbf{g} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}}}.$$

Отметим, что в синоптической практике предпочтительнее пользоваться геострофическим, а не геоциклострофическим ветром, что связано с громоздкостью вычислений последнего.

При нестационарном движении воздушных частиц их скорость меняется на протяжении пути, траектория не будет совпадать с изобарой, следовательно, кривизна траекто-

рии будет отличаться от кривизны изобар, поэтому конечный результат расчёта может быть даже ухудшен по сравнению с расчётами геострофического ветра.

#### 9.6.4. Действительный ветер

Действительный ветер в атмосфере отличается от градиентного и геострофического. Наиболее велики эти отличия в приземном слое атмосферы, что связано с влиянием силы трения и нестационарностью атмосферных движений.

Действительный ветер можно представить как сумму

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{u}_g + \mathbf{u}', \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_g + \mathbf{v}'. \end{aligned}$$

Здесь  $\mathbf{u}'$  и  $\mathbf{v}'$  – агеострофические составляющие ветра. Их выражают через уравнения движения, что используется в расчётных схемах, реализуемых для численного прогноза. Вне рамок численных прогнозов использование их нецелесообразно из-за трудоёмкости вычислительных операций.

На практике для определения скорости ветра обычно ограничиваются использованием зависимости  $\mathbf{V} = k\mathbf{V}_g$ , где  $k$  – переходный коэффициент, который различен в зависимости от географической широты, условий орографии, величины скорости ветра и др.

Например, для широт 35-65° с.ш. предлагаются зависимости

$$\mathbf{V} = \frac{3.7}{\sin \varphi} \frac{\delta P}{\partial n} \quad (\text{море})$$

$$\mathbf{V} = \frac{2.3}{\sin \varphi} \frac{\delta P}{\partial n} \quad (\text{суша})$$

В общем случае для приближённой оценки скорости действительного ветра используются зависимости:

$$\mathbf{V} = 0.7\mathbf{V}_g \quad (\text{море}),$$

$$\mathbf{V} = 0.55\mathbf{V}_g \quad (\text{суша}).$$

Влияние трения в приземном слое сказывается в отклонении направления действительного ветра от касательной к изобарам в среднем на 35-40° над сушей и на 10-15° над морем. Величина угла отклонения меняется в зависимости от характера подстилающей поверхности, от стратификации воздуха, а также от географической широты. В сложных орографических условиях (горные районы) направление действительного ветра может отличаться от направления изобары на 90°.



В различных секторах циклона угол отклонения также различный, что можно объяснить, кроме всего прочего, различными ускорениями при нестационарном движении в перемещающемся циклоне. Другой причиной могут быть различия в стратификации воздушных масс. При неустойчивой стратификации турбулентный обмен между нижними и верхними слоями атмосферы более интенсивен. Чем неустойчивее стратификация, тем более в нижних слоях ветер приближается по величине и направлению к геострофическому ветру. К тому же, турбулентность больше при больших скоростях ветра, чем при малых; в неустойчивых воздушных массах больше, чем в устойчивых; летом над сушей больше, чем зимой. Следовательно, угол отклонения ветра от градиента при больших скоростях ветра больше, чем при малых, в неустойчивых воздушных массах больше, чем в устойчивых и т.д.

В теоретических исследованиях допускается, что в атмосфере выше пограничного слоя действительный ветер близок к геострофическому. Как показал Киффер (1971), среднее отклонение действительного ветра от изогипс на картах барической топографии около  $9-11^\circ$ , коэффициенты корреляции между геострофическим и действительным ветром составляют 0.8-0.9. При этом учёт кривизны изогипс не увеличивает точности расчёта.

Изменение вектора скорости ветра с высотой в пограничном слое атмосферы (слой от земной поверхности в среднем до 1 км) теоретически может быть представлено логарифмическим законом или спиралью Экмана, при допущениях, что коэффициент турбулентности в слое не меняется с высотой, движение горизонтальное, установившееся, изобары прямолинейны и параллельны и геострофический ветер не меняется с высотой.

В приземном слое (подслой пограничного слоя у поверхности Земли толщиной в среднем 50-100 м), где направление ветра практически не меняется, скорость быстро возрастает с высотой по логарифмическому закону.

Выше приземного слоя скорость продолжает возрастать, причём ветер поворачивает вправо (для северного полушария) до тех пор, пока не будет направлен по касательной к изогипсе, а по величине не достигнет  $V_g$ .

Высота, начиная с которой действительный ветер можно приближённо считать геострофическим, составляет в среднем 1 км, т.е. на высоте пограничного слоя атмосферы.

Эмпирические результаты довольно близко совпадают с теоретическими.

При анализе полей ветра следует учитывать, что в приземном слое шероховатая поверхность Земли не только тормозит движение воздушных масс, но сужает поперечный

разрез течения, вносит отклонения в направление их перемещения. В результате у выступов берега, опушек леса, в горных теснинах, над вершинами и гребнями гор возникают эффекты сопла, угловой эффект.

### **9.7. Особенности ветрового режима над Японским морем**

Ветровой режим над дальневосточными морями формируется под воздействием преобладающих барических систем с отчетливо выраженной сменой знака барического поля от сезона к сезону, что должно приводить к сезонной смене преобладающих направлений ветра (см. гл. 12, разд.7, рис. 12.14).

Согласно средним многолетним полям атмосферного давления, схема воздушных течений Японского моря носит муссонный характер. Здесь иной генезис муссонных процессов в сравнении с классическим муссоном тропических широт, но сходный с последним порядок смены преобладающих типов погоды и статистически выявленная сезонная смена ветров, что может быть представлено сезонными полями результирующего ветра или среднего вектора ветра (*рис. 9.14*).

Японское море попадает под влияние переходной зоны между морскими и континентальными климатологическими центрами, которая ярко выражена и зимой и летом, но зимние циркуляционные и термические условия азиатско-тихоокеанского региона благоприятствуют увеличению её активности, выражаемой в увеличении макромасштабного барического градиента в среднем в 3-4 раза, и, как следствие, большей активности зимнего муссона.

Наибольшие скорости результирующего ветра зимой наблюдаются над центральной частью Японского моря, располагаясь широкой зоной от российских берегов Приморья к берегам японского острова Хонсю. Летом в Татарском проливе и в западной части Японского моря скорости результирующего ветра больше, чем в других районах. Зимой скорости результирующего ветра здесь, наоборот, ниже, чем в других районах моря.

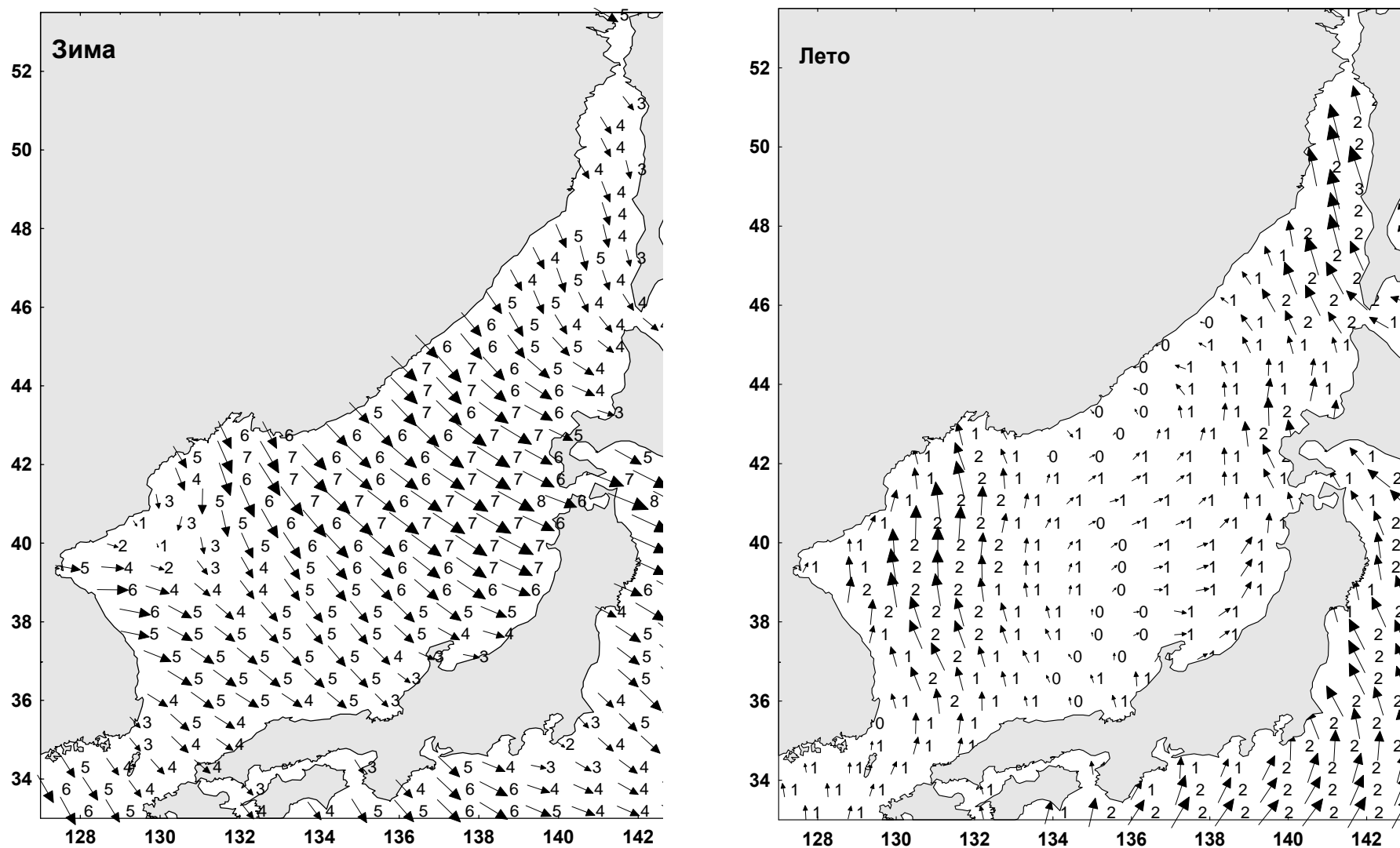


Рис. 9.14. Результирующий ветер над Японским морем  
(карта построена с использованием данных анализа ECMWF, 1991-1998)

В поле вектора ветра прослеживаются области сходимости и расходимости воздушных течений, а также области изменений скорости вдоль потока, располагающиеся широкими зонами вдоль побережий. Эти области формируются как зимой, так и летом, но они более ярко выражены зимой.

Климатическая картина простой смены переноса воздуха с континента переносом с Тихого океана от зимы к лету, показанная на примере вектора результирующего ветра, передает лишь самые общие черты ветрового режима над Японским морем, которые для конкретного района и сезона каждого года и могут иметь существенные отличия от осреднённых многолетних характеристик.

Зимний муссон, возникающий в результате взаимодействия сибирского антициклона и алеутской депрессии. Зимний муссон – это северо-западные, западные и северные направления ветра (ветры с континента), на все другие направления приходится менее 40 %, а в северной части моря – менее 30 %. Зимний муссон приносит на Японское море сухой и холодный континентальный воздух.

Летний муссон, обусловленный смещением зоны субтропического пояса повышенного давления к северу, а вместе с ней и центра северотихоокеанского антициклона и взаимодействием его с обширной южно-азиатской депрессией, отличается высокой влажностью. Это довольно прохладный воздух в начале лета и тёплый во второй его половине.

Летом преобладание южных ветров наблюдается, главным образом, в районах прилегающих к побережью, а над северной акваторией летом преобладают юго-западные (19-23 %) и северо-восточные ветры (до 22 %). Летом значителен вклад ветров северных направлений, особенно на юге и западе Японского моря (9-12 %), – с ними поступает сравнительно сухой и тёплый воздух с континента. Штили зимой практически не отмечаются, зато летом повторяемость их достигает 5-11 %.

Преобладающий над Японским морем муссонный характер переноса воздушных масс существенно нарушается выходом сюда континентальных и морских циклонов. Первые более характерны для тёплого полугодия, вторые – для холодного. В холодное полугодие циклоны либо непосредственно образуются над Японским морем, либо выходят сюда из других районов.

Наиболее ярко муссонный характер ветрового режима прослеживается вблизи побережий Японского моря, где ветры летнего и зимнего муссона действительно являются преобладающими. В центральной открытой акватории моря ярко представлен зимний муссон, повторяемость ветров других направлений значительно меньше. Летний муссон

здесь выражен слабее – практически моря все направления представлены с одинаковой повторяемостью. В переходные сезоны различия в направлениях также невелики, только осенью заметен большой вклад северо-западных направлений.

На западном побережье Японского моря, в соответствии с основным переносом воздушных масс, зимой преобладающими являются северные, северо-западные и западные направления, на восточном побережье большой вклад вносят юго-восточные или южные ветры.

В береговой зоне на направление основного переноса воздушных масс, накладываются существенный отпечаток особенности орографии берегов. Поэтому здесь при муссонной циркуляции в целом на отдельных участках побережья имеются значительные отклонения от основного ветрового потока, особенно в тёплое время года, когда при уменьшении скоростей ветра и направление становится менее устойчивым.

У северо-западного побережья Японского моря, параллельно которому проходит хребет Сихотэ-Алинь, при восточных ветрах с моря происходит искажение ветрового потока на северо-восточное или юго-восточное.

В отдельных бухтах, заливах и проливах с высокими берегами ветер также будет принимать направление, параллельное берегам. При южных ветрах с моря ветер у побережья принимает юго-западное или юго-восточное направление. При континентальных ветрах, направленных в открытое море, при выходе из бухт потоки, будут изменяться с северо-западных и западных на северные.

Так во Владивостоке, например, практически отсутствуют северо-восточные, восточные, юго-западные и западные ветры, зима представлена северными ветрами, повторяемость которых в январе составляет около 80 %, а лето – южными, юго-восточными с увеличением вклада северных уже с августа до 22 %. Здесь, кроме всего прочего, играет роль наличие к северу долины, ориентированной с севера на юг, что благоприятствует увеличению повторяемости данных ветров.

Зимой, когда циркуляционные процессы более интенсивны, средние скорости ветра над Японским морем составляют 8-9 м/с, летом – около 5-6 м/с. Наибольшие средние скорости ветра в течение года относятся к северным, северо-западным и западным ветрам. На востоке акватории можно отметить увеличение средней скорости ветров восточных направлений. Минимум в годовом ходе относится к юго-восточным ветрам.

Надо отметить, что ветер является характеристикой, чрезвычайно реагирующей на местные условия и потому даже для пунктов побережья, расположенных в непосред-

венной близости друг от друга, средние месячные скорости ветра могут существенно различаться.

Ветровой режим прибрежной зоны имеет свои особенности, которые проявляются в усилении ветров определённых направлений. Так, ветер усиливается в узких долинах, проливах и заливах, ограниченных высокими берегами. Например, зимой усиливаются северные ветры при выходе из долины реки Раздольной в залив Петра Великого (Владивосток).

Летом усиливаются южные, юго-восточные) ветры при сходимости потоков в вершине залива. Заметно усиление ветров данных направлений и в другие сезоны, а не обязательно, когда они являются преобладающими.

Усиливаются ветры, направленные вдоль побережья (береговой эффект), особенно вдоль наветренных сторон гористых островов или мысов, выдающихся в море (угловой эффект). Такие усиления имеют место на островах Аскольд, у мысов Золотой, Сосунова, Поворотный, Гамова в Приморье, Сюркум – в Хабаровском крае, на о. Монерон, мысе Крильон – на Сахалине, Вакканай, Суццу и др. – на Японских островах.

Сильными ветрами отличаются мысовые участки побережья, где проявляется угловой эффект увеличения скорости, участки с высоким классом открытости для преобладающих ветров или побережья узких проливов, места выхода воздушных потоков на море из узких долин, зажатых горами, ориентированных по направлению господствующих ветров.

Число дней с сильными ветрами ( $\geq 15$  м/с, по данным в сроки и между сроками) в среднем за год по побережью Японского моря достигает 16 %, а наибольшая годовая повторяемость составляет около 30 %.

На побережье число дней с сильным ветром в среднем составляет от 40-50 дней за год с увеличением повторяемости до 70-110 дней на скалистых берегах, открытых мысах (Аскольд, Поворотный, Владивосток и др.).

В отдельные годы повторяемость сильных ветров может увеличиваться до 100-155 дней, причём, например, зимой наибольшее число дней с сильным ветром может составлять 15-27 дней за месяц (Аскольд, Поворотный, Погиби, Владивосток, Сюркум и др.). Здесь усилениям ветра способствуют, местные условия, когда при определённых направлениях возникают мысовые и аэродинамические эффекты.

Наибольшие скорости ветра по срочным данным превышают 20 м/с практически во все месяцы.

Сведения о максимальной скорости ветра в прибрежной зоне по опубликованным отечественным данным ограничиваются величиной 40 м/с (это связано с конструктивными особенностями флюгера). Максимальные скорости ветра по флюгеру  $\geq 40$  м/с отмечались на мысах северо-западного побережья Японского моря.

На северо-восточном побережье Японского моря (Сахалин) максимальный ветер достигает 35-40 м/с, на побережье Японии – 26-35 м/с.

Максимальный ветер 30 м/с и выше отмечается на побережье с ноября по апрель в 1-3 случаях за месяц, в тёплый период преобладают скорости до 30 м/с. В августе ветер 30 м/с и более может быть ежегодно, в мае и октябре – 3 раза за 10 лет.

Поскольку нет возможности получить корректные оценки режима ветров 25-30 м/с и более в открытой части моря и дать подробную их характеристику (укажем ещё и на эффект субъективизма и перестраховки при замере больших скоростей ветра, можно говорить лишь о приближённой картине таких скоростей ветра над морем.

На основании анализа судовых данных получено, что скорости ветра 30 м/с и более наблюдаются на Японском море с повторяемостью, обычно не превышающей 0.1-0.2 % в месяц (1-2 случая за 10 лет), что в принципе подтверждается данными береговых дальневосточных станций. Осенью и зимой, по имеющимся данным, это ветры северные, западные и северо-западные, весной – восточные и юго-восточные, летом – юго-западные.

Анализ распределения по районам показывает, что наибольшее число случаев относится к северной и северо-западной акваториям моря, где в течение года такие ветры могут наблюдаться 1 раз в зимний сезон.

В южной половине моря ветры 30 м/с и более отмечаются примерно 1 раз в год, чаще также зимой. Летом такие скорости отмечаются в очень редких случаях 1-2 раза за 10 лет для северной половины моря, и 1-2 раза за 30 лет для южной, причём, на севере моря в июле, на юге – в мае, июле и августе такие скорости судовыми наблюдениями не зафиксированы.

Ветры 25-29 м/с в северной половине Японского моря в период с сентября по март отмечаются ежегодно в течение каждого месяца 1-2 раза, летом – 1 раз в два года. Для южной половины моря – зимой 1 раз в месяц практически ежегодно, и летом 1-2 раза за 30 лет. На западе моря их повторяемость невелика – примерно 3-4 раза за 10 лет.

## 9.8. Особенности ветрового режима над Охотским морем

Распределение ветров по направлениям над Охотским морем, как и над Японским, показывает их связь с атмосферными процессами, и в частности, со сменой знака преобладающих барических систем над сушей и морем от зимы к лету и от лета к зиме (см. гл. 12, разд.7, рис. 12.14).

Зимой над Охотским морем господствует интенсивный перенос воздушных масс, направленный с суши на море (преобладает северная составляющая движения), обусловленный взаимодействием азиатского антициклона с алеутской депрессией (рис. 9.16).

В апреле-мае, наряду с уменьшением интенсивности переноса, о которой можно судить по разрежению изобар на средних картах давления, имеет место изменение его направления, которое можно охарактеризовать как неустойчивое с увеличением зональной составляющей движения.

Летом воздушные потоки возникают вследствие взаимодействия летней азиатской депрессии и гребня от северотихоокеанского антициклона и направлены с моря на сушу (преобладает южная составляющая движения). В сентябре происходит переход к зимнему режиму циркуляции, который устанавливается уже с октября-ноября.

Зимой наибольшей повторяемостью над акваторией моря отличаются ветры северной четверти (более 60 % от общего числа случаев). В северо-восточной части моря преобладают северо-восточные направления (около 40 %), в восточной части моря вероятность северо-восточных и северо-западных ветров практически одинакова (24 и 28 % соответственно). Повторяемость ветров других направлений значительно меньше, например, юго-восточные и южные направления встречаются зимой с вероятностью не более 10 %. Ветры наибольшей силы соответствуют преобладающим направлениям. В северной части моря чаще усиливаются ветры северной четверти, а на юге – западной. Реже всего происходит усиление южных ветров, приносящих зимой потепления и осадки.

Весной процессы выхолаживания азиатского материка сменяются постепенным его прогреванием, но замедленность весенних процессов, особенно в северных районах, способствует более длительному сохранению здесь антициклонического режима циркуляции. Арктические вторжения также приводят к похолоданиям и задержке процесса перестройки на летний режим.



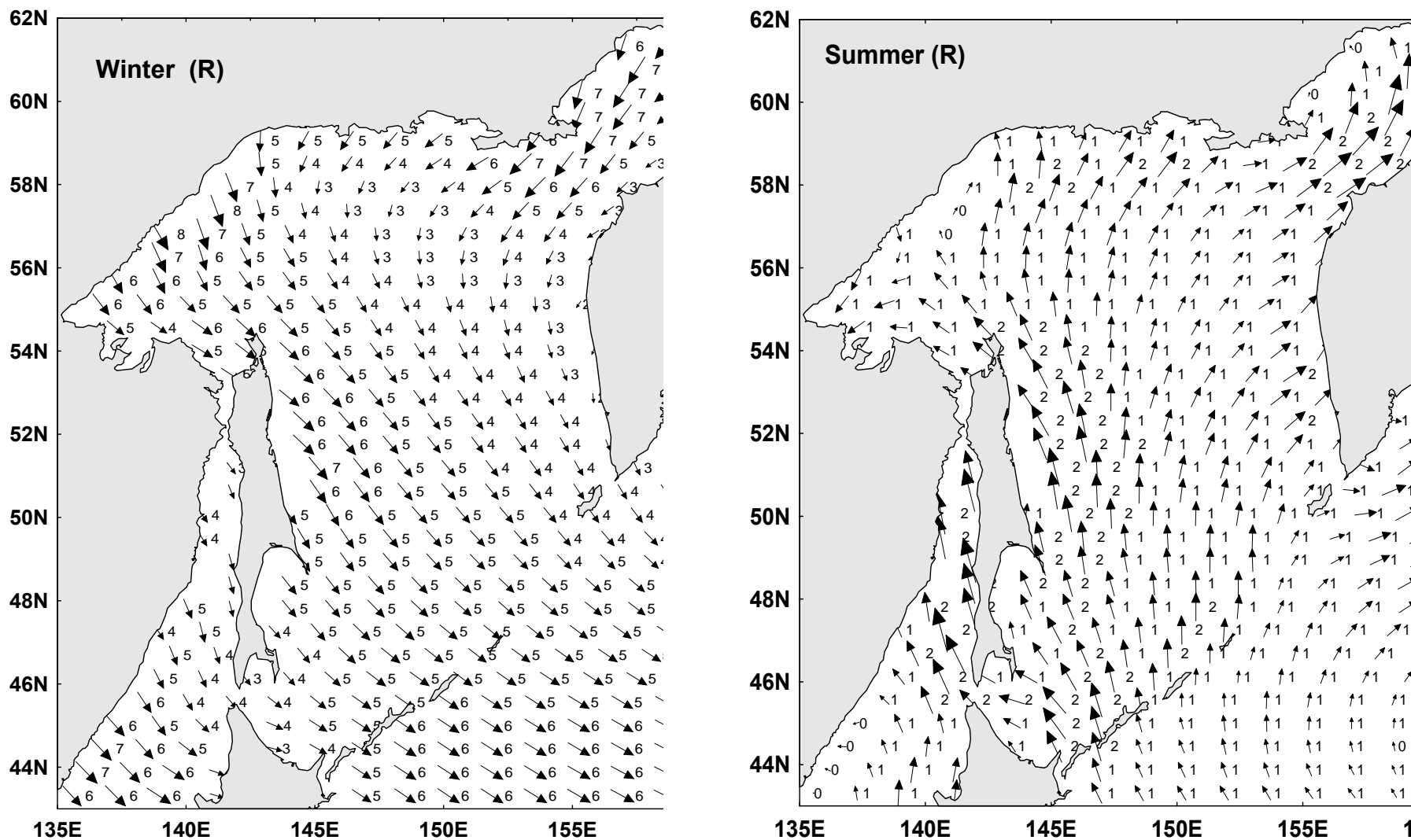


Рис. 9.15. Результирующий ветер над Охотским морем  
(карта построена с использованием данных анализа ECMWF, 1991-1998)

Направления ветра, особенно в северной половине Охотского моря, вплоть до мая сохраняют черты зимнего ветрового режима. В южной части моря атмосферная циркуляция уже в апреле приобретает летний муссонный характер: южные ветры появляются сначала в юго-западной части моря, а к июню становятся преобладающими над всей акваторией моря.

Летний муссон с морским умеренным воздухом приносит на Охотское море погоду с осадками, увеличенной облачностью, густыми туманами. Здесь важно отметить, что преобладание ветров южных румбов наблюдается главным образом в июне-июле, августе их количество начинает сокращаться. В июне-июле повторяемость ветров северных румбов составляет около 10 %, с ними на Охотское море поступает сравнительно сухой и теплый воздух с континента. Осенью в силу небольшого теплозапаса материка процесс его выхолаживания происходит быстро. Вторжение арктического воздуха также приводит к дополнительным похолоданиям, способствуя развитию антициклонических форм циркуляции над континентальными районами, что вызывает быстрый переход к зимнему ветровому режиму. Уже в сентябре северная часть Охотского моря испытывает воздействие материка в виде воздушных потоков северо-восточного (северо-восточная акватория моря) и северного направления (северо-западная часть). В южных районах моря еще сохраняется летний ветровой режим с преобладанием ветров с южной составляющей. С октября над всей акваторией моря практически устанавливается зимний ветровой режим с переносом воздушных масс с континента на море.

Наиболее штормовыми в течение всего года являются южные и центральные районы Охотского моря, где велика вероятность сильных ветров, а максимальные скорости могут достигать 35-40 м/с и более зимой и 20-25 м/с летом.

Наибольшей средней продолжительностью, характеризующей устойчивость сохранения ветров различной силы и направления, отличаются северо-восточные и северо-западные ветровые потоки, летом наибольшая средняя продолжительность характерна для ветров с южной составляющей.

Наибольшей повторяемостью с ноября по февраль включительно на Охотском море в целом отличаются ветры от 5 до 10 м/с (37-46 %), второе место по повторяемости занимают ветры со скоростью до 5 м/с, третья – от 10 до 15 м/с. Для марта характерно увеличение числа случаев с маловетреной погодой, в апреле и октябре повторяемость градаций от 0 до 5 м/с и от 5 до 10 м/с практически одинакова. Значительная повторяемость в эти месяцы приходится на ветры от 10 до 15 м/с (более 10 %).

С мая по сентябрь преобладают слабые ветры (до 5 м/с), причем, в мае и сентябре на них приходится около половины всех случаев наблюдений (55-49 %), а в июне-августе – подавляющее большинство (73-76 %).

Повторяемость сильных ветров (15 м/с и более) над Охотским морем составляет в среднем за год около 10 %, увеличиваясь зимой до 20 % (декабрь) и уменьшаясь летом до 0,4 % (июнь). Ветров более 20 м/с в летнее время практически не отмечается.

Северо-восточная часть моря отличается наименьшей повторяемостью сильных ветров. Западная и южная характеризуются особо активной штормовой деятельностью, о чем свидетельствует увеличение числа сильных ветров (более 18-20 %). Для восточной части моря повторяемость сильных ветров составляет не более 16 %, но здесь нередки усиления ветра до 20 м/с и более (5 %), тогда как для других районов их повторяемость меньше (около 4 %).

Усилению ветра до 15 м/с и более в течение года наиболее благоприятствуют выходы глубоких и средних циклонов на Охотское море и прилегающую акваторию Тихого океана, что особенно характерно для зимнего сезона. Летом и в первой половине осени усиления ветров связаны с выходом тропических циклонов (тайфунов).

Весной, несмотря на общую тенденцию уменьшения числа сильных ветров по сравнению с зимним сезоном, число их по-прежнему велико, особенно в юго-восточной части Охотского моря, где повторяемость ветров более 15 м/с составляет 16-20 %.

Анализ годового хода сильных ветров показывает наличие вторичного максимума повторяемости в апреле, который для ветров 15-19 м/с превышает их повторяемость в январе и феврале. Но уже в мае вероятность сильных ветров резко снижается, а ветры 20 м/с и более имеют место чрезвычайно редко, зато увеличивается число штилей и слабых ветров до 55 %.

Повторяемость сильных ветров в летние месяцы невелика – около 2 %, значения скорости в абсолютном большинстве не превышают 20 м/с, хотя абсолютный максимум может достигать 20-25 м/с.

Усиливаются, как правило, ветры южных направлений, но в 95-96 % случаев скорости ветра летом не превышают 10 м/с, а 75-76 % приходится на маловетреную погоду.

В конце сентября-октября повторяемость сильных ветров возрастает до 10-12 % для центральной и южной акваторий Охотского моря. Несмотря на то, что процессы формирования сильных ветров весной и осенью во многом аналогичны, имеются суще-

ственные отличия в распределении сильных ветров. По сравнению с весенним периодом юго-восточная часть моря характеризуется значительно меньшей повторяемостью сильных ветров. Кроме того, наиболее штормовыми весной являются южные районы, а осенью к ним присоединяется и центральная часть моря с повторяемостью сильных ветров 12 % (весной – 8-10 %).

Максимальные скорости ветра в северо-восточной и западной частях моря составляют 25-30 м/с, в центральной и восточной – 30-35 м/с, на юге Охотского моря отмечаются усиления до 35-40 м/с и более. Наиболее ветреными в холодный период являются декабрь и февраль, когда средние месячные скорости составляют соответственно 9.4 и 10.7 м/с, что обусловлено активизацией циклонической деятельности в эти месяцы. От северных районов к южным происходит увеличение средних скоростей ветра с локализацией области наибольших значений в южной половине моря. В северной части, причем, происходит увеличение средних скоростей ветра с востока на запад, в южной – с запада на восток.

Изрезанность береговой линии и сложный рельеф побережий Охотского моря являются причиной целого ряда особенностей ветрового режима. Здесь следует особо отметить возникновение боры в заливе Пестрая Дресва (северо-восточная часть моря), которая представляет собой стремительное опускание выхоложенного над континентом воздуха со склонов сопки, окаймляющих залив с севера и запада. Скорость ветра при боре нередко превышает 40 м/с. Бора возникает, когда над бассейном Колымы располагается гребень или ядро высокого давления, а над заливом Шелихова – барическая ложбина. В среднем за год бывает около 90 дней с борой.

Эффект усиления ветра в узких местах имеет место, например, при восточных и западных потоках в проливе Лаперуза. Северо-восточные и западные ветры принимают северные направления, а юго-восточные и восточные – южные в проливе Невельского с усилением их. У мыса Лопатка сильные ветры имеют, как правило, северо-западное и восточное направления, а сила их на 2-4 балла превышает ветры открытого моря.

### **9.9. Дивергенция и вихрь скорости**

Вектор скорости ветра  $V$  и его составляющие  $u, v, w$  ( $\tau$ ) характеризует определённую точку пространства. Для прогностических целей представляет интерес рассмотрение характеристик поля скоростей, которые учитывают значение скоростей в

соседних точках пространства, хотя вычисляются для определённой точки. Такими характеристиками являются дивергенция, вихрь скорости.

### 9.9.1 Дивергенция вектора скорости ветра

С дивергенцией связан приток (отрицательная дивергенция, конвергенция) или отток (положительная дивергенция) воздуха в данной точке пространства.

- **Дивергенция представляет собой относительное изменение объёма, занимаемого единичной массой воздуха за единицу времени**

Для количественной оценки этой особенности атмосферных движений используется величина:

$$\mathbf{D} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial z} \quad (\text{в системе } X, Y, Z) \quad (9.9.1)$$

$$\mathbf{D} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tau}{\partial p} \quad (\text{в системе } X, Y, P), \quad (9.9.2)$$

где  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{w}$  ( $\tau$ ) – проекции вектора скорости на соответствующие оси координат.

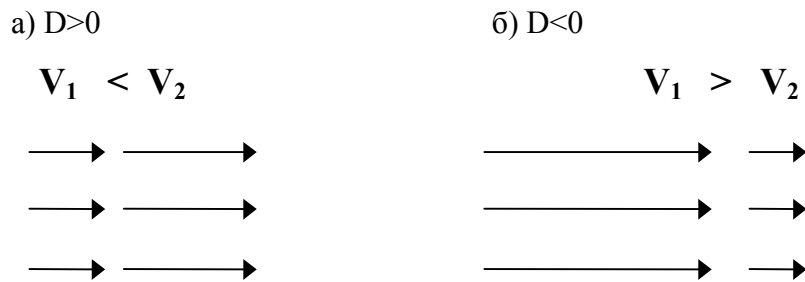
На картах погоды наблюдаются области сходимости или расходимости воздушных течений, что выражается в виде сходящихся или расходящихся изобар, изогипс, что выражается как горизонтальная дивергенция вектора скорости:

$$\mathbf{D} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y}.$$

Не следует полностью отождествлять дивергенцию со сходимостью или расходимостью воздушных потоков в окрестностях рассматриваемой точки, поскольку величина дивергенции зависит не только от направления ветра, но и от модуля скорости (рис. 9.16).

- **Поле, в котором дивергенция скорости отлична от нуля, характеризуется не только сходимостью или расходимостью линий тока, но и изменением скорости в направлении линий тока, либо тем и другим одновременно**

Можно представить прямолинейные потоки воздуха, где модуль скорости в направлении потока возрастает или убывает:

Рис. 9.16. Дивергенция ( $D \neq 0$ ) в поле прямолинейных воздушных потоков

Дивергенция вектора скорости в поле геострофического ветра:

$$\mathbf{D}_g = \frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{g}{f} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{g}{f} \frac{\partial H}{\partial x} \right) = -\frac{g}{f} \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y} + \frac{g}{f} \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial y} \equiv 0$$

Вычисление величины горизонтальной дивергенции вектора скорости в атмосфере представляет определённую трудность, поскольку её порядок  $10^{-5} - 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ .

### 9.9.2. Вихрь вектора скорости ветра

В атмосфере непрерывно возникает и развивается множество вихрей разных размеров от самых малых – диаметром от нескольких десятков метров (смерчи, тромбы, торнадо) до вихрей синоптического масштаба – диаметром несколько тысяч километров (циклоны и антициклоны). Циклонические и антициклонические атмосферные вихри играют существенную роль в изменении погоды на значительных территориях.

Для оценки тенденции возникновения вращательного движения в атмосфере используется вихрь скорости

$$\boldsymbol{\Omega} = \nabla \times \mathbf{V}$$

Вихрь скорости  $\boldsymbol{\Omega}$  имеет определённую величину и направление и является характеристикой локального вращения около мгновенных осей в движущейся атмосфере.

Составляющие вихря скорости по осям координат X, Y, X (P):

$$\boldsymbol{\Omega} \quad (\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)$$

$$\boldsymbol{\Omega} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u & v & w \end{vmatrix} = \mathbf{i} \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \mathbf{j} \left( \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \mathbf{k} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

$$\Omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \Omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \quad \Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

характеризуют тенденцию возникновения вращательного движения вокруг соответствующих осей X, Y, Z.

Поскольку вращательные движения в вертикальной плоскости (вокруг осей X и Y) для вихрей синоптического масштаба малы, при рассмотрении крупномасштабных процессов ограничиваются рассмотрением вертикальной составляющей вихря скорости, характеризующей вращательное движение в горизонтальной плоскости (вокруг оси Z или P).

В синоптической метеорологии под вихрем понимают вертикальную составляющую вихря скорости, называемую здесь *завихренностью*:

$$\Omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (9.9.3)$$

Заменив  $u$  и  $v$  на  $u_g = -\frac{1}{\rho\ell} \frac{\partial P}{\partial y}$ ,  $v_g = \frac{1}{\rho\ell} \frac{\partial P}{\partial x}$  получим:

$$\Omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho\ell} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho\ell} \frac{\partial P}{\partial y} \right) = \frac{1}{\rho\ell} \left( \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right), \quad (9.9.4)$$

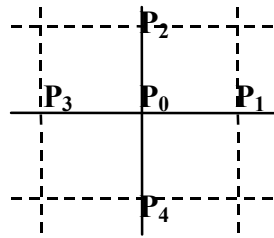
$$\Omega = \frac{1}{\rho\ell} \nabla^2 P. \quad (9.9.5)$$

Выражая  $u_g = -\frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial y}$ ,  $v_g = \frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial x}$  получим:

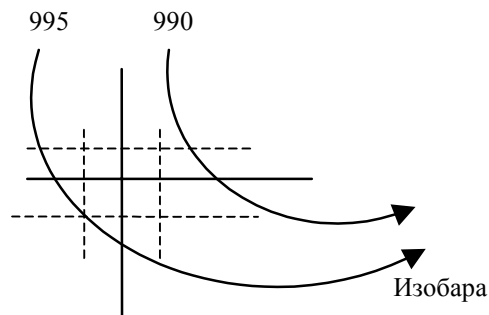
$$\Omega = \frac{g}{\ell} \nabla^2 H. \quad (9.9.6)$$

Используя формулы для расчёта производных на картах погоды с помощью прямоугольной сетки, легко вычислить величину  $\Omega$ :  $\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 - 4P_0$

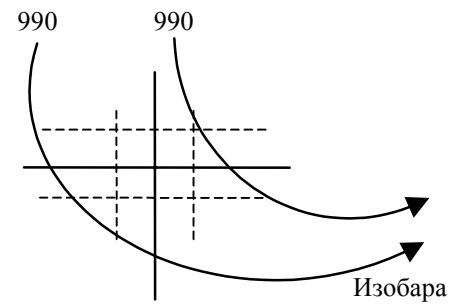
(рис. 9.17).



а) Прямоугольная сетка



Циклоническая кривизна



Антициклоническая кривизна

Рис. 9.17. Схема для расчёта лапласиана от давления

При расчёте лапласиана в области циклонически изогнутых изобар получим положительное его значение, при расчёте лапласиана в области антициклонически изогнутых изобар – отрицательное. Следовательно, в областях низкого давления, где циркуляция направлена против часовой стрелки,  $\Omega > 0$ . В областях высокого давления, где циркуляция направлена по часовой стрелке –  $\Omega < 0$ .

• **Знаки вихря и лапласиана от давления (геопотенциала) совпадают**

С другой стороны, с приближением циклона давление в данном районе понижается, высоты изобарических поверхностей также понижаются. С приближением антициклона давление и высоты изобарических поверхностей повышаются.

Следовательно, для циклонической завихренности изменения  $\Omega > 0$ ,  $\nabla^2 P > 0$ ,

давление падает ( $\frac{\partial P}{\partial t} < 0$ ),

Для антициклонической завихренности изменения  $\Omega < 0$ ,  $\nabla^2 P < 0$ , давление

растёт ( $\frac{\partial P}{\partial t} > 0$ )



- С изменениями вихря скорости тесно связаны изменения барического поля во времени
- Знаки изменений вихря и давления (геопотенциала) противоположны

### 9.9.3. Уравнение тенденции вихря скорости

Уравнения движения позволяют получить формулы для определения изменения вихря скорости со временем  $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$  в данном пункте, что может быть использовано для оценки изменения давления  $\frac{\partial P}{\partial t}$ .

Для свободной атмосферы имеем

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -g \frac{\partial H}{\partial x} + \ell v \\ \frac{dv}{dt} = -g \frac{\partial H}{\partial y} - \ell u \end{cases}$$

Продифференцируем первое уравнение по Y, второе – по X и найдём разность между вторым и первым. В результате получим:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -\left(u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y} + \tau \frac{\partial \Omega}{\partial p}\right) - (\Omega + \ell)D - \left(u \frac{\partial \ell}{\partial x} + v \frac{\partial \ell}{\partial y}\right) - \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \tau}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p}\right) \quad (9.9.7)$$

Данное уравнение есть уравнение тенденции вихря скорости. Согласно уравнению тенденции вихря скорости, локальное изменение завихренности  $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$  определяется действием ряда факторов.

Первое слагаемое в уравнении

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_1 = -\left(u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y} + \tau \frac{\partial \Omega}{\partial p}\right) \quad (9.9.8)$$

характеризует зависимость  $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$  от адвекции вихря скорости. Его называют вихревой составляющей уравнения тенденции вихря скорости.

Второе слагаемое

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_2 = -(\Omega + \ell)D \quad (9.9.9)$$

характеризует зависимость  $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$  от горизонтальной дивергенции скорости, его называют дивергентной составляющей уравнения тенденции вихря скорости.

Что касается третьего слагаемого,

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_3 = -\left(u \frac{\partial \ell}{\partial x} + v \frac{\partial \ell}{\partial y}\right), \quad (9.9.10)$$

то если направить ось X вдоль параллели, тогда  $\frac{\partial \ell}{\partial x} = 0$  и, следовательно,

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_3 = -v \frac{\partial \ell}{\partial y} \quad (9.9.11)$$

данное слагаемое будет характеризовать зависимость  $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$  от меридиональных смещений воздушных масс – меридиональная составляющая уравнения тенденции вихря скорости.

Четвёртое слагаемое

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_4 = -\left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \tau}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p}\right) \quad (9.9.12)$$

показывает зависимость  $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$  от горизонтального градиента вертикальной скорости и изменения ветра с высотой.

Таким образом:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial t}\right)_{\text{вихр}} + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial t}\right)_{\text{див}} + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial t}\right)_{\text{мерид}} + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial t}\right)_{\text{верт}}. \quad (9.9.13)$$

Произведём оценку слагаемых в уравнении.

### **Характерные синоптические масштабы:**

Скорость ветра  $U$  – 10 м/с, характерный масштаб изменения скорости имеет тот же порядок, что и скорость,

Время  $T$  – сутки,  $10^5$  с,

Длина  $L$  – 1000 км,  $10^6$  м,

Высота  $Z$  – 1-10 км,  $10^3$ - $10^4$  м,

$$\text{Завихренность } [\Omega] = \left[ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right] = \frac{U}{L} = \frac{10}{10^6} = 10^{-5}, \quad (\text{с}^{-1}),$$

$$\left[ \frac{\partial \Omega}{\partial t} \right] = \frac{U}{LT} = \frac{10}{10^6 10^5} = 10^{-10}, \quad (\text{с}^{-2}) \checkmark,$$

$$\left[ \mathbf{u} \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{x}} \right] = \mathbf{U} \frac{\mathbf{U}}{\mathbf{LL}} = 10 \times \frac{10}{10^6 10^6} = 10^{-10}, \quad (\text{с}^{-2}), \dots \quad \left[ \mathbf{v} \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{x}} \right] = 10^{-10}, \quad (\text{с}^{-2}),$$

$$[\partial \mathbf{P}] = [-\rho \mathbf{g} \partial \mathbf{z}] = -1 \times 10 \times 10^4 = 10^5, \quad (\text{Па}) \text{ (одна атмосфера} - 10^5 \text{ Па)},$$

$$\text{Вертикальная составляющая скорости } [\tau] = \left[ \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right] = \frac{10^5}{10^5} = 1 \div 10^{-1}, \quad \left( \frac{\text{Па}}{\text{с}} \right),$$

Перенос вихря по вертикали

$$\left[ \tau \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{p}} \right] = \left[ \frac{\rho \mathbf{g} \partial \mathbf{z}}{\partial t} \times \frac{\partial \Omega}{\rho \mathbf{g} \partial \mathbf{z}} \right] = \left[ \frac{\partial \Omega}{\partial t} \right] = 10^{-10} \div 10^{-11}, \quad (\text{с}^{-2}),$$

$$\text{Параметр Кориолиса } [\ell] = [2\omega \sin \varphi] = 10^{-4}, \quad (\text{с}^{-1}),$$

$$[\beta] = \left[ \frac{\partial \ell}{\partial \mathbf{y}} \right] = \left[ \frac{2\omega \cos \varphi}{\mathbf{R}^3} \right] = \frac{10^{-4}}{10^7} = 10^{-11}, \quad (\text{м}^{-1} \text{с}^{-1}),$$

$$\text{Дивергенция } [\mathbf{D}] = \left[ \frac{\partial \tau}{\partial \mathbf{p}} \right] = 10^{-6}, \quad (\text{с}^{-1}) \text{ (из уравнения неразрывности)},$$

$$[\ell \mathbf{D}] = 10^{-4} 10^{-6} = 10^{-10}, \quad (\text{с}^{-2}), \quad [\Omega \mathbf{D}] = 10^{-5} 10^{-6} = 10^{-11}, \quad (\text{с}^{-2}),$$

$$\left[ \frac{\partial \tau}{\partial \mathbf{x}} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{p}}, \frac{\partial \tau}{\partial \mathbf{y}} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{p}} \right] = \frac{1 \frac{\text{Па}}{\text{с}}}{10^6 \text{ м}} \times \frac{1 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{10^5 \text{ Па}} = 10^{-11} \div 10^{-12}, \quad (\text{с}^{-2})$$

$$\left[ \mathbf{u} \frac{\partial \ell}{\partial \mathbf{x}}, \mathbf{v} \frac{\partial \ell}{\partial \mathbf{y}} \right] = 10 \times 10^{-11} = 10^{-10}, \quad (\text{с}^{-2}).$$

Итак, подставляя полученные оценки в уравнение тенденции вихря скорости, получим:

$$[10^{-10}] \rightarrow [10^{-10}, 10^{-10}, 10^{-11}], \quad [10^{-10}, 10^{-11}], \quad [10^{-10}, 10^{-10}], \quad [10^{-12}, 10^{-12}]$$

Оценка слагаемых в уравнении тенденции вихря скорости показывает, что величины  $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$ ,  $(\mathbf{u} \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{v} \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{y}})$ ,  $\ell \mathbf{D}$ ,  $\mathbf{u} \frac{\partial \ell}{\partial \mathbf{x}}$ ,  $\mathbf{v} \frac{\partial \ell}{\partial \mathbf{y}}$  имеют одинаковый порядок и несколько больше остальных членов уравнения.

В первом слагаемом переносом вихря по вертикали  $\tau \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{p}}$  можно пренебречь,

тогда

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_1 = -\left(u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y}\right).$$

Это слагаемое больше других и вносит наибольший вклад в изменение вихря со временем.

Во втором слагаемом отражён вклад абсолютного вихря скорости, в котором учитывается не только вращение воздушных частиц относительно Земли (относительный вихрь  $\Omega$ ), но и вращение Земли вокруг оси. Оценка порядка  $\Omega$  и  $\ell$  показывает, что в умеренных и высоких широтах  $\ell \gg \Omega$ , следовательно,

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_2 = -\ell \mathbf{D}.$$

Последним слагаемым часто пренебрегают. Однако, вклад его нельзя недооценивать в горных районах.

Окончательно имеем:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -\left(u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y}\right) - \ell \mathbf{D} - v \frac{\partial \ell}{\partial y}. \quad (9.9.14)$$

Отметим, что в исходных уравнениях движения  $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}$  примерно в 10 раз меньше основных членов, что ограничивает их прогностическое использование. Именно уравнение тенденции вихря скорости используется при построении прогностических схем.

#### 9.9.4. Уравнение тенденции вихря скорости в натуральной системе координат

В синоптической метеорологии уравнение тенденции вихря скорости используется для наглядной качественной оценки изменений давления со временем в данном районе. Впервые такое наглядное представление с применением натуральной системы координат было предложено В.А. Бугаевым.

Поскольку имеет место соотношение

$$\Omega = \frac{g}{\ell} \nabla^2 \mathbf{H},$$

то можем записать:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{g}{l} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 H)$$

или

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{g}{l} \nabla^2 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (9.9.15)$$

Ранее мы качественно показали, что изменения вихря скорости связаны с изменениями барического поля во времени:

- Для циклонической завихренности:

$$\Omega > 0, \quad \nabla^2 P > 0, \quad P < 0$$

- Для антициклонической завихренности:

$$\Omega < 0, \quad \nabla^2 P < 0, \quad P > 0.$$

Для установления данной связи рассмотрим поле геопотенциала.

Поскольку поле геопотенциала имеет волновую структуру, то для каждой элементарной волны в первом приближении имеем:

$$\begin{aligned} H &= A \sin \alpha x \times \cos \beta y, \\ \nabla^2 H &= \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = -[A \alpha^2 \sin \alpha x \times A \beta^2 \cos \beta y] = \\ &= -A(\alpha^2 + \beta^2)(\sin \alpha x \times \cos \beta y) = -mH. \end{aligned}$$

Здесь  $A$  – амплитуда волны.

Тогда

$$\begin{aligned} \nabla^2 H &= -mH, \\ \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 H &= \nabla^2 \frac{\partial H}{\partial t} = -m \frac{\partial H}{\partial t}, \\ \frac{\partial \Omega}{\partial t} &= \frac{g}{l} \nabla^2 \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{g}{l} m \frac{\partial H}{\partial t}, \end{aligned} \quad (9.9.16)$$

Рассматривая вихревую составляющую уравнения тенденции вихря скорости,

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_{\text{вихр}} = -\left(u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega}{\partial y}\right),$$

где вместо  $u$ ,  $v$  и  $\Omega$  подставим выражения в геострофическом приближении:

$$u_g = -\frac{g}{l} \frac{\partial H}{\partial y}, \quad v_g = \frac{g}{l} \frac{\partial H}{\partial x}, \quad \Omega = \frac{g}{l} \nabla^2 H$$

то получим:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_{\text{вихр}} = -\left(\frac{g^2}{\ell^2} \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 H + \frac{g^2}{\ell^2} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 H\right)$$

или через оператор Якоби

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t}_{\text{вихр}} = -\frac{g^2}{\ell^2} (H, \nabla^2 H). \quad (9.9.17)$$

Привлекая выражение (9.9.16), получим

$$\begin{aligned} -\frac{g}{\ell} m \frac{\partial H}{\partial t} &= -\frac{g^2}{\ell^2} (H, \nabla^2 H), \\ m \frac{\partial H}{\partial t} &= \frac{g}{\ell} (H, \nabla^2 H), \\ \frac{\partial H}{\partial t} &= \frac{g}{\ell m} (H, \nabla^2 H). \end{aligned} \quad (9.9.18)$$

Осуществим переход к натуральным координатам, где ось X (OS) направлена по касательной к изогипсе, ось n направлена в сторону возрастающих значений H, т.е. совпадает с осью Y, но противоположно направлена.

Тогда

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{g}{\ell m} (H, \nabla^2 H) = \frac{g}{\ell m} \left[ \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} \right) \right],$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial s} = 0,$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{g}{\ell m} \left[ -\frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} \right) \right].$$

В случае прямолинейных изогипс вторая производная  $\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}$ , характеризующая изменение тангенса угла наклона изогипсы H к оси S ( $\frac{\partial H}{\partial x} = \text{tg} \alpha$ ,  $\alpha = 0$ ), равна нулю.

В случае криволинейных изогипс  $\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \neq 0$ .

Для её определения рассмотрим кривизну явно заданной кривой  $y=f(x)$ , для которой в дифференциальной геометрии получена формула

$$\kappa = \frac{\frac{d^2 y}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}, \quad (9.9.19)$$

Выразим производные  $\frac{d^2 y}{dx^2}$ ,  $\frac{dy}{dx}$ . Поскольку  $H(x, y) = \text{const}$  – неявно заданная кривая, т.е. мы не знаем вида функции  $y=f(x)$ , найдём  $\frac{dH(x,y)}{dx}$  и (при условии, что

$H(x, y) = \text{const}$ ), т.е.  $\frac{dH(x,y)}{dx} \equiv 0$ . По правилу дифференцирования сложной функции

$$\frac{dH(x,y)}{dx} = \frac{\partial H(x,y)}{\partial x} \frac{dx}{dx} + \frac{\partial H(x,y)}{\partial y} \frac{dy}{dx} \equiv 0,$$

отсюда,

$$\frac{dy}{dx} = - \frac{\frac{\partial H(x,y)}{\partial x}}{\frac{\partial H(x,y)}{\partial y}}. \quad (9.9.20)$$

Кроме того, необходимо найти вторую производную, повторно продифференцировав полученное выражение (9.9.20) с учётом того, что все частные производные в правой части зависят и от  $x$  и от  $y$ , при этом  $y=f(x)$ :

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = - \frac{\frac{\partial H(x,y)}{\partial y} \left[ \frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial x \partial y} \frac{dy}{dx} \right] + \frac{\partial H(x,y)}{\partial x} \left[ \frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial y \partial x} \frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial y^2} \frac{dy}{dx} \right]}{\left( \frac{\partial H(x,y)}{\partial y} \right)^2}. \quad (9.9.21)$$

В натуральной системе координат выражение (9.9.20)  $\frac{dy}{dx} = 0$ . С учётом этого для (9.9.20) получим:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = - \frac{\frac{\partial H(x,y)}{\partial y} \times \frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial x^2}}{\left( \frac{\partial H(x,y)}{\partial y} \right)^2} = - \frac{\frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial x^2}}{\left( \frac{\partial H(x,y)}{\partial y} \right)} = \frac{\frac{\partial^2 H(x,y)}{\partial x^2}}{\left( \frac{\partial H(x,y)}{\partial n} \right)}. \quad (9.9.22)$$

Подставляя выражения из (9.9.22) и (9.9.20) в (9.9.19), учитывая, что  $\frac{dy}{dx} = 0$ , получим

$$\kappa = \frac{\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\mathbf{dx}^2}}{\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}}\right)} = \frac{\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\mathbf{ds}^2}}{\left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}}\right)} = \frac{\mathbf{H}_{ss}}{\mathbf{H}_n},$$

или

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\mathbf{dx}^2} = \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\mathbf{ds}^2} = \kappa \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} = \kappa \mathbf{H}_n,$$

Тогда для вихревой составляющей в натуральной системе координат имеем:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{t}} = \frac{\mathbf{g}}{\ell \mathbf{m}} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \left[ \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}} \left( \kappa \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}} \left( \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}^2} \right) \right],$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{t}} = \frac{\mathbf{g}}{\ell \mathbf{m}} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \left[ \frac{\partial \kappa}{\partial \mathbf{s}} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} + \kappa \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}} \left( \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}} \left( \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}^2} \right) \right],$$

или, следуя общепринятым обозначениям для натуральной системы, получим *уравнение Бугаева*:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{t}} = \frac{\mathbf{g}}{\ell \mathbf{m}} \mathbf{H}_n (\kappa_s \mathbf{H}_n + \kappa \mathbf{H}_{ns} + \mathbf{H}_{nns}) \quad (9.9.23)$$

Анализ данного уравнения показывает, что при положительной адвекции вихря скорости

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{t}} > 0 - \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{t}} < 0,$$

при увеличении антициклонического вихря, т.е. при отрицательной адвекции вихря:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{t}} < 0 - \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{t}} > 0.$$

$\mathbf{H}_n > 0$ , поскольку  $\mathbf{n}$  направлена в сторону возрастающих значений  $\mathbf{H}$ .

$\mathbf{H}_{ns}$  – изменение  $\mathbf{H}_n$  вдоль потока  $S$ :  $\mathbf{H}_{ns} > 0$  при сходимости изогипс,  $\mathbf{H}_{ns} < 0$  при расходимости изогипс.

$\kappa$  – кривизна изогипс:  $\kappa > 0$  при циклонической кривизне изогипс,  $\kappa < 0$  при антициклонической кривизне изогипс.

$\kappa_s$  – изменение кривизны по потоку:  $\kappa_s > 0$  – при увеличении циклонической кривизны изогипс или уменьшении антициклонической;  $\kappa_s < 0$  – при уменьшении циклонической кривизны изогипс или увеличении антициклонической.

$\mathbf{H}_{nns}$  – изменение градиента геопотенциала вдоль потока и по нормали к изогипсам (вклад данного слагаемого невелик, обычно не рассматривается).



Поскольку  $H_n > 0$ , знак  $\frac{\partial H}{\partial t}$  определяется знаком слагаемых в скобках.

**Первое слагаемое  $\kappa_s H_n > 0$ :**

- При  $\kappa_s > 0$  – при увеличении циклонической кривизны изогипс или уменьшении антициклонической,  $\kappa_s H_n < 0$

- При  $\kappa_s < 0$  – при уменьшении циклонической кривизны изогипс или увеличении антициклонической,

**Второе слагаемое:**

$$\kappa H_{ns} > 0$$

- Если  $\kappa > 0$ , т.е. при циклонической кривизне изогипс,  $H_{ns} > 0$  при сходимости изогипс;

- Если  $\kappa < 0$ , т.е. при антициклонической кривизне изогипс;  $H_{ns} < 0$  при расходимости изогипс.

$$\kappa H_{ns} < 0$$

- Если  $\kappa < 0$ , т.е. при антициклонической кривизне изогипс;  $H_{ns} > 0$  при сходимости изогипс;

- Если  $\kappa > 0$ , т.е. при циклонической кривизне изогипс,  $H_{ns} < 0$  при расходимости изогипс.

- **Наибольший вклад в изменение знака  $\frac{\partial H}{\partial t}$  вносит слагаемое  $\kappa_s H_n$**

- **Если знаки противоположны, то учитывается именно знак  $\kappa_s H_n$**

- **Второе слагаемое  $\kappa H_{ns}$  вносит усиливающий или ослабляющий эффект в**

**изменение знака  $\frac{\partial H}{\partial t}$ .**

Уравнение вихревой составляющей в натуральной системе координат широко используется для общей качественной оценки изменения барического поля в данном районе.

Практический опыт синоптика показывает, что наиболее благоприятные условия для развития циклона складываются, когда приземный центр его располагается под передней частью высотной барической ложбины на  $AT_{500}$ , где, при наличии значительных

горизонтальных градиентов геопотенциала (высотная фронтальная зона), наблюдается уменьшение циклонической кривизны по потоку. Усиливающим эффектом является циклоническая кривизна изогипс при их расходимости по потоку.

Наиболее благоприятные условия для развития антициклона складываются, когда приземный центр его располагается под тыловой частью высотной барической ложбины на  $AT_{500}$ , где, при наличии значительных горизонтальных градиентов геопотенциала (высотная фронтальная зона), наблюдается увеличение циклонической кривизны по потоку. Усиливающим эффектом является циклоническая кривизна изогипс при их сходимости по потоку.

### 9.9.5. Уравнение дивергенции скорости

Уравнение дивергенции скорости может быть получено также путем дифференцирования уравнений движения:

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -g \frac{\partial H}{\partial x} + \ell v \\ \frac{dv}{dt} = -g \frac{\partial H}{\partial y} - \ell u \end{cases}$$

Продифференцируем первое уравнение по  $X$ , второе – по  $Y$  и найдём сумму между ними. В результате получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} = & -\left(u \frac{\partial D}{\partial x} + v \frac{\partial D}{\partial y}\right) - \tau \frac{\partial D}{\partial p} - \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 - 2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} - \left(\frac{\partial \tau}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \tau}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial p}\right) - \\ & - g \nabla^2 H + \ell \Omega - \left(u \frac{\partial \ell}{\partial y} + v \frac{\partial \ell}{\partial x}\right) \end{aligned}$$

В данном уравнении величина  $\frac{\partial D}{\partial t}$  в 15-20 раз меньше основных членов  $\nabla^2 H$  и  $\ell \Omega$ , что мешает непосредственному использованию данного уравнения на практике для прогноза  $\frac{\partial D}{\partial t}$ .

Сохраняя главные члены уравнения, получим

$$\begin{aligned} \ell \Omega &= g \nabla^2 H + \left[ \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 \right] \\ \Omega &= \frac{g}{\ell} \nabla^2 H + \frac{1}{\ell} \left[ \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Последнее соотношение выражает связь между полями давления (геопотенциала) точнее, чем уравнение (9.9.6):

$$\Omega = \frac{g}{\ell} \nabla^2 H,$$

поэтому его чаще используют при соответствующих расчётах.

### 9.10. Поле вертикальных движений атмосферы

До сих пор, при изучении атмосферных движений, основное внимание уделялось рассмотрению горизонтального движения.

Хотя величина горизонтальной скорости в обычных условиях на порядок и более превышает величину вертикальной скорости, тем не менее, вертикальная скорость ветра играет большую роль в развитии атмосферных процессов.

Учёт вертикальной скорости необходим при изучении атмосферных процессов в горных районах, при конвективных движениях и в некоторых других случаях. Вертикальные движения атмосферы особенно важно учитывать при рассмотрении процессов формирования облаков и осадков.

- В Z-системе вертикальная скорость  $w = \frac{\partial z}{\partial t}$  (м/с, см/с) характеризует изменение высоты фиксированной частицы воздуха со временем

При  $w = \frac{\partial z}{\partial t} > 0$  высота фиксированной частицы воздуха увеличивается, т.е. частица совершает восходящее движение.

При  $w = \frac{\partial z}{\partial t} < 0$  высота фиксированной частицы воздуха уменьшается, т.е. частица совершает нисходящее движение.

В P-системе аналогом вертикальной скорости является  $\tau = \frac{\partial P}{\partial t}$  (гПа/12 час).

- В P-системе Вертикальная скорость показывает изменение давления в фиксированной частице воздуха при её поднятии или опускании

При  $\tau = \frac{\partial P}{\partial t} > 0$  давление в фиксированной частице воздуха увеличивается, т.е. частица совершает нисходящее движение.

При  $\tau = \frac{\partial P}{\partial t} < 0$  давление в фиксированной частице воздуха уменьшается, т.е. частица совершает восходящее движение.

Следовательно,  $w$  и  $\tau$  имеют разную размерность и разные знаки при подъёме или опускании воздушной частицы.

Соотношение между  $w$  и  $\tau$  выглядит следующим образом:

$$\tau \approx \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} + w \frac{\partial P}{\partial z}.$$

А поскольку оценка слагаемых показывает, что величина  $\frac{\partial P}{\partial z}$  значительно больше (в  $10^4$  раз) других величин, входящих в уравнение (что следует из оценки вертикальной и горизонтальных составляющих барического градиента), можно принять:

$$\tau = w \frac{\partial P}{\partial z}.$$

Используя основное уравнение статики атмосферы, получим:

$$\tau = -w\rho g, \quad w = -w\tau \frac{1}{\rho g}.$$

Обычно для перехода от  $w$  к  $\tau$  используют уже заранее рассчитанные коэффициенты  $k_1 = -\rho g$ ,  $k_2 = -\frac{1}{\rho g}$ .

### 9.10.1. Классификация вертикальных движений атмосферы

Вертикальные движения атмосферы имеют различную природу и масштабы.

**Можно выделить следующие классы вертикальных движений:**

- Неупорядоченные вертикальные движения, связанные с турбулентностью, в результате чего могут образовываться слоистые или слоисто-кучевые облака, если турбулентность захватывает нижние слои воздуха, или же высоко-кучевые облака, если турбулентность возникает на больших высотах.
- Упорядоченные вертикальные движения, связанные с конвекцией, местными вихрями, местными циркуляционными системами (бризы, горно-долинные ветры). Эти

движения являются локальными и непродолжительными. Конвективный поток влажного тёплого воздуха обуславливает бурную конденсацию водяного пара и, как следствие, – образование конвективной облачности (кучево-дождевых облаков) и сопровождающих их явлений – гроз, ливней, града, шквалов.

- Вертикальные движения, обусловленные волновыми движениями в атмосфере различного происхождения, в результате чего могут возникать так называемые волнистые облака – *Cc undulatus*, *Cs und.*, *Ac und.*, *As und.*, *Sc und.*, *St und.*

- Местные орографические явления, представляющие собой опускание или подъём воздуха по склонам горных хребтов и других неровностей. Когда движущийся в горизонтальном направлении воздух встречает на своем пути барьер в виде холмов или горных хребтов, он должен обойти его сверху или сбоку. Иногда воздух начинает накапливаться позади этого барьера. При накоплении создается его избыток, и воздушная масса вынуждена подниматься выше барьера, чтобы его преодолеть.

- Упорядоченные вертикальные движения, обусловленные приземным трением и нестационарностью атмосферных процессов (изменение во времени и пространстве).

### **9.10.2. Упорядоченные вертикальные движения атмосферы**

При анализе процессов синоптического масштаба наибольшую роль играют упорядоченные вертикальные движения воздуха. Упорядоченные вертикальные движения одного знака охватывают обширные территории, значительный слой атмосферы и имеют длительное время существования. Поскольку этот процесс является макромасштабным, то на него большое влияние оказывает вращение Земли, что приводит к образованию циклонов и антициклонов.

Упорядоченные вертикальные движения, наряду с адвекцией, вызывают наиболее существенные изменения в распределении температуры и влажности в атмосфере. Причем, адвекция тепла благоприятствует развитию восходящих движений в атмосфере, адвекция холода – нисходящих.

Упорядоченные вертикальные движения играют наиболее важную роль в формировании явлений погоды, связанных с конденсацией водяного пара в атмосфере. При поднятии воздуха в нём происходит понижение температуры до точки росы, что приводит к конденсации водяного пара и образованию облаков. Восходящие вертикальные движения приводят к формированию обширных и хорошо развитых по вертикали облачных полей и зон обложных осадков.

В циклоне в приземном слое в результате действия силы трения движущиеся воздушные массы приобретают составляющую, направленную по барическому градиенту, т.е. к центру циклона (в свободной атмосфере при отсутствии силы трения вращение воздуха происходит по касательной к изогипсам).

Линии тока в циклоне пересекают изобары, образуя с градиентом угол, меньше прямого. В результате чего воздух в приземном слое стремится к центру циклона, который является точкой конвергенции. Конвергенция линий тока к центру циклона в нижних слоях атмосферы приводит к общему восходящему движению воздуха в области циклона.

Кроме того, в циклоне в соприкосновение вступают воздушные массы различного происхождения, обуславливая упорядоченный подъём более тёплого воздуха вдоль клина холодного, что приводит к формированию облаков восходящего скольжения – слоистообразных облаков As-Ns.

В антициклоне, наоборот, в приземном слое в результате действия силы трения движущиеся воздушные массы приобретают составляющую, направленную от центра антициклона.

Линии тока в антициклоне у поверхности Земли расходятся от центра антициклона, являющегося областью дивергенции. Угол между ветром и градиентом в антициклоне тот же, что и в циклоне – меньше прямого. В результате чего воздух в приземном слое в антициклоне совершает нисходящее движение. Облачность не образуется, а имеющаяся – размывается.

Как известно, при опускании воздушных масс, вследствие динамического сжатия воздуха, происходит их прогревание. Отметим, что в некоторых случаях при нисходящих движениях в антициклоне их скорости в различных слоях атмосферы могут изменяться, что может привести к образованию инверсии оседания. Благодаря развитию турбулентности происходит перенос влаги снизу вверх, влагосодержание под инверсией увеличивается. Непосредственно под инверсией влажность часто достигает 100%. Здесь же скапливаются аэрозольные частицы. Под этим слоем может начаться конденсация водяного пара. Под инверсией образуются слоистые облака St. В некоторых случаях могут начаться моросящие осадки, а при увеличении вертикальной мощности облачности – и обложные.

Итак, динамическое изменение давления (накопление или разрежение масс воздуха) обуславливает развитие вертикальных движений от нестационарности.

С вертикальными движениями от нестационарности связано адиабатическое (за счёт внутренней энергии) нагревание масс воздуха вследствие динамического сжатия при нисходящих движениях и адиабатическое охлаждение вследствие динамического расширения при восходящих движениях. Динамическое изменение давления, вызывая сжатие или расширение объёма воздуха, обуславливает динамическое изменение температуры.

Упорядоченные вертикальные движения, наряду с адвекцией, вызывают наиболее существенные изменения в распределении температуры и влажности в атмосфере.

### **9.10.3. Расчёт вертикальных движений атмосферы**

Вертикальные движения атмосферы непосредственно не измеряются, а рассчитываются на основе их связей с полями давления, ветра и температуры воздуха.

Существует несколько способов вычисления вертикальной скорости при упорядоченных движениях воздуха: по уравнению неразрывности (интегрирование уравнения неразрывности в изобарической системе координат), с использованием уравнения притока тепла, по адиабатическим изменениям температуры и др.

Данные методы требуют определённой точности при определении исходных параметров (например, плоской дивергенции скорости, локальных и адвективных изменений температуры), что требует большого количества начальных данных. Погрешности вычисления, например, дивергенции, могут быть того же порядка, что и сама дивергенция. Поэтому данные методы не всегда могут быть реализованы с необходимой для практических целей точностью.

#### **Расчёты по формулам Лебедевой:**

Наибольшее практическое применение нашёл метод расчёта вертикальной скорости, основанный на совместном использовании вертикальной составляющей вихря скорости и неразрывности с учётом вклада дивергенции воздушных течений (Дюбюк А.Ф., Булеев Н.И., Юдин М.И.).

Расчёт ведётся в слоях 1000-850, 850-700, 700-500, 500-300 гПа.

Рабочие формулы, полученные на основании данного подхода Н.В. Лебедевой, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\tau_{\text{тр}} &= -3.5\overline{\nabla^2 P_0}, \\ \tau_{850} &= -3.5(\overline{\nabla^2 P_0} + \frac{d}{dt} \nabla^2 P_0) \\ \tau_{700} &= \tau_{850} - 2.1(\frac{d}{dt} \nabla^2 H_{850} + \frac{d}{dt} \nabla^2 H_{700}), \\ \tau_{500} &= \tau_{700} - 2.8(\frac{d}{dt} \nabla^2 H_{700} + \frac{d}{dt} \nabla^2 H_{500}), \\ \tau_{300} &= \tau_{500} - 2.8(\frac{d}{dt} \nabla^2 H_{500} + \frac{d}{dt} \nabla^2 H_{300}).\end{aligned}$$

Здесь:  $\tau_{\text{тр}}$  – вертикальные движения на верхней границе пограничного слоя, связанные с трением, рассчитываются в мбар/12ч (гПа/12ч),

$\overline{\nabla^2 P_0}$  – среднеарифметическое значение лапласиана от приземного давления по пути траектории частицы воздуха (в начале и в конце траектории),

$\frac{d}{dt} \nabla^2 P_0$  и  $\frac{d}{dt} \nabla^2 H_p$  – индивидуальное изменение лапласианов от приземного давления и геопотенциала поверхности  $P$ , определяется как разность  $\nabla^2 H_p$  и  $\nabla^2 P_0$  в пункте расчёта в конечный момент времени и  $\nabla^2 H_p$  и  $\nabla^2 P_0$  в начале траектории в начальный момент времени. Для расчёта строят 12-часовую траекторию на данном уровне (для  $\nabla^2 P_0$  – на АТ<sub>850</sub>) методом обратного переноса.

$\nabla^2 H_p$ ,  $\nabla^2 P_0$  – лапласианы рассчитываются с помощью прямоугольной сетки с шагом 500 км,

Если при расчёте вертикальной скорости в качестве исходной (конечной) используется прогностическая карта погоды, то получаем, соответственно, прогностические значения вертикальной скорости, если карты являются фактическими, то расчёты носят диагностический характер.

### **Расчёт конвективных движений**

Расчёт конвективных движений состоит в использовании данных вертикального зондирования атмосферы.

Средняя скорость конвекции (м/с) для частицы, поднимающейся с уровня  $P_0$  до уровня  $P$ , на котором  $(T' - T) = 0$ , где  $T'$  – температура поднимающейся воздушной частицы,  $T$  – температура окружающего воздуха, в предположении, что на уровне Земли ( $P_0$ ) скорость конвекции равна нулю, определяется из соотношения:



$$\overline{w_k} = \sqrt{R(T' - T) \ln \frac{P_0}{P}}.$$

На основании данной формулы построены графики, позволяющие произвести расчёт средней вертикальной скорости конвекции в различных слоях по известным значениям  $(T' - T)$  в зависимости от высоты уровней  $P_0 - P$ .

### 9.11. Поле температуры воздуха

Характеристикой теплового состояния атмосферы является температура воздуха. Температура воздуха измеряется в градусах Цельсия ( $^{\circ}\text{C}$ , с реперными точками  $0^{\circ}\text{C}$  – точка таяния льда и  $+100^{\circ}$  – точка кипения воды). В ряде стран (Англия, Америка) используется шкала Фаренгейта ( $^{\circ}\text{F}$ , с реперными точками таяния льда и кипения воды, соответственно,  $+32$  и  $+212^{\circ}$ ). Для перевода из одной шкалы в другую используется зависимость:

$$t^{\circ}\text{C} = 5/9(t^{\circ}\text{F} - 32), \quad t^{\circ}\text{F} = 9/5(t^{\circ}\text{C} + 32).$$

Кроме того, в основном, при теоретических исследованиях, используется аппроксимированная абсолютная температурная шкала Кельвина ( $^{\circ}\text{K}$ ), где точка таяния льда составляет  $+273^{\circ}\text{K}$ , точка кипения воды  $+373^{\circ}\text{K}$ . Нижней границей данной шкалы является абсолютный нуль температуры ( $0^{\circ}\text{K}$ ), составляющий  $-273^{\circ}\text{C}$ .

Поле температуры воздуха носит более сложный характер, чем поле давления. Температура воздуха постоянно меняется, обнаруживая как суточный и годовой ход, так и более значительные непериодические колебания, связанные с адвекцией воздушных масс, а частично, с адиабатическим подъёмом или опусканием воздуха.

Годовой ход температуры воздуха зависит от годового вращения Земли вокруг Солнца с соответствующей сменой радиационных условий и сезонными изменениями общей циркуляции атмосферы. Суточный ход температуры воздуха, как и других метеорологических величин, связан с суточным вращением Земли. Суточный ход температуры воздуха является простым – с одним максимумом около местного полудня и минимумом около восхода Солнца.

Существенный вклад в формирование локальных изменений температуры воздуха вносит адвекция. Нормальный суточный ход температуры воздуха, в виде простого колебания с максимумом около полудня местного времени и минимумом перед вос-

ходом Солнца, может нарушаться под влиянием перемещения воздушных масс и в некоторых случаях оказывается даже противоположным нормальному.

Например, по нашим данным, полученным для Владивостока, время наступления наибольших и наименьших срочных температур, подчиняясь общим закономерностям, которые определяются радиационными факторами, имеет рассеяние в течение суток, обусловленное адвекцией.

В преобладающем большинстве случаев наступление максимума температуры воздуха в суточном ходе имеет место около местного полудня (около 80 %). В 20 % случаев максимум температуры воздуха может отмечаться в любые другие часы суток – чаще в 12 G (17 %). Реже, но всё же случаются аномальные ситуации с наступлением максимума в утренние часы (5 %, с наибольшей вероятностью весной и летом) и даже перед восходом Солнца (2 %, с наибольшей вероятностью в октябре и ноябре), что показывает влияние адвективного переноса в данном районе.

Наступление минимума в суточном ходе срочных температур воздуха, характерное для нормального типа, т.е. около восхода Солнца, в среднем за год отмечается в 78 % случаев. Кроме того, нередко наблюдается минимум около 18 G, который отмечается в 43 % за год, с увеличением от зимы к лету. Практически с такой же вероятностью (35 %) наступление минимума относится к периоду около 00 G, что более характерно для холодного периода (40-70 %), когда время восхода Солнца приходится на более позднее время, а летом его повторяемость уменьшается до 10 %.

Довольно часто отмечается минимум срочных температур воздуха около 12G (17 %, с наибольшей вероятностью с мая по июль). И имеются, хотя совсем немногочисленные, случаи с наступлением минимума в ходе срочных температур воздуха около местного полудня (5 %).

Поле температуры может быть представлено с помощью изотерм. Впервые метод изотерм был применен А. Гумбольдтом в 1817 г., когда стали известны первые климатологические средние величины для разных пунктов.

Основными крупномасштабными особенностями поля температуры являются очаги холода и тепла, гребни тепла и ложбины холода, фронтальные зоны – переходные зоны между тёплыми и холодными воздушными массами.

Приземное поле температуры воздуха сильно возмущено в связи с влиянием неоднородности подстилающей поверхности. В районах прохождения атмосферных фронтов, у кромки льдов на морях и океанах, у границ снежного покрова, в районах тѐ-

плых и холодных океанических и морских течений, зимой у береговой линии температура воздуха по горизонтали часто меняется скачкообразно.

Однако уже на уровне 1.5 км ( $AT_{850}$ ) поле температуры становится более сглаженным, отражая, однако, основные черты приземного термического поля. Поэтому при определении положения фронтальных зон у Земли привлекаются результаты анализа поля температуры на  $AT_{850}$ .

### 9.11.1. Температурные градиенты

Важной характеристикой скалярного термического поля являются вертикальный и горизонтальный температурные градиенты.

Характеристикой изменения температуры по вертикали является вертикальный температурный градиент

$$\gamma = - \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Обычно в тропосфере температура воздуха с высотой уменьшается. Тем не менее, в некоторых слоях тропосферы имеет место рост температуры  $\gamma < 0$  или постоянство её с высотой  $\gamma = 0$ .

Для оценки устойчивости атмосферы служат такие показатели как адиабатический ( $\gamma_a$ ), влажноадиабатический ( $\gamma_{ва}$ ) градиенты температуры:

$$\gamma_a \approx 0.98 \text{ } ^\circ / 100 \text{ м},$$

$$\overline{\gamma_{ва}} \approx 0.66 \text{ } ^\circ / 100 \text{ м}.$$

Влажноадиабатический градиент температуры воздуха определяется как

$$\gamma_{ва} = \beta \gamma_a,$$

где  $\beta$  – множитель, равный

$$\beta = \frac{P + a}{P + b}, \quad a = 0.623 \frac{LE}{ART}, \quad b = 0.623 \frac{L}{c_p} \frac{dE}{dT}.$$

В изобарической системе из уравнения конденсационной (влажной) адиабаты:

$$\frac{dT}{T} = \frac{AR}{c_p} \beta \frac{dP}{P}, \quad \gamma_{ва} = - \frac{dT}{dP} = -\beta \frac{ART}{c_p} \frac{1}{P}$$

Влажноадиабатический градиент  $\gamma_{ва}$  зависит от температуры воздуха и давления.

При  $P=1000$  гПа для значений температуры 40, 20, 0, -20, -40°C  $\gamma_{ва} = 0.32, 0.44, 0.66, 0.88, 0.98^\circ/100$  м, соответственно.

При  $P=500$  гПа для значений температуры 40, 20, 0, -20, -40°C  $\gamma_{ва} = 0.26, 0.34, 0.52, 0.78, 0.95^\circ/100$  м, соответственно.

При низких температурах воздуха  $\gamma_{ва}$  приближается к сухоадиабатическому.

Таким образом, тёплая воздушная масса потенциально более неустойчива, чем холодная.

Если каком-либо слое атмосферы  $\gamma > \gamma_a$  то данный слой находится в неустойчивом термодинамическом равновесии.

При  $\gamma < \gamma_a$  в слое атмосферы наблюдается устойчивое равновесие. Особенно устойчивыми будут слои, где  $\gamma < 0$ , следовательно, температура воздуха с высотой возрастает (инверсионный слой), либо не меняется –  $\gamma = 0$  (изотермия).

Слои инверсии и изотермии, а также слои с градиентами, близкими к нулю, называют задерживающими слоями атмосферы. Задерживающие слои оказывают мощное стабилизирующее влияние на все движения, ослабляя турбулентное перемешивание, конвективные потоки, препятствуя обмену воздухом между задерживающим слоем и слоями воздуха выше и ниже.

Изменение температуры по горизонтали характеризует горизонтальный градиент температуры. Горизонтальный термический градиент Горизонтальный градиент температуры примерно в 1000 и более раз меньше вертикального. Порядок величин горизонтального термического градиента – десятые доли градуса на 100 км. Для фронтальных зон характерны повышенные значения горизонтальных градиентов температуры, которые могут достигать здесь порядка 5-10°C/100км по нормали к изотермам.

### 9.11.2. Адиабатические изменения температуры воздуха

Рассмотрим изменение температуры воздуха фиксированной частицы, происходящее без обмена теплом между этой частицей и средой:

$$\frac{dT}{dt} = 0.$$

Такое изменение термодинамического состояния воздуха называется адиабатическим. При адиабатическом процессе внутренняя энергия и с нею температура воздуха меняются за счёт работы сжатия или расширения. При сжатии давление и внутрен-

няя энергия воздуха возрастают, и температура повышается. При расширении – давление и внутренняя энергия убывают, и температура падает.

Адиабатическое приближение дает хорошие результаты. Адиабатическими можно считать атмосферные процессы при условии, что продолжительность процесса и тем самым теплообмен со средой не велики, например, адиабатическое приближение можно принять при образовании конвективных облаков и др.

Преобразуем данное уравнение, используя основное уравнение статики атмосферы.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad -\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma,$$

$\gamma$  – вертикальный градиент температуры воздуха.

Или, решая в Р-системе:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \tau \frac{\partial T}{\partial p} = 0,$$

Здесь  $\tau$  – аналог вертикальной скорости (система X, Y, P).

$$w = \frac{\partial Z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho g} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad \frac{\partial P}{\partial t} = -\rho g \frac{\partial Z}{\partial t},$$

$$\tau = \frac{\partial P}{\partial t} = -w \rho g, \quad w = -\frac{1}{\rho g} \tau$$

$$w \frac{\partial T}{\partial z} = -\tau \frac{1}{\rho g} \frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma \frac{1}{\rho g} \tau = -\gamma \frac{RT}{Pg} \tau,$$

тогда уравнение примет вид:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} - \gamma \frac{RT}{gP} \tau = 0. \quad (9.11.1)$$

Но при вертикальном перемещении воздушных частиц даже при отсутствии притоков тепла температура воздушной частицы меняется за счёт адиабатического нагрева при сжатии, когда частица опускается (температура повышается), или при расширении, когда частица поднимается (температура понижается):

$$\frac{dT}{dt} = \left(\frac{dT}{dt}\right)_1 - \left(\frac{dT}{dt}\right)_a,$$

где  $\left(\frac{dT}{dt}\right)_a \neq 0$  – изменения T при условии адиабатического процесса.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_a = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_a = 0, \quad \left(\frac{dT}{dt}\right)_a = w \frac{\partial T}{\partial z} = w \gamma_a$$

или в Р-системе:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dT}{dt}\right)_a &= \tau \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_a = \tau \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_a \frac{dz}{dp} = -\gamma_a \frac{1}{\rho g} \tau \\ \left(\frac{dT}{dt}\right)_a &= -\frac{RT}{g} \gamma_a \frac{\tau}{P}, \end{aligned}$$

Уравнение притока тепла примет вид:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} - (\gamma_a - \gamma) \frac{\tau}{p} \frac{RT}{g} = 0 \quad (9.11.2)$$

В общем случае в правой части должна быть учтена величина притока тепла от внешних источников ( $\epsilon$ ). Сюда входят приток (отток) тепла, связанный с турбулентным теплообменом между частицей воздуха и окружающими частицами, с лучистым теплообменом, при процессах конденсации (испарения) влаги внутри объёма, занятого фиксированной частицей воздуха. Но обычно в первом приближении считается  $\epsilon=0$ .

### 9.11.3. Термический ветер

Связь между изменением давления у Земли и на высотах выражается как:

$$\frac{\partial \bar{P}_{\text{верх}}}{\partial n} = k_1 \frac{\partial \bar{P}_{\text{нижн}}}{\partial n} + k_2 \Delta Z \frac{\partial \bar{T}_m}{\partial n}, \quad (9.11.3)$$

где  $k_1 = \frac{P_2}{P_1}$ ,  $k_2 = \frac{g \rho_m}{T_m}$ .

Барический градиент на верхнем уровне  $\frac{\partial \bar{P}_{\text{верх}}}{\partial n}$ , кроме всего прочего, зависит от дополнительного термического градиента  $k_2 \Delta Z \frac{\partial \bar{T}_m}{\partial n}$ , пропорционального толщине рассматриваемого слоя  $\Delta Z = (Z_{\text{верх}} - Z_{\text{нижн}})$  и величине горизонтального градиента температуры данного слоя  $\frac{\partial \bar{T}_m}{\partial n}$ , направленного параллельно барическому градиенту.

С увеличением высоты  $\rho_m$  и  $T_m$  уменьшаются,  $\Delta Z$  растет. В результате дополнительный градиент возрастает.

Кроме того, первый член уравнения быстро убывает с высотой вместе с падением давления  $P_{\text{верх}}$ , следовательно, с высотой дополнительный градиент оказывает большее влияние на величину барического градиента на верхнем уровне.

В результате с возрастанием высоты барический градиент верхнего уровня стремится приблизиться по направлению к среднему термическому градиенту, а изобары – к средним изотермам.

Таким образом, в свободной атмосфере основную роль в изменении скорости и направления ветра играет не сила трения, а изменения барического градиента, происходящие под влиянием горизонтального градиента температуры

Но барический градиент определяет собой направление ветра. Если барический градиент с высотой приближается по направлению к термическому градиенту, следовательно, градиентный ветер с высотой будет приближаться к изотерме. Так же будет вести себя и действительный ветер, который в свободной атмосфере практически не отличается от градиентного.

Рассмотрим зависимость

$$H_{1000}^{500} = 6.74 \lg \frac{P_1}{P_2} T_m = a_{1,2} T_m.$$

Продифференцировав данное выражение по X и Y:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} H_{1000}^{500} = \frac{\partial}{\partial x} (H_{p_2} - H_{p_1}) = a_{1,2} \frac{\partial}{\partial x} T_m \\ \frac{\partial}{\partial y} H_{1000}^{500} = \frac{\partial}{\partial y} (H_{p_2} - H_{p_1}) = a_{1,2} \frac{\partial}{\partial y} T_m \end{cases},$$

получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_{p_2}}{\partial x} - \frac{\partial H_{p_1}}{\partial x} = a_{1,2} \frac{\partial}{\partial x} T_m \\ \frac{\partial H_{p_2}}{\partial y} - \frac{\partial H_{p_1}}{\partial y} = a_{1,2} \frac{\partial}{\partial y} T_m \end{array} \right. \quad (9.11.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_{p_2}}{\partial x} - \frac{\partial H_{p_1}}{\partial x} = a_{1,2} \frac{\partial}{\partial x} T_m \\ \frac{\partial H_{p_2}}{\partial y} - \frac{\partial H_{p_1}}{\partial y} = a_{1,2} \frac{\partial}{\partial y} T_m \end{array} \right. \quad (9.11.5)$$

Умножим правую и левую части уравнения (9.11.4) на  $\frac{g}{\ell}$ , уравнения (9.11.5) – на  $(-\frac{g}{\ell})$ :

$$\begin{cases} \frac{g}{\ell} \frac{\partial H_{p_2}}{\partial x} - \frac{g}{\ell} \frac{\partial H_{p_1}}{\partial x} = a_{1,2} \frac{g}{\ell} \frac{\partial}{\partial x} T_m \\ -\frac{g}{\ell} \frac{\partial H_{p_2}}{\partial y} + \frac{g}{\ell} \frac{\partial H_{p_1}}{\partial y} = -a_{1,2} \frac{g}{\ell} \frac{\partial}{\partial y} T_m \end{cases},$$

Отсюда имеем:

$$\begin{cases} \mathbf{v}_{g_1} - \mathbf{v}_{g_2} = \mathbf{a}_{1,2} \frac{\mathbf{g}}{\ell} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} T_m \\ \mathbf{u}_{g_1} - \mathbf{u}_{g_2} = -\mathbf{a}_{1,2} \frac{\mathbf{g}}{\ell} \frac{\partial}{\partial \mathbf{y}} T_m \end{cases} \quad (9.11.6)$$

$$\quad (9.11.7)$$

Обозначив

$$\mathbf{a}_{1,2} \frac{\mathbf{g}}{\ell} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} T_m = \mathbf{v}_T, \quad -\mathbf{a}_{1,2} \frac{\mathbf{g}}{\ell} \frac{\partial}{\partial \mathbf{y}} T_m = \mathbf{u}_T, \text{ запишем}$$

$$\begin{cases} \mathbf{v}_{g_2} = \mathbf{v}_{g_1} + \mathbf{v}_T \\ \mathbf{u}_{g_2} = \mathbf{u}_{g_1} + \mathbf{u}_T \end{cases}$$

Для  $\mathbf{V}_T$  ( $\mathbf{u}_T, \mathbf{v}_T$ ), где  $\mathbf{V}_T$  – вектор термического ветра,  $\mathbf{u}_T$  и  $\mathbf{v}_T$  – составляющие термического ветра:  $\mathbf{V}_{g_2} = \mathbf{V}_{g_1} + \mathbf{V}_T$ .

Под термическим ветром понимают приращение вектора геострофического ветра при переходе с нижнего уровня атмосферы на верхний, т.е.  $\mathbf{V}_T = \mathbf{V}_{g_2} - \mathbf{V}_{g_1}$ , т.е. векторная разность геострофического ветра на двух уровнях (рис. 9.18):

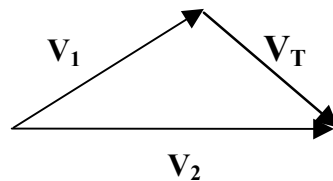


Рис. 9.18. Построение вектора термического ветра

Вектор термического ветра направлен по изотерме так, что в северном полушарии область более низких температур воздуха остается слева, область более высоких – справа, если смотреть по направлению ветра.

Таким образом, для  $\mathbf{V}_T$  горизонтальный градиент температуры слоя играет ту же роль, что и для  $\mathbf{V}_g$  – барический градиент.

По взаимному расположению вектора скорости и вектора термического ветра (по взаимному расположению термического и барического градиента) судят о термической адвекции, т.е. об адвекции тепла или холода.

Адвекция холода имеет место, если воздушные течения направлены из области более низких температур, адвекция тепла – если они направлены из области более высоких температур. Направление течений показывают карты абсолютной топографии



(обычно используются карты  $AT_{700}$  или  $AT_{500}$ ). Распределение температуры в слое показывают карты относительной топографии (обычно используется карта  $OT_{1000}^{500}$ ).

При совмещении карты течений и карты распределения средней температуры слоя получают карту термобарического поля, по которой судят о термической адвекции.

Рассмотрим карту термобарического поля (рис. 9.19).

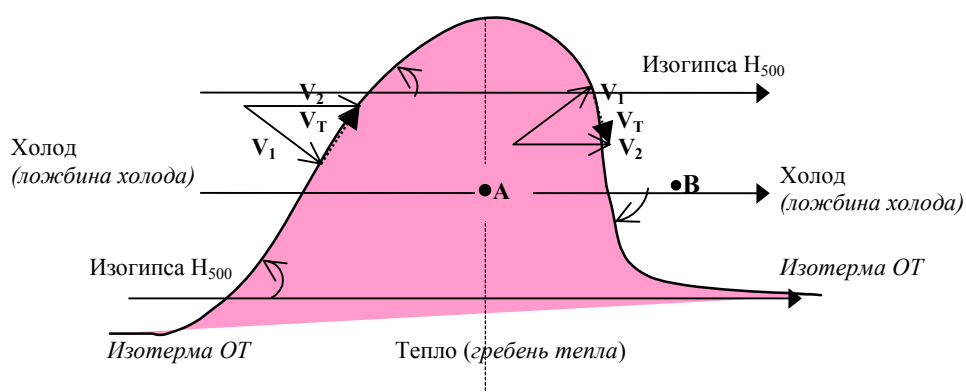


Рис. 9.19. Схема для определения адвекции температуры

Имеем поле изогипс на уровне  $P_2$  (например,  $H_{500}$ ) и поле средней температуры слоя (например,  $H_{1000}^{500}$ ).

Движение по изогипсам  $AT$  в северном полушарии происходит в направлении градиентного ветра так, что низкое давление остается слева, а высокое – справа. По направлению изогипс  $H_{500}$ , можем задать вектор скорости геострофического ветра на этом уровне ( $V_2$ ).

Вектор термического ветра  $V_T$  направлен по изотерме  $H_{1000}^{500}$  так, что область более низких температур остается слева, высоких – справа.

Согласно определению  $V_T$  как векторной разности ветре при переходе с нижнего на верхний уровень, построим вектор скорости геострофического ветра на нижнем уровне ( $V_1$ ), в нашем примере – на уровне 1000 гПа,.

В область т. А происходит перенос из области с более низкими температурами воздуха (т.е. через некоторое время здесь можно ожидать понижения температуры) – адвекция холода.

Заметим, что:

При переходе от нижнего уровня к верхнему происходит левый поворот ветра (поворот против часовой стрелки). Слева от т.А изотермы  $H_{1000}^{500}$  отклоняются от изогипс  $H_{500}$  влево.

В область т. В происходит перенос из области с более высокими температурами воздуха (т.е. через некоторое время здесь можно ожидать повышения температуры) – адвекция тепла.

При переходе от нижнего уровня к верхнему происходит правый поворот ветра (поворот по часовой стрелке). Справа от т. А изотермы  $H_{1000}^{500}$  отклоняются от изогипс  $H_{500}$  вправо.

**Таким образом, в северном полушарии:**

- Области адвекции холода соответствует левый поворот ветра с высотой (против часовой стрелки), при этом изотермы  $H_{1000}^{500}$  отклоняются от изогипс  $H_{500}$  влево
- Области адвекции тепла соответствует правый поворот ветра с высотой (по часовой стрелке), при этом изотермы  $H_{1000}^{500}$  отклоняются от изогипс  $H_{500}$  вправо.

Следовательно, во-первых, отклонение изотерм от изогипс показывает направление термической адвекции, во-вторых, имея данные о направлении ветра на различных высотах, можно судить о знаке адвекции температуры в различных слоях атмосферы.

- Если изотермы параллельны изогипсам, то изменений в ходе температуры воздуха не происходит (нулевая адвекция).

Поскольку вектор термического ветра равен

$$V_T = 6.74 \lg \frac{P_1}{P_2} \frac{g}{\ell} \frac{\partial T_m}{\partial v},$$

где  $v$  – нормаль к изотерме, то большей толщине слоя между уровнями  $P_1$  и  $P_2$  соответствует и большая величина  $V_T$  при одном и том же значении  $\frac{\partial T_m}{\partial v}$ .

Термический ветер наиболее часто вычисляют для  $H_{1000}^{500}$ , где изогипсы эквивалентны изотермам слоя через 2°C. Направление  $V_T$  на данной карте определяется по касательной к изогипсам (аналогично  $V_g$  на картах АТ). Скорость термического ветра можно рассчитывать по обычной градиентной линейке, поскольку

$$T_m = \frac{H_2 - H_1}{a_{1,2}} = \frac{H_{P_1}^{P_2}}{a_{1,2}}, \quad \frac{\partial T_m}{\partial v} = a_{1,2} \frac{\partial H_{P_1}^{P_2}}{\partial n},$$

$$V_T = \frac{g}{\ell} a_{1,2} \frac{\partial H_{P_1}^{P_2}}{\partial n} = \frac{g}{\ell} \frac{\partial H_{P_1}^{P_2}}{\partial n}.$$

В частности,

$$(V_T)_{1000}^{500} = \frac{g}{\ell} \frac{\partial H_{1000}^{500}}{\partial n}.$$

Кроме того, можно использовать графический способ расчёта по правилу треугольника, задавая масштаб скорости, например, 1 м/с=1см.

#### 9.11.4. Локальные изменения температуры воздуха

Локальные изменения температуры воздуха у земной поверхности и в свободной атмосфере определяются в основном адвекцией воздушных масс и их трансформацией:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{лок}} = \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{трансф}} - \left(\mathbf{u} \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{\text{адв}}.$$

Большое влияние оказывает также суточный ход метеорологических элементов. В свободной атмосфере на изменение температуры воздуха, кроме того, будут влиять вертикальные движения. При подъёме воздушной частицы в ней происходит адиабатическое понижение температуры, при опускании – адиабатическое понижение температуры.

Наибольший вклад в изменения температуры вносит адвекция:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} = -\left(\mathbf{u} \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}\right).$$

Преобразуем данное уравнение, заменив  $\mathbf{u}$  и  $v$  на  $\mathbf{u}_g$  и  $v_g$ :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} = -\left(-\frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y}\right),$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} = -\frac{g}{\ell} (H, T) \tag{9.11.8}$$

В натуральной системе координат имеем (рис. 9.20):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} = -\frac{g}{\ell} \frac{\partial H}{\partial n} \frac{\partial T}{\partial x} = -V_g \frac{\partial T}{\partial x},$$

$$\sin \xi = \frac{\frac{\partial T}{\partial x}}{\frac{\partial T}{\partial v}}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial v} \sin \xi,$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} = -V_g \frac{\partial T}{\partial v} \sin \xi,$$

где  $\xi$  – угол отклонения изотермы от изогипсы, т.е. угол адвекции (за положительное принимается направление против часовой стрелки от изогипсы к изотерме).

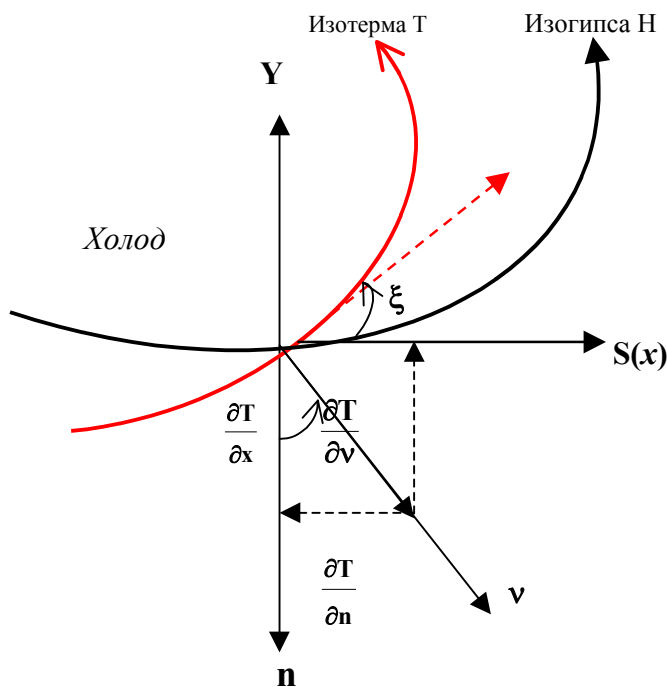


Рис. 9.20. Обозначения в натуральной системе координат

При  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} > 0$  имеет место адвекция тепла, при  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{адв}} < 0$  – адвекция холода.

Поскольку  $\frac{\partial T}{\partial v} > 0$  и  $V_g > 0$  ( $\frac{\partial H}{\partial n} > 0$ ), то знак адвективных изменений температуры воздуха определяется исключительно величиной угла адвекции  $\xi$  и знаком  $\sin \xi$ .

Адвекция тепла  $\frac{\partial T}{\partial v} > 0$  имеет место при  $\sin \xi > 0$ , т.е. если  $\xi$  от 0 до  $90^\circ$  – изотермы отклоняются от изогипс вправо.

Адвекция холода  $\frac{\partial T}{\partial v} < 0$  имеет место при  $\sin \xi < 0$ , т.е. если  $\xi$  от 0 до  $-90^\circ$  – изотермы отклоняются от изогипс влево (см. рис. 20).

Максимальная адвекция наблюдается при  $\xi = 90^\circ$   $\sin \xi = 0$ .

При  $\xi = 90^\circ$   $\sin \xi = 0$  – говорят о нулевой адвекции (изотермы и изогипсы параллельны).

На картах погоды наибольшая адвекция холода наблюдается за холодным фронтом в тылу циклона или в передней части усиливающихся антициклонов, где происходит адвективное повышение давления и где формируется область нисходящих движений воздуха.

Наибольшая адвекция тепла обычно имеет место в передней части циклонов и в тыловой части антициклонов, где происходит адвективное понижение давления и где формируется область восходящих движений воздуха.

Область адвекции тепла от области адвекции холода в термобарическом поле тропосферы отделяется некоторой переходной зоной, где адвекция отсутствует. В середине этой переходной зоны проводят линию там, где изотермы параллельны изогипсам. Эта линия называется *линией нулевой адвекции*. Линия нулевой адвекции отделяет область адвекции холода от области адвекции тепла и, одновременно, отделяет область адвективного роста давления от области адвективного падения давления. Линия нулевой адвекции (двойная пунктирная линия на карте) проходит обычно через оси ложбин и гребней, а у поверхности Земли – через центры барических образований.

### 9.11.5. Общее распределение температуры воздуха на земном шаре

Распределение температуры воздуха над земным шаром зависит от условий притока солнечной радиации на границу атмосферы и на земную поверхность, от её поглощения, зависящего от характера подстилающей поверхности, от излучения подстилающей поверхности и воздуха, от общей циркуляции атмосферы, обуславливающей перенос воздушных масс (рис. 9.21, 9.22).

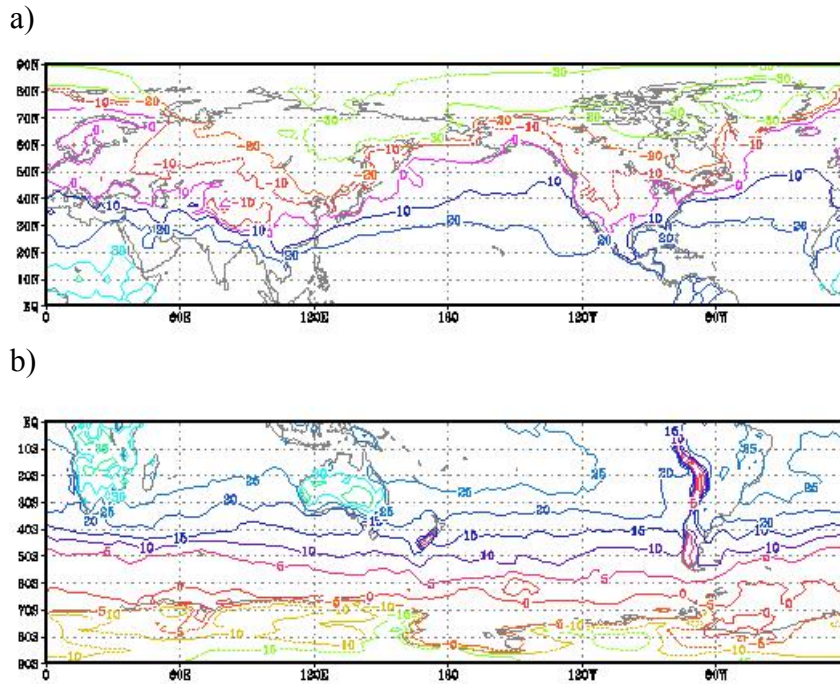


Рис. 9.21. Поле температуры воздуха на уровне моря над северным (а) и южным (б) полушариями 15 января 2001. (<http://ddb.kishou.go.jp/grads.html>)

Зимой главный полюс холода северного полушария (и вторичный полюс холода Земли после Антарктиды) наблюдается в Якутии, где сильное излучение снежного покрова при небольшой облачности и застой воздуха дополнительно понижают температуру воздуха. До тех пор, пока в Антарктиде не были зафиксированы более низкие температуры воздуха (минимум  $-88.3^{\circ}\text{C}$  в июле), эта область считалась полюсом холода Земли.

Ранее считалось, что самой низкой средней месячной температурой воздуха характеризуется Верхоянск ( $-67.8^{\circ}\text{C}$ ), но позднее стало известно, что в Оймяконе, лежащем в высокогорной долине юго-восточнее Верхоянска, средняя месячная температура воздуха в январе достигает  $-50^{\circ}\text{C}$ , минимальная  $-77.8^{\circ}\text{C}$ .

Вторичный полюс холода северного полушария находится в центре Гренландии ( $-66.1^{\circ}\text{C}$ ). В Канаде январские минимумы достигают  $-62.8^{\circ}\text{C}$ .

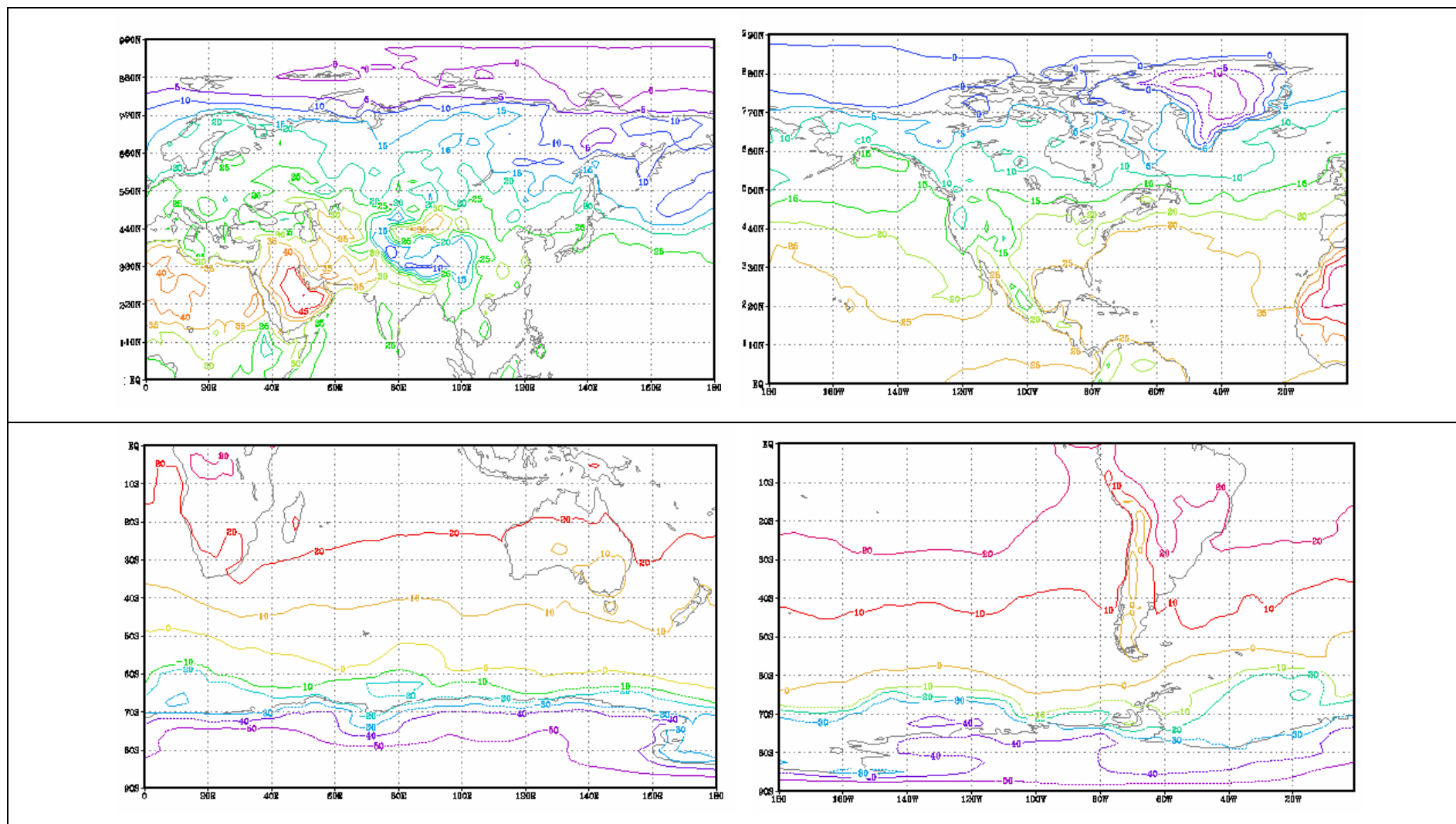


Рис. 9.22. Поле температуры воздуха на уровне моря над северным и южным полушариями 3 августа 2004.

(<http://ddb.kishou.go.jp/grads.html>)

Зимой имеются большие температурные контрасты между западными и восточными окраинами континентов на одной и той же широте – западные окраины материков заметно теплее восточных, что обусловлено притоком воздуха с тёплого океана.

Благодаря тёплому Атлантическому океану изотерма  $-20^{\circ}\text{C}$  в Европе отступает к  $83^{\circ}$  с.ш., тогда как над восточной окраиной азиатского континента она опускается до  $45-50^{\circ}$  с.ш.

Во Владивостоке, например, несмотря на широты европейских Ниццы и Марселя, январь, как на Новой Земле ( $75^{\circ}$  N), а июль – как в Якутске ( $62^{\circ}$  N) или Москве ( $56^{\circ}$  N) (табл. 9.11.1).

Таблица 9.11.1.

**Сравнительная характеристика  
температуры воздуха в различных пунктах**

Пункты	Северная широта	Температура воздуха		
		Январь	Июль	Год
Владивосток	43	-13.1	18.5	5.0
Ницца	43	8.4	23.9	15.7
Марсель	43	6.3	22.6	13.9
Новая Земля	75	-12.4	4.7	-7.0
Париж	48	2.3	18.3	10.0
Москва	56	-10.2	18.1	3.8
Якутск	62	-43.2	18.7	-10.3

Вблизи Экватора преобладают температуры воздуха  $26-28^{\circ}\text{C}$  как на суше, так и на море. Следовательно, годовая амплитуда средних температур воздуха на Земле составляет почти  $80^{\circ}\text{C}$ .

В южном полушарии, где в это время лето, поле изотерм ниже  $30^{\circ}$  ю.ш. отличается зональностью. Над Южной Америкой и Африкой можно выявить области, где средняя температура в июле выше  $28^{\circ}\text{C}$ , над Австралией – выше  $32^{\circ}\text{C}$ .

Летом распределение температуры воздуха по сравнению с зимними месяцами более сглаженное. Изотермы располагаются преимущественно параллельно широтным кругам.

Лишь небольшая область в Арктике севернее  $80^{\circ}$  с.ш. в июле имеет среднюю месячную температуру воздуха ниже  $0^{\circ}\text{C}$ . Изотерма  $+10^{\circ}\text{C}$  проходит по северным окраинам



азиатского и американского материков, ограничивая область, где не произрастают леса. Изотермы располагаются преимущественно параллельно широтным кругам.

Материки летом теплее океанов. Изотерма  $+20^{\circ}\text{C}$  в Якутии поднимается до  $60^{\circ}$  с.ш., и сам Якутск в июле теплее, чем Москва (средняя температура воздуха в июле  $18.7^{\circ}\text{C}$ , максимум  $38^{\circ}\text{C}$ ).

В северном полушарии средние месячные температуры воздуха, превышающие  $35^{\circ}\text{C}$ , свойственны обширной территории, располагающейся в Африке и Азии по обе стороны от тропика.

Над материками летом появляются несколько полюсов тепла. В Сахаре, под  $25^{\circ}$  с.ш. где почти нет испарения, средняя месячная температура в июле достигает почти  $40^{\circ}\text{C}$ , В Ираке (Багдад) – до  $35^{\circ}\text{C}$ , В Термезе (Средняя Азия) – до  $32^{\circ}\text{C}$ . В Иране, где максимальные температуры поднимаются до  $56^{\circ}\text{C}$ , местная поговорка гласит, что «Земля здесь из огня, ветер – из пламени». В Долине Смерти (Южная Калифорния) в глубокой впадине (53 м ниже у.м.) средняя температура июля достигает  $39^{\circ}\text{C}$ , а максимальная, как и в Северной Африке поднимается до  $57^{\circ}\text{C}$ .

Постоянно жаркий и сырой климат отличает побережье Красного моря. Здесь средняя температура воздуха в июле достигает  $35^{\circ}\text{C}$ , в январе  $26^{\circ}\text{C}$ . Летом почти ежедневно максимум поднимается до  $40^{\circ}\text{C}$ .

Над океанами, а также в областях жарких тропических лесов Африки и Южной Америки средние температуры в июле не выше  $27^{\circ}\text{C}$ .

Зима, господствующая в это время в южном полушарии, мало сказывается на поле температуры. Массивы суши сосредоточены здесь в низких широтах, где не может быть сильного выхолаживания. Достигающая  $55^{\circ}$  южной широты оконечность Южной Америки настолько узка, что имеет морской климат, также исключаящий сколько-нибудь заметное выхолаживание. Преимущественно морской климат южного полушария проявляется в почти невозмущённом зональном расположении зимних изотерм.