МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

МЕТЕОРОЛОГИЯ, КЛИМАТОЛОГИЯ И ГИДРОЛОГИЯ

Межведомственный научный сборник Украины

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 34

Одесса – 1997

УДК 551.515.1

Кивганов А.Ф., проф., Хохлов В.Н., асс.
Одесский гидрометеорологический институт.

О физической интерпретации механизма генерации кинетической энергии в атмосфере.

При анализе бюджета кинетической энергии атмосферных объектов синоптического масштаба особый интерес представляет физический анализ так называемого генерирующего члена ($-\vec{V}\nabla\Phi$), описывающего механизм взаимного преобразования доступной потенциальной и кинетической энергий, что чрезвычайно важно для понимания физики процессов, протекающих в атмосферных циркуляционных системах (ложбины, гребни, циклоны, антициклоны) в процессе их эволюции. Предпринимаемые при этом попытки сводятся к поиску факторов, широко используемых в метеорологической теории и практике. Ниже предлагается один из таких подходов, отличающийся от ранее используемых при анализе энергетики атмосферных объектов макромасштаба.

Как известно [4], уравнение для кинетической энергии (в изобарической системе координат) в дивергентной форме выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \nabla\vec{V}K + \frac{\partial(\tau K)}{\partial p} = -\vec{V}\nabla\Phi + D \ , \qquad (1)$$

где

$K = (u^2 + v^2)/2$ - удельная кинетическая энергия;

$\vec{V}(u,v)$ - вектор скорости ветра;

Φ – геопотенциал;

τ - изобарическая вертикальная скорость;

∇ - оператор набла; D – диссипативный член.

Остановимся на физическом анализе генерации кинетической энергии, которая описывается членом:

$$\left(\frac{\partial K}{\partial t}\right)_{ген} = -\vec{V}\nabla\Phi \ , \tag{2}$$

Продифференцируем (2) по вертикальной координате :

$$\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial K}{\partial t}\right)_{ген} = -\frac{\partial}{\partial p}\left(u\frac{\partial \Phi}{\partial x} + v\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right) , \tag{3}$$

Если дополнительно воспользоваться уравнением квазистатики $T = -\,p/R\cdot\partial\Phi/\partial p$ и выражением для горизонтальной адвекции температуры $A_T = -\left(u\cdot\partial T/\partial x + v\cdot\partial T/\partial y\right)$, то (3) несложно представить в виде:

$$\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial K_4}{\partial t}\right)_{ген} = -\frac{R}{p}A_T - \left(\frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial p}\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right). \tag{4}$$

Итак, вертикальный градиент генерирующего члена определяется двумя факторами:

$$\frac{\partial F_1}{\partial p} = -\frac{R}{p}A_T \ ;$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial p} = -\left(\frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial p}\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right) \equiv -\ell\left(v_g\frac{\partial u}{\partial p} - u_g\frac{\partial v}{\partial p}\right). \tag{5}$$

Здесь дополнительно использованы соотношения для компонент геострофического ветра : $v_g = 1/\ell\cdot\partial\Phi/\partial x$, $u_g = -1/\ell\cdot\partial\Phi/\partial y$.

Как видно из (5), знак первого фактора обратен знаку температурной адвекции, а знак второго - в большой степени (как будет показано ниже) зависит от знака составляющих вертикального сдвига ветра $\partial u/\partial p$ и $\partial v/\partial p$. Будем поэтому в последующем первый фактор именовать адвективным, а второй - сдвиговым.

Выполнив интегрирование по элементарному объему $d\varpi = dxdydz$ с использованием уравнения квазистатики $dp = -\rho g dz,$ получим:

$$-\frac{1}{g}\int\limits_S\int\limits_{p_1}^{p_2}\frac{\partial F_1}{\partial p}dpdS = \frac{R}{g}\int\limits_S\int\limits_{p_1}^{p_2}A_T\,\frac{dp}{p}dS\ ,$$

$$-\frac{1}{g}\int\limits_S\int\limits_{p_1}^{p_2}\frac{\partial F_2}{\partial p}dpdS = \frac{1}{g}\int\limits_S\int\limits_{p_1}^{p_2}\left(\frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial p}\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)dpdS \qquad (6)$$

Рассмотрим вначале вопрос о физической интерпретации первого фактора. Поскольку все энергетические характеристики, как правило, оцениваются в достаточно тонких по вертикали слоях (Δp = 50 гПа), то для атмосферных возмущений синоптического масштаба трудно предположить, что адвекция температуры может претерпевать в таких слоях существенные изменения по величине, а тем более по знаку. Это позволяет, воспользовавшись теоремой о среднем, представить с достаточно хорошим приближением первое из выражений (6) в виде:

$$[\delta F_1] = [\delta F_{адв}] \equiv [F_1(p_2)] - [F_1(p_1)] \approx R\left[\overline{A_T}\right]\cdot \ln\left(p_1 / p_2\right) \qquad (7)$$

Здесь и далее символ [...] означает осреднение по площади S; $\left[\overline{A_T}\right]$ - среднее значение адвекции температуры в слое p_1 - p_2. Как следует из (7), знак послойного приращения генерирующего члена полностью определяется знаком средней адвекции температуры в этом слое, т.е. при $\left[\overline{A_T}\right] > 0$ (адвекция тепла) $[\delta F_{адв}] > 0$, а при $\left[\overline{A_T}\right] < 0$ (адвекция холода) $[\delta F_{адв}] < 0$. При адвекции тепла это возможно в следующих случаях: если знаки $F_{адв}$ на нижней и верхней границах слоя совпадают, то с высотой при $F_{адв} > 0$ должно происходить увеличение, а при $F_{адв} < 0$ уменьшение абсолютных значений этого параметра; это обеспечивается также при условии, что $F_{адв}(p_1) < 0$, а $F_{адв}(p_2) > 0$. Несложно убедиться, что при адвекции холода

($\left[\overline{A_T}\right] < 0$) послойное уменьшение генерирующего члена также допускает три возможных варианта, при которых вертикальные профили $F_{адв}(p)$ будут прямо противоположны случаю адвекции тепла. Из общефизических соображений весьма затруднительно apriori отдать предпочтение какому-либо из трех вариантов как для случая адвекции тепла, так и адвекции холода. В реальных условиях все будет зависеть от термодинамической структуры конкретного атмосферного вихря.

Перейдем теперь к анализу второго фактора $\partial F_2 / \partial p$. Для атмосферных возмущений синоптического масштаба осредненные по достаточно большой площади величины горизонтальных градиентов геопотенциала $\left[\partial \Phi / \partial x\right]$ и $\left[\partial \Phi / \partial y\right]$ должны быть близки между собой, поэтому без особой погрешности их можно заменить некоторым средним значением $\left[\partial \Phi / \partial s\right]$. Тогда вместо (6) можно записать:

$$\left[\delta F_2\right] = \left[\delta F_{сдв}\right] \equiv \left[F_2\left(p_2\right)\right] - \left[F_2\left(p_1\right)\right] \approx -\int_{p_1}^{p_2} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial s}\right] \frac{\partial}{\partial p}\left[\left(u+v\right)\right] dp \qquad (8)$$

Здесь, опять-таки, для тонких слоев с достаточной точностью величины $[\partial \Phi / \partial s]$ и $\frac{\partial}{\partial p}\left(u+v\right)$ можно заменить на их средние значения в этом слое, что позволит переписать (8) в виде:

$$\left[\delta F_{сдв}\right] = -\left[\overline{\frac{\partial \Phi}{\partial s}}\right] \overline{\frac{\partial}{\partial p}\left[u+v\right]} \cdot \Delta p \qquad (9)$$

Здесь теорема о среднем распространяется и на вектор скорости ветра, чтобы в явном виде подчеркнуть влияние вертикального сдвига ветра на величину F_2.

Вертикальный сдвиг можно представить в ином виде, а именно:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial p}\left[u+v\right]} = \frac{\overline{\partial V}}{\partial p}\left[\cos\alpha + \sin\alpha\right] + \left[\overline{V}\right] \frac{\partial}{\partial p}\left[\alpha\left(\cos\alpha + \sin\alpha\right)\right] \qquad (10)$$

Здесь $\overline{V}$ - среднее значение модуля вектора скорости ветра в слое; α - угол между направлением этого вектора и осью x, поэтому $\overline{u} = \overline{V} \cdot \cos\alpha$, $\overline{v} = \overline{V} \cdot \sin\alpha$

В (10) первый член в квадратных скобках описывает величину сдвига, связанного с изменением скорости ветра в слое, а второй - с вращением в горизонтальной плоскости вектора ветра, т.е. с его направлением. В не очень больших по толщине слоях обращение ветра с высотой маловероятно, поэтому второй член заведомо меньше первого ($d\alpha\ /dp \approx 0$), поэтому вместо (10) без особой погрешности можно записать

$$\overline{\frac{\partial}{\partial p}[u+v]} = \frac{\partial \overline{[V]}}{\partial p}[\cos\alpha + \sin\alpha] \tag{11}$$

Отсюда следует, что если $[\alpha]\to 0$, т.е. вектор ветра параллелен оси x и, следовательно, $\overline{[V]} \approx \overline{[u]}$, то

$$\overline{\frac{\partial}{\partial p}[u+v]} = \frac{\partial \overline{[V]}}{\partial p} \equiv \frac{\partial \overline{[u]}}{\partial p} \tag{12}$$

Если $[\alpha] \to \pi/2$, т.е. $\overline{[V]} \approx \overline{[v]}$, то

$$\overline{\frac{\partial}{\partial p}[u+v]} = \frac{\partial \overline{[V]}}{\partial p} \equiv \frac{\partial \overline{[v]}}{\partial p} \tag{13}$$

В частности, при $[\alpha] = \pi/4$ и $[\alpha] = \pi/3$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial p}[u+v]} = \sqrt{2}\,\frac{\partial \overline{[V]}}{\partial p}; \qquad \overline{\frac{\partial}{\partial p}[u+v]} = 1.36\frac{\partial \overline{[V]}}{\partial p} \tag{14}$$

Полученные выводы справедливы, когда знаки $\cos\alpha$ и $\sin\alpha$ совпадают, т.е. при условии $0 \le \alpha \le \pi/2$.

Рассмотрим в качестве примера "идеальную" высотную ложбину, для передней и тыловой частей которой практически выполняются условия типа (13)-(14), когда $|V| = \beta|v|$.

Здесь $\beta = \cos\overline{a} + \sin\overline{a}$ - коэффициент, учитывающий направление ветра. Итак, выражение (9) с учетом (11) можно записать в виде:

$$[\delta F_{сдв}] = -[\beta] \cdot \left[\overline{\frac{\partial \Phi}{\partial s}}\right] \cdot \overline{\frac{\partial v}{\partial p}} \cdot \Delta p \tag{15}$$

Несложно убедиться, что соотношение (8) можно представить также в иной редакции:

$$[\delta F_{сдв}] = -[\beta] \cdot \left[\overline{\frac{\partial \Phi}{\partial s}}\right] ([V(p_2)] - [V(p_1)]) \tag{16}$$

Из (15) и (16) следует, в частности, что поскольку в условиях реальной атмосферы (по крайней мере, в пределах тропосферы) в среднем наиболее характерно увеличение скорости ветра с высотой [2], то знак $[\delta F_{сдв}]$ целиком определяется знаком $\left[\partial\overline{\Phi}/\partial s\right]$(при сохранении условия $\beta > 0$). Однако применительно к конкретным атмосферным объектам циркуляционного типа (ложбины, гребни, циклоны, антициклоны) дополнительно следует учитывать изменение направления вектора скорости ветра, а, следовательно, и знак его составляющих, т.к. в отдельных частях такой системы коэффициент β может менять знак.

Если подобный анализ сдвигового фактора распространить на высотную барическую ложбину, то придем к следующим выводам. При условии, что с высотой скорость ветра возрастает и в тонких слоях его направление сохраняется, т.е. $[dV/dp] > 0$ (положительный сдвиг ветра), то тогда знак сдвигового фактора в отдельных частях циркуляционной системы будет определяться знаками коэффициента $\beta = \cos\alpha + \sin\alpha$ и среднего горизонтального градиента геопотенциала в рассматриваемом слое. Так, в передней части ложбины (циклона) $\left[\partial\overline{\Phi}/\partial s\right] > 0$, а в тыловой - $\left[\partial\overline{\Phi}/\partial s\right] < 0$. Если для простоты анализа дополнительно предположить (в условиях реальной атмосферы это вполне приемлемо), что высотная ложбина хорошо развита по меридиану и ее ось квазипараллельна оси y ($\alpha \rightarrow \pi/2$), то тогда $\left|\vec{V}\right| \approx v$, т.к. $v > u$ и знак будет определяться в основном знаком $\sin\alpha$ ($\cos\alpha \rightarrow 0$). В силу этого в передней части ложбины $\beta > 0$, а в тыловой - $\beta < 0$ (соответственно первая и третья четверти тригонометрического круга). Суммируя сказанное выше, можно утверждать, что, по крайней мере, для меридионально ориентированных ложбин, для их передних частей: $[dV/dp] > 0$, $[\beta] > 0$, $\left[\partial\overline{\Phi}/\partial s\right] > 0$, следовательно, согласно (16) $[\delta F_{сдв}] < 0$; для тыловых: $[dV/dp] > 0$, $[\beta] < 0$, $\left[\partial\overline{\Phi}/\partial s\right] < 0$ и, значит (4.32), $[\delta F_{сдв}] < 0$.

Этот вывод носит принципиальный характер - в рамках принятых выше предположений, которые в среднем отображают условия реальной тропосферы, сдвиговый фактор имеет (в отличие от адвективного) однонаправленное воздействие - послойные уменьшения генерации кинетической энергии имеют место как в целом для всей атмосферной системы циркуляционного типа, так и отдельных ее частей. Это обстоятельство, в свою очередь, в рамках рассмотренного случая предъявляет менее жесткие требования к взаимному расположению площадей осреднения разнородных по своему физическому содержанию подобластей атмосферных возмущений синоптического масштаба.

Еще раз акцентируем внимание на том, что этот вывод получен для интенсивных, меридионально ориентированных высотных ложбин, когда заведомо для передней и тыловой ее частей выполняется условие $v > u$. Полученные выводы в определенной мере можно распространить на случай южных циклонов, образование и эволюция которых тесным образом связаны именно с таким характером высотных ложбин.

Разумеется, в каждом конкретном случае оценка роли сдвигового фактора должна осуществляться по соотношению (8) или по его более упрощенному варианту (9). Сейчас же более важно обратить внимание на следующее обстоятельство. Выше было показано, что знак адвективного фактора $[\delta F_{адв}]$ полностью определяется знаком температурной адвекции, поэтому применительно к высотной ложбине (или южному циклону), поскольку в ее передней части преобладает адвекция тепла, а в тыловой - адвекция холода, знак генерирующего члена за счет этого фактора будет различным: в передней части наиболее вероятна генерация кинетической энергии ($[\delta F_{адв}]>0$), а в тыловой - ее уменьшение. Это означает, что в первом случае доступная потенциальная энергия переходит в кинетическую энергию атмосферного возмущения, а во втором, наоборот, кинетическая энергия переходит в потенциальную. С точки зрения эволюции циклонического вихря, его развитие и перемещение должны определяться в первую очередь за счет кинетической энергии, генерируемой в его передней части. Можно предположить, что по мере развития соотношение между притоком и оттоком кинетической энергии в различных частях циклона будет изменяться. Очевидно, в целом роль адвективного фактора будет значительной на ранних стадиях его развития, тогда как в стадиях максимального развития и заполнения вклад этого фактора будет минимальным, поскольку вихрь становится термически однородным, а изотермы и изогипсы (изобары) – квазипараллельными ($[A_{\mathrm{T}}] \to 0$). Этот вывод нуждается в последующем уточнении, поскольку распространять его на большие по толщине слои неправомочно, т.к. вертикальный профиль адвекции температуры в пределах тропосферы может быть знакопеременным.

На данном этапе обще физического анализа важно подчеркнуть, что в среднем в передней части высотной ложбины знаки адвективного и сдвигового факторов противоположны, а в тыловой они совпадают. Возникает естественный вопрос - какой из двух факторов является определяющим?

На первый взгляд может показаться, что адвективному фактору следует отдать предпочтение по сравнению со сдвиговым. Такое предположение базируется прежде всего на том представлении, что значительные вертикальные сдвиги ветра для атмосферы в среднем не характерны. В принципе с этим можно было бы согласиться, но когда речь идет о циклонических возмущениях, то такое допущение может оказаться не совсем корректным, даже применительно к не очень большим по толщине слоям. Нельзя упускать из вида и тот факт, что в передней и тыловой частях циклона наблюдаются значительные по величине горизонтальные градиенты геопотенциала (давления) из-за сопряженных областей низкого (ложбина) и высокого (западный и восточный гребни) давления. В силу этого даже при малых значениях сдвига ветра ($[dV/dp]$), но больших величинах $\left[\partial\overline{\Phi}/\partial s\right]$, их произведение, т.е. $[\delta F_2]$, может оказаться такого же порядка, что и адвективный фактор. Более того, роль этого фактора заметно возрастает при параболическом профиле ветра, т.е. в так называемых струйных течениях. Последние отмечаются в пределах пограничного слоя (их часто называют мезоструями) и в верхних слоях тропосферы (400-200 гПа). Первые из них, т.е. мезоструи, связаны либо с атмосферными фронтами, либо с температурными инверсиями [1]. При этом мезоструи со значительным вертикальным сдвигом наблюдаются достаточно редко [1]. Что же касается верхнетропосферных струйных течений с осью вблизи поверхности АТ-300 гПа, то это - неотъемлемый элемент планетарной циркуляции. Благодаря значительным температурным градиентам вблизи тропопаузы, зона струйных течений характеризуется большими горизонтальными и, особенно, вертикальными градиентами скорости ветра. Так, по данным [2] вблизи оси струи (как в ниже-, так и вышележащих слоях) вертикальный сдвиг может достигать 25 м/с на 1 км высоты. Можно предположить, что в зоне струйных течений, особенно верхнетропосферных, роль сдвигового фактора $[\delta F_2]$ существенно возрастает и может не только сравняться по величине с вкладом температурной адвекции, но и превзойти ее.

Более того, как несложно видеть хотя бы из (16), в зоне струйного течения (в выше- и нижележащих по отношению к оси слоях) из-за смены знака вертикального сдвига меняется также и знак сдвигового члена $[\delta F_{сдв}]$. В результате чего отмеченная выше закономерность относительно знаков адвективного и сдвигового факторов в передней и тыловой частях ложбины в соответствующих слоях тропосферы может нарушаться.

Литература.

1. **Ивус Г.П., Кивганов А.Ф., Тимофеев В.Е.** Струйные течения нижних уровней атмосферы.- Киев: УМКВО, 1991. 49 с.
2. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. Л.- Гидрометеоиздат, 1984. 751с.
3. Пальмен Э., Ньютон Ч. Циркуляционные системы атмосферы.-Л.: Гидрометеоиздат, 1970. 616 с.
4. Kung E.C., Tsui T.L. Subsiniptic scale kinetic energy balance in the storm ares. – J. Atmos. Sci., 1975, vol.32, No.4.