РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б. П. КОНСТАНТИНОВА

Препринт 2763

В. Г. Горшков, А. М. Макарьева

Осмотическая сила конденсации водяного пара в земной атмосфере

Гатчина - 2008

УДК 911.2:551.58

The osmotic condensational force of water vapor in the terrestrial atmosphere

V. G. Gorshkov, A. M. Makarieva

Abstract

Osmosis in the mixture of condensable and non-condensable gases in the presence of spatial temperature gradient is studied. Condensation of one of the mixture constituents caused by local temperature decrease results in the drop of total mixture pressure in this local area. The arising pressure-gradient force leads to the appearance of the dynamic gas flow directed towards the area where condensation takes place. This phenomenon represents osmosis of a particular type where the role of the semi-permeable membrane is played by the temperature gradient selectively removing, via condensation, one of the gases from the mixture. A condensational theory of hurricanes and tornadoes is developed.

Аннотация

В работе исследуется явление осмоса в смеси конденсирующихся и неконденсирующихся газов в условиях пространственного градиента температуры. Конденсация одного из газов смеси при понижении температуры в определенной области пространства приводит к падению давления смеси в этой области, возникновению силы и динамического потока смеси, направленного в эту область. Это явление представляет собой осмос, в котором роль полунепроницаемой перегородки выполняет градиент температуры, приводящий к конденсации одного из газов смеси. Рассмотрена конденсационная теория ураганов и смерчей.

1. Введение

Явление осмоса состоит в независимом пространственном выравнивании парциальных давлений отдельных составляющих газовых смесей или растворов.

Особый вид осмоса представляют собой процессы выравнивания парциальных давлений газов при фазовых переходах газ-жидкость в определенных областях пространства. Такие фазовые переходы приводят к тысячекратным уменьшениям объемов газа, совершающего фазовый переход, что эквивалентно локальному исчезновению этого газа из смеси. Возникающая пространственная разность парциальных давлений конденсирующегося газа соответствует появлению осмотической силы, направленной в область произошедшей конденсации и действующей на единицу объема всей смеси. Под действием этой осмотической силы газы смеси начинают динамически перемещаться в область, где происходит фазовый переход, т.е. возникает осмотическая циркуляция газовой смеси.

Конденсация водяного пара во влажном воздухе при существовании градиентов температуры сопровождается этим видом осмоса. Осмотическая сила водяного пара и возникающая под ее воздействием осмотическая циркуляция не связаны с наличием или отсутствием гравитации и принципиально отличаются от архимедовой силы и конвекции с адиабатическим подъемом и опусканием воздушных масс в гравитационном поле Земли. До сих пор осмотическая циркуляция газов под воздействием осмотической силы, связанной с фазовыми переходами, не исследовалась и не принималась во внимание в процессах циркуляции влажных воздушных масс.

В этой работе мы покажем, что осмотическая сила водяного пара в условиях наблюдаемых градиентов температур и относительных влажностей воздуха является главной силой, определяющей циркуляцию воздушных масс в земной атмосфере. Осмотическая сила водяного пара позволяет количественно получить наблюдаемое значение скоростей ветра в ураганах и смерчах, которые не имеют до сих пор удовлетворительного теоретического объяснения.

2. Аэростатическое равновесие атмосферного воздуха

Атмосфера удерживается у земной поверхности гравитационным полем Земли. В соответствии с кинетической теорией газов (Ландау и др., 1965; Ландау, Лифшиц, 1954; Фейнман и др., 1965) все газы воздуха устанавливаются в равновесии независимо друг от друга (Ландау и др., 1965). Аэростатическое равновесие воздуха возникает, когда давление каждого i-го газа $p_i(z)$ уравновешивается весом столба этого газа, расположенного над высотой z, а уменьшение давления $dp_i(z)$ с увеличением высоты на dz равно весу i-го газа в слое dz, т.е.

$$-\frac{dp_i}{dz} = g\rho_i\,, \quad \rho_i \equiv M_i N_i, \tag{1}$$

где M_i — молярная масса i-го газа, N_i (моль м$^{-3}$) — молярная и ρ_i — массовая плотности i-го газа, g = 9.8 м/с^2 — ускорение свободного падения. Суммируя обе части равенства (1) по i и учитывая, что $\sum p_i = p$ и $\sum \rho_i = \rho$, где p — давление, а ρ — массовая плотность воздуха, получаем

$$-\frac{dp}{dz} = g\rho\,. \tag{2}$$

Таким образом, если каждый парциальный газ смеси находится в аэростатическом равновесии, то в аэростатическом равновесии находится и весь воздух. Уравнение (2) справедливо в равной степени как для газов, так и для жидкостей. Поэтому уравнение (2) обычно называют гидростатическим равновесием (Ландау и др., 1965; Ландау, Лифшиц, 1954; Мак-Ивен, Филипс, 1978; Тверской, 1951).

Чтобы внести информацию о том, что рассматривается именно газ, необходимо добавить к уравнению (1) уравнение состояния для i-го газа (Ландау и др., 1965)

$$p_i = N_i RT \equiv g\rho_i h_i, \quad h_i \equiv RT/M_i g, \tag{3}$$

где R = 8.3 Дж/(К · моль) — универсальная (молярная) газовая постоянная.

Величина $g\rho_i h_i$ представляет собой вес атмосферного столба высотой h_i и плотностью ρ_i. Уравнения (1) и (3) приводят к следующему результирующему уравнению и его решению:

$$-\frac{dp_i}{dz} = \frac{p_i}{h_i}\,, \quad p_i(z) = p_{is}\exp\left\{-\int_0^z \frac{dz'}{h_i(z')}\right\}; \quad h_i \equiv \frac{RT}{M_i g}\,, \tag{4}$$

где нижним индексом s всюду обозначены величины у земной поверхности при z = 0. Суммируя (4) по i и учитывая, что $\Sigma N_i = N$ – молярная плотность всего влажного воздуха, получаем уравнение состояния воздуха:

$$p = NRT \equiv g\rho h, \quad \rho \equiv MN, \quad h \equiv RT/Mg, \tag{5}$$

где $M \equiv \sum M_i N_i / N$ — молярная масса воздуха. Однако из уравнений (2) и (5) (в противоположность уравнениям (1) и (3)) не следует уравнение, аналогичное (4) с его экспоненциальным решением, так как $N = \sum_i N_i$ и $\rho = \sum_i M_i N_i$ представляют собой две различные функции парциальных молярных плотностей N_i и, в отличие от N_i и ρ_i, не имеют между собой простой линейной связи, см. (1). Поэтому для воздуха в целом вместо одного уравнения (4) аэростатическое равновесие характеризуется системой уравнений

$$p = \sum p_i\,, \quad -\frac{dp}{dz} = \frac{p}{h}\,, \quad M \equiv \sum \gamma_i M_i\,, \quad \gamma_i \equiv \frac{p_i}{p} = \frac{N_i}{N}\,, \tag{6}$$

где γ_i представляют собой относительные парциальные давления компонентов смеси. В аэростатическом равновесии в силу различия в парциальных молярных массах M_i атмосферного воздуха γ_i и молярная масса воздуха M зависят от z в силу различного распределения с высотой парциальных давлений (4).

Эмпирически установлено, что в атмосфере Земли отношения смеси γ_i для сухой компоненты воздуха, обозначаемой всюду нижним индексом d, не зависят от высоты z вплоть до высот порядка 90 км (МакИвен, Филипс, 1978), т.е. $\gamma_i(z) = \gamma_i(0)$. При этом $\rho_d = NM_d = p_d/(gh_d)$, $h_d \equiv RT/M_d g$, где молярная масса сухого воздуха $M_d = 29$ г/моль остается постоянной на всех высотах. Поэтому для сухого воздуха уравнение (6) допускает решение, аналогичное (4):

$$-\frac{dp_d}{dz} = g\rho_d = \frac{p_d}{h_d}\,,\ p_d(z) = p_{ds}\exp\left\{-\int_0^z \frac{dz'}{h_d(z')}\right\};$$

$$h_d \equiv \frac{RT}{M_d g}\,,\ h_{ds} = 8.4\ \text{км}, \tag{7}$$

где зависимость высоты сухого воздуха $h_d(z)$ от z определяется, как в (3) и (4), только зависимостью температуры T от z. Дифференциальное уравнение (7) формально совпадает с уравнением гидростатического равновесия (2). Однако уравнение (7) и его решение (7) не соответствуют аэростатическому равновесию (4), в котором все составляющие сухого воздуха по разному распределены по высоте z. Совпадение этих распределений в земной атмосфере однозначно указывает на существование отклонения от аэростатического равновесия, вызываемое действием дополнительной силы, к рассмотрению которой мы переходим в следующих разделах.

3. Осмотические силы газов в земной атмосфере

Водяной пар при фиксированной температуре не может иметь концентрацию, бóльшую максимальной насыщенной концентрации. При атмосферном давлении у земной поверхности объем водяного пара в тысячу раз превосходит объем жидкости, в которую водяной пар переходит после конденсации. Пренебрегая объемом жидкости по сравнению с объемом водяного пара и используя уравнение состояния идеального газа для насыщенного водяного пара $p_{\mathrm{H_2O}} = N_{\mathrm{H_2O}} RT$, где $p_{\mathrm{H_2O}}$ — парциальное давление, а $N_{\mathrm{H_2O}}$ (моль/м^3) — молярная плотность насыщенного водяного пара, T — абсолютная температура, зависимость $p_{\mathrm{H_2O}}$ от T (уравнение Клапейрона-Клаузиуса) можно записать в виде (Ландау и др., 1965)

$$\frac{dp_{\mathrm{H_2O}}}{p_{\mathrm{H_2O}}} = T_{\mathrm{H_2O}} \frac{dT}{T^2}, \quad T_{\mathrm{H_2O}} \equiv \frac{Q_{\mathrm{H_2O}}}{R} \approx 5300 \text{ K}, \tag{8}$$

где $Q_{\mathrm{H_2O}} \approx 44$ кДж/моль — молярная скрытая теплота испарения, численное значение которой приведено для среднеглобальной температуры земной поверхности. При уменьшении температуры воздуха в тропосфере величина $Q_{\mathrm{H_2O}}$ вплоть до десяти километров увеличивается не более чем на 5% (Ландау и др., 1965), и поэтому это увеличение может не приниматься во внимание.

С учетом изменения температуры воздуха с высотой z, определяемым отрицательным вертикальным градиентом $\Gamma \equiv -dT/dz$, зависимость парциального давления насыщенного водяного пара от высоты z (8) можно записать в виде

$$-\frac{dp_{\mathrm{H_2O}}}{dz} = \frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h_{\mathrm{H_2O}}}, \quad p_{\mathrm{H_2O}} = h_{\mathrm{H_2O}s} \left\{ -\int_0^z \frac{dz'}{h_{\mathrm{H_2O}}(z')} \right\}, \quad h_{\mathrm{H_2O}} \equiv \frac{T^2}{\Gamma T_{\mathrm{H_2O}}}, \tag{9}$$

где нижним индексом s обозначено значение $p_{\mathrm{H_2O}}$ у земной поверхности. Под знаком интеграла могут быть учтены зависимости от z всех величин T, Γ и $T_{\mathrm{H_2O}}$. В приближении постоянной $T_{\mathrm{H_2O}}$ (8) величина $h_{\mathrm{H_2O}}$, характеризующая высоту квазиэкспоненциального распределения водяного пара в атмосфере, однозначно определяется зависимостью абсолютной температуры T и, следовательно, Γ от z.

Дифференциальные уравнения зависимости парциального давления насыщенного водяного пара $p_{\mathrm{H_2O}}$ (9) и давление водяного пара в аэростатическом равновесии p_v (i=v) (4) от z имеют одинаковую форму и экспоненциальное решение. Однако выражения для высоты h_{H_2O} (9) и $h_v = RT/M_v g$, M_v = 18 г/моль (4), характеризующие вид распределения насыщенного p_{H_2O} и аэростатически равновесного p_v водяного пара, соответственно, определяются различными физическими законами. Из формул (4) и (9) следует, что насыщенный водяной пар находится в аэростатическом равновесии при строго определенной зависимости температуры T и ее вертикального градиента $\Gamma \equiv -dT/dz$ от высоты z, которая определяется из условия (Makarieva et al., 2006; Makarieva, Gorshkov, 2007)

$$h_{H_2O} = h_v = \frac{RT}{M_v g}, \quad \text{i.e.} \quad \frac{dT}{dz} = -\frac{T}{H}, \; H \equiv \frac{RT_{H_2O}}{M_v g} = 250 \text{ км}. \qquad (10)$$

Решение полученного уравнения (10) для $T(z)$ имеет вид:

$$T = T_s \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \; \Gamma \equiv -\frac{dT}{dz} = \Gamma_s \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \approx \Gamma_{H_2O} = 1.2 \text{ К/км}. \qquad (11)$$

Пользуясь большой величиной H, мы можем положить в (11) $\exp(-z/H) = 1$ в области $z \le h_{ds}$, определяющей характерную высоту тропосферы. Численное значение Γ_{H_2O} получено при среднеглобальной температуре земной поверхности T_s = 288 K (15 ^{o}C). Различия в абсолютных температурах земной поверхности в экваториальных и приполярных областях изменяют численное значение Γ_{H_2O} не более чем на 10%.

Полученная величина Γ_{H_2O} = 1.2 К/км является фундаментальным параметром, определяющим характер атмосферных процессов. При $\Gamma < \Gamma_{H_2O}$ пары воды во всей атмосфере при любой температуре земной поверхности находятся в аэростатическом равновесии, но являются насыщенными только у земной поверхности, т.е. $p_v(z) < p_{H_2O}(T(z))$ при $z > 0$ и $p_v(z) = p_{H_2O}(T_s)$ при $z = 0$, где $p_v(z)$ — наблюдаемое парциальное давление паров воды, $p_{H_2O}(z)$ — как и выше, давление насыщенных водяных паров на высоте z. Относительная влажность $R_H \equiv p_v / p_{H_2O}$ уменьшается с высотой. Так как сухой воздух также находится в аэростатическом равновесии, то макроскопические потоки воздуха и водяных паров в атмосфере при $\Gamma < \Gamma_{H_2O}$ отсутствуют. Молярная масса воздуха M уменьшается с высотой. Водяные пары и скрытое тепло не поступают в атмосферу из гидросферы и влажной почвы, т.е. испарение (поток водяного пара в атмосферу) равно нулю при любой температуре земной поверхности. Испарившаяся под воздействием солнечного излучения влага немедленно конденсируется на микроскопических расстояниях порядка длины свободного пробега молекул от земной поверхности. Энергия этой конденсации переходит в тепловое излучение.

При $\Gamma > \Gamma_{\mathrm{H_2O}}$ пары воды могут быть насыщены во всей атмосфере, $p_v(z) = p_{\mathrm{H_2O}}(T(z))$, но не могут при этом находиться в аэростатическом равновесии. Парциальное давление водяного пара на всех высотах становится больше веса столба водяного пара над этой высотой. Изменение давления с увеличением высоты на dz превосходит вес водяных паров в слое dz. Возникающие при этом отклонения от равновесия приводят к появлению направленной вверх осмотической силы водяных паров f_E, приходящейся на единицу объема влажного воздуха, которую с учетом уравнения состояния (3) для водяного пара можно записать в виде

$$f_E \equiv -\frac{dp_v}{dz} - g\rho_v = -\frac{dp_v}{dz} - \frac{p_v}{h_v}\,. \tag{12}$$

Для насыщенного водяного пара $p_v = p_{\mathrm{H_2O}}$ с учетом (9) сила f_E (12) равна

$$f_E = -\frac{dp_{\mathrm{H_2O}}}{dz} - g\rho_{\mathrm{H_2O}} = -\frac{dp_{\mathrm{H_2O}}}{dz} - \frac{p_{\mathrm{H_2O}}(z)}{h_v} = p_{\mathrm{H_2O}}(z)\left(\frac{1}{h_{\mathrm{H_2O}}} - \frac{1}{h_v}\right), \tag{13}$$

$h_{vs} = 13.5$ км, $h_{\mathrm{H_2Os}} = 2.4$ км,

где $p_{\mathrm{H_2O}} = \rho_{\mathrm{H_2O}} g h_v$, $\rho_{\mathrm{H_2O}} = N_{\mathrm{H_2O}} M_v$, $h_{\mathrm{H_2O}}$ и h_v определены в (9), (10).

Используя (9) и (11), при наблюдаемом значении отрицательного вертикального градиента температуры воздуха Γ_{ob} = 6.5 К/км можно представить силу (13) для насыщенного водяного пара в виде

$$f_E = \frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h_{\mathrm{H_2O}}}(1-\alpha) \equiv \frac{\rho u_E^2}{2h_{\mathrm{H_2O}}}\,, \quad u_E^2 \equiv 2gh\gamma_{\mathrm{H_2O}}(1-\alpha)\,,$$

$$\gamma_{\mathrm{H_2O}} \equiv p_{\mathrm{H_2O}}(z)/p(z),\ \alpha \equiv \frac{h_{\mathrm{H_2O}}}{h_v} \le \frac{\Gamma_{\mathrm{H_2O}}}{\Gamma_{ob}} = 0.18\,,\ \gamma_{\mathrm{H_2O}} \equiv \frac{p_{\mathrm{H_2O}}(z)}{p(z)}\,. \tag{14}$$

Первый главный член равенства (14) представляет собой силу градиента давления насыщенного водяного пара, см. (13), направленную вверх. Этот член не зависит от скрытой теплоты испарения Q_{H_2O} (8). Поправочный относительный член α, учитывающий вес столба водяного пара, содержит скрытую теплоту испарения Q_{H_2O} в знаменателе, см. (8), (9), (11). Величина этого члена не превосходит 18% и может быть отброшена во всех оценках. Следовательно, осмотическая сила водяного пара f_E фактически не зависит от скрытой теплоты испарения Q_{H_2O} при наблюдаемом Γ_{ob} = 6.5 К/км. При среднеглобальной температуре 15 °С величина γ_{H_2Os} = 0.02, и для u_E из (7) и (14) получаем u_E = 52 м/с.

Отсутствие аэростатического равновесия и появление связанной с этим осмотической силы f_E вызывает непрерывную циркуляцию атмосферы, перемешивающую воздушные массы с различным содержанием водяных паров у земной поверхности. Это приводит к тому, что относительная влажность $R_H \equiv p_v / p_{H_2O}$ в нижних слоях атмосферы становится меньше единицы. Среднеглобальная величина R_H у земной поверхности, R_{Hs}, имеет величину около 80% (Held, Soden, 2000). Поэтому водяные пары достигают насыщения, начиная с некоторой высоты $z_H > 0$. Высоту z_H при заданной величине R_{Hs} можно приближенно оценить, подставляя в (12) величину $p_v \equiv p_{H_2O} R_H$ и полагая $f_E = 0$ в отсутствие конденсации при $R_H < 1$. Тогда получаем, см. (13):

$$\frac{1}{R_H}\frac{dR_H}{dz} = \frac{1}{h_{H_2O}} - \frac{1}{h_v} \equiv \frac{1}{h_H}, \quad h_H \approx 2.9 \text{ км}, \quad R_H(z_H) = 1,$$

$$R_H(z) = R_H(0)\exp\left(\frac{z}{h_H}\right), \quad \ln R_H(0) + \frac{z_H}{h_H} = 0.$$

Полагая $R_H(0) = 0.8$, $-\ln R_H(0) = 0.2$, получаем $z_H = 0.2\times h_H \approx 600$ м. Таким образом, сила f_E при $R_H(0) = R_{Hs} < 1$ выражается той же формулой (14), начиная с высоты $z > z_H$, даже в предположении, что при $z < z_H$ имеем $f_E = 0$. (В реальности в аэродинамическом равновесии до высоты z_H водяные пары также не находятся в аэростатическом равновесии, и сила $f_E > 0$.) Следовательно, можно считать, что $R_H(0) < 1$ фактически не сказывается на величине осмотической силы f_E водяного пара в атмосферном столбе.

Наблюдаемая независимость молярной массы сухого воздуха $M_d = \sum_i \gamma_{id} M_i$ = 29 г/моль от высоты, где $\gamma_{id} = p_i/p_d$, $i \neq v$, не зависят от высоты, показывает, что парциальные давления всех газов сухого воздуха одинаково распределены по высоте в соответствии с формулой (7). Отклонение от аэростатического равновесия (4) приводит к появлению для каждого индивидуального газа осмотической силы, действующей на объем всего влажного воздуха. Осмотическая сила f_i для i-го газа аналогично (12) равна

$$f_i = -\frac{dp_i}{dz} - g\rho_i = -\frac{dp_i}{dz} - \frac{p_i}{h_i} = p_i\left(\frac{1}{h_d} - \frac{1}{h_i}\right) = \frac{p_d}{h_d}\gamma_{id}(1-\beta_i)\,,$$

$$\gamma_{id} \equiv \frac{p_i}{p_d}\,, \quad \beta_i \equiv \frac{h_d}{h_i} = \frac{M_i}{M_d}\,, \quad \sum_i \gamma_{id} = 1\,, \quad \sum_i \gamma_{id}\beta_i = 1 \qquad (15)$$

Суммируя осмотические силы для всех видов газов сухого воздуха и используя два последние правила сумм в (15), получаем, что суммарная осмотическая сила всех газов сухого воздуха равна нулю, см.(7):

$$\sum_{i\neq v} f_i = -\frac{dp_d}{dz} - gp_d = \frac{p_d}{h_d}\left(\sum_i \gamma_{id} - \sum_i \gamma_{id}\beta_i\right) = 0\,. \qquad (16)$$

Таким образом, единственной не скомпенсированной осмотической силой остается сила паров воды f_E (12)-(14) вследствие происходящей в воздухе конденсации влаги. Независимость M_d от z (7) для сухого воздуха и вытекающее из этого соотношение (16) есть следствие динамических потоков воздуха, возникающих под действием внешней силы, роль которой играет осмотическая сила паров воды f_E. Отметим, что наибольшие осмотические силы сухого воздуха для азота (i = N_2) и кислорода (i = O_2) f_{N_2} и f_{O_2} по абсолютному значению втрое меньше f_E. Однако уже сумма противоположных по знаку $f_{N_2} + f_{O_2}$ составляет одну двадцатую f_E.

С прекращением испарения и поступления водяного пара с земной поверхности в атмосферу при $\Gamma > \Gamma_{H_2O}$ весь водяной пар конденсируется и выпадет в осадки, концентрация водяного пара и сила f_E (12)-(14) обращаются в ноль, сухой воздух становится неподвижным. Поэтому естественно осмотическую силу f_E (12)-(14) назвать силой испарения. Подчеркнем, что процесс испарения связан с аэростатическим неравновесием водяного пара при $\Gamma > \Gamma_{H_2O}$; он имеет максимальную интенсивность при максимальной величине силы испарения f_E при насыщенном водяном паре во всем атмосферном столбе.

4. Восходящие потоки, вызываемые силой испарения

Восходящие потоки воздуха, вызванные силой испарения, складываются из прямых динамических потоков F_w воздуха и паров воды, поднимающихся с вертикальной скоростью w под действием силы испарения (14), и потоков F_e, вызванных турбулентной диффузией. Турбулентная диффузия также возникает под действием силы испарения, единственной нескомпенсированной осмотической силы, действующей на влажный воздух.

Из скорости w вертикального подъема воздуха и высоты $h_{\mathrm{H_2O}}$ распределения водяного пара — размера наибольшего воздушного вихря (Ландау, Лифшиц, 1954), определяемых силой испарения, можно построить среднеглобальную величину размерности коэффициента турбулентной диффузии (турбулентной кинематической вязкости) $\nu_e = cw\, h_{\mathrm{H_2O}}$, где c — безразмерный коэффициент порядка единицы (Ландау, Лифшиц, 1954).

Прямой динамический поток водяных паров, поднимающийся вместе с потоком воздуха равен

$$F_{\mathrm{H_2O}w} = w\, N_{\mathrm{H_2O}s} = w\, \gamma_{\mathrm{H_2O}s} N_s, \qquad (17)$$

где $N_{\mathrm{H_2O}s}$ — концентрация насыщенного у поверхности водяного пара. Поток водяного пара за счет турбулентной диффузии $F_{\mathrm{H_2O}e}$ равен

$$F_{\mathrm{H_2O}e} = -\nu_e \left[\frac{dN_{\mathrm{H_2O}}}{dz} - \left(\frac{dN_{\mathrm{H_2O}}}{dz} \right)_0 \right], \qquad (18)$$

где $\left(\frac{dN_{\mathrm{H_2O}}}{dz} \right)_0$ — распределение водяного пара, насыщенного у поверхности и находящегося в аэростатическом равновесии, см. (1), (2). Используя уравнение состояния для водяного пара $p_{\mathrm{H_2O}} = N_{\mathrm{H_2O}} RT$, соотношения (13), (14) и равенство $\nu_e = cw\, h_{\mathrm{H_2O}}$ (производная от температуры по z в обоих членах (18) сокращается), получаем для турбулентного потока у земной поверхности выражение

$$F_{\mathrm{H_2O}e} = \frac{\nu_e}{h_{\mathrm{H_2O}}} \gamma_{\mathrm{H_2O}s} N_s \left(1 - \frac{h_{\mathrm{H_2O}}}{h_v} \right) = \frac{\nu_e}{h_{\mathrm{H_2O}}} \gamma_{\mathrm{H_2O}s} N_s \times 0.82 = 0.82 F_{\mathrm{H_2O}w}. \qquad (19)$$

Таким образом, турбулентный поток практически совпадает с прямым динамическим. При c = 1.2 и $\nu_e = 1.2w\, h_{\mathrm{H_2O}}$ имеем точное равенство $F_{\mathrm{H_2O}e} = F_{\mathrm{H_2O}w}$.

Полученное уравнение для турбулентной диффузии (19) позволяет объяснить наблюдаемый факт, см. стр. 154, гл. 4 в работе (Лоренц, 1967), отсутствия нисходящих потоков паров воды над любыми областями, независимо от распространения воздушных масс, циркулирующих по замкнутым траекториям. В областях с большим испарением и большой силой испарения воздушные массы и пары воды поднимаются вверх. В силу закона сохранения вещества (уравнения неразрывности) воздушные массы должны опускаться вниз в областях с малым испарением. Как было показано, см. (7), (16), отклонение от гидростатического равновесия всего сухого воздуха равно нулю, а потоки турбулентной диффузии, связанные с отклонением от равновесия отдельных парциальных составляющих сухого воздуха (см. ниже раздел 5), требующих специальных измерений, малы. Поэтому турбулентное перемешивание сухого воздуха не создает направленного потока, который, поэтому, полностью определяется крупномасштабным динамическим передвижением воздуха с горизонтальной скоростью u и вертикальной скоростью w. Пары воды независимо от величины испарения везде находятся в неравновесном состоянии. Коэффициент турбулентной диффузии — положительная величина, зависящая от абсолютной величины скорости w: $\nu_e = c\left|w\right| h_{\mathrm{H_2O}}$. Поэтому, в нисходящих потоках влажного воздуха восходящие потоки турбулентной диффузии водяного пара практически полностью компенсируют динамические нисходящие потоки водяного пара $F^{\downarrow}_{\mathrm{H_2O}} = F^{\downarrow}_{\mathrm{H_2O}w} + F^{\uparrow}_{\mathrm{H_2O}e} = F^{\downarrow}_{\mathrm{H_2O}w} - \left|F^{\uparrow}_{\mathrm{H_2O}e}\right| \approx 0$. Это соответствует наблюдениям (Лоренц, 1967) и оправдывает выбор $\nu_e = 1.2\left|w\right| h_{\mathrm{H_2O}}$.

В стационарном случае полный восходящий с земной поверхности поток водяного пара $F_{\mathrm{H_2O}} = F_{\mathrm{H_2O}w} + F_{\mathrm{H_2O}e}$ должен компенсироваться потоком F поступления влаги у земной поверхности в рассматриваемую область. Если поток водяного пара определяется величиной локального испарения E, то с учетом примерно равных друг другу прямого и диффузионного члена устойчивым стационарным состоянием будет подъем воздушных масс со скоростью $w = E/(2N_{\mathrm{H_2O}})$. Испарившийся с земной поверхности водяной пар поднимается в атмосферу под воздействием силы f_E (12) и, конденсируясь, выпадает обратно на земную поверхность. Воздух должен двигаться по замкнутым траекториям, характер которых зависит от граничных условий.

Для среднеглобальной величины испарения $\overline{E}$, совпадающей со среднеглобальной величиной осадков $\overline{P}$, $\overline{P}$ = 55 × 10^3 (моль H_2O)/(м^2 · год) (Львович, 1970), и концентрации пара $N_{\mathrm{H_2O}}$ = 0.7 моль/м^3 ($\gamma_{\mathrm{H_2O}s} \equiv \gamma_{\mathrm{H_2O}}(0)$ = 0.02), насыщенного у земной поверхности при среднеглобальной температуре T = 288 K, получаем:

$$w = E/(2N_{\mathrm{H_2O}}) = 1.3 \text{ мм/с}. \qquad (20)$$

Таким образом, для среднеглобального коэффициента турбулентной диффузии получаем величину $\overline{\nu}_e \approx 1.2 \times \overline{w} N_{\mathrm{H_2O}} \approx 1.2 \times 1.3$ мм с$^{-1}$ × 2.4 км ~ 3.7 м^2/с, которая близко совпадает с феноменологическим значением, принимаемым равным 3.5 м^2/с (Fang, Tung, 1999), что также оправдывает принятое нами равенство ν_e = 1.2 $w\, h_{\mathrm{H_2O}}$.

Средняя скорость $\overline{v}$ молекул H_2O, покидающих жидкую фазу и двигающихся в верхнюю полуплоскость, в тепловом равновесии совпадает со средней тепловой скоростью молекул воздуха (Фейнман и др., 1965). При $\Gamma < \Gamma_{\mathrm{H_2O}}$ на расстоянии порядка длины свободного пробега порядка 10^{-7} м движение вылетевших из жидкой фазы молекул H_2O приходит в равновесие с движением молекул воздуха. Вертикальная компонента скорости вылетевших молекул H_2O обращается в ноль. Количество молекул H_2O, переходящих из жидкой в газообразную фазу и обратно становится равным друг другу. Поток водяного пара из гидросферы в атмосферу (испарение) в этом случае равен нулю.

5. Диффузионные потоки и постоянство молярной массы сухого воздуха

Внутри динамических восходящего или нисходящего потоков воздуха возникают потоки турбулентной диффузии всех газов воздушной смеси. Потоки турбулентной диффузии пропорциональны отклонению концентраций отдельных газов от их равновесных значений с коэффициентом пропорциональности, равным коэффициенту турбулентной диффузии ν_e. Каждый отдельный газ сухого воздуха в результате турбулентной диффузии стремится вернуться к аэростатическому равновесию (4). Однако турбулентные диффузионные потоки для основных газов воздуха оказываются в десятки раз меньше общего динамического потока воздуха, поддерживаемого силой испарения. Действительно, турбулентный диффузионный поток F_{ei} концентрации i-го газа равен, см. (15):

$$F_{ei} = -\nu_e \left[\frac{dN_i}{dz} - \left(\frac{dN_i}{dz} \right)_0 \right] = \nu_e N_i \left(\frac{1}{h_d} - \frac{1}{h_i} \right) = \frac{\nu_e}{h_d} N_i (1 - \beta_i) \,, \qquad (21)$$

$$\beta_i \equiv \frac{h_d}{h_i} \,,$$

где учтено, что $N_i = p_i / RT$, а $(dN_i/dz)_0$ соответствует аэростатическому равновесному распределению (вклад производной по температуре T одинаков в равновесном и неравновесном членах и, как и в (18), сокращается в первой части равенства (21)). Как и в (16), сумма осмотических турбулентных потоков всех составляющих сухого воздуха (21) равна нулю, $\sum F_{ei} = 0$. Это означает, что в опытах, не различающих парциальные составляющие воздуха, осмотические диффузионные потоки сухого воздуха не проявляются.

Используя равенство $\nu_e \approx w h_{\mathrm{H_2O}}$ и составляя отношение $\varepsilon_i \equiv F_{ei} / F_{wi}$, где $F_{wi} = w\,N_i$ — динамический поток i-го газа под действием силы испарения f_E (12), имеем, см. (7) и (13):

$$\varepsilon_i = \frac{1 - \beta_i}{\beta_E} \,, \quad \beta_E \equiv h_d / h_{\mathrm{H_2O}} \approx 3.5; \quad \varepsilon_{\mathrm{N_2}} \approx 0.01, \quad \varepsilon_{\mathrm{O_2}} \approx -0.03. \quad (22)$$

Соотношение (22) количественно объясняет наблюдаемую приближенную независимость M_d от высоты z для основных газов атмосферы. Согласно (7) и (8) при постоянном M_d относительно малые турбулентные диффузионные потоки кислорода O_2 с $M_{\mathrm{O_2}} > M_d$ направлены всегда вниз, а диффузионные потоки азота N_2 с $M_{\mathrm{N_2}} < M_d$ направлены всегда вверх. Однако это не приводит к обогащению поверхностного воздуха кислородом или к недостатку азота у поверхности, так как турбулентные диффузионные потоки, приводящие к изменению концентрации, компенсируются изменениями динамических потоков, имеющих значительно бóльшую величину.

Отметим, что диффузионное перемешивание, как молекулярное, так и турбулентное, возвращает распределение газов сухого воздуха к равновесному аэростатическому распределению (4). По этой причине оно не может, как это делается в метеорологии (Тверской, 1951; Glickman, 2000), рассматриваться как причина постоянства газового состава сухого воздуха, т.е. постоянства отношений $p_i/p_d \equiv \gamma_{id}$ и молярной массы сухого воздуха M_d (9), которые не являются равновесными. Турбулентное перемешивание лишь усиливает на много порядков величины скорость возврата к равновесному аэростатическому распределению по сравнению с молекулярной диффузией.

Отметим также, что введение в метеорологии (Тверской, 1951; Glickman, 2000) массовых газовых постоянных $R_d \equiv R/M_d$ и $R_v \equiv R/M_v$ вместо универсальной молярной газовой постоянной R приводит к утрате информации о главной физической характеристике атмосферного газа — независимости уравнений состояния для смеси всех газов $p = NRT$ и для всех парциальных составляющих $p_i = N_iRT$ от количественного состава смеси $\gamma_i \equiv p_i / p$ и молекулярных масс M_i парциальных составляющих смеси. Использование массовой газовой постоянной $R_d \equiv R/M_d$ для сухого воздуха во всей атмосфере без выяснения физической причины постоянства M_d лишает величину R_d физического смысла. С этим связана также бессодержательность введения в метеорологии так называемой виртуальной температуры, когда уравнение состояния влажного воздуха (5), $p = \rho gh$, $h \equiv RT/Mg$, $M = \gamma_d M_d + \gamma_v M_v$, т.е. $1 = \gamma_d\beta_d + \gamma_v\beta_v$, $\beta_i \equiv M_i/M$, тождественно переписывается в виде $p = \rho gh_v$, $h_v \equiv R_dT_v/g$, $R_d \equiv R/M_d$, где $T_v \equiv T\,[1-\gamma_v(1-\beta_v)]^{-1}$ — виртуальная температура, в которую включаются все характеристики водяного пара γ_v и β_v. Далее ошибочно полагается, что подобная запись позволяет рассматривать влажный воздух находящимся так же, как и сухой воздух, в гидростатическом равновесии (Тверской, 1951; Glickman, 2000).

6. Испарительный насос влажного воздуха

Следствием существования силы испарения являются горизонтальные потоки воздуха, распространяющиеся вблизи земной поверхности из областей с меньшим испарением в область с большим испарением. Разность в силах испарения в этих областях приводит к восходящим потокам воздуха со скоростью Δw в области с бóльшим испарением и нисходящим потокам воздуха в областях с меньшим испарением. У земной поверхности из области с меньшим испарением в область с бóльшим испарением должен поступать поток воздуха с горизонтальной скоростью u, компенсирующий противоположные вертикальные потоки воздуха в этих областях. Обозначим ширину границы между этими областями через D и длину области с бóльшим испарением через L. Поток воздуха и влаги через поверхность раздела областей Dh, равный $\rho\, uDh$, должен равняться восходящему потоку воздуха и влаги $\rho\Delta wDL$ над площадью DL области с бóльшим испарением. Это приводит к соотношению $\Delta w = uh/L$.

Разность в величинах испарения $E_1 > E_2$ в двух областях приводит к горизонтальному потоку влажного воздуха из "донорной" области 2 в "акцепторную" область 1. Скорость u горизонтального потока воздуха у земной поверхности связана с Δw условием сохранения вещества $u = \Delta wL\ /h$, где $L = hu/\Delta w$ — линейный размер акцепторной области 1. Линейный размер донорной области 2 должен иметь тот же порядок величины.

В стационарном состоянии постоянных скоростей ветра мощность испарительного насоса, развиваемого силой испарения и поддерживаемого солнечным излучением, должна совпадать с мощностью сил турбулентного трения. Мощность силы испарения, действующей вверх, равна $\Delta wDL\int_0^\infty f_E(z)dz\ =\ \rho\,(u_E^2\,/\,2)\ \Delta wDL$ на всю атмосферу и $\rho\,(u_E^2\,/\,2)\,\Delta w$ на единицу площади земной поверхности. Турбулентное трение приводит к распаду основного горизонтального воздушного потока на мелкие вихри. Скорость вращения u_s и плотность кинетической энергии $\rho\ u_s^2\ /2$ этих вихрей не зависит от скорости u основного потока и определяются весом атмосферного столба и размером z_s шероховатости земной поверхности (высотой волн, леса и пр.). При прохождении основного потока вблизи земной поверхности каждый вновь образующийся мелкий вихрь отслаивается от основного потока за время z_s/u, что определяет полную мощность тормозящей силы у поверхности величиной $\rho(u_s^2\,/\,2)\ (\ u\ /z_s)\ DL\,z_s$, где $DL\,z_s$ — объем области возникновения мелких вихрей и действия тормозящей силы. Для мощности тормозящей силы на единицу земной поверхности получаем $\rho(u_s^2\,/\,2)\,u$ (Kármán, Rubach, 1912; Кочин, Розе, 1932). Вдали от земной поверхности тормозящие горизонтальный поток восходящие со скоростью Δw потоки образуют вихри размером толщины атмосферы h. Каждый подобный вихрь отслаивается от основного потока за время h/u. Полная мощность тормозящей силы вдали от земной поверхности равна $\rho\ (\Delta w^2/2)(\ u\ /h)\ DL\ h$, где $DL\,h$ — объем атмосферы, в котором действует тормозящая сила вдали от земной поверхности. Мощность этой тормозящей силы на единицу площади земной поверхности равна $\rho\ (\Delta w^2/2)u$. Равенство мощности силы испарения и сил сопротивления после сокращения общего множителя $(\rho/2)DL$ принимает вид:

$$u_E^2\,\Delta w = u_s^2\, u + (\Delta w)^2 u \approx u_s^2\, u, \qquad \Delta w = uh\,/L. \tag{23}$$

где второе равенство представляет собой уравнение неразрывности, что позволяет отбросить малый второй член, содержащий $(\Delta w)^2$, в первом равенстве.

Фрикционная скорость u_s (обозначаемая в литературе также символом u_*) мелких вихрей вблизи земной поверхности, не зависящая от u и определяемая весом атмосферы, из соображений размерности (подобия) может быть записана в виде

$$u_s^2 = C_1 g\, z_s. \tag{24}$$

Коэффициент C_1 (число Фруде) может быть найден по эмпирическим данным (Charnock, 1955; Garratt, 1977; Businger, Businger, 2001). (Отметим, что при учете силы испарения f_E не возникают условия безразличной стартификации, при которых имеет место логарифмический закон Кармана (Монин, Обухов, 1953).) Порядок величин u_s^2 и C_1 получим из (23) для среднеглобальных значений $\overline{u} = 7$ м/с (Gustavson, 1979) и $\Delta\overline{w} \approx 10^{-3}$ м/с (20) и при $z_s \sim 0.3$ м (средняя высота волны в океане):

$$u_s^2 = \Delta\overline{w}\ u_E^2/\,\overline{u} = 0.42\ \text{м}^2/\text{с}^2, \quad u_s = 0.65\ \text{м/с}, \quad C_1 = 0.04. \tag{25}$$

Полагая найденную величину C_1 универсальной константой, получаем:

$$u = \Delta w \frac{u_E^2}{C_1 g z_s}, \qquad L = h\frac{u}{\Delta w} = h\frac{u_E^2}{C_1 g z_s}\ . \tag{26}$$

Таким образом, горизонтальная скорость ветра u и длина действия испарительного насоса L однозначно определяются по величине силы испарения (u_E^2), вертикальной скорости подъема воздушных масс Δw и шероховатости земной поверхности z_s. Для среднеглобальных значений $\Delta\overline{w} \sim 10^{-3}$ м/с, $\overline{u} \sim 10$ м/с, $h \sim 10$ км имеем $L \sim 10^4$ км, т.е. величину порядка размеров континентов и океанов (Makarieva, Gorshkov, 2007).

До сих пор сила испарения не принималась во внимание в метеорологии. Поэтому мощность турбулентных сил диссипации не к чему было приравнивать. В качестве выхода из создавшегося положения мощность сил турбулентного сопротивления на единицу площади земной поверхности приравнивалась величине $C_D \rho u^3/2$, где безразмерный коэффициент C_D назывался коэффициентом сопротивления (drag coefficient). Величина $\rho u^3/2$ не связана с мощностью диссипации энергии на единицу площади земной поверхности и представляет собой мощность основного горизонтального потока на единицу площади поперечного сечения, перпендикулярного скорости потока u. Коэффициент C_D определялся из условия равенства произвольно выбранной величины $C_D \rho u^3/2$ и мощности диссипации $\rho(u_s^2/2)u$ (23), т.е. полагалось $C_D = u_s^2/u^2$ (см., например, Businger, Businger, 2001). Учитывая существование силы испарения, в равенстве (23) получаем $C_D = (u_E/u)^2(\Delta w/u) = (u_E/u)^2(h/L)$. Подобным образом введенный безразмерный коэффициент представляет собой формальную математическую замену переменных и не имеет физического смысла. С равным успехом можно было ввести $C_D = u_s^4/u^4$ или $C_D = (u_s/u)^n(h/L)^m$, где n и m — произвольные числа.

Скорости вертикального подъема Δw могут быть не связаны с солнечной энергией и существованием донорной и акцепторной областей испарительного насоса, а определяться запасом накопленных в атмосферном столбе водяных паров. Скорости вертикального подъема $\Delta w = w >> \overline{w}$ (22) могут достигать значений $w \geq u_s \sim 1$ м/с и превосходить эти значения. В этом случае второй, отброшенный ранее, член в правой части первого равенства (23) становится порядка или больше первого члена, определяющего трение о земную поверхность, а горизонтальные скорости u приближаются к $u_E = 50$ м/с.

Такие горизонтальные скорости характерны для ураганов и смерчей. При этом горизонтальные линейные размеры определяются вторым соотношением (23), принимающим вид $uh = wl$. Горизонтальный размер ураганов $l \sim 30h \sim 300$ км, $w \sim 0.03u \sim 1$ м/с $>> \overline{w}$ (20). Горизонтальный размер смерчей $l \leq h \sim 10$ км и $w \sim u \sim 50$ м/с. В этих случаях влага, испарившаяся на территории площадью L^2 со скоростью подъема водяных паров $\overline{w}$ (20), конденсируется на территории площадью l^2 со скоростью $w \geq 10^3\ \overline{w}$. При этом мощность конденсации на единицу земной поверхности, $N_{H_2O}Q_{H_2O}w$ (Вт/м^2), в тысячи раз превосходит мощность испарения под воздействием солнечного излучения, $\sim N_{H_2O}Q_{H_2O}\overline{w}$, см. (20), $\overline{E} = Q_{H_2O}\overline{w}$. Ураганы и смерчи возникают в областях аномально повышенной конденсации, в отсутствие действия постоянного осмотического испарительного воздушного насоса.

7. Лесной насос атмосферной влаги

Восходящий поток воздуха в области с бóльшим испарением опускается вниз в области с меньшим испарением. Воздух, поступивший из области с меньшим испарением, в приземном слое наиболее обогащен водяными парами. Влага, испарившаяся в области с меньшим испарением, после подъема воздушных масс над областью с бóльшим испарением выпадает в осадок над областью с бóльшим испарением. Этот процесс происходит независимо от разности температур и влагосодержания между областями с бóльшим и меньшим испарением. В частности, может происходить перекачка влаги из области с меньшим испарением и меньшим влагосодержанием в область с бóльшим испарением и бóльшим влагосодержанием, т.е. против уменьшения градиента концентрации. Такой процесс может быть назван испарительным насосом атмосферной влаги. Мощность такого насоса определяется солнечной энергией, затрачиваемой на испарение влаги и поддержание отрицательного вертикального градиента температуры воздуха Γ_{ob}.

Благодаря большой величине листового индекса (отношения суммарной площади поверхности всех листьев растения к площади проекции растения на поверхность земли) испаряющая поверхность естественного леса может на порядок величины превосходить открытую водную поверхность. Испарение леса и связанные с ним восходящие потоки влаги и воздуха могут в несколько раз превосходить испарение с поверхности океана, в среднем приближаясь к максимально возможной величине испарения, ограничиваемого потоком солнечной энергии. Испарение над лесом, соответствующее среднеглобальному потоку солнечной энергии, поглощенному земной поверхностью, I = 150 Вт/м^2 (Schneider, 1989), может достигать величины $I/(\rho_{l\mathrm{H_2O}s}Q) \approx 2$ м/год, где $\rho_{l\mathrm{H_2O}s} = 10^3$ кг/м^3 и Q = $2.4{\cdot}10^6$ кДж/кг — массовые плотность жидкой воды и теплота испарения. (Здесь испарение рассчитано как скорость уменьшения слоя жидкой воды, а не скорость подъема водяного пара, см. (20). Подчеркнем, что полученная скорость не зависит от температуры земной поверхности.) Наблюдаемое среднеглобальное испарение с поверхности океана составляет 1.2 м год$^{-1}$ (Львович, 1970), т.е. почти в два раза меньше. Восходящие потоки влаги и воздуха, генерируемые испарением леса, приводят к компенсирующему горизонтальному притоку влаги и воздуха в нижних слоях атмосферы со скоростью u порядка (2-10) м/с, подъему этих потоков над лесом, осаждению океанской влаги, компенсирующей речной сток (Makarieva, Gorshkov, 2007), и возвращению сухого воздуха с суши в океан в верхних слоях атмосферы.

Особенность лесного насоса влаги состоит в жестком биотическом управлении величиной испарения. Имея десятикратное превышение испаряющей поверхности над открытой водной поверхностью и обладая способностью изменять величину испарения листьев путем различной степени открытости устьиц листьев, лес может поддерживать величину испарения и осадков на уровне, определяемом потребностями увлажнения почвы. Большая высота деревьев $\sim z_s$ позволяет поддерживать постоянную низкую горизонтальную скорость воздушного потока u, не допуская возможности развития ураганов и смерчей. Круглосуточное постоянство осадков и увлажнения почвы над речным бассейном приводит к наблюдаемому постоянству речного стока в ненарушенных речных бассейнах (Makarieva, Gorshkov, 2007). Засасывая огромное количество атмосферной влаги с океана через береговую линию, лес осаждает эту влагу равномерно по всему речному бассейну, возвращая воду в океан в форме речного стока. Таким способом лес осуществляет управление осадками и предотвращает как недостаток влаги, вызывающий засуху, так и избыточность осадков, вызывающую наводнения в начале распространения потока влаги с океана на сушу, т.е. на малых расстояниях от береговой линии, где поток влаги с океана на сушу имеет наибольшую величину.

Обозначая поток атмосферной влаги с океана на сушу через единицу береговой линии через $F(x)$, x — расстояние удаления от океана, для покрытого лесом речного бассейна имеем:

$$\frac{dF(x)}{dx} = R = \text{const},\ \ F(x) = F(0) - Rx,\ \ F(0) = RL,\ \ 0 \le x \le L, \qquad (27)$$

где R — речной сток на единицу земной поверхности, L — линейный размер речного бассейна, который, как было показано в предыдущем разделе, может достигать величины 10^4 км. Лес закачивает с океана в речной сток столько влаги, сколько необходимо для поддержания постоянной влажности почвы и компенсации вызванного этим речного стока. Таким образом, две важнейших физические характеристики леса следующие: 1) большая величина испарения, превосходящая испарение океана и 2) большая высота деревьев, создающая постоянную оптимальную силу трения для горизонтального потока воздуха и относительно малую горизонтальную скорость ветра u, не допускающую развития ураганов и смерчей.

Низкорослая и редкая растительность с относительно небольшой площадью поверхности листьев способна превышать испарение над испарением океана только летом при максимальном потоке солнечного излучения. В этот период так называемого влажного муссона поток F атмосферного влажного воздуха, устремляется на сушу. Но речной сток (пропорциональный осадкам), равный изменению потока с расстоянием dF/dx, изменяется пропорционально величине потока F. Это приводит к экспоненциальному затуханию величины потока $F(x)$, речного стока $R(x)$ и осадков с удалением от океана x вглубь материка и чрезмерному количеству осадков, вызывающих наводнения на малых расстояниях от береговой границы:

$$R(x) = \frac{dF(x)}{dx} = -\frac{1}{\lambda} F(x), \qquad \frac{dF(x)}{dx} = \left(\frac{dF(x)}{dx} \right)_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda} \right), \tag{24}$$

где λ — длина затухания осадков в лишенных леса областях, которая в среднем имеет порядок 600 км (Makarieva, Gorshkov, 2007). Экспоненциальность затухания стока и осадков свидетельствует о неспособности управления стоками и осадками и невозможность предотвращения ураганов и смерчей низкорослой и редкой растительностью.

В зимний период при минимальном потоке солнечного излучения испарение океана превосходит испарение областей с низкорослой и редкой растительностью, и потоки воздуха в нижних слоях атмосферы стягиваются с суши в океан, что соответствует сухому зимнему муссону. Следует подчеркнуть, что чередование летних и зимних муссонов связано не с разностью температур поверхности суши и океана, а с изменением солнечной радиации и знака разности испарения на суше и в океане. В пустынях, где испарение отсутствует круглогодично, потоки воздуха в нижних слоях атмосферы всегда направлены с суши в океан независимо от сильно изменяющегося знака разности температуры поверхности суши и океана. В результате, океаническая влага круглогодично не может поступать в пустыню.

Разность давлений, связанная с действием силы испарения и отклонением водяного пара от аэростатического равновесия, имеет порядок $\Delta p \sim p_{\mathrm{H_2O}}(0) \approx 10^{-2}\, p(0)$, где $p(0) = 10^5$ Па — давление воздуха у земной поверхности. Эта величина соответствует уменьшению давления влажного воздуха у поверхности в области происходящего испарения. Величина Δp совпадает со средними наблюдаемыми горизонтальными перепадами давления в циклонах и антициклонах на уровне моря, имеющими линейный размер порядка 10^3 км. В результате, для горизонтального барического градиента давления, вызываемого силой испарения, получаем не зависимую от разности температур оценку $dp_s/dx \sim (10^3$ Па)/ $(10^3$ км) = 1 Па/км = 1 мбар (100 км)$^{-1}$, что характерно для средней наблюдаемой величины барического градиента (Лоренц, 1970; Мак-Ивен, Филипс, 1978).

8. Заключение

Отсутствие учета силы испарения в теоретической метеорологии и гидрологии связано с ошибочными представлениями о существовании в атмосфере гидростатического равновесия для всего влажного воздуха. Эти представления восходят к поправочным членам барометрической формулы, учитывающим давление водяных паров, полученных Лапласом в начале позапрошлого века до развития кинетической теории газов и без учета независимо открытого одновременно с этим закона Дальтона. Последующее введение виртуальной температуры свело все соотношения для влажного воздуха к соответствующим соотношениям для сухого воздуха. Эти же представления привели к сохранению в метеорологической литературе термина "гидростатическое" равновесие вместо отвечающего сущности процессов термина аэростатическое равновесие. Представление о нахождении всего влажного воздуха в гидростатическом равновесии поддерживалось также неверно интерпретируемым (см. (21), (22)) постоянством молекулярного состава воздуха в тропосфере (независимостью молярной массы сухого воздуха от высоты), приписываемой турбулентному перемешиванию воздуха (Лоренц, 1970; Мак-Ивен, Филипс, 1978; Тверской, 1951; Glickman, 2000), см. раздел 5.

Эти представления находятся в противоречии с современной кинетической теорией газов, дающей молекулярное объяснение закону Дальтона и аэростатическому распределению Больцмана (Ландау и др., 1965; Фейнман и др., 1965). Если предположить, что влажный воздух находится в гидростатическом равновесии как целое, то сильное наблюдаемое отклонение водяного пара от равновесия должно было сопровождаться в неподвижном воздухе компенсирующим противоположным отклонением от равновесия сухого воздуха, что противоречит закону Дальтона и явлениям осмоса. Действительно, согласно кинетической теории газов аэростатическое равновесие в гравитационном поле Земли соответствует равенству потоков молекул каждого газа вверх и вниз через любую горизонтальную площадку (Фейнман и др., 1965). Из этого условия получаются и закон Дальтона, и распределение Больцмана, и явления осмоса (Ландау и др., 1965; Фейнман и др., 1965). Поэтому аэростатическое равновесие выполняется для каждого отдельного газа независимо. Отклонение от равновесия вызывает диффузию газов, направленную на возврат газов к равновесному состоянию. Турбулентная диффузия восстанавливает равновесие и, следовательно, отклонение от постоянства газового состава на всех высотах, на несколько порядков величины быстрее, чем молекулярная диффузия, см. раздел 5. Поэтому отклонение от равновесия одного газа не может привести к противоположному компенсирующему отклонению от равновесия другого газа так, чтобы сумма этих газов оказалась в “гидростатическом” равновесии, что и составляет сущность явлений осмоса.

Испарение (поток водяного пара с земной поверхности в атмосферу) равно нулю при любой температуре, если отрицательный вертикальный градиент температуры воздуха меньше критического значения 1.2 К/км. При бóльших значениях этого градиента возникает осмотическая сила водяного пара (сила испарения), вызывающая испарение влаги с земной поверхности, конденсацию водяных паров в атмосфере и выпадение осадков. Эта же сила испарения вызывает ветровую циркуляцию атмосферы вследствеие неравномерности распределения испарения по земной поверхности. Усредненные по земной поверхности величины испарения и осадков ограничены потоком поглощаемого земной поверхностью солнечного излучения и не зависят от среднеглобальной температуры земной поверхности.

Авторы благодарны Ю.А. Довгалюк и С.Г. Шерману за обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ. Конденсационная теория ураганов и смерчей

П1. Введение

Основная особенность ураганов и смерчей состоит в том, что динамическая ветровая мощность, развиваемая на единицу земной поверхности, превосходит среднеглобальный поток солнечной энергии, поглощаемый земной поверхностью (Samsury, Zipser, 1995; Wurman et al., 1996). Подобное явление возможно только в том случае, если происходит длительное накопление поглощаемой солнечной энергии в виде потенциальной энергии, способной быстро переходить в кинетическую энергию воздушных масс. Скорость локального расхода запасенной потенциальной энергии в области, занимаемой ураганом или смерчем, существенно превосходит скорость ее локального накопления. Вид потенциальной энергии, способной к длительному накоплению и быстрому переходу в кинетическую энергию воздушных масс, до сих пор оставался невыясненным.

Базируясь на законе сохранения энергии, можно описать преобразование энергии в ураганах (и смерчах) следующим образом. Солнечная энергия накапливается в форме потенциальной энергии в обширной донорной области, площадь которой намного больше площади акцепторной области, занимаемой ураганом в каждый момент времени. Затем эта потенциальная энергия со всей донорной области концентрируется в области, занимаемой ураганом. Концентрация потенциальной энергии может происходить как в пространстве, так и во времени. При концентрации энергии в пространстве потенциальная энергия со всех сторон донорной области затягивается в область, занимаемую ураганом. При этом ураган может оставаться в неподвижном стационарном состоянии. При временнóй концентрации энергии потенциальная энергия не перемещается в пространстве, а расходуется в той же локальной области, где была накоплена, со скоростью намного большей скорости ее локального возобновления, вызываемого солнечным излучением. При этом должен перемещаться сам ураган или смерч. Достигнутые при этом внутренние скорости ветра могут поддерживаться, если ураган или смерч перемещаются со скоростью равной скорости внутреннего ветра в соседнюю локальную область, расходуют накопленную в ней потенциальную энергию и двигается дальше. (Этот принцип концентрации энергии во времени используется животными при передвижении по своей кормовой территории.) Согласно наблюдениям, не существует неподвижных стационарных ураганов и смерчей, но скорость передвижения ураганов меньше максимальных скоростей ветра внутри урагана. Из этого следует, что в ураганах используются оба типа концентрации энергии, как в пространстве, так и во времени. Смерчи, передвигающиеся со значительно бóльшими скоростями, используют, по-видимому, в основном, временнóй способ концентрации энергии.

До сих пор единственным кандидатом на потенциальную энергию, питающую ураганы, считалась скрытая теплота конденсации водяных паров. Однако термодинамических механизмов перехода скрытой теплоты в кинетическую энергию воздушных масс не существует.

Выделение скрытой теплоты происходит при внешнем охлаждении воздушных масс и может лишь ослаблять скорость внешнего охлаждения. В отсутствие внешнего охлаждения скрытая теплота не выделяется.

Динамические потоки воздуха — ветер — вызывает сам процесс конденсации водяных паров, который аналогичен явлениям осмоса. Конденсация связана с исчезновением газовой фазы водяных паров. При этом происходит падение давления воздуха в области конденсации и появляется градиент давления, вызывающий ветер. Хотя при конденсации происходит выделение скрытой теплоты, падение давления воздуха, связанное с конденсацией, представляет собой совершенно другой физический процесс, не зависящий от величины скрытой теплоты испарения. Следовательно, в качестве приходящейся на единицу объема потенциальной энергии, вызывающей ураганы, выступает парциальное давление накопленных насыщенных во всем атмосферном столбе водяных паров $p_{\mathrm{H_2O}}$. Конденсация водяных паров в ураганах и смерчах происходит в тысячи раз быстрее их образования в атмосфере в результате испарения влаги с поверхности океана под воздействием солнечного излучения. Вследствие большой величины отклонения распределения водяного пара по высоте от аэростатического равновесия, когда давление водяного пара $p_{\mathrm{H_2O}}$ на каждой высоте более чем в пять раз превосходит вес столба пара над этой высотой (Makarieva, Gorshkov, 2007), см. также ниже раздел П2, практически весь восходящий водяной пар подвергается конденсации, и потенциальная энергия конденсации с хорошей точностью совпадает с $p_{\mathrm{H_2O}}$.

При испарении жидкой фазы воды под воздействием солнечного излучения скрытая теплота поглощается. Конденсация водяных паров приводит к возникновению градиентов давления воздуха и динамических атмосферных потоков. Выделение скрытой теплоты при конденсации водяных паров и распространение воздушных потоков в атмосфере происходят адиабатически без поглощения или выделения тепла в какую либо внешнюю среду (гидросферу или космос). Солнечная энергия выступает как генератор энергии скрытой теплоты $N_{\mathrm{H_2O}}Q_{\mathrm{H_2O}}$ (размерность Дж/м^3, $N_{\mathrm{H_2O}}$ и $Q_{\mathrm{H_2O}}$ = 44 кДж/моль — молярные плотность водяных паров и скрытая теплота парообразования, соответственно). Накопленная скрытая теплота водяных паров выделяется при их конденсации и выполняет функцию транспортировки потенциальной динамической энергии ветра. Роль последней выполняет парциальное давление водяных паров $p_{H_2O} \equiv \gamma_{H_2O} p = N_{H_2O} RT$ (здесь R = 8.3 Дж/(моль·К) — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура). Отношение $N_{H_2O} Q_{H_2O} / (N_{H_2O} RT) = Q_{H_2O} / RT = 18$ при 15 °С. Генерирующий ураган поток солнечной энергии, вызывающий испарение, равен $N_{H_2O} Q_{H_2O} \overline{w} \leq$ 100 Вт/м^2, где $\overline{w} \sim 10^{-3}$ м/с — средняя скорость подъема молекул водяного пара (Makarieva, Gorshkov, 2007). Транспортный восходящий поток энергии урагана и смерча равен $N_{H_2O}\ Q_{H_2O} w \geq 10^5$ Вт/м^2, где $w \geq$ 1 м/с — скорость вертикального ветра в ураганах (в смерчах $w \geq 50$ м/с), что в тысячи раз превосходит генерирующий поток солнечной энергии. Восходящий поток потенциальной динамической энергии ураганов и смерчей, равный $p_{H_2O}\ w$, в 18 раз меньше потока транспортной мощности. Сравнение этой величины с потоком солнечной энергии (см., например, Businger, Businger, 2001) не имеет отношения к бюджету мощности урагана, который лимитируется потоком транспортной мощности.

Потенциальная энергия p_{H_2O} (Дж/м^3) переходит в кинетическую энергию $\rho u_{max}^2 / 2$ (Дж/м^3): $p_{H_2O} = \rho u_{max}^2 / 2$, где u_{max} — скорость ветра, ρ — плотность воздуха. При $\gamma_{H_2O} \equiv p_{H_2O} / p = 0.02$ (15 °C) или $\gamma_{H_2O} =$ 0.05 (30 °C), давлении влажного воздуха $p = 10^5$ Па и $\rho = 1.2$ кг/м^3 имеем скорость u_{max} = 50 м/с или 90 м/с, соответственно. Именно такого порядка скорости наблюдаются в ураганах и смерчах (Samsury, Zipser, 1995; Wurman et al., 1996).

Ураганы и смерчи эквивалентны обращенному и продленному во времени взрыву. В обычном взрыве запасенная в центре взрыва потенциальная энергия мгновенно высвобождается, что приводит к резкому локальному увеличению давления и появлению потоков воздуха, расходящихся во все стороны от центра. В урагане и смерче, наоборот, конденсация насыщенного водяного пара при подъеме воздуха приводит к резкому падению давления воздуха в области конденсации. Это приводит к появлению компенсирующих радиальных потоков влажного воздуха, сходящихся к области наибольшей конденсации, что вызывает дальнейший подъем воздуха с возрастающей скоростью. Водяные пары, содержащиеся в сходящихся потоках влажного воздуха, подвергаются конденсации в той же области. Это поддерживает разность давлений между центром урагана и окружающей его средой. Ураган можно также сравнить с черной дырой, засасывающей водяной пар со всего окружающего пространства, который вследствие его конденсации исчезает (аннигилирует) из газовой фазы. Именно поэтому ураган — это антивзрыв. При взрыве газовая фаза возникает из твердой или жидкой фазы. В ураганах и смерчах, наоборот, газовая фаза водяного пара исчезает из воздуха при конденсации.

В отличие от взрыва, скорость движения воздушных масс в ураганах и смерчах оказывается намного меньше тепловой скорости движения молекул (скорости звука). Поэтому в любых объемах воздуха успевает устанавливаться термодинамическое равновесие, при котором распределение давления, температуры и плотности внутри урагана определяются равновесной термодинамикой. Движущей силой всех процессов внутри урагана является, как в сжатой пружине, высвобождение потенциальной энергии, запасенной в виде давления насыщенного водяного пара во всем атмосферном столбе. Ураган не получает и не отдает тепло в окружающую среду в количествах, определяющих энергию урагана. Следовательно, все процессы внутри урагана удовлетворяют условию адиабатичности.

Ураган не является термодинамической машиной, основанной на цикле Карно (включающем процессы поглощения тепла при изотермическом расширении и выделения тепла при изотермическом сжатии газа при разных температурах) или любых его модификациях. В разделе П4 детально проанализированы теории, описывающие ураган как чисто термодинамическую машину, и показано, что эти теории являются ошибочными.

П2. Теория ураганов

Рассмотрим уравнение Бернулли вдоль линии тока (Ландау, Лифшиц, 1954)

$$\rho \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{l}} \frac{\boldsymbol{u}^2}{2} + \frac{\partial p}{\partial \boldsymbol{l}} + \rho g \frac{\partial z}{\partial \boldsymbol{l}} + \rho \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{l}} \left(C_D \frac{\boldsymbol{u}^2}{2} \right) = 0 , \qquad (\text{П1})$$

где ρ — массовая плотность воздуха, p — давление воздуха, $\boldsymbol{l}$ — вектор линии тока, $\boldsymbol{u}$ — вектор скорости ветра в области урагана. Последний член описывает силы турбулентного трения при движении воздуха вблизи земной поверхности, которые пренебрежимо малы в условиях урагана: $C_D u^2 = u_*^2 \ll u^2$, см. (Businger, Businger, 2001) и объяснение ниже. Сам факт существования урагана, т.е. большой величины скорости ветра u, означает, что разность градиента давления и сил турбулентного трения имеет порядок величины градиента давления. Поэтому при оценке величин скорости ветра сила турбулентного трения несущественна и может не приниматься во внимание. Ниже мы полагаем ее равной нулю, $C_D = 0$. Скорости ветра в ураганах не превосходят одной десятой скорости движения молекул, поэтому, с учетом происходящей конденсации водяных паров, во всех процессах распада на мелкие вихри сохраняется адиабатичность изменения температуры и давления. Следовательно, для изменения тепла dQ мы имеем $dQ = TdS = 0$, см. ниже раздел П3. При этом входящее в уравнение Бернулли (Ландау, Лифшиц, 1954) изменение энтальпии равно $dW = TdS + Vdp = Vdp$, что учтено в уравнении (П1).

После интегрирования уравнения (П1) по линии тока вдоль ее горизонтальной (идущей вдоль оси x) и восходящей (идущей вдоль вертикальной оси z) частей получаем следующие соотношения

$$\rho \frac{1}{2} \boldsymbol{u}^2 - \Delta p = 0, \tag{П2}$$

$$\Delta p = \int_0^\infty f_E(z) dz > 0, \quad f_E(z) \equiv -\frac{dp}{dz} - \rho g \ . \tag{П3}$$

Перепад давления Δp определяется конденсацией водяных паров при их вертикальном подъеме.

Обозначим через l и h горизонтальный и вертикальный размеры урагана (смерча), соответственно. Потоки воздуха входят в область урагана (смерча) со скоростью u_x через боковые поверхности площадью порядка lh и выходят вверх через поверхность площадью l^2 со скоростью u_z. Численные коэффициенты перед этими площадями порядка единицы при учете того, что ураганы (смерчи) имеют форму усеченных полусфер. Уравнение неразрывности (закон сохранения вещества) соответствует равенству $u_x h \approx u_z l$, т.е. $u_x \approx u_z l/h$. Малая величина высоты атмосферы h в сравнении с горизонтальными размерами области урагана l, $h \sim 0.01l$, приводит к тому, что ураган выступает в виде двумерной горизонтальной поверхности, где весь перепад давления Δp, связанный с конденсацией водяных паров, приходится на горизонтальные размеры. Поэтому $\Delta p = p_a - p_c$, где p_a и p_c — давление воздуха у земной поверхности вне урагана и в его центре, соответственно. Это следует из (П2) и уравнения неразрывности, согласно которому $u_x = u_z\, l/h >> u_z$, и, следовательно, $u^2 = u_x^2 + u_z^2 = u_x^2(1 + h^2/l^2) \approx u_x^2$ для ураганов при $h/l \sim 0.01$. Для смерчей, у которых, наоборот, $h/l > 1$ и, следовательно, $u_z > u_x$, основной перепад давления, связанный с происходящей конденсацией водяного пара, приходится на вертикальный размер h.

Мощность урагана на единицу площади поперечного сечения, перпендикулярного скорости горизонтального ветра, равна $\rho u^3/2 = \Delta p u$. Мощность турбулентной диссипации энергии урагана о земную поверхность на единицу площади земной поверхности равна $\rho(u^2/2)u_z = \rho(u_*^2/2)u \equiv C_D \rho u^3/2$. Отсюда следует, что $C_D \approx u_z/u << 1$, и, следовательно, потери на силы турбулентного трения о земную поверхность перенебрежимо малы в сравнении с мощностью урагана. Ураганы и смерчи наращивают кинетическую энергию ветра до тех пор, пока вся накопленная потенциальная энергия Δp не перейдет в кинетическую энергию. Дальнейшее увеличение скорости ветра становится невозможным даже в отсутствие сил турбулентного сопротивления. Таким образом, для ураганов из (П2) получаем:

$$\rho \frac{u_x^2}{2} = \Delta p, \quad \Delta p = \int_0^\infty f_E(z)dz, \quad f_E \equiv -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g, \quad u_z = u_x \frac{h}{l}. \qquad (П4)$$

Определим значение силы $f_E(z)$ влажного воздуха. Учитывая, что давление влажного воздуха p равно сумме давления сухой компоненты воздуха p_d и давления водяных паров p_{H_2O}, которое мы здесь будем считать насыщенным, можно написать (область ненасыщенного водяного пара, где не происходит конденсация, выпадает из интеграла, определяющего величину Δp в (П4)):

$$f_E(z) = f_d(z) + f_{H_2O}, f_d = -\frac{\partial p_d}{\partial z} - \rho_d g, f_{H_2O}(z) = -\frac{\partial p_{H_2O}}{\partial z} - \rho_{H_2O} g. \qquad (П5)$$

Сухая компонента воздуха находится в гидростатическом равновесии в силу наблюдаемой независимости молярной массы M_d сухого воздуха от высоты. Поэтому $f_d = 0$ (Makarieva, Gorshkov, 2007). Следовательно, $f_E(z) = f_{H_2O}(z)$. Величину f_E можно вычислить, используя закон Клапейрона-Клаузиуса:

$$dp_{\mathrm{H_2O}} = p_{\mathrm{H_2O}} \frac{Q_{\mathrm{H_2O}}}{RT^2} dT \;\text{ или }\; -\frac{\partial p_{\mathrm{H_2O}}}{\partial z} = p_{\mathrm{H_2O}} \frac{Q_{\mathrm{H_2O}}\Gamma}{RT^2}, \quad \Gamma \equiv -\frac{\partial T}{\partial z}. \quad (\text{П6})$$

С помощью (П6) получаем:

$$-\frac{\partial p_{\mathrm{H_2O}}}{\partial z} = \frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h_{\mathrm{H_2O}}}, \quad h_{\mathrm{H_2O}} \equiv \frac{T^2 R}{\Gamma Q_{\mathrm{H_2O}}}, \quad (\text{П7})$$

где величина $h_{\mathrm{H_2O}}$, имеющая размерность высоты, как видно из (П7), определяет характер экспоненциального уменьшения с высотой давления насыщенного водяного пара при фиксированной величине отрицательного вертикального градиента температуры воздуха Г (П6).

Используя уравнение идеального газа

$$p = \rho g h, \; h \equiv \frac{RT}{Mg} = 8.4\,\text{км}, \; p_{\mathrm{H_2O}} = \rho_{\mathrm{H_2O}} g h_v,$$

$$h_v = \frac{RT}{M_v g} = 13.5\,\text{км}, \; \frac{M_v}{M} = 0.62\,, \quad (\text{П8})$$

получаем следующее значение для силы f_E:

$$f_E = \frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h_{\mathrm{H_2O}}}(1-\alpha), \; \alpha \equiv \frac{h_{\mathrm{H_2O}}}{h_v} \approx 0.17, \, p_{\mathrm{H_2O}} = \rho g h \gamma_{\mathrm{H_2O}}, \; \gamma_{\mathrm{H_2O}} \equiv \frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{p}, \quad (\text{П9})$$

где высоты h и h_v определяют характер экспоненциального уменьшения с высотой давления воздуха и водяного пара в случае аэростатического равновесия. Величина α (П9), равная отношению веса столба к давлению водяного пара в (П5), зависит от $\Gamma \equiv -\partial T / \partial z$, см. (П7), и мала при наблюдаемом среднеглобальном Г = Γ_{ob} = 6.5 К/км. При этом $h_{\mathrm{H_2O}}$ ≈ 2.4 км. Аэростатическое равновесие насыщенных водяных паров, соответствующее условию $h_{\mathrm{H_2O}} = h_v$, $\alpha =$ 1 и f_E = 0, возникает, согласно (П7), при $\Gamma = T/H$, где $H \equiv M_v g / Q_{\mathrm{H_2O}}$ = 250 км. Решение последнего уравнения приводит к значению $\Gamma = \Gamma_{\mathrm{H_2O}} \exp(-z/H) \approx \Gamma_{\mathrm{H_2O}} = T M_v g / Q_{\mathrm{H_2O}}$ = 1.2 К/км < Γ_{ob} = 6.5 К/км.

Силу f_E в ураганах естественно назвать силой конденсации. Водяные пары, конденсация которых определяет мощность ураганов, были накоплены в процессе длительного испарения, предшествовавшего урагану. Как обсуждалось выше, это накопление происходило с мощностью, равной по порядку величины мощности поглощенной солнечной энергии. Эта мощность в сотни раз меньше мощности расходования (конденсации) водяного пара в урагане. С помощью определений (П7) и (П8) силу конденсации f_E можно записать в виде

$$f_E = \rho \frac{u_{\max}^2}{2} \frac{1}{h_{H_2O}}, \ \alpha \equiv h_{H_2O}/h_v = \Gamma_{H_2O}/\Gamma_{ob},$$

$$u_{\max} \equiv \left[(2p\gamma_{H_2O}/\rho)(1-\alpha)\right]^{1/2} = \left[(2gh\gamma_{H_2O}/\rho)(1-\alpha)\right]^{1/2}. \qquad (П10)$$

Работа силы конденсации равна

$$\int_0^\infty f_E(z)dz \approx f_E(0)h_{H_2O} \approx gh_s\gamma_{H_2Os}(1-\alpha) \approx \rho_s \frac{u_{\max}^2}{2}, \qquad (П11)$$

где нижний индекс s соответствует земной поверхности $z = 0$, γ_{H_2O} — объемная доля насыщенного водяного пара во влажном воздухе, см. (П9). Выражение (П11) описывает потенциальную энергию конденсации, которая, с учетом силы турбулентного трения, определяет в соответствии с (П4) скорость ветра u и перепад давления Δp давления в ураганах:

$$\Delta p = p_s\gamma_{H_2Os}(1-\alpha) = \rho_s \frac{u_{\max}^2}{2} = \rho_s \frac{u^2}{2}. \qquad (П12)$$

При 30 °C в тропиках имеем $\gamma_{H_2O} = 0.05$, $\rho_s = 1.2$ кг/м^3, $p_s = 10^5$ Па = 1 бар. При этих значениях для скорости u и скачка давления Δp в урагане из (П4) и (П11) получаем оценки

$$\Delta p = 50 \text{ мбар}, \quad u = u_{\max} = 80 \text{ м/с}, \qquad (П13)$$

которые находятся в удовлетворительном согласии с эмпирическими данными (Samsury, Zipser, 1995). При температуре воздуха, равной 40 °C, имеем $\gamma_{H_2O} = 0.09$. При этом $\Delta p = 90$ мбар, $u = u_{\max} = 100$ м/с. Эти максимальные значения температуры, парциального давления насыщенного водяного пара, перепада давления и скорости ветра наблюдаются в развивающихся над сушей смерчах (Wurman et al., 1996).

П3. Адиабатическая термодинамика ураганов

Горизонтальное передвижение воздуха в центр урагана и подъем всей массы воздуха в области максимального ветра под воздействием силы конденсации f_E происходят без притока тепла извне. Поэтому изменение давления и температуры воздуха при горизонтальном и вертикальном перемещении связано условием адиабатичности. Это условие представлено известным уравнением первого начала термодинамики:

$$dQ = TdS = c_p dT + Q_{\mathrm{H_2O}} d\gamma_{\mathrm{H_2O}} - Vdp, \quad dQ = 0, \tag{П14}$$

где T — абсолютная температура (К), $\gamma_{\mathrm{H_2O}} \equiv p_{\mathrm{H_2O}} / p \equiv V / V_{\mathrm{H_2O}}$ (безразмерно), p и $p_{\mathrm{H_2O}}$ — давления (Дж/м^3 ≡ H/м^2 ≡ Па) и V и $V_{\mathrm{H_2O}}$ — молярные объемы (м^3/моль) влажного воздуха и насыщенного водяного пара, соответственно; Q — молярная теплота (Дж/моль), c_p и S — молярные теплоемкость влажного воздуха при постоянном давлении и энтропия, соответственно (Дж/(моль · К)), $Q_{\mathrm{H_2O}}$ = 44 кДж/моль — молярная теплота испарения воды, которую с хорошей точностью можно считать постоянной (не зависящей от температуры). Уравнение (П14) записано через принятые в физике молярные величины и этим отличается от принятой в метеорологии записи через удельные массовые величины, которые можно получить делением молярных величин на молярную массу воздуха M = 29 г/моль.

Второй член (П14) определяет теплоту, выделяющуюся при конденсации или поглощающуюся при испарении влаги. Изменение давления водяного пара происходит в результате двух физических процессов: изменения давления водяного пара, пропорционального изменению давления воздуха (т.е. неконденсирующихся составляющих), и изменения давления водяного пара в связи с возможными фазовыми переходами (испарением или конденсацией влаги). Только второе изменение связано с выделением или поглощением скрытого тепла. Полное относительное изменение давления водяного пара равно $d(\gamma_{\mathrm{H_2O}} p)/p$. Вычитая из этого значения изменение, связанное с изменением давления воздуха, которое равно $\gamma_{\mathrm{H_2O}} dp / p$, и умножая полученную разность на $Q_{\mathrm{H_2O}}$, получаем количество тепла, выделившегося или поглощенного в ходе фазового перехода, равное $Q_{\mathrm{H_2O}} \left[d\left(\gamma_{\mathrm{H_2O}} p - \gamma_{\mathrm{H_2O}} dp\right)\right] / p = Q_{\mathrm{H_2O}} d\gamma_{\mathrm{H_2O}}$, т.е. второй член в (П14).

Взаимодействие атмосферы с подстилающей земной поверхностью происходит за счет потоков вещества и энергии через поверхность раздела, определяемых молекулярной диффузией и теплопроводностью в приповерхностном слое толщиной порядка 50 мкм. Интенсивность нерадиационных потоков явного и скрытого тепла с земной поверхности, в частности, с поверхности океана, в атмосферу имеет порядок величины потока поглощаемой солнечной энергии, 100 Вт/м^2. Как оценено в разделе П1, вертикальный поток выделения скрытого тепла в ураганах превосходит поток солнечной энергии в тысячи раз. Поэтому вклад потока тепла с поверхности в бюджет энергии урагана пренебрежимо мал. Все процессы в урагане строго удовлетворяют условию адиабатичности (П14).

Используя уравнение Клапейрона-Клаузиуса (П6) для связи изменения $dp_{\mathrm{H_2O}}$ и dT, можно переписать уравнение (П14) в в виде:

$$dQ = TdS = c_p dT\left[1 + \frac{R}{c_p}\gamma_{\mathrm{H_2O}}\left(\frac{Q_{\mathrm{H_2O}}}{RT}\right)^2\right] - RT\frac{dp}{p}\left(1 + \gamma_{\mathrm{H_2O}}\frac{Q_{\mathrm{H_2O}}}{RT}\right). \tag{П15}$$

Ураган не обменивается теплом с окружающей его средой, $dQ = 0$, что позволяет, используя (П15), связать между собой относительные изменения температуры и давления следующим образом

$$\frac{dT}{T} = \frac{dp}{p}\frac{R}{c_p}\varphi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}),\ \varphi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}) \equiv \frac{1 + \gamma_{\mathrm{H_2O}}\dfrac{Q_{\mathrm{H_2O}}}{RT}}{1 + \dfrac{R}{c_p}\gamma_{\mathrm{H_2O}}\left(\dfrac{Q_{\mathrm{H_2O}}}{RT}\right)^2}, \tag{П16}$$

$$\frac{R}{c_p} = 0.29; \quad \varphi(300\ \mathrm{K}, 0.04) = 0.37; \quad \varphi(300\ \mathrm{K}, 0.04)\frac{R}{c_p} = 0.11. \tag{П17}$$

Согласно (П16)-(П17), во всех влажно-адиабатических процессах относительное понижение давления приводит к относительному понижению температуры и выпадению осадков. При этом относительное понижение температуры примерно в десять раз меньше относительного понижения давления. Отметим, что (П16) выписано через молярные, а не через массовые величины, как это обычно делается в метеорологии.

Поскольку в урагане $dQ = 0$ как на горизонтальном пути воздушных масс вдоль направления оси x, так и на пути их вертикального подъема вдоль оси z, для соответствующих изменений температуры и давления имеем:

$$\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial x}\frac{R}{c_p}\varphi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}), \tag{П18}$$

$$\Gamma_m \equiv -\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Mg}{c_p}\varphi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}), \quad -\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{Mg}{RT}, \tag{П19}$$

где M = 29 г/моль — молярная масса воздуха. При получении численных значений (П17) положено $c_p = c_{pd}$ = 29 Дж/(моль·К). Теплоемкость водяного пара при постоянном давлении равна 32 Дж/(моль·К) и отклоняется от c_{pd} (теплоемкости сухого воздуха) на 10%, что при низком содержании водяного пара во влажном воздухе не приводит к сколько-нибудь существенному отличию c_p от c_{pd}.

Выражение для Γ_m (П19) известно в метеорологии как влажный адиабатический градиент температуры для насыщенного водяного пара (saturation-adiabatic lapse rate). Выражение (П19) написано в приближении, см. раздел П2,

$$\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{1}{p_d + p_{\mathrm{H_2O}}}\left(\frac{\partial p_d}{\partial z} + \frac{\partial p_{\mathrm{H_2O}}}{\partial z}\right) = \frac{1}{p_d(1+\gamma_{\mathrm{H_2O}})}\left(\frac{p_d}{h_d} + \frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{h_{\mathrm{H_2O}}}\right) =$$

$$= \frac{1}{h_d}\Psi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}),\quad \Psi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}) \equiv \frac{1+\dfrac{\gamma_{\mathrm{H_2O}}}{\beta}}{1+\gamma_{\mathrm{H_2O}}},\quad \beta \equiv \frac{h}{h_{\mathrm{H_2O}}} \geq 3.5\,, \qquad \text{(П20)}$$

при котором $\Psi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}) \approx 1 - \gamma_{\mathrm{H_2O}}\left(1 - \dfrac{1}{\beta}\right)$ заменено единицей. Так как $\gamma_{\mathrm{H_2O}} \leq 0.04$, то это приближение, соответствующее гидростатическому равновесию влажного воздуха, справедливо в выражении для Γ_m с точностью отброшенных членов, не превышающих четырех процентов, т.е. по вертикали $\Delta_z p = p >> p_{\mathrm{H_2O}}$ при $\Delta z = h_d$. Этот факт явился основной причиной неверного предположения, что гидростатическое равновесие является хорошим приближением не только при вычислении Γ_m, но и во всех остальных задачах теоретической метеорологии. Однако по горизонтали при $\Delta x = l$ использование гидростатического приближения $f_E = 0$ в (П4) приводит к отбрасыванию в (П14) главного члена, определяющий скорость горизонтального ветра, $\Delta p \approx p_{\mathrm{H_2O}}$, см. также ниже обсуждение уравнения (П21).

По формулам (П16), (П19) можно оценить адиабатический отрицательный вертикальный градиент температуры воздуха при подъеме влажного воздуха, содержащего насыщенный водяной пар, в атмосферном столбе урагана. Величина $\varphi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}) \approx \varphi(300\,\mathrm{K}, 0.04)$ = 0.37 практически не меняется с уменьшением температуры с высотой вплоть до представляющих интерес высот порядка $h_{\mathrm{H_2O}}$ ~ 3 км. При этом Γ_m = 4.7 К/км, что в четыре раза больше критического градиента Γ_{H_2O} = 1.2 К/км, ниже которого исчезает неравновесность водяного пара и сила f_E (П9). Это единственное существенное для анализа ураганов следствие, вытекающее из равновесной термодинамики идеального газа атмосферы.

Отметим, что при горизонтальном адиабатическом перемещении воздушных масс в область урагана также происходит падение температуры, сопровождающееся конденсацией влаги и появлением горизонтальной силы конденсации, направленной в область урагана. Однако возникающий горизонтальный градиент температуры и связанная с этим горизонтальная сила конденсации в сотни раз меньше соответствующих вертикальных значений, см. (П18) и (П19), и могут не учитываться. Поверхностный воздух в центре урагана дополнительно охлаждается за счет падения дождя после конденсации водяных паров на высоте $z \sim h_{H_2O}$ с температурой на ~10 К меньшей температуры земной поверхности. Однако относительный вклад этого эффекта также мал. Он имеет порядок отношения произведения теплоемкости жидкой воды на разность температур к скрытой теплоте испарения и не превышает нескольких процентов от основного учтенного процесса.

Выделение скрытого тепла, происходящее вследствие падения температуры воздуха при адиабатическом подъеме, в соответствии с принципом Ле-Шателье уменьшает величину адиабатического градиента температуры от ее максимального значения, которое имело бы место в сухом воздухе при γ_{H_2O} = 0 и $\varphi(T, \gamma_{H_2O})$ = 1. Выделение скрытого тепла не может переходить в энергию динамических потоков воздуха. Это нарушало бы второе начало термодинамики. Подчеркнем, что адиабатическое охлаждение, сопровождающееся выделением скрытого тепла, является следствием (а не причиной) подъема воздуха под воздействием силы конденсации f_E. Происходит подъем всей массы воздуха, а не отдельных перегретых объемов в окружающей эти объемы более холодной окружающей среде. Подъем происходит не в результате действия архимедовой силы, а под воздействием силы конденсации f_E, одинаково действующей как на объемы с нейтральной и случайно возникающей положительной или отрицательной и плавучестью. Это объясняет тот факт, что, согласно наблюдениям, восходящие объемы воздуха характеризуются как положительной, так и отрицательной плавучестью (Eastin et al., 2005).

П4. Анализ предшествовавших теорий ураганов

Проанализируем теперь конкретные физические ошибки, допускаемые в работах авторов термодинамической теории ураганов. Кратко эти ошибки состоят в следующем.

1) Предположение о теплообмене с океаном как основном источнике мощности ураганов неверно. Тепловая энергия может уходить из области урагана только в виде теплового излучения. Все остальные виды преобразования тепловой энергии учтены в адиабатическом уравнении (П14). Вертикальный поток выделения скрытой теплоты в процессе адиабатического подъема воздушных масс в ураганах, см. раздел П3, формулы (П16), (П18), который транспортирует динамическую мощность урагана (см. раздел П1), в тысячи раз превосходит поток солнечного излучения. Если бы этот поток преобразовывался бы в поток тепловой энергии в области, занимаемой ураганом, то тепловое излучение в космос должно было бы в тысячи раз превосходить среднеглобальный поток теплового излучения, который соответствует яркостной температуре T_b = 255 К, что на 33 К ниже среднеглобальной температуры земной поверхности T_s = 288 К. Это физически невозможно: так как в соответствии с законом Стефана-Больцмана тепловое излучение пропорционально четвертой степени абсолютной температуры, тепловое излучение ураганов соответствовало бы температуре более $T_b(1000)^{1/4} \sim$ 1400 К. Следовательно, ни выделение скрытой теплоты в адиабатическом подъеме воздуха в ураганах, ни динамическая мощность урагана не могут быть следствием одновременного с процессом урагана процесса поглощения тепла из окружающей среды, в том числе из океана. Это нарушало бы второе начало термодинамики: в отсутствие оттока тепла тепловая энергия океана не может быть переведена в механическую работу. В реальности, энергия урагана в виде выделившейся скрытой теплоты и динамической энергии мелкомасштабных вихрей и атмосферных и океанических волн распространяется далеко за пределы области, захваченной ураганом, где переходит в тепловое излучение с интенсивностью порядка среднеглобального потока поглощаемого солнечного излучения.

2) Работа сил турбулентной вязкости переводит динамическую энергию основных потоков воздуха в динамическую же энергию мелких вихрей. Эта работа не равна термодинамическому теплу, что предполагается в ряде исследований. В процессе такой работы при распаде крупных вихрей на более мелкие все изменения термодинамических характеристик происходят без поглощения или

отдачи тепла в адиабатическом режиме при постоянной энтропии, что согласуется со всеми наблюдениями.

3) Скорости ураганного ветра u определяются наблюдаемым перепадом давления Δp, причина существования которого в термодинамической теории ураганов остается невыясненной. Невозможно получить выражения для изменения давления и величины скорости ветра в урагане через какие-либо термодинамические характеристики без использования того факта, что распределение водяного пара отклоняется от аэростатического равновесия вследствие конденсации влаги в атмосфере и что при этом возникает сила f_E (П9).

Для более детального анализа рассмотрения теории ураганов, предлагаемого в работах Эмануэля (1986, 1991, 1995, 2003, 2005, 2006) и Бистер, Эмануэля (1998) (далее ссылки на эти работы записываются в виде (E1986, E1991, E1995, E2003, E2005, E2006) и (BE 1998)), оценим количественно все члены в уравнении (П14) для горизонтального распространения воздушных масс. При этом будем использовать наблюдаемое максимальное значение $\Delta p/p \sim 0.1$ в ураганах; $\Delta p\ \Delta_x p = p_a - p_c > 0$, где p_a и p_c — давления за пределами и в центре урагана, соответственно. Учитывая адиабатичность всех термодинамических процессов в урагане, $\Delta Q = 0$, имеем:

$$\begin{array}{lccccccc} & c_p\Delta_x T & + & Q_{\mathrm{H_2O}}\Delta_x\gamma_{\mathrm{H_2O}} & - & V\Delta p & = & 0 \\ \text{Дж/моль} & 40 & + & 80 & - & 120 & = & 0 \end{array} \qquad (\text{П}21)$$

Все значения членов уравнения (П21) для наглядности округлены с десятипроцентной точностью. Все члены (П21) имеют один и тот же порядок величины. Наибольшим членом в (П21) является последний градиентный член $V\Delta p = M\Delta p/\rho$, определяющий величину скорости u^2 в уравнении (П2). Первый член, связанный с уменьшением температуры, наименьший и составляет одну треть от наибольшего члена $M\Delta p/\rho$. Однако именно в результате уменьшения температуры происходят изменение $\gamma_{\mathrm{H_2O}}$ за счет конденсации насыщенного у поверхности водяного пара. Это создает отличный от нуля второй член, составляющий две трети от наибольшего члена. Нетрудно оценить изменение температуры с приближением к центру урагана. Согласно (П16) и (П17) имеем $\Delta_x T/T = (\Delta p/p)\times(R/c_p)\times\varphi(T,\gamma_{\mathrm{H_2O}}) = 0.11\times(\Delta p/p)$. Для большинства ураганов, характеризующихся $\Delta p/p \sim 0.05$, падение температуры $\Delta_x T$ по отношению к окружающей среде за пределами урагана не превосходит 1.6 K, что согласуется с наблюдениям (см., например, рис. 12 в работе Black, Holland, 1995).

Для получения массовых величин (Дж/кг) вместо молярных необходимо поделить каждый член (П21) на молярную массу воздуха M = 29 г/моль. Для получения объемных величин (Дж/м^3) необходимо умножить каждый член на молярную плотность $N \equiv V^{-1}$ (моль/м^3). Для получения горизонтального потока изменения каждого члена (П21) на единицу площади вертикального поперечного сечения урагана (Вт/м^2) (суммарно эти потоки равны нулю) необходимо умножить каждый член (П21) на $Nu_{\max} \equiv \rho u_{\max}/M$ (моль/(м$^2 \cdot$ с)).

Для получения вертикального потока каждого члена уравнения (П21) на единицу площади земной поверхности (Вт/м^2) (суммарно эти потоки равны нулю), необходимо умножить каждый член (П21) на $Nu_z \equiv \rho(h_{\mathrm{H_2O}}/l)u_{\max}/M$ (моль/(м$^2 \cdot$ с)) ($h_{\mathrm{H_2O}} << l$). Порядок величины этих вертикальных потоков составляет $\rho u_{\max}^2 u_z \sim 10^3$ Вт/м^2 (см., например, Таблицу 1 в работе Black, Holland, 1995). Подчеркнем, что эти потоки не имеют отношения к потокам явного, скрытого и радиационного тепла с поверхности Земли, в частности, с поверхности океана, имеющим порядок 100 Вт/м^2. В силу того, что $\Delta_x T << \Delta_z T$ и $\Delta_x \gamma_{\mathrm{H_2O}} << \Delta_z \gamma_{\mathrm{H_2O}} \sim \gamma_{\mathrm{H_2O}}$, они также не характеризуют величину потока выделения скрытого тепла в поднимающихся воздушных потоках урагана, которая, как оценено выше, см. раздел П1 и разъяснение к формуле (П20), превышает 10^5 Вт/м^2.

Согласно первому началу термодинамики (закону сохранения энергии), работа A, производимая термодинамическими машинами, которые получают тепло $\Delta Q_s > 0$ при температуре T_s и отдают тепло $\Delta Q_0 > 0$ при температуре T_0, определяется соотношением:

$$\Delta Q_s = \Delta Q_0 + A \quad \text{или} \quad A = \Delta Q_s - \Delta Q_0, \qquad T_s > T_0. \tag{П22}$$

Второе начало термодинамики связывает ΔQ_s и ΔQ_0 с температурами T_s и T_0 в обратимых тепловых машинах соотношением

$$|\Delta S| \equiv \frac{\Delta Q_s}{T_s} = \frac{\Delta Q_0}{T_0}, \quad \text{т.е.} \quad \Delta Q_0 = \frac{T_0}{T_s}\Delta Q_s. \tag{П23}$$

Из первого и второго начал термодинамики получаем:

$$A = \frac{T_s - T_0}{T_s}\Delta Q_s, \qquad \varepsilon \equiv \frac{A}{\Delta Q_s} = \frac{T_s - T_0}{T_s} < 1. \tag{П23}$$

Величина ε — к.п.д. Карно — определяет максимально возможную эффективность получения работы в обратимых термодинамических машинах. В реальных машинах, содержащих необратимые тепловые потери на трение, к.п.д. получения работы меньше ε (П23). Работа, получаемая в термодинамических машинах, может быть переведена в потенциальную энергию в гравитационных или химических процессах или в кинетическую энергию, не подвергающуюся диссипации, как, например, кинетическая энергия вращающихся вокруг Земли искусственных спутников. Эта работа может также подвергаться диссипации с выделением тепла, равного A, но вне термодинамической машины, производящей работу A.

Тепло, выделяющееся после диссипации работы A, не имеет отношения к поглощаемому от нагревателя в термодинамических машинах теплу ΔQ_s. При отождествлении ΔQ_s с работой A или использовании в качестве ΔQ_s суммы $\Delta Q_s + A$ происходит нарушение первого (П19) и второго (П21), (П22) начал термодинамики. Именно это является главной физической ошибкой перечисленных выше теоретических описаний ураганов. Продемонстрируем это.

Пусть $\Delta Q_s = A$, как это принято в работах (E1986, E1991, E1995), тогда из (П23) следует, что $\varepsilon = 1$. Следовательно, либо $\Delta Q_0 = 0$, либо $T_0 = 0$. Если $T_0/\ T_s = 2/3$, как это принято в работах (E1986-2006), то из второго равенства (П23) и условия $\Delta Q_0 = 0$ следует $\Delta Q_s = 0$ и, следовательно, $A = 0$, т.е. термодинамическая машина не существует. При этом наблюдаемый факт существования ураганов и отличной от нуля работы A не может быть объяснен с помощью термодинамики.

Если считать, что тепло, выделяющееся при диссипации работы A, может быть добавлено к теплу ΔQ_s, как это принято в работах (BE1998, E2003, E2005, E2006), то вместо (П22) получаем уравнение

$$A = \frac{T_s - T_0}{T_s}(\Delta Q_s + A) \quad \text{или} \quad A = \frac{T_s - T_0}{T_0}\Delta Q_s. \tag{П25}$$

Соотношение (П25), выписанное во всех работах (BE1998, E2003, E2005, E2006), можно записать в виде

$$A = \Delta Q_s - \Delta Q_0 + \varepsilon A, \quad \varepsilon \equiv \frac{T_s - T_0}{T_s} \approx \frac{2}{3}, \tag{П26}$$

из которого очевидно, что оно явно нарушает первое начало термодинамики (П22) — фундаментальный закон сохранения энергии. Появление множителя $(T_s - T_0)/T_0$ во второй записи (П25) должно настораживать любого исследователя: температуру T_0 можно подобрать так, что $(T_s - T_0) > T_0$, при этом $A > \Delta Q_s$, кроме того, при $T_0 \to 0$, $A \to \infty$.

Укажем конкретно, в каких местах и формулах работ (E1986, E1991, E1995, E2003, E2005, E2006, BE1991) допускаются физические ошибки. Работа (E1991) является обобщением предшествующих работ. Поэтому остановимся сначала на анализе работы (E1991), см. также (Holland, 1997). Ниже номера формул из работы E1991 предваряются буквой “E”.

Формула (E15), полученная, согласно тексту (E1991), интегрированием уравнения Бернулли (E1) вдоль горизонтальной линии тока *ac* из окружающей среды *a* до центра урагана *c*, не содержит скорости $\boldsymbol{V}^2$, присутствующей в уравнении Бернулли (E1). Поэтому она соответствует условию, что работа сил турбулентного трения равна работе градиентных сил, т.е. величине *A*. Работа сил турбулентного трения на других участках движения воздушных масс предполагается малой (второе предложение в третьем абзаце снизу, стр. 185 (E1991)), т.е. $\oint \boldsymbol{F}d\boldsymbol{l} = \int_a^c \boldsymbol{F}d\boldsymbol{l}$. Уже из формулы (E15) следует, что ураган не может существовать: градиентные силы в точности компенсируются силами турбулентного трения $\boldsymbol{F}$, только в этом случае скорость $\boldsymbol{V} = 0$ и может быть опущена из (E15). Следовательно, (E15) можно записать в виде

$$A = \int_a^c \boldsymbol{F}d\boldsymbol{l} = -\int_a^c \alpha dp = RT_s \ln\frac{p_a}{p_c} \approx \alpha_s \Delta p\,, \left(\alpha_s \equiv \frac{RT_s}{p_a},\;\; \Delta p = p_a - p_c\right). \tag{E15}$$

Далее, совместное рассмотрение (E15) и следующих формул E1991

$$\oint T ds = \oint \boldsymbol{F}d\boldsymbol{l}\,, \tag{E4}$$

$$\varepsilon T_s \Delta s = \oint \boldsymbol{F}d\boldsymbol{l}\,, \tag{E11}$$

с учетом (П22) приводит к $\varepsilon = 1$:

$$\Delta Q_s - \Delta Q_0 = \varepsilon \Delta Q_s = \oint \boldsymbol{F}d\boldsymbol{l} = \int_a^c \boldsymbol{F}d\boldsymbol{l} = A, \quad \text{т.е. } \varepsilon = 1.$$

$$(\Delta Q_s \equiv T_s \Delta s\,, \qquad \Delta Q_0 \equiv T_0 \Delta s.)$$

Учитывая, что $\varepsilon = 1$, и рассматривая совместно формулы (E16) и (E7)

$$\varepsilon T_s \Delta s = RT_s \ln\frac{p_a}{p_c}\,, \tag{E16}$$

(в формуле (E16) последний член отброшен в силу его малости по оценке E1991)

$$T_s \Delta s = RT_s \ln\frac{p_a}{p_c} + L_v(q_c - q_a)\,, \tag{E7}$$

где q_c и q_a — массовые доли водяного пара в атмосфере за пределами урагана и в его центре, соответственно, $L_v = Q_{H_2O}/M$ — массовая теплота парообразования, получаем

$$L_v(q_c - q_a) = 0,$$

т.е. поток латентного тепла от океана в атмосферу равен нулю. Учитывая это, а также тот факт, что процесс на линии тока *ac* предполагается в E1991 изотермическим, $\Delta T = 0$, получаем из (E15) и (E2)

$$Tds = c_p dT + d(L_v q) - \alpha dp, \qquad \text{(E2)}$$

что

$$\Delta Q_s \equiv T_s \Delta S = \alpha_s \Delta p = A .$$

Таким образом, наблюдаемая механическая работа A в урагане оказывается равной теплу ΔQ_s, которое не имеет физического смысла (в частности, оно не связано с потоком латентного тепла из океана, который равен нулю) и не может быть ниоткуда определено. Объяснения энергетики урагана нет. Как показано выше, в действительности $\Delta Q_s = 0$ (П21), и работа A определяется другими физическими величинами.

Начиная с работы E1995, логика термодинамических вычислений изменяется. Поглощенное тепло ΔQ_s вычисляется теперь не из горизонтальной разницы между термодинамическими характеристиками атмосферы в центре и за пределами урагана, а из вертикальной разницы между термодинамическими характеристиками атмосферы в урагане и переходного слоя воздуха над поверхностью раздела океан-атмосфера. Толщина переходного слоя, в котором все процессы имеют природу молекулярной диффузии, составляет около 50 мкм над поверхностью воды. Вклад процессов внутри переходного слоя в общую энергетику урагана имеет порядок отношения толщины переходного слоя к слою атмосферы толщиной $h_{H_2O} \sim 2$ км, в котором происходит конденсация и развивается ураган. Это отношение составляет величину порядка 10^{-8}, поэтому поверхностный слой не оказывает никакого влияния на энергетику урагана.

Различие объемов рассматриваемых слоев в работе E1995 не принимается во внимание. Вместо этого разница в изменениях тепла в переходном слое и атмосфере рассчитывается на единицу массы воздуха. Это эквивалентно разнице молярных величин, деленной на молярную массу воздуха M. Так как давление в атмосфере (a) и переходном слое (s) одинаково, то разница молярных (или массовых) изменений тепла в них равна разности их молярных (или массовых) энтальпий, $\left(k_s^* - k_a\right)$ в обозначениях E1995. Эта разность молярных энтальпий без учета различий в объемах атмосферы урагана и переходного слоя лишена физического смысла, но численно имеет порядок величины первых двух членов в (П21). Вследствие равенства нулю суммы всех трех членов (П21) она совпадает по порядку величины с абсолютным значением последнего градиентного члена $V\Delta p$, определяющего молярную работу урагана A. Таким образом, как и в работе E1991, в работе E1995 предполагается равенство $\varepsilon\Delta Q_s = \varepsilon(k_s^* - k_a) = A,$ нарушающее второе начало термодинамики, так как $\Delta Q_0 = 0$ при $T_0/T_s = 2/3$, см. (П22)-(П23), и, следовательно, $\varepsilon = 1$. При этом величина $(k_s^* - k_a)$, см. формулу (3) в E1995, взята из наблюдаемого градиентного члена $V\Delta p$ (П21), величину которого необходимо было бы определить теоретически.

Формула (8) в работе E2003 представляет собой соотношение (П25) (см. также формулы (5)-(7) в E2003, где (8) умножается на ρV), которое нарушает закон сохранения энергии, см. (П25), (П26). Это соотношение присутствует во всех последующих работах E2005, E2006, начиная с работы BE1998, см. формулы (20) и (21) в BE1998.

В работе BE1998, посвященной исследованию вклада диссипативного трения в энергетику урагана, допускается еще одна физическая ошибка. В работе BE1998 правильно отмечается, что превращение кинетической энергии в тепло в результате действий сил трения происходит на молекулярном уровне, причем силы трения правильно описываются формулой (1) в BE1998

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right), \qquad \text{(BE1)}$$

где ν — коэффициент молекулярной вязкости; $\nu \sim u_m\, l_m \sim 10^{-5}$ м^2/с, где $u_m \sim 500$ м/с — скорость молекул, $l_m \sim 10^{-7}$ м — длина свободного пробега молекул воздуха. Известно, что коэффициент молекулярной вязкости в 10^7 раз меньше коэффициента турбулентной вязкости ν_e, имеющей в ураганах порядок $\nu_e \sim u_z h > 10^2$ м^2/с, т.е. $\nu/\nu_e \sim 10^{-7}$. По этой причине силы молекулярного трения, соответствующие диссипации в тепловую энергию, во столько же раз меньше сил турбулентного трения, которые не связаны с диссипацией в тепловую энергию хаотического движения молекул. Так как масштаб изменения скорости в урагане макроскопический и имеет порядок высоты равномерноплотной атмосферы, то силы молекулярного трения имеют порядок $\nu u/h^2$. Формула (5), используемая в работе BE1998, имеет вид

$$\nu \left.\frac{\partial u_i}{\partial x_3}\right|_0 = C_D u_i \sqrt{u_1^2 + u_2^2}\ . \tag{BE5}$$

Все скорости в урагане $u_i \sim u_1 \sim u_2 \sim u$, масштаб изменения u_i порядка h, следовательно, из (BE5) имеем $\nu \left.\frac{\partial u_i}{\partial x_3}\right|_0 \sim \nu u / h \sim C_D u^2$. Поэтому, учитывая, что $C_D \sim u_z/u$, получаем $\nu \sim C_D u_z h \sim 10^2$ м^2/с, т.е. в качестве коэффициента молекулярной вязкости во все последующие формулы в BE1998 подставляется коэффициент турбулентной вязкости.

Как уже отмечалось, коэффициент турбулентной вязкости и силы турбулентного трения характеризуют превращение кинетической энергии крупных макроскопических вихрей в кинетическую энергию более мелких, но также макроскопических вихрей. Коэффициент турбулентной вязкости не описывает превращения кинетической энергии в тепло и не может быть использован при оценке диссипативного образования тепла (dissipative heating) (см., например, Businger, Businger 2001). Замена коэффициента молекулярной вязкости коэффициентом турбулентной вязкости привела в работе BE1998 и последующих работах к завышению вклада диссипативного образования тепла в 10^7 раз.

Перечислим в заключение физические и математические ошибки, обнаруженные в работах E1986, E1991, E1995, E2003, E2005, E2006 и BE1998.

1) Ошибка, общая для всей современной метеорологии, состоит в предположении о гидростатическом равновесии влажного воздуха. При этом отсутствует учет падения давления воздуха, возникающего при конденсации паров в атмосфере, которое, как мы показали, является движущей силой динамических потоков воздуха в ураганах, смерчах и других атмосферных процессах.

2) Отсутствует количественная оценка отдаваемого в космос потока тепла над областью, занимаемой ураганами. Этот поток в тысячи раз меньше необходимой величины для объяснения динамической мощности урагана на базе термодинамической машины цикла Карно (E1986, E1991, E1995, E20003, E2005, E2006, BE1998).

3) При рассмотрении цикла Карно к поглощаемой ураганом тепловой энергии ΔQ_s предполагаемого нагревателя (океана)

добавляется энергия, возникающая при диссипации производимой тепловой машиной работы A, см. (П25). Это нарушает и первое, и второе начала термодинамики, см. (П22) и (П23), (П23). Оно приводит к физически невозможному значению производимой работы, которое стремится к бесконечности при стремлении температуры холодильника T_0 к нулю, см. формулы (22), (23) в работе BE1998, формулы (6)-(8) в работе E2003, а также работы E2005, E2006.

4) Не учитывается разница объемов микроскопического переходного слоя у поверхности раздела океан-атмосфера и общего объема атмосферы, где развивается процесс урагана. Отношение последнего объема к первому составляет 10^8. Вместо учета относительного вклада этих объемов используется не имеющая физического смысла разница энтальпий, приходящиеся на единицу массы внутри этих объемов (E1995).

5) При оценке вклада диссипации энергии в энергетику урагана вместо коэффициента молекулярной вязкости используется коэффициент турбулентной вязкости, который в ураганах в 10^7 раз больше коэффициента молекулярной вязкости, формулы (1), (5), (6) в работе BE1998.

Несмотря на сделанные во всех работах ошибки, в анализируемых статьях удалось согласовать результаты, нарушающие законы физики, с эмпирическими данными. Это согласование основано на том, что с эмпирическими данными согласовывалась не предлагаемая неверная теория, а сами определенным образом скомбинированные эмпирические данные. Например, как обсуждалось выше, разница удельных энтальпий между атмосферой и микроскопическим переходным слоем у поверхности океана не имеет физического смысла для бюджета энергии урагана, но численно совпадает с перепадом давления и потому может быть использована для вычисления правдоподобного значения скорости ветра (E1995). Аналогично, ни один из членов уравнения (П21) не имеет отношения к преобразованию тепловой энергии в кинетическую и наоборот, но все они имеют порядок основных членов бюджета энергии урагана. Если ошибочно описать молекулярное трение как турбулентное (BE1998), можно заключить, что преобразование кинетической энергии в тепловую дает значимый вклад в энергетику урагана. Подобная процедура свойственна большинству моделей, развиваемых в течение последних 45 лет в метеорологии. Такие модели не содержат дополнительной информации по отношению к используемым эмпирическим данным и поэтому не имеют предсказательной силы.

Литература

Кочин Н.Е., Розе Н.В. (1932) Введение в теоретическую гидродинамику. Гос. Тех-Теор. Изд. Москва-Ленинград, 315 с.

Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М. Общая физика. Механика и молекулярная физики. Москва: Наука, 1965, 384 с.

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. Москва: ГИТТЛ, 1954, 795 с.

Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1970, 259 с.

Львович М.И. Мировые водные ресурсы и их будущее. Москва: Мысль, 1970, 375 с.

Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия нижней атмосферы. Москва: Мир, 1978, 375 с.

Монин А.С., Обухов А.М. (1953) Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы. ДАН СССР 43: 257-260.

Тверской П.Н. (ред.) Курс метеорологии. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1951, 888 с.

Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, т. 1, вып. 4. Москва: Мир, 1965, 261 с.

Bister M., Emanuel K.A. (1998) Dissipative heating and hurricane intensity. Meteorology and Atmospheric Physics 65: 233-240.

Black P.G., Holland G.J. (1995) The boundary layer of tropical cyclone Kerry (1979). Monthly Weather Review 123: 2007-2028.

Businger S., Businger J.A. (2001) Viscous dissipation of turbulence kinetic energy in storms. J. Atm. Sci. 58: 3793-3796.

Charnock H. (1955) Wind stress on a water surface. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 81: 639.

Eastin M.D., Gray W.M., Black P.G. (2005) Buoyancy of convective vertical motions in the inner core of intense hurricanes. Part I: General statistics. Monthly Weather Review 133: 188-208.

Emanuel K.A. (1986) An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. Journal of the Atmospheric Sciences 43: 585-604.

Emanuel K.A. (1991) The theory of hurricanes. Annual Reviews of Fluid Mechanics 23: 179-196.

Emanuel K.A. (1995) Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics. Journal of the Atmospheric Sciences 52: 3969-3976.

Emanuel K.A. (2003) Tropical cyclones. Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 31: 75-104.

Emanuel K.A. (2005) *Divine wind: The history and science of hurricanes*. Oxford University Press, New York.

Emanuel K.A. (2006) Hurricanes: Tempests in a greenhouse. Physics Today 59: 74-75.

Fang M., Tung K.K. Time-dependent nonlinear Hadley circulation. Journal of the Atmospheric Sciences (1999) 56, 1797-1807.

Garrat J.R. (1977) Review of drag coefficients over oceans and continents. Mon. Wea. Rev. 105: 915-929.

Glickman T.S., Editor (2000) Glossary of Meteorology (2nd ed.), Amer. Meteor. Soc., Boston, 855 pp.

Gustavson M.R. (1979) Limits to wind power utilization. Science 204: 13-17.

Held I.M., Soden B.J. (2000) Water vapor feedback and global warming. Annu. Rev. Energy Environ. 25: 441-475.

Holland G.J. (1997) The maximum potential intensity of tropical cyclones. Journal of the Atmospheric Sciences 54: 2519-2541.

Kármán, Th., Rubach H. (1912) Uber den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes. Physikalishe Zeitschritt 13: 49-59.

Makarieva A.M., Gorshkov V.G. (2007) Biotic pump of atmospheric moisture as driver of the hydrological cycle on land. Hydrol. Earth Syst. Sci. 11: 1013-1033.

Makarieva A.M., Gorshkov V.G., Li B.-L. (2006) Conservation of water cycle on land via restoration of natural closed-canopy forests: Implications for regional landscape planning. Ecol. Res. 21: 897-906.

Samsury C.E., Zipser E.J. (1995) Secondary wind maxima in hurricanes: Airflow and relationships to rainbands. Monthly Weather Review 123: 3502-3517.

Schneider S.H. (1989) The greenhouse effect: science and policy. Science 243: 771-781.

Wurman J., Straka J.M., Rasmussen E.N. (1996) Fine-scale Doppler radar observations of tornadoes. Science 272: 1774-1777.