

УДК 551.515.3

Смульский И.И. Стоковая  
теория смерча//ИФЖ.-1997, т.70,  
N.6.- С.979-989.**И. И. Смульский****СТОКОВАЯ ТЕОРИЯ СМЕРЧА**

*Предложена стоковая модель смерча. Рассмотрены механизмы формирования циркуляции и причины стока. Получены соотношения, необходимые для описания процессов в смерчах и для их прогноза. Намечен путь предотвращения смерчей.*

**1. Введение.** Образующиеся в атмосфере вихри в зависимости от масштаба принято подразделять на циклоны диаметром тысячи километров, тропические штормы – сотни, смерчи (в англоязычной литературе – торнадо) порядка 1 км и пыльные вихри – диаметром десятки метров.

Наибольший интерес представляют смерчи. В некоторых регионах они являются настоящим бедствием. В США, например, в год образуется до 1000 торнадо, 10% которых приводят к разрушениям и человеческим жертвам. В Ивановской области 9 июня 1984 г. смерч оставил полосу разрушения шириной до 500 м и длиной около 100 км [1]. Он представлял собой выпущенный из темного воронкообразного облака "хобот", который раскачивался из стороны в сторону, стремительно вращался, втягивал предметы и на высоте выбрасывал их. С водонапорной башни смерчем был сорван бак и отброшен на 200 м. Слышался свист и гул, словно от реактивного самолета. Воронка внутри светилась.

При прохождении смерчей зарегистрированы [2] резкие падения давления (до 90 кПа). Скорость вращения в смерчах достигает 50–150 м/с, их высота до 10 км, а восходящие течения в смерчах имеют скорость до 20 м/с, иногда до 100 м/с. Направления вращения бывают разные.

Ввиду сложности и неизученности явления смерча существует немало гипотез и моделей его образования. Так, Э. В. Шербинин [3] предлагает электромагнитный механизм возникновения смерчей. Ряд исследователей, в том числе И. Н. Яницкий [1], связывают процесс зарождения смерчей с разломами в земной коре. В. В. Никулин [4] рассматривает термический механизм образования смерча, согласно которому усиление вращения жидкости над нагретой поверхностью может моделировать атмосферные вихри. В работе [5] предлагается гипотеза образования смерча за счет вертикальных колебаний воздуха. Авторами работы [6] высказывается идея образования смерча за счет концентрации энергии турбулентных пульсаций. Дж. Симпсон [7] и другие авторы считают, что смерчи возникают, когда интенсивные горизонтальные вихревые трубки в нижней части пограничного слоя внезапно становятся вертикальными.

Многие авторы [7, 8], основываясь на данных метеорологических наблюдений, результатах радарных и аэрокосмических исследований, анализируют разные механизмы атмосферных вихрей. На наш взгляд, в этих исследованиях отсутствует центральная идея, которая могла бы увязать наблюдаемые явления в одну цельную картину. С другой стороны, вихревые камеры, созданные в 50-е годы для изучения смерчей в лаборатории, нашли широкое применение в технологиях. Однако результаты этих исследований не используются при анализе атмосферных вихрей, хотя и позволяют объяснить многие свойства смерчей. Большие тангенциальные скорости вблизи оси вихря могут существовать при малых скоростях на периферии, например, максимальная тангенциальная скорость  $v_{\max}$  в камере способна превышать периферийную в 45 раз [9]. Сильное разрежение в центре смерча, внезапно возникающее вне зданий, приводит к большим нагрузкам на конструкции, разрушающим их. Так, при внешнем давлении 90 кПа на каждый квадратный метр стены здания изнутри будет приложена сила в одну тонну.

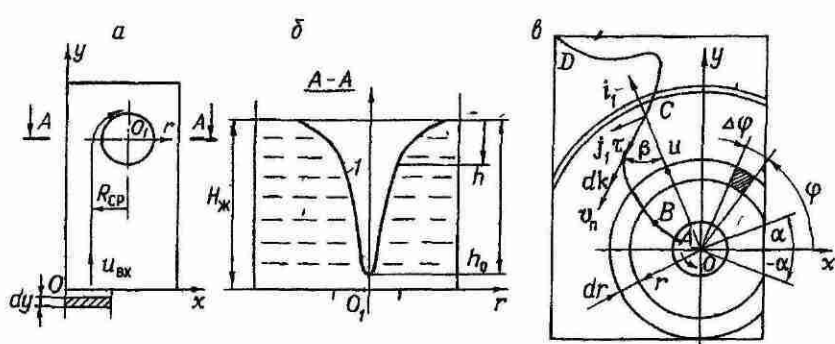


Рис. 1. Образование воронок при истечении жидкости из резервуара: а, б – при стоке жидкости с подпиткой (б – профиль воронки, 1 – по (6)); в – без подпитки

Большие градиенты давления, существующие в вихревой камере, объясняют то, что рядом с разрушенными зданиями могут находиться объекты, на которые смерч не оказал никакого воздействия. Эффект "подошвы" смерча (спрессованная солома, вдавленные ветки по следу смерча) находит объяснение в противотоке, который, как и в вихревой камере, может иметь место в центре смерча. Большая скорость движения в нем, складываясь с естественным падением предметов в поле силы тяжести, будет приводить к вдавливаю их в поверхность грунта. Наблюдаемая сильная электризация вращающегося слоя частиц в вихревой камере и электрические разряды в ней идентичны электрическим явлениям (вспышки молний по каналу смерча, радиоволновые излучения), возникающим в смерчах, которые также образуют вращающийся слой захваченного смерчем материала подстилающей поверхности. Все это вместе позволяет рассматривать смерч как одно из мощных проявлений вихря, моделируемого и в вихревых камерах.

В вихревой камере среда с начальной закруткой поступает с периферии, и при движении к центру за счет сохранения момента количества движения ее тангенциальная скорость растет. Затем через центральное отверстие в одной из торцевых крышек она истекает из камеры. Аналогичный стоковый механизм образования воронок имеет место при течении воды из резервуара. Атмосферные вихри образуются таким же образом: перегретые у поверхности слои воздуха, облада большей плавучестью, стремятся вверх. Это истечение продолжается до тех пор, пока весь перегретый слой воздуха не иссякнет. В отличие от резервуара здесь точка стока, а следовательно, и атмосферный вихрь могут перемещаться относительно земной поверхности.

В вихревой камере первоначальная закрутка сообщается потоку на ее периферии за счет тангенциального входа. При стоке жидкости из атмосферы первоначальная закрутка формируется разными обстоятельствами, которые будут рассмотрены ниже. В вихревой камере сток среды происходит за счет перепада давления между входом и выходом, в резервуаре – за счет сил тяжести, а в атмосфере – за счет плавучести. Изучение процессов образования первоначальной закрутки и движущей силы стока позволит представить стоковый механизм образования смерча в полном объеме. Некоторые случаи образования циркуляции характерны и для жидкости, поэтому они будут рассмотрены применительно к ней.

**2. Возникновение вращения при стоке жидкости.** Наблюдение за образованием воронок позволяет выделить два случая истечения жидкости: с подпиткой (рис.1, а) и без подпитки (рис.1, в). При неосесимметричной подпитке втекающий элементарный объем жидкости  $dm = \rho H b dy$  относительно центра стока имеет момент количества движения

$$dM = dm u_{вх} R_{cp} \quad (1)$$

Тогда момент количества движения единицы массы жидкости будет

$$\Gamma = dM/dm = u_{вх} R_{cp} \quad (2)$$

В соответствии с этой циркуляцией образуется воронка над стоком. Изменяя периметр  $R_{cp}$ , можно создать воронку разной интенсивности, вращающуюся в любом направлении.

Истечение вращающейся жидкости через отверстие идентично движению среды в вихревой камере [9], в соответствии с которым изменение тангенциальной скорости и давления по радиусу воронки можно приближенно описать следующим образом:

$$v = \frac{2v_{\max} r/R_v}{1 + (r/R_v)^2}; \quad (3)$$

$$p = 2\rho v_{\max}^2 \left( 0,5 - \frac{1}{1 + r^2/R_v^2} \right) + C. \quad (4)$$

Выражая константу  $C$  через давление в центре  $p_0$ , определенное из (4) при  $r = 0$ , перепишем последнее так:

$$p - p_0 = 2\rho v_{\max}^2 \left( 1 - \frac{1}{1 + r^2/R_v^2} \right). \quad (5)$$

Заменяя  $p$  гидростатическим давлением  $\rho gh$ , где  $h$  – глубина поверхности воронки, получаем профиль воронки в виде

$$h = h_0 - \frac{2v_{\max}^2}{g} \left( 1 - \frac{1}{1 + r^2/R_v^2} \right). \quad (6)$$

Поскольку при  $r \rightarrow \infty$  величина  $h \rightarrow 0$ , то из (6) глубина воронки в центре будет

$$h_0 = \frac{2v_{\max}^2}{g}. \quad (7)$$

Входящие в соотношения (6) и (7) параметры при  $8,2 > v_1/\omega_{cp} > 0,36$ , согласно [9], равны

$$v_{\max} = \frac{v_1 [1 + (R_1/R_v)^2]}{2R_1/R_v}; \quad v_1 = \frac{\Gamma}{R_1}; \quad \omega_{cp} = \frac{Q}{\pi R_1^2}; \quad R_v = 0,35R_1 \sqrt{\left( \frac{v_1}{\omega_{cp}} \right)}. \quad (8)$$

Полученные выражения определяют глубину и профиль воронки в зависимости от параметров подпитки  $u_{\text{вх}}$  и  $R_{cp}$ . Из (6) и (7) следует, что на половине глубины воронки ее радиус будет равен  $R_v$ , где, согласно (3), жидкость вращается со скоростью  $v_{\max}$ . Выше и ниже скорость вращения воронки будет меньше. Выражения (6) и (7) применимы также для естественных вихрей, которые образуются в реках или океанах.

Истечение жидкости из резервуара без подпитки возможно при успокоенной и неуспокоенной жидкости. Если  $M$  – суммарный момент количества движения неуспокоенной жидкости относительно центра стока, то после открытия отверстия истечение будет совершаться с вращением при циркуляции

$$\Gamma = M/m. \quad (9)$$

По этой величине  $\Gamma$  в соответствии с (6)–(8) могут быть определены параметры воронки.

Случай истечения успокоенной жидкости рассмотрим на примере прямоугольного резервуара (рис. 1, *в*). После открытия отверстия жидкость в нем свободно падает. Вследствие непрерывности среды к отверстию стока начинает двигаться кольцевой слой радиусом  $r$  со средней радиальной скоростью

$$u = \frac{Q}{2(\pi - \alpha)rH}. \quad (10)$$

Рассмотрим элемент слоя с угловым сектором  $d\varphi$  и высотой  $dz$ . Его масса  $dm = \rho r d\varphi dr dz$ . Если  $\beta$  – угол между полной скоростью  $v_n$  и радиусом, то она запишется как

$$v_n = u/\cos \beta. \quad (11)$$

Тогда количество движения элемента  $dm$  будет:

$$d(dK) = dm v_n = \rho r v_n dr dz d\varphi. \quad (12)$$

После интегрирования (12) по углу  $\varphi$  количество движения для кольцевого сектора с углом  $2(\pi - \alpha)$  получаем в виде

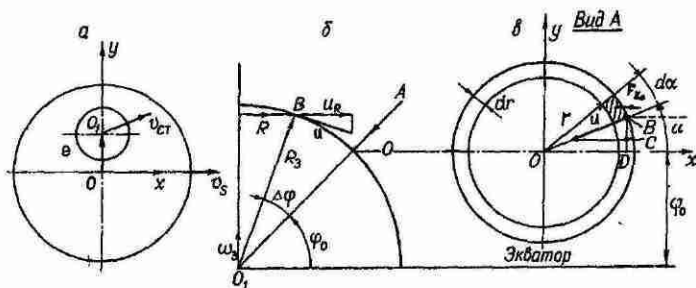


Рис. 2. Образование циркуляции при стоке атмосферы: а – при относительном движении атмосферы и стока; б, в – при стоке на вращающейся Земле (б – сечение Земли по меридиану через центр стока  $O$ , в – вид по стрелке  $A$  на центр стока  $O$ )

$$dK = \frac{2pru \sin \alpha dz}{\cos \beta} (i \cos \beta + j \sin \beta) dr, \quad (13)$$

где  $i, j$  – единичные векторы в направлении осей  $x$  и  $y$ . Масса такого сектора  $dm_{сн} = 2(\pi - \alpha)rdrdz$ , а центр его масс находится на радиусе

$$r_{II} = r \frac{\sin \alpha}{\pi - \alpha}.$$

Для каждого равноудаленного слоя радиусом  $r$ , согласно этому соотношению, определится расстояние  $r_{II}$  до центра масс, а расположен он на средней линии разрыва. Точки центров масс всех равноудаленных слоев образуют линию центров масс, и поскольку они зависят от положения разрыва, то эта линия будет функцией угла  $\varphi$ , т. е.  $r_{II} = r_{II}(\varphi)$ . Эта функция определяется положением отверстия и конфигурацией резервуара. Вектор количества движения равноудаленного слоя (13) направлен по касательной к этой линии. С учетом этого формулу (13) запишем как

$$dK = dm_{сн} \frac{ur_{II}}{r \cos \beta} \tau. \quad (14)$$

Вектор  $dK$  относительно центра стока создает момент количества движения  $dM = dK r_{II} \sin \beta$ , интегрируя который по всем равноудаленным слоям резервуара и по высоте  $z$ , получаем следующее выражение для полного момента количества движения:

$$M = GS_{ac}, \quad (15)$$

где

$$S_{ac} = \frac{1}{H} \int_0^h \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} r_{II}^2 d\varphi dz. \quad (16)$$

Величину  $S_{ac}$  назовем сечением асимметрии. Как видно из (16), она определяется конфигурацией сосуда и положением отверстия стока.

Итак, в успокоенной жидкости за счет несимметричности истечения может возникнуть момент количества движения (15). В этом случае циркуляция определяется соотношением (9), а все параметры воронки – по (6)–(8). Для многих резервуаров линии центров масс и величины  $S_{ac}$  могут быть оценены без расчетов, что позволяет сделать вывод о возможности образования воронки и направлении ее вращения. Полученные результаты подтверждаются известными [10] и выполненными нами экспериментами [9].

**3. Образование циркуляции при относительном движении атмосферы и стока.** Рассмотрим истечение движущейся со скоростью  $v_S$  воздушной массы, ограниченной поверхностью  $S$  (рис. 2, а), через отверстие с центром в т.  $O_1$ , смещенное относительно центра области на расстояние  $e$ . Если скорость движения центра стока  $v_{ст} = v_{стx}i + v_{сты}j$ , то элемент воздушной массы  $dm = \rho H dx dy$  относительно центра стока  $O_1$  будет создавать момент количества движения

$$dM = dm (v_S - v_{стx})(e - y) - v_{сты} x dm. \quad (17)$$

После интегрирования по всему объему  $S$  воздушной массы получаем момент количества движения в виде

$$\mathbf{M} = m [(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_c) \times \mathbf{e}]. \quad (18)$$

Возникающая циркуляция при стоке определяется соотношением (9), а по формулам (3), (4) и (8) при  $C = 0$  находим параметры и профили тангенциальной скорости и давления в вихре.

С помощью (18) в ряде случаев легко определяются ситуации возникновения вихрей и направление вращения воздуха в них. При движении стока и изменении его положения может появляться циркуляция, усиливаться или ослабевать, а вращение воздуха — даже изменяться на обратное. Такие вариации имеют место при образовании смерчей. Так, 9 июня 1984 г. [1] в областях Центральной России смерчи внезапно возникали и исчезали, а направление вращения было разное. В северном Уэльсе 23 ноября 1985 г. за период около 5 ч зарегистрировано 105 торнадо.

**4. Образование циркуляции за счет вращения Земли.** Рассмотрим сток атмосферы с центром в т.  $O$ , широта которого  $\varphi_0$  (см. рис. 2, б, в). Средняя радиальная стоковая скорость в точках кольца радиусом  $r$  будет:

$$u = (-1)^c \frac{Q}{2\pi r H}. \quad (19)$$

На элемент  $dm = \rho H r dr d\alpha$  вследствие вращения Земли с угловой скоростью  $\omega_3$  действует сила Кориолиса:

$$d\mathbf{F}_{\text{Кор}} = 2dm [\omega_3 \times \mathbf{u}] = 2dm \omega_3 u_r \tau. \quad (20)$$

Здесь  $\tau$  — единичный вектор, направленный по касательной в сторону вращения Земли, а  $u_r = CB \sin \varphi = u \sin \alpha \sin \varphi$  — проекция скорости  $u$  на расстояние  $R = R_3 \cos \varphi$  до оси вращения Земли (см. рис. 2, б, в). Широту  $\varphi$  элемента  $dm$  в т.  $B$  (см. рис. 2, б) можно выразить в следующем виде:

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi \approx \varphi_0 + CB/R_3 = \varphi_0 + r (\sin \alpha)/R_3.$$

Так как  $\Delta\varphi \ll 1$ , то выражение для  $u_r$  можно упростить:

$$u_r \approx u \left( \sin \alpha \sin \varphi_0 + \frac{r}{R} \sin^2 \alpha \cos \varphi_0 \right). \quad (21)$$

Сила (20) относительно центра стока  $O$  создает момент  $d\Omega = -dF_{\text{Кор}} r \sin \alpha$ , который для всего кольца запишется как

$$\begin{aligned} d\Omega &= -2\rho\omega_3 H u r^2 dr \int_0^{2\pi} \left( \sin^2 \alpha \sin \varphi_0 + \frac{r}{R_3} \sin^3 \alpha \cos \varphi_0 \right) d\alpha = \\ &= -2\rho\omega_3 u r^2 \sin \varphi_0 dr. \end{aligned} \quad (22)$$

Интегрируя (22) по всей области стока от периферийного радиуса  $R_2$  до радиуса стока  $R_1$  с учетом (19), получаем суммарный момент сил, действующий на стекающую среду:

$$\Omega = -(-1)^c 0,5 G \omega_3 \sin \varphi_0 (R_2^2 - R_1^2), \quad (23)$$

Момент сил  $\Omega$  создает поток момента количества движения среды  $G\Gamma$ , т. е.  $\Omega = G\Gamma$ . Тогда усредненная по времени и пространству циркуляция в стекающей среде будет

$$\Gamma = -(-1)^c 0,5 (R_2^2 - R_1^2) \omega_3 \sin \varphi_0. \quad (24)$$

Из этого выражения видно, что для циклонального движения ( $c = 1$ ) циркуляция в северном полушарии ( $\varphi_0 > 0$ ) будет положительной, т. е. направление вращения против часовой стрелки, а в южном ( $\varphi_0 < 0$ ) в обратном направлении. Для антициклона ( $c = 2$ ) направления вращения будут противоположными. Из (24) следует также, что на экваторе циркуляция равна нулю, а в удаляющихся от экватора циклонах циркуляция будет возрастать и поэтому ветры будут усиливаться. Эти явления действительно имеют место в природе [11]. Например, тропические циклоны при своем удалении от экватора усиливаются [13], а из 832 случаев зарождения тропических циклонов за 10 лет [12] ни один из них не образовался на экваторе и вблизи него.



Циркуляция (24), обусловленная вращением Земли, становится существенной при больших областях стока; например, на широте  $\varphi_0 = 45^\circ$  вихри с радиусом  $R_2$  будут иметь циркуляции:

$R_2$ , км	1	10	100	1000
$\Gamma$ , м <sup>2</sup> /с	26	$2,6 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^7$

Пыльные вихри и смерчи с областью стока  $R_2 < 1$  км имеют циркуляцию порядка  $\Gamma = 600 \div 2000$  м<sup>2</sup>/с [6], а тайфун с  $R_2 \approx 500$  км —  $\Gamma = 6,6 \cdot 10^6$  м<sup>2</sup>/с, откуда следует, что циркуляция, обусловленная вращением Земли, становится основным механизмом образования таких больших атмосферных вихрей, как циклоны, антициклоны, тропические циклоны (тайфуны) и большие торнадо.

Возникновение мощных смерчей часто сопровождается значительными ветрами. Так, 2 июня 1980 г. смерчам на Украине сопутствовало перемещение зоны облачности со скоростью 50 км/ч [14]. Такие вихри являются движущимися. Поэтому основной механизм образования их циркуляции обусловлен относительным движением эксцентрического стока (18). Например, торнадо с циркуляцией  $\Gamma = 30 \cdot 100$  м<sup>2</sup>/с [15] может образовываться при относительной скорости  $v_s - v_{cr} = 15$  м/с и эксцентриситете  $e = 2$  км.

При некоторых особенностях рельефа местности способны формироваться вихри, обусловленные истечением с подпиткой. Небольшие вихри, визуализированные пылью, иногда образуются в солнечную безветренную погоду. Их циркуляция может быть обусловлена механизмом истечения без подпитки (15), где истекающей вверх средой является область перегретого слоя воздуха

**5. Потенциальное давление стока.** Пусть с высоты  $H_1$  объем воздуха с давлением  $P_1$  и температурой  $T_1$  по каким-либо причинам (вертикальные пульсации скорости  $\Delta v$ , местный перегрев  $\Delta T$ , взаимодействие теплового и холодного фронтов и т. п.) поднялся на высоту  $H_2 > H_1$ , где давление атмосферы  $P_2 < P_1$  и ее температура  $T_2 < T_1$ . В результате адиабатического расширения (рассматривается сухой воздух) температура объема  $T_1$  уменьшится до  $T_{12}$ :

$$T_{12} = T_1 \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{(k-1)/k} \quad (25)$$

Если  $T_{12} > T_2$ , то плотность объема будет меньше плотности окружающего воздуха и объем продолжит подъем, такая стратификация атмосферы является неустойчивой. Если же  $T_{12} < T_2$ , то более холодный поднявшийся объем снова опустится. Это будет устойчивая атмосфера. Условие устойчивости с учетом (25) можно записать в виде

$$\frac{P_1^{(k-1)/k}}{T_1} > \frac{P_2^{(k-1)/k}}{T_2},$$

откуда для устойчивой атмосферы получаем

$$\Phi(H_1) > \Phi(H_2), \quad (26)$$

где

$$\Phi(H) = \frac{(P/P_3)^{(k-1)/k}}{T/T_3}; \quad (27)$$

$P_3 = 1,013 \cdot 10^5$  Па и  $T_3 = 288,15$  К — давление и температура на поверхности Земли при стандартных условиях. Отметим, что аналогичная величина, обратная  $\Phi(H)$ , в метеорологии называется потенциальной температурой. Из (26) следует, что устойчивой атмосфере соответствует монотонно падающая с высотой функция  $\Phi(H)$ . При немонотонной  $\Phi(H)$  возможна такая высота  $H_2 > H_1$ , при которой поднявшийся воздух будет теплее окружающего и его подъем продолжится.

Условия для стока нижнего слоя атмосферы вверх могут возникнуть, если потенциал  $\Phi(H)$  на какой-то высоте  $H$  превысит значение  $\Phi$  в приземном слое. Тогда малое возмущение переведет небольшой приземный объем на высоту с большим значением  $\Phi$  и этот объем продолжит движение вверх.

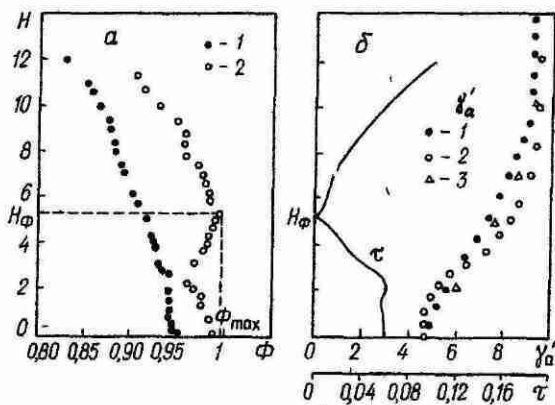


Рис. 3. Изменение характеристик атмосферы по ее высоте: *a* – профили потенциалов стока  $\Phi$  (1 – Барнаул 07.07.80, 17.05 местного времени; 2 – Москва 09.06.84, 10.00); *b* – профили влажно-адиабатического градиента  $\gamma'_a$  и функции  $\tau$  (1 – стандартная атмосфера; 2 – Москва 09.06.84, 10.00; 3 – экстраполяция (35)).  $H$ , км;  $\gamma'_a$ , град/км

В силу непрерывности среды будут приведены в движение прилегающие к этому объему слои, а затем и весь приземный слой начнет истекать в образовавшийся канал. Такое всплывание пузырей теплого воздуха хорошо известно в физике атмосферы. Так образуются кучевые облака хорошей погоды во второй половине летнего дня. В отличие от облаков при образовании вихрей вся область перегретого воздуха не всплывает одновременно, а непрерывно истекает через канал меньшего размера, чем размер области. Представим, что это истечение происходит под воздействием внешней силы, которую выразим через давление, эквивалентное давлению в вихревой камере и вынуждающее воздух двигаться в ней.

Если функция  $\Phi(H)$  имеет максимум  $\Phi_{\max}$  на высоте  $H_\Phi$  (см. рис. 3, *a*), то на объем воздуха  $dV = fdH$ , поднявшийся с высоты  $H_1$  до  $H_\Phi$ , будет действовать сила Архимеда

$$dF = gf(\rho_\Phi - \rho_{H_\Phi}) dH. \quad (28)$$

Будем считать, что сила  $dF$ , избыточная над силой веса, приложена к объему  $dV$  потенциально, когда он находится на высоте  $H_1$ . Поэтому, просуммировав все силы по высоте канала  $H_\Phi$ , получим полную силу  $F$ , действующую на весь столб воздуха  $H_\Phi$ . Тогда, выражая плотность через  $P$  и  $T$  с помощью адиабатических соотношений, с учетом (27) для потенциального давления стока, которое способствует истечению столба воздуха вверх, будем иметь:

$$\Delta P_{\Pi} = \frac{F}{f} = \alpha' \frac{gP_\Phi (P_3/P_\Phi)^{(k-1)/k}}{RT_3} \int_0^{H_\Phi} (\Phi_{\max} - \Phi) dH. \quad (29)$$

Здесь коэффициент  $\alpha'$  введен для учета нерасчетных условий. Из (29) видно, что движущая сила стока как бы эквивалентна разности потенциалов, поэтому величину  $\Phi(H)$  назовем потенциалом атмосферы.

По зависимости  $\Phi(H)$  интеграл в (29) может быть определен графически. Например, для ситуации 2 на рис. 3, *a*, он равен 93 м. Тогда давление стока  $\Delta P_{\Pi} = 678$  Па. Если бы у поверхности Земли объем воздуха радиусом  $R_1$  получил импульс движения вверх, то давление реализовалось бы и обеспечило истечение приземного слоя вверх. Если подходящий к месту стока поток имеет циркуляцию  $\Gamma$ , то такое истечение будет происходить с вращением, т. е. образуется атмосферный вихрь. В этом случае течение в атмосфере можно сопоставить с течением в вихревой камере радиусом  $R_2$  с выходным отверстием  $R_1$ , в которой избыточное давление  $p_{\text{вх}} = \Delta P_{\Pi}$  и циркуляция  $\Gamma$ . По этим параметрам с помощью методики [9] можно рассчитать профили скорости и давления в вихре.

При выводе (29) рассматривалось смещение объема воздуха вверх. Для неустойчивой атмосферы с  $\Phi_{\max}$  на высоте  $H$  смещение объема вниз будет приводить к его адиабатическому нагреву. Но при этом температура объема

будет ниже температуры окружающего воздуха и опускание его будет продолжаться. Поэтому возможно истечение слоя воздуха с высоты  $H_0$  в приземные высоты. При наличии циркуляции образуется антициклональный вихрь. Стоковый нисходящий механизм в больших масштабах образует антициклон. Опускающийся сухой и более холодный воздух в антициклоне имеет большую плотность по сравнению с окружающим. Поэтому давление в центре антициклона больше, чем на периферии. По-видимому, в некоторых случаях за счет нисходящего движения могут образовываться мелко-масштабные вихри, в том числе и смерчи. Такие смерчи могли бы также производить эффекты "подошвы смерча" направленным вниз течением. По многим свойствам они должны отличаться от циклональных смерчей. В центре антициклональных смерчей за счет преобладания центробежных сил может существовать разрежение, однако течение в приземном слое должно быть расходящимся. Поэтому такой смерч не может высоко поднимать предметы и разбрасывает их вблизи поверхности Земли. Если циклональный смерч визуализирован пылью, водяными парами, поднятыми предметами и завершается облаком, где конденсируется поднимающийся переувлажненный воздух, то антициклональный смерч должен быть прозрачным и без сопутствующего облака.

**6. Сток влажной атмосферы.** При вертикальных перемещениях влажного воздуха в нем происходят фазовые превращения водяного пара, воды и льда, вследствие чего вертикальное изменение температуры отличается от такового для сухого воздуха. Так, с учетом только фазовых превращений водяной пар-вода влажно-адиабатический градиент [11] для воздуха в состоянии насыщения имеет вид

$$\gamma'_a = \frac{dT}{dH} = - \frac{g + r_q \frac{dc_n}{dH}}{C_p} \quad (30)$$

Согласно закону Дальтона, для смеси газов концентрация  $c_n$  от давления насыщенных паров  $p_n$  зависит так:

$$c_n \approx 0,622 \frac{P_n}{P}, \quad (31)$$

а с учетом уравнения Клапейрона-Клаузиуса для идеального газа имеем

$$\frac{dP_n}{dT} = \frac{r_q P_n}{R'T^2} \quad (32)$$

Уравнение (32) можно проинтегрировать при условии, что в точке росы  $T = T_p$  давление насыщенных паров будет  $P_{np}$ . Тогда получим:

$$P_n = P_{np} \exp \left[ \frac{0,622r_q}{R_{ар}} \left( \frac{1}{T_p} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (33)$$

где  $R_{ар} = 0,622R'$  - газовая постоянная атмосферного воздуха. С учетом (31)-(33) влажно-адиабатический градиент температуры (30) примет вид

$$\gamma'_a = - \frac{g}{C_p} \frac{P + \frac{0,622r_q P_{np}}{R_{ар} T} \exp \frac{0,622r_q}{R_{ар} T} \left( \frac{T}{T_p} - 1 \right)}{P + \left( \frac{0,622r_q}{R_{ар} T} \right)^2 \frac{k-1}{k_*} P_{np} \exp \frac{0,622r_q}{R_{ар} T} \left( \frac{T}{T_p} - 1 \right)} \quad (34)$$

В качестве примеров на рис. 3, б представлены рассчитанные  $\gamma'_a$  при условии насыщения для стандартной атмосферы и реальной ситуации. Здесь же проведена экстраполирующая их зависимость

$$\gamma'_a = - 9,52 + 2,85 \cdot 10^{-2} (13 - H)^2, \quad (35)$$

где  $H$  измеряется в километрах.

Если плотность в (28) выразить через температуру с помощью уравнения состояния, то потенциальное давление стока во влажной атмосфере в результате интегрирования (28) по всей столбу воздуха получаем в следующем виде:



$$\Delta P_{\Pi} = \frac{gP_{\Phi}}{RT_{\Phi}} \int_0^{H_{\Phi}} \left(1 - \frac{T_{\Phi}}{T_{H\Phi}}\right) dH. \quad (36)$$

Подынтегральная функция  $\tau = 1 - T_{\Phi}/T_{H\Phi}$  для реальной ситуации 2 представлена на рис. 3, 6. Причем  $T_{H\Phi}$  рассчитывалась с помощью (35). Графическое интегрирование до высоты  $H_{\Phi}$  дает величину интеграла 234 м. Тогда в соответствии с (36) потенциальное давление стока  $\Delta P_{\Pi} = 1750$  Па. Превышение давления  $\Delta P'_{\Pi}$  над потенциальным давлением стока сухой атмосферы составит  $\alpha' = \Delta P'_{\Pi}/\Delta P_{\Pi} = 2,57$ . Этот результат получен с помощью влажно-адиабатического градиента (35), который, как видно из рис. 3, 6 в одинаковой мере отличается как от стандартной атмосферы, так и от точного значения в данной ситуации. Поэтому величину  $\alpha'$  можно использовать для оценки влияния влажности на потенциальное давление стока.

**7. Механика, прогноз и предотвращение смерча.** В результате перегрева нижнего слоя атмосферы или взаимодействия холодного и теплого фронтов создается температурная стратификация с максимумом потенциала  $\Phi_{\max}$  на высоте  $H$ . Потенциальное давление стока  $\Delta P_{\Pi}$ , согласно (29), может быть рассчитано для каждой точки рассматриваемой территории. В месте максимума  $\Delta P_{\Pi}$  при дальнейшем перегреве может произойти прорыв и по образовавшемуся каналу начнется истечение нижнего слоя вверх. Если сток имеет эксцентриситет  $e$  относительно центра области, а скорость верхнего слоя  $v_{ст}$  отличается от скорости нижнего слоя  $v_s$ , то в соответствии с (18) истечение будет происходить с циркуляцией  $\Gamma$ . Возможны, как уже отмечалось, и другие механизмы образования циркуляции. Возникший смерч будет существовать до тех пор, пока весь нижний слой не истечет вверх.

Расчеты по методике [9] показывают, что при ситуации 2 (см. рис. 3, а) при  $\Delta P_{\Pi} = 1750$  Па мог бы возникнуть смерч с максимальной тангенциальной скоростью  $v_{\max} = 38,8$  м/с на радиусе  $R_v = 390$  м и разрежением в центре  $p_0 = -2051$  Па. Однако в этот день перегрев нижнего слоя продолжался и в 16 ч серия разрушительных смерчей начала образовываться в Ярославской, Костромской, Калининской и Московской областях. Согласно шкале смерчей США, смерчи такой группы разрушают тяжелые здания, переворачивают железнодорожные вагоны и крупные предметы поднимают в воздух при скоростях 93–116 м/с. Расчеты по нашей методике такого смерча при  $v_{\max} = 100$  м/с показывают, что он мог возникнуть при  $\Delta P_{\Pi} = 1,16 \cdot 10^4$  Па, а абсолютное давление в центре могло упасть до величины  $P_0 = 0,795 \cdot 10^5$  Па. Строение, оказавшееся в центре смерча, внутри находится под атмосферным давлением  $P_{ат} = 1,013 \cdot 10^5$  Па, а снаружи на него действует давление  $P_0$ , которое в последнем примере будет создавать нагрузку  $\sigma = P_{ат} - P_0$  более 2 т на каждый квадратный метр его поверхности.

В ряде случаев необходимо оценить разрушающие факторы смерча. Согласно (4), избыточное давление при ( $C = 0$ ) на периферии смерча при  $r \rightarrow \infty$  будет  $p_2 = \rho v_{\max}^2$ . Это давление обеспечивает движение среды в вихре, поэтому  $p_2 = \Delta P_{\Pi}$ . Тогда получаем оценку для максимальной скорости в смерче

$$v_{\max} = \sqrt{\Delta P_{\Pi}/\rho}. \quad (37)$$

Из (4) также при  $r \rightarrow 0$  разрежение в центре будет  $p_0 = -\rho v_{\max}^2$ , а с учетом (37)

$$p_0 = -\Delta P_{\Pi}. \quad (38)$$

Тогда нагрузка на стены здания составит

$$\sigma = p_2 - p_0 = 2\Delta P_{\Pi}. \quad (39)$$

Для прогноза смерча должны быть найдены распределения потенциального давления стока по территории. На стадии исследования и разработки прогноза необходимо провести зондирование атмосферы в смерчопасных ситуациях, изучить виды профилей  $\Phi(H)$  и классифицировать их, а также найти предельные значения  $\Delta P_{\Pi\max}$  и  $\Phi_{\max}$ . В этом случае по полям  $\Delta P_{\Pi}$  могут быть обнаружены максимальные значения  $\Delta P_{\Pi\max}$ , при которых наиболее вероятно образование смерча. Изменения величин  $\Delta P_{\Pi\max}$  и  $\Phi_{\max}$  во времени

и сопоставление их с предельными величинами позволяют определить время и место образования смерча.

Разрушения и человеческие жертвы, создаваемые тропическими циклонами и торнадо, вынуждают людей искать средства по их предотвращению. Например, авторы изобретения [16] рекомендуют ослаблять ураганы с помощью взрывов. Предлагается также метод для уменьшения разрушающего действия торнадо с помощью винтообразного завихрителя, который должен закрутить захваченную струю воздуха и предотвратить ее движение к центру торнадо [17].

На наш взгляд, действенные меры борьбы с интенсивными атмосферными вихрями могут быть предприняты только с учетом их реальных механизмов. По-видимому, в настоящее время вполне реальна постановка задачи борьбы с малыми вихрями-смерчами. Предотвратить образование смерча можно, обеспечив сток приземного слоя воздуха с малыми скоростями. С этой целью необходимо создать такой вертикальный импульс, чтобы возник канал одного большого диаметра или одновременно образовалось бы несколько стоков. Если создать сток одновременно, то перегретый слой не будет накапливаться и с малыми скоростями истечет вверх. Таким образом, в отличие от рассмотренных выше предложений сток и восходящее движение не подавляются, а, наоборот, инициируются с той целью, чтобы энергия приземного слоя не накапливалась и не было последующего ее катастрофического проявления. Для создания вертикального импульса необходимо на определенную высоту доставить порцию топлива, его распылить и поджечь. Горение необходимо организовать так, чтобы нижняя граница нагреваемого объема имела минимальную скорость, направленную вниз. Это можно обеспечить комбинацией скорости доставки и направлением распыла топлива. Выполненные нами оценки показывают, что для предотвращения смерча, подобно возникшему 09.06.84, должны быть созданы несколько очагов подъема приземной перегретой массы воздуха, для каждого из которых потребуется 8,3 т жидкого топлива.

Рассмотренные механизмы образования атмосферных вихрей в значительной мере базируются на экспериментальном материале для вихревых камер. Представляется интересным проведение исследований атмосферных течений, которые могли бы значительно расширить понимание процессов в атмосфере. Одним из методов может быть визуализация атмосферных вихревых образований с помощью меток-зондов с регулируемой эффективной плотностью [18]. Такие метки позволят увидеть момент зарождения атмосферного вихря, его динамику, представить пути перемещения воздушных масс и наблюдать глобальные процессы динамики атмосферы.

### Обозначения

$C_p$  – теплоемкость атмосферного воздуха при постоянном давлении;  $e$  – эксцентриситет между центром области  $S$  и центром стока;  $F_{\text{Кю}}$  – сила Кориолиса;  $M$  – момент импульса;  $m$  – масса объема или масса жидкости в резервуаре;  $dm_{\text{сл}}$  – масса равноудаленного слоя;  $u_{\text{вх}}$  – средняя по сечению  $H \times b$  скорость подпитки на входе;  $R_{\text{ср}}$  – средний по расходу радиус сечения;  $b$  – ширина канала подпитки;  $H$  – толщина слоя жидкости или воздуха;  $H_{\text{ж}}$  – толщина слоя жидкости в резервуаре;  $h$  – глубина поверхности воронки;  $h_0$  – глубина воронки в центре;  $v$  – тангенциальная скорость;  $v_1$  – тангенциальная скорость на радиусе, равном радиусу выходного отверстия  $R_1$ ;  $R_2$  – радиус области стока;  $v_S$  – скорость области  $S$ ;  $v_{\text{ст}}$  – скорость центра стока;  $u$  – радиальная скорость;  $w_{\text{ср}}$  – средняя по сечению отверстия стока вертикальная скорость;  $v_n$  – полная скорость;  $P$  – абсолютное давление;  $p$  – давление избыточное над атмосферным;  $P_{\text{ат}}$  – атмосферное давление;  $P_0, p_0$  – абсолютное и избыточное давление в центре вихря;  $p_{\text{вх}}$  – давление на входе в вихревую камеру;  $\Delta P_{\Pi}$  – потенциальное давление стока;  $\Delta P'_{\Pi}$  – потенциальное давление стока во влажной атмосфере;  $\Delta P_{\Pi \text{max}}$  – предельное значение потенциального давления стока;  $R_v$  – радиус положения максимума тангенциальной скорости  $v_{\text{max}}$ ;  $Q$  – объемный расход истекающей из отверстия жидкости;  $G = Q\rho$  – массовый расход жидкости через отверстие;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\Gamma$  – циркуляция;  $\alpha$  – полуугол разрыва равноудаленного кольцевого слоя шириной  $dr$ ;  $dK$  – импульс;  $r_{\text{ц}}$  – расстояние от центра стока до центра масс равноудаленного сечения;  $\tau$  – орт касательной к линии  $r_{\text{ц}}(\varphi)$ ;  $i_1, j_1$  – орты локальной системы координат;

$\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – начальный и конечный полярные углы линий центра масс равноудаленных сечений;  $\varphi_0$  – широта центра стока;  $S_{ac}$  – сечение асимметрии;  $R_3$  и  $\omega_3$  – радиус и угловая скорость Земли;  $u_R$  – скорость в направлении радиуса  $R$ ;  $O, B, C, D$  – точки на рис. 2,  $e$ ;  $CB$  – отрезок;  $k$  – коэффициент адиабаты воздуха;  $T$  – абсолютная температура;  $\rho$  – плотность;  $\Phi$  – потенциал стока атмосферы;  $H_\Phi$  – высота, где  $\Phi$  достигает максимума, т. е.  $\Phi = \Phi_{max}$ ;  $\rho_{H\Phi}$  и  $T_{H\Phi}$  – плотность и температура объема воздуха, поднявшегося с высоты  $H$  на высоту  $H_\Phi$ ;  $\rho_\Phi$  и  $T_\Phi$  – плотность и температура окружающего воздуха на высоте  $H_\Phi$ ;  $T_{12}$  – температура объема воздуха, переместившегося с высоты  $H_1$  на высоту  $H_2$ ;  $f$  – площадь горизонтального сечения объема;  $\alpha'$  – коэффициент учета влажности атмосферы;  $\gamma'_a$  – влажно-адиабатический градиент температуры;  $r_q$  – удельная теплота конденсации;  $c_n$  – удельная концентрация насыщенного пара, кг/кг атмосферного воздуха;  $P_n$  – давление насыщенных паров;  $P_{n,p}$  – давление насыщенных паров в точке росы;  $T_p$  – температура точки росы;  $R_{ст}$  и  $R'$  – газовые постоянные сухого атмосферного воздуха и водяного пара;  $\tau$  – относительное изменение температуры при подъеме воздуха на высоту  $H_\Phi$ ;  $d\Omega$  – момент силы  $dF_{Co}$ ;  $\sigma$  – нагрузка на стены здания. Индексы: 0 – нуль;  $H$  – от высоты  $H$ ;  $max$  – максимальное значение;  $P$  – от давления  $P$ ;  $q$  – к теплоте конденсации;  $R$  – от радиуса  $R$ ;  $S$  – область  $S$ ;  $v$  – от скорости  $v_{max}$ ;  $\Phi$  – потенциал  $\Phi$ ;  $a$  – адиабата;  $ac$  – асимметрия;  $vx$  – вход;  $\exists$  – Земля;  $Co$  – Кориолис;  $n$  – насыщенный;  $n,p$  – насыщенный в точке росы;  $\Pi$  – потенциал;  $p$  – полная скорость;  $p$  – роса;  $sl$  – слой;  $sr$  – средний;  $st$  – сток;  $ц$  – центр масс;  $'$  – параметры влажной среды;  $c$  – показатель в (19), для стока  $c = 1$  (циклон), для источника  $c = 2$  (антициклон).

### Литература

1. Андрюшин А., Быстрова З. // Природа и человек. 1986. № 4. С. 43–45.
2. Наливкин Д. В. Ураганы, бури, смерчи. Л., 1970.
3. Щербинин Э. В. // Техника молодежи. 1978. № 7. С. 52.
4. Никулин В. В. Структура торнадоподобных вихрей: Автореф. дис... канд. техн. наук Новосибирск, 1985.
5. Макаренко В. Г., Тарасов В. Ф. // ПМТФ. 1987. № 5. С. 115–122.
6. Мартыненко О. Г., Соловьев А. А., Солодухин А. Д., Бобошина С. Б., Гармозе Л. Х., Калылец В. И. Самоорганизация в турбулентных вихревых образованиях. Минск, 1984. (Препринт / ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР. № 25).
7. Интенсивные атмосферные вихри. М., 1985.
8. Peterson R. E., Mehta K. C., Abbey R. F., Jr. // Bull. Amer. Meteor. Society. 1976. Vol. 57, N 12. P. 1457–1459.
9. Смутьский И. И. Аэродинамика и процессы в вихревых камерах. Новосибирск. 1992.
10. Балдина О. М., Байтина Ц. М. // Теплоэнергетика. 1958. № 10. С. 39–45.
11. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. В 2 т. Л., 1978.
12. Покровская И. В., Шарков Е. А. // Исследование Земли и космоса. 1994. № 4. С. 3–12.
13. Байбаков С. Н., Мартынов А. И. С орбиты спутника в глаз тайфуна. М., 1986.
14. Прох Л. З., Викторова Н. Д. // Тр. Укр. НИИ Госкомгидромета. М., 1983. Вып. 196. С. 82–96.
15. Wan C. C., Chang C. C. // J. Atm. Sci. 1972. Vol. 29, N 1. P. 116–126.
16. А. с. 568033 СССР, МКИ G 01 W 1/00. Способ ослабления ураганов / Н. И. Вульфсон, Л. И. Левин, Ю. А. Серегин.
17. Патент США 4362280, МКИ В 64 С 39/02 // РЖ "Геофизика". 1983. № 10. Б392П.
18. А. с. 1313204 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 01 W 1/08; В 64 В 1/40. Способ измерения параметров атмосферы и устройство для его осуществления / И. И. Смутьский, А. Б. Немировский.

Институт криосферы Земли СО РАН,  
г. Тюмень

Поступила 10.10.94.