

УДК 551.515 .

К вопросу о формировании и геометрических характеристиках смерча. Часть I

У. Юсупалиев, Е. П. Анисимова, А. К. Маслов, С. А. Шутеев
Московский государственный университет, Москва, Россия

В серии работ, объединенных одним названием, смерч рассматривается как центральное ядро торнадо-циклона, который возникает в конвективной ячейке грозового облака под действием вертикального сдвига ветра в условиях неустойчивой стратификации нижнего слоя тропосферы. Торнадо-циклон рассматривается как квазидвумерная структура [1]. В первой части предложена физическая модель процессов, приводящих к образованию смерча, и показана недостаточность скрытой теплоты конденсации для формирования столь интенсивного атмосферного вихря. В приближении "линейного годографа", развитом в работах [2, 3], исследована роль сдвига ветра в интенсификации вращения конвективных структур в вязкой несжимаемой атмосфере.

Смерч (торнадо, тромб) представляет собой атмосферный вихрь малой горизонтальной протяженности (характерный радиус 50—300 м, реже до 1 км) и большой интенсивности. Он возникает в конвективной ячейке, связанной с грозовым облаком, и имеет вид спускающейся из облака воронки (серии воронок, столба и т. д.). Воронка заполнена воздухом, медленно движущимся вниз. Ее поверхность является почти изобарической [4]. Смерч сопровождается грозой, дождем, градом, и если воронка достигает земли, то вызывает значительные разрушения. Торнадо делятся на: слабые — со скоростью ветра до 50 м/с (около 70 % всех торнадо); сильные — со скоростью ветра от 50 до 100 м/с (около 28 %) и неистовые — со скоростью ветра свыше 100 м/с (~ 2 %). В сильных и, возможно, в неистовых торнадо восходящий поток поднимается, вращаясь в тонком слое, охватывающем воронку. По некоторым оценкам, скорость ветра в торнадо может превышать скорость звука [5]. Высота смерча обычно составляет 800—1500 м. Давление в ядре смерча на 10—15 % ниже, чем на его периферии.

Смерч обычно возникает перед холодным фронтом [6] и движется примерно в том же направлении, что и фронт, со скоростью несколько десятков метров в секунду (до 60), проходя за несколько часов своего существования 40—60 км (до 300 [1]).

В процессе своего возникновения и формирования смерч связан с циклоном мезомасштаба, т. н. торнадо-циклоном [1, 7—9] с радиусом 5—25 км, тангенциальной скоростью 15—25 м/с и завихренностью в окрестности смерча порядка 10^{-2} с^{-1} . Смерч обычно образуется вблизи оси вращающегося торнадо-циклона в области между восходящими и нисходящими потоками в тыловой части грозовой ячейки [7].

Сейчас не вызывает сомнений роль вертикального сдвига ветра в формировании атмосферных вихрей [3, 10, 11].

Различные сценарии образования смерча, связанные с изломом первоначально горизонтальных вихревых трубок в восходящем потоке с последующим вытягиванием вихря, рассмотрены в [7—9, 12]. В работе [11] исследуется роль спиральности в устойчивости торнадоподобных вихрей, в [13] — влияние конденсации влаги на рост спиральности, в [14] — формирование интен-

сивного смерча из первичного торнадо-циклона, и его устойчивость объясняется исходя из концепции турбулентного динамо. В работах [15—17] исследуется связь интенсификации атмосферных вихрей с асимметрией окружающего потока.

Большое количество работ и разнообразие теоретических подходов не разрешают, однако, всех сомнений о роли различных физических процессов в механизме образования и самоподдержания смерча. Натурные исследования смерчей [5, 12, 18—21] осложняются, во-первых, большим разнообразием атмосферных вихрей и условий их возникновения, что затрудняет анализ экспериментальных данных, и, во-вторых, относительно малыми пространственными размерами смерча, что не позволяет надежно разрешить структуру восходящих и нисходящих потоков.

В работе предложена простая физическая модель взаимодействия различных процессов, приводящих к формированию смерча; проведен ряд оценок в приближении вязкой несжимаемой атмосферы. Отдельные детали этой модели рассматривались в [7, 18—26].

Последовательность процессов, приводящих к образованию торнадо в условиях неустойчиво стратифицированной атмосферы, в данной работе рассматривается следующим образом. Пусть в зоне влияния активного холодного фронта [6] сложилась сильно неравновесная стратификация тропосферы: более холодные и сухие воздушные массы оказались над более теплыми и влажными [7], и пусть интенсификация вращения в конвективной системе грозового облака в результате сдвига ветра [3, 9, 10] привела к возникновению мезоциклона и падению давления в его приосевой области, связанному с действием центробежных сил. Понижение давления, в свою очередь, приводит, с одной стороны, к проседанию холодного воздуха (проседание верхушки облака, порождающего смерч, начинающееся за несколько минут до образования смерча, и опускание облачных башен, когда торнадо-циклон достигает основания облака, отмечено в [8]), а с другой стороны — к развитию процессов конденсации влаги в приосевой части мезоциклона. Эти процессы приводят к увеличению сил плавучести [4] вблизи образовавшейся воронки и усилению конвекции. Включается также механизм “конвекции второго рода” [27], когда относительно холодный воздух периферии мезоциклона вытесняет вверх нагревающийся в результате конденсации воздух в приосевой части. Интенсификация конвекции, в свою очередь, увеличивает горизонтальную конвергенцию и восходящий поток, что вызывает усиления вращения в центре мезоциклона как за счет адвекции завихренности к оси [28], так и за счет механизма растяжения вихревых линий [29]. Горизонтальные размеры мезоциклона значительно больше вертикальных, поэтому вне зарождающегося смерча его можно рассматривать как квазидвумерную структуру [1, 30], в которой завихренность (ротатор скорости) сохраняется, поток же в области зарождающегося смерча существенно трехмерен, поэтому там возможна генерация завихренности [29]. Таким образом, интенсификация вращения ведет к понижению давления, а понижение давления — к дальнейшей интенсификации вращения. Замыкается первый виток положительной обратной связи.

В результате понижения давления увеличивается глубина проседания холодного воздуха. Когда столб холодного воздуха достигает поверхности земли, включается торцевой эффект [31]: вдали от поверхности радиальный градиент давления уравновешивается центробежными силами:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v^2}{r},$$

здесь p — давление; ρ — плотность воздуха; v — азимутальная компонента скорости; мы пренебрегли адвекцией радиального потока и силами диссипации в сравнении с центробежными силами, а на поверхности, в результате действия вязкости, $v = 0$.

Вследствие теоремы Тейлора-Праудмена [32, 33], условия которой выполнены для мезоциклона, радиальный градиент давления не зависит от высоты. В результате возникает радиальный поток, направленный к оси вращения, скорость которого обеспечивает появление на поверхности сил трения, компенсирующих ослабление центробежных сил.

Так возникает второй виток положительной обратной связи, приводящей к формированию смерча. Рост радиального потока за счет торцевого эффекта увеличивает концентрацию завихренности и восходящий поток. Это приводит к понижению приосевого давления и, следовательно, к усилению торцевого эффекта. Торнадо-циклон претерпевает “коллапс” [23], в результате которого у него образуется ядро, вращающееся с большой угловой скоростью, радиус которого на два порядка меньше радиуса торнадо-циклона. Но так как сдвиг ветра продолжает влиять на конвективные процессы в ячейке облака, то и после формирования смерча торнадо-циклон продолжает существовать. При этом соотношение между торнадо-циклоном и смерчем такое же, как между тропическим циклоном и “глазом бури” [25, 26]: торнадо-циклон поставляет смерчу теплый влажный воздух, а смерч играет роль тепловой машины, преобразующей тепло конденсации в кинетическую энергию воздушных потоков. Источниками энергии для смерча и торнадо-циклона служат скрытая теплота конденсации и энергия неоднородного внешнего потока.

В работах [7, 13, 14] подчеркивалась принципиальная роль выделения скрытой теплоты конденсации в смерчеобразовании. Рассмотрим вопрос о том, достаточно ли этой энергии для формирования смерча. Пусть на 1 кг воздуха конденсируется 12 г влаги (примерная разница между насыщением при температуре $T_1 = 25$ °С и давлении $p_1 = 10^5$ Па и насыщением при температуре $T_2 = 10$ °С и $p_2 = 8,5 \cdot 10^4$ Па — давление на границе воронки и на высоте 1,5 км). Поскольку теплота парообразования $L \approx 2,5$ МДж/кг, теплоемкость воздуха при постоянном давлении $c_p \approx 1$ кДж/(кг·К), то выделится ~ 30 кДж/кг, а воздух нагреется на 30 °С. Оценивая КПД тепловой машины по формуле Карно ($\sim 1/10$), получаем, что кинетическая энергия в смерче не может превышать 3 кДж/кг, что соответствует скорости ~ 50 м/с. (Доля выделившейся энергии конденсации, переходящая в кинетическую энергию восходящих потоков, оценивается в работах [7, 14, 34]. Более детальная оценка доли тепла, переходящей во вращательную энергию, дана в работе [22]). Даже при такой значительной разнице между температурами воздушных масс и явно завышенном КПД преобразования тепловой энергии в кинетическую модель, в основе которой лежит положение о том, что скрытая теплота является основным источником энергии смерча, не описывает 30 % всех смерчей. Кроме того, следует учитывать, что многие торнадо приходятся не на летнее время, т. е. T_1 , и, следовательно, отношение смеси (влажность) теплой воздушной массы будет значительно меньше.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для формирования торнадо необходим дополнительный (кроме скрытого тепла конденсации) источник энергии. Очевидно, что больше всего на эту роль подходит неоднородность основного потока.

Для иллюстрации отклика конвективных систем на рост ветра с высотой (вертикальный сдвиг ветра) [3, 10] рассмотрим эволюцию завихренности жидкой частицы, движущейся в зоне втока восходящего конвективного потока. Динамику завихренности будем исследовать в приближении линейного годографа [3, 7], суть которого состоит в том, что соленоидальное возмущение скорости рассматривается на фоне стационарной потенциальной компоненты, а производные потенциальной компоненты скорости в пределах зоны втока слабо зависят от координаты. В этом приближении уравнение завихренности в несжимаемой жидкости примет вид [3]

$$\dot{\omega} = \hat{D}\omega - \chi\omega, \tag{1}$$

где $\omega = \text{rot } v = (\xi, \eta, \zeta)$ — завихренность, понимаемая как вектор-столбец;

$$\hat{D} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \text{ — тензор скоростей деформации.}$$

Последний член в (1) качественно учитывает влияние вязкости [11].

$\chi \sim \nu/R^2$, где ν — кинематическая вязкость; R — характерный размер конвективной системы, будем также считать константой. Точкой обозначена лагранжева производная по времени.

В простейшем случае (в отсутствие сдвига ветра) тензор скоростей деформации с учетом несжимаемости будет иметь вид

$$\hat{D} = \begin{pmatrix} -\alpha & 0 & 0 \\ 0 & -\beta & 0 \\ 0 & 0 & \alpha + \beta \end{pmatrix}, \tag{2}$$

здесь $\alpha = -\frac{\partial v_x}{\partial x}$, $\beta = -\frac{\partial v_y}{\partial y}$. В зоне втока их естественно считать положительными; $\alpha + \beta > 0$ — горизонтальная конвергенция.

Очевидно, условие устойчивости траектории (1) с тензором \hat{D} (2) имеет вид $\alpha + \beta \leq \chi$, а условие стационарности завихренности в зоне втока

$$\alpha + \beta = \chi. \tag{3}$$

В этом случае x -я и y -я компоненты завихренности затухают с декрементами $\alpha + \chi$ и $\beta + \chi$, соответственно, а вертикальная компонента не изменяется.

Теперь пусть x -я компонента скорости меняется с высотой с постоянным вдоль втока градиентом $\delta = \frac{\partial v}{\partial z}$. Теперь тензор скоростей деформации приобретет вид

$$\hat{D} = \begin{pmatrix} -\alpha & 0 & \delta/2 \\ 0 & -\beta & 0 \\ \delta/2 & 0 & \alpha + \beta \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Решая (1) с тензором скоростей деформации, определяемым (4), и начальными условиями $\omega(0) = (\xi_0, \eta_0, \zeta_0)$, получаем

$$\xi = \left(\xi_0 \text{ch}(\lambda t) + \frac{\delta \zeta_0 - (2\alpha + \beta)\xi_0}{2\lambda} \text{sh}(\lambda t) \right) \exp\left(\left(\frac{\beta}{2} - \chi \right) t \right);$$

$$\eta = \eta_0 \exp(-(\beta + \chi)t);$$

$$\zeta = \left(\zeta_0 \operatorname{ch}(\lambda t) + \frac{\delta \xi_0 + (2\alpha + \beta) \zeta_0}{2\lambda} \operatorname{sh}(\lambda t) \right) \exp\left(\left(\frac{\beta}{2} - \chi\right)t\right);$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{(2\alpha + \beta)^2 + \delta^2}.$$

При выполнении условия $\lambda > \chi - \frac{\beta}{2}$ или

$$\delta^2 > 4(\chi^2 - \beta(\chi + \alpha) - \alpha^2) \quad (5)$$

вертикальная и x -я компоненты завихренности экспоненциально растут со временем, а при выполнении условия (3), (5) выполняется при любом δ , не равном нулю.

Таким образом, вертикальный сдвиг ветра может быть вполне реальным претендентом (вместе со скрытой теплотой конденсации) на роль основного источника энергии для формирования и самоподдержания смерча.

Литература

1. Должанский Ф. В., Крымов В. А., Манин Д. Ю. Устойчивость и вихревые структуры квазидвумерных сдвиговых течений//УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 1—47.
2. Петерсен С. Анализ и прогноз погоды. — Л.: Гидрометеорологическое изд-во, 1961. — 652 с.
3. Девис-Джонс Р. П. Наблюдательные и теоретические основы торнадогенеза//Интенсивные атмосферные вихри. — М.: Мир, 1985. С. 198—215.
4. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. — М.: Мир, 1980. — 552 с.
5. Наливкин Д. В. Смерчи. — М.: Наука, 1984. — 112 с.
6. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. — М.: Изд-во МГУ, 1986. — 328 с.
7. Писниченко Е. А. Роль фазовых переходов влаги в процессе образования смерчей//Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 6. С. 793—798.
8. Симпсон Дж. Вращение в кучевом облаке: модель и данные наблюдений в облачной системе, порождающей смерч//Интенсивные атмосферные вихри. — М.: Мир, 1985. С. 183—197.
9. Лилли Д. К. Развитие и поддержание вращения в конвективных штормах//Там же. С. 169—182.
10. Lilly D. K. The structure, energetic and propagation of rotating convective storms. Part I: Energy exchange with mean flow//J. Atm. Sci. 1986. V. 43. № 3. P. 113—125.
11. Lilly D. K. The structure, energetic and propagation of rotating convective storms. Part II: Helicity and storm stabilization//Ibid. P. 126—140.
12. Barnes S. L. Some aspects of severe, right moving thunderstorm deduced from mesonet network rawinsonde observations//Ibid. V. 27. № 4. P. 643—648.
13. Курганский М. В. Генерация спиральности во влажной атмосфере//Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 4. С. 464—469.
14. Курганский М. В. Генерация завихренности во влажной атмосфере//Там же. 1998. Т. 34. № 2. С. 175—181.
15. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. Двухмерная гидродинамическая модель процессов вихреобразования в бароклинной атмосфере//Там же. 1994. Т. 30. № 1. С. 437—442.
16. Матвеев Л. Т., Матвеев Ю. Л., Солдатенко С. А. Математическая модель циклогенеза при вторжении холодного воздуха//Там же. № 6. С. 725—729.
17. Nolan D. S., Farrell B. F. Generalized stability analyses of asymmetric disturbances in one- and two-celled vortices maintained by radial inflow//J. Atm. Sci. 1999. V. 56. № 10. P. 1282—1307.
18. Klemp J. B., Wilhelmsen R. B. The simulation of three-dimensional convective storm dynamics//Ibid. 1978. V. 35. № 6. P. 1070—1096.

19. *Klemp J. B., Wilhelmson R. B.* Simulation of right- and left-moving storm produced through storm splitting//Ibid. P. 1097—1110.
20. *Ulansky S. L., Garstang M.* The role of surface divergence and vorticity in the life cycle on convective rainfall. Part I: Observation and analysis//Ibid. P. 1047—1062.
21. *Ulansky S. L., Garstang M.* The role of surface divergence and vorticity in the life cycle on convective rainfall. Part II: Descriptive model//Ibid. P. 1047—1062.
22. *Юсупалиев У., Маслов А. К., Шутеев С. А.* Тепловыделение как механизм самоподдержания закрученного потока в газе//Прикладная физика. 2000. № 1.
23. *Седов Ю. Б.* Коллапс кругового спирального вихря//Изв. АН. Сер. Физика атмосферы и океана. 1994. Т. 30. № 1. С. 123—124.
24. *Свиркунов П. М., Калашиник М. В.* Эволюция вихря, вызванная стоком массы в модели мелкой воды//Там же. 1995. Т. 31. № 5. С. 725—730.
25. *Charney J. G., Eliassen A.* On the growth of the hurricane depression inflow//J. Atm. Sci. 1964. V. 21. № 1. P. 68—75.
26. *Ояма К. В.* Об основных проблемах теории и моделирования тропических циклонов//Интенсивные атмосферные вихри. — М.: Мир, 1985. С. 32—47.
27. *Старр В. П.* Физика явлений с отрицательной вязкостью. — М.: Мир, 1971. — 260 с.
28. *Новиков Е. А., Седов Ю. Б.* Концентрация завихренности и спиральные вихри//Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1983. № 1. С. 15—21.
29. *Бэтчелор Дж.* Введение в динамику жидкости. — М.: Мир, 1973. — 760 с.
30. *Данилов С. Д., Должанский Ф. В.* Квазидвухмерная турбулентность и роль внешнего трения//Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 1. С. 35—44.
31. *Гольдцтик М. А., Штери В. Н., Яворский Н. И.* Вязкие течения с парадоксальными свойствами. — г. Новосибирск: Наука, 1989. — 336 с.
32. *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика. — М.: Мир, 1984. Т. 1. — 400 с; Т. 2. — 416 с.
33. *Tritton D. J.* Physical fluid dynamics. — N. Y. etc.: Van Nostand Reinhold Company, 1977. — 362 p.
34. *Голицин.* Исследования конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. — Л.: Гидрометеиздат, 1980. — 56 с.

*Авторы выражают глубокую признательность профессору
Л. С. Кузьменкову за внимание к данной работе
и плодотворные обсуждения.*

*Работа выполнена при содействии Правительства Москвы
в рамках Программы поддержки инфраструктуры
науки в городе Москве. Грант ГА-19/9.*

To matter on formation and geometrical characteristics of tornado. Part I

U. Yusupaliev, Y. P. Anisimova, A. K. Maslov, S. A. Shuteyev
M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

In a few papers joined by one title tornado is treated like central core of tornado cyclone appearing in storm-cloud convective cell in result of vertical wind shear and unstable troposphere stratification. Tornado cyclone is considered as quasi-two-dimensional structure [1]. In the first part scenario of tornado genesis is subjected Insufficiency of the only latent heat of condensation for such intense atmospheric vortex formation is shown. The role of wind shear in intensification of convective structures rotation in viscid incompressible atmosphere is investigated in linear godograph approximation [2, 3].