

УДК 551.51

DOI: 10.18384/2310-7251-2023-2-6-19

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ МЕХАНИЗМА ЗАРОЖДЕНИЯ ВОЗДУШНЫХ ВИХРЕЙ В АТМОСФЕРЕ

Алиев И. Н., Лятифов Р. Э.

*Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана
(национальный исследовательский университет)
105005, г. Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5, Российская Федерация*

Аннотация

Цель. Рассмотрение простейшей модели движения точки в неинерциальной системе координат, объясняющей образование вихрей в атмосфере.

Процедура и методы. Проведено аналитическое решение для поставленной модели, получена оценка результатов модели и средних параметров реальных циклонов и антициклонов.

Результаты. Из полученного решения следует, что траектория имеет вид спирали, направление скрученности которой зависит от направлений силы Кориолиса и скорости точки, что связано с расположением области образования явления относительно полушарий Земли (северное – по часовой, южное – против). Рассмотрена зависимость решения от постановки граничных и начальных условий. Показано, что при математической постановке задач такого рода возникают трудности с введением граничных и начальных условий, связанных с сингулярностью в нулевой точке. На основе предложенной модели, а также из размерностных соображений получена оценка средних размеров циклонов и антициклонов.

Теоретическая значимость заключается в аналитическом обосновании связи движения точки в неинерциальной системе отсчёта с возникновением вихрей в атмосфере.

Ключевые слова: неинерциальная система, образование вихря, сила Кориолиса

A SIMPLE MODEL OF THE MECHANISM FOR THE GENERATION OF AIR VORTICES IN THE ATMOSPHERE

I. Aliev, R. Lyatifov

Bauman Moscow State Technical University

ul. Vtoraya Baumanskaya 5, Moscow 105005, Russian Federation

Abstract

Aim. We consider the simplest model of point motion in a non-inertial coordinate system, which explains the formation of vortices in the atmosphere.

Procedure and methods. The given model is analytically solved, and the results and average parameters of real cyclones and anticyclones are assessed.

Results. It follows from the obtained solution that the trajectory has the form of a spiral, whose twisting direction depends on the directions of the Coriolis force and the speed of the point, which is associated with the location of the region of the phenomenon formation relative to the Earth hemispheres (northern, clockwise; and southern, counterclockwise). The dependence of the solution on the formulation of boundary and initial conditions is considered. It is shown that in the mathematical formulation of problems of this kind, difficulties arise with the introduction of boundary and initial conditions associated with a singularity at the zero point. The proposed model and dimensional considerations make it possible to estimate the average sizes of cyclones and anticyclones.

Research implications. The theoretical significance lies in the analytical substantiation of the connection between the motion of a point in a non-inertial frame of reference and the occurrence of vortices in the atmosphere.

Keywords: non-inertial system, vortex formation, Coriolis force

Введение

Вихревое движение исследовали многие известные учёные. Теорий циклонов, начиная с середины XIX в. и по настоящее время, существует достаточно много [1–6], но большинство из них представляет лишь исторический интерес. Некоторые из этих теорий существовали достаточно длительное время, но законченной математической теории, учитывающей многочисленные физические факты, судя по всему, на сегодняшний день нет [7]. Изначально (в конце XIX в.) предполагалось, что вихри образуются за счёт вертикального градиента температур воздуха. Однако в начале XX века эта гипотеза была отвергнута [8]. В настоящее время считается наиболее приемлемым влияние вертикального перепада давлений как основной причины возникновения вихрей в атмосфере – циклонов, антициклонов, смерчей, тайфунов и ураганов [9].

Влияние незаслуженно забытой силы Кориолиса обычно считается вторичным [10]. Заметим, что вкратце влияние вращения Земли было упомянуто в работе [11].

Гидродинамическая теория вихрей получила подробное развитие (см. напр. [12]), причём этот подход имеет достаточно долголетнюю историю. Многочисленные приложения теоремы о циркуляции занимают большую часть статьи

В. Бьеркнеса, опубликованной ещё в 1898 г. [13]. В ней есть разделы, посвящённые созданию вращения посредством нагрева, принципу Архимеда, движению воздуха в дымоходе, пассатам, сухопутным и морским бризам, муссонам, циклонам, антициклонам и циркуляции в океанах. Интересно отметить, что статья многообещающе заканчивается заявлением “Fortsetzung folgt” или «продолжение следует». Современному развитию идей, изложенных в этой работе, была посвящена публикация А. Дж. Торпа, Х. Волкерта и М. Дж. Зимянски [14].

Однако во всех этих исследованиях подход к объяснению появления циклонов был чисто гидродинамический. В настоящем же исследовании решение частного случая задачи о движении точки в неинерциальной системе отсчёта приводит к выводу о связи этой силы с возникновением вихрей в атмосфере. Причём, что на наш взгляд существенно, теория вихрей не представляет возможным получения спиралеобразной структуры циклона, как это будет показано ниже (см. рис. 5).

Замечание. Хотелось бы обратить внимание на одно обстоятельство. Вихревые трубки или должны быть замкнуты, или начинаться и оканчиваться на поверхности [12; 18], причём не очень ясно, что должно быть на торцевых окончаниях этой трубки. Видимо, для поддержания этого режима там должны быть некоторые источники. Именно это обстоятельство нашло несколько неожиданное применение в другой области, что будет опубликовано в работе [19]. В этой статье теория сверхпроводимости Абрикосова объясняется наличием магнитных трубок, которые можно трактовать как нити с вихревыми токами с возможными источниками в виде магнитных монополей на торцах вихревых трубок, т. е. на поверхности.

В этом случае учёт коллективного влияния совокупности трубок приведёт к структуре магнитного поля сверхпроводника второго рода, квантование которого может подтвердить существование гипотетических монополей.

Модель

Рассмотрим двумерное движение точки массы m в горизонтальной плоскости неинерциальной системы отсчёта, вращающейся с угловой скоростью ω (рис. 1). Уравнение движения имеет вид:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{\text{цб}} + \vec{F}_k \quad (1)$$

где: $\vec{F}_{\text{цб}} = m\omega^2 \vec{r}$ – центробежная сила инерции,
 $\vec{F}_k = -2m[\vec{\omega}, \vec{v}]$ – кориолисова сила.

Решая задачу в полярных координатах, скорость и, соответственно, кориолисову силу разбиваем на радиальную и трансверсальную составляющие:

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_\varphi, \quad \vec{v}_r = \dot{r}\vec{e}_r, \quad \vec{v}_\varphi = r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi, \quad (2)$$

$$\vec{F}_k = -2m[\vec{\omega}, \vec{v}_r] - 2m[\vec{\omega}, \vec{v}_\varphi] = \vec{F}_k^\varphi + \vec{F}_k^r \quad (3).$$

где $\vec{e}_r$ и $\vec{e}_\varphi$ – соответствующие орты.

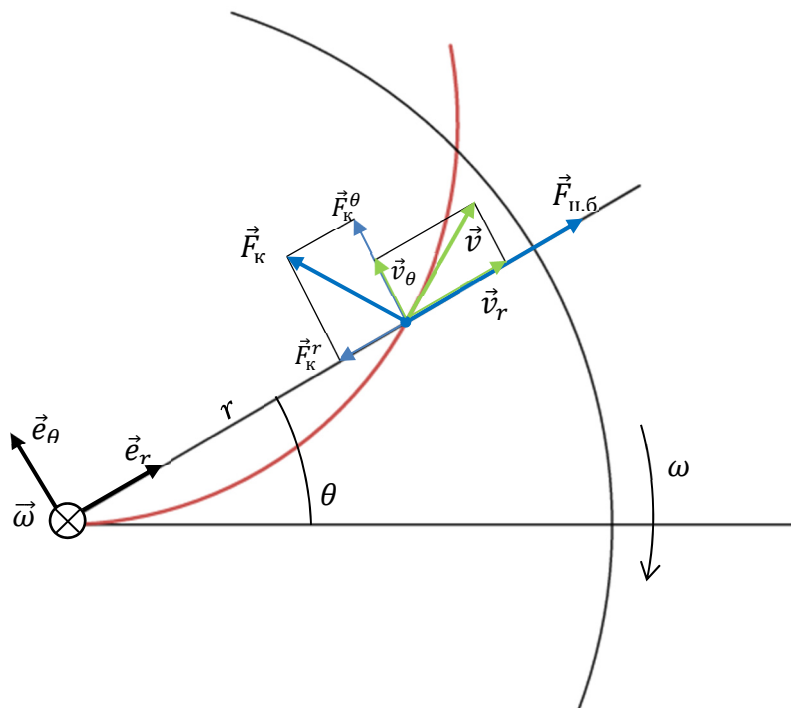


Рис. 1 / Fig. 1. Динамика движения точки в неинерциальной системе отсчёта / Dynamics of point motion in non-inertial frame of reference

Источник: составлено авторами.

Объединяя (1) – (3), получаем:

$$\begin{aligned}
 m \frac{d}{dt} (\vec{v}_r + \vec{v}_\varphi) &= m\omega^2 \vec{r} - 2m[\vec{\omega}, \vec{v}] \\
 m \frac{d}{dt} (v_r \vec{e}_r + v_\varphi \vec{e}_\varphi) &= m\omega^2 r \vec{e}_r - 2m[\vec{\omega}, \vec{v}_r] - 2m[\vec{\omega}, \vec{v}_\varphi] \\
 \frac{d}{dt} (v_r \vec{e}_r + v_\varphi \vec{e}_\varphi) &= \omega^2 r \vec{e}_r + 2\omega v_r \vec{e}_\varphi - 2\omega v_\varphi \vec{e}_r \\
 \frac{dv_r}{dt} \vec{e}_r + v_r \frac{d\vec{e}_r}{dt} + \frac{dv_\varphi}{dt} \vec{e}_\varphi + v_\varphi \frac{d\vec{e}_\varphi}{dt} &= \vec{e}_r (\omega^2 r - 2\omega v_\varphi) + \vec{e}_\varphi 2\omega v_r
 \end{aligned} \quad (4).$$

В последнее соотношение вошли производные от ортов в полярных координатах. В декартовых координатах этот вопрос не возникал, т. к. орты были жёстко привязаны к неподвижной системе координат и не менялись во времени по направлению.

Для вывода этих производных традиционно запишем, как видно из рис. 2, соотношения между ортами неподвижной декартовой и подвижной полярной системами координат и продифференцируем записанные соотношения с учётом того, что $\dot{e}_x = 0, \dot{e}_y = 0$ (напомним, что точка означает производную по времени).

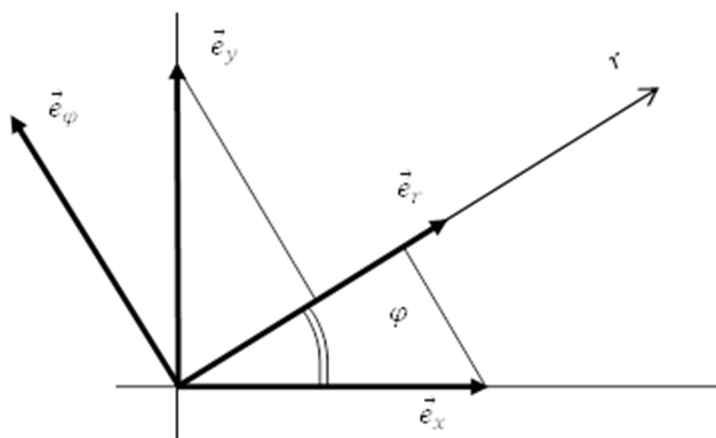


Рис. 2 / Fig. 2. К выводу производных ортов в полярных координатах /
Derivation of derivatives of unit vectors in polar coordinates

Источник: по данным авторов.

$$\begin{cases} \vec{e}_r = \vec{e}_x \cos \varphi + \vec{e}_y \sin \varphi \\ \vec{e}_\varphi = -\vec{e}_x \sin \varphi + \vec{e}_y \cos \varphi \\ \dot{\vec{e}}_r = (-\vec{e}_x \sin \varphi + \vec{e}_y \cos \varphi) \dot{\varphi} = \dot{\varphi} \vec{e}_\varphi \\ \dot{\vec{e}}_\varphi = (-\vec{e}_x \cos \varphi - \vec{e}_y \sin \varphi) \dot{\varphi} = -\dot{\varphi} \vec{e}_r \end{cases} \quad (5)$$

Подставив (5) в (4) и разделяя слагаемые на радиальную и тангенциальную составляющие, получаем систему:

$$\begin{cases} \dot{v}_r - \omega^2 r = v_\varphi (\dot{\varphi} - 2\omega) \\ \dot{v}_\varphi = v_r (2\omega - \dot{\varphi}) \end{cases} \quad (6)$$

Дальнейшее решение системы (6) можно провести двояко. На первом этапе, введя новые переменные $z(t) = \frac{\dot{r}(t)}{r(t)}$ и $y(t) = \dot{\varphi}(t) - \omega$ (соответственно, $\dot{y} = \ddot{\varphi}$), из

(6) получаем систему:

$$\begin{cases} \dot{y} + z^2 y = 0 \\ \dot{z} + z^2 = y^2 \end{cases} \quad (7),$$

которая сводится к нелинейному дифференциальному уравнению:

$$2y\ddot{y} - 3\dot{y}^2 + 4y^4 = 0 \quad (8).$$

Введя новую функцию $\dot{y}^2(y)$ уравнение (8) удаётся проинтегрировать с использованием метода варьирования постоянной: $\dot{y}^2 = -4y^4 + C_1 y^3$ или что тоже самое:

$$\ddot{\phi}^2 = -4(\dot{\phi} - \omega)^4 + C_1(\dot{\phi} - \omega)^3 \quad (9).$$

Постоянную интегрирования найдём из следующих соображений. Пусть при $t = 0_+$ (т. е. сразу после начала движения) $\dot{\phi}(0_+) = \ddot{\phi}(0_+) = 0$.

Второе из начальных условий, видимо, нуждается в некоторых разъяснениях: ввиду того, что r' естественно положить равным нулю при $t = 0$, тогда обе составляющие сил инерции: центробежная и радиальная обращаются в ноль, что приводит к занулению всех составляющих ускорения. Тогда с учётом (9): $C_1 = -4\omega$ и $\ddot{\phi}^2 = -4(\dot{\phi} - \omega)^3 \dot{\phi}$ получаем:

$$\begin{cases} r(t) = \frac{v_0}{\omega} \sqrt{(\omega t)^2 + 1} \cdot \arctg \omega t \\ \phi(t) = \omega t - \arctg \omega t \end{cases} \xrightarrow{\omega t \gg 1} \begin{cases} r(t) = v_0 t \cdot \pi / 2 \\ \phi(t) = \omega t - \pi / 2 \end{cases} \quad (10).$$

Последнее уравнение подстановками $p(t) = \dot{\phi}(t)$ и $\frac{p(t)}{\omega} = \sin^2 \alpha(t)$ приводит к решению вида: $\pm \omega t + C_2 = \frac{\sqrt{p}}{\sqrt{\omega - p}}$.

Константу интегрирования C_2 вновь находим из начальных условий: $p(0_+) = \dot{\phi}(0_+) = 0$.

С учётом $C_2 = 0$ получаем:

$$p = \dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} = \omega \frac{(\omega t)^2}{1 + (\omega t)^2} \quad (11).$$

После разделения переменных и несложного интегрирования:

$$\phi + C_3 = \omega t - \arctg \omega t.$$

С начальным условием $\phi(0_+) = 0$, окончательно для угла получаем зависимость:

$$\phi(t) = \omega t - \arctg \omega t \quad (12).$$

Далее перепишем первое из уравнений (6) в виде: $\dot{r}_r - \omega^2 r = r\dot{\phi}(\dot{\phi} - 2\omega)$, в которое подставим (11).

После преобразований и замены независимой переменной $\tau = \omega t$ вновь получаем нелинейное дифференциальное уравнение:

$$(1 + \tau^2)^2 \frac{d^2 r}{d\tau^2} - r = 0 \quad (13).$$

Учитывая, что решение настоящей задачи и так изобилует математическими преобразованиями, для записи решения (13) воспользуемся готовым справочным материалом – формулой 2.365 при $a = -1$ из [15].

$$\text{Тогда: } \frac{r}{\sqrt{\tau^2 + 1}} = C_4 + C_5 \arctg \tau \quad (14).$$

Учитывая, что $r(0_+) = 0$ получаем, что $C_4 = 0$. Далее:

$$v_r(t) = \frac{dr}{dt} = C_5 \frac{d}{dt} \left[\sqrt{(\omega t)^2 + 1} \cdot \arctg(\omega t) \right] =$$

$$= C_5 \left[\frac{\omega^2 t}{\sqrt{(\omega t)^2 + 1}} \arctg(\omega t) + \sqrt{(\omega t)^2 + 1} \frac{\omega}{(\omega t)^2 + 1} \right].$$

Из $v_r(0_+) = v_0$ следует, что $C_5 = \frac{v_0}{\omega}$. Окончательно (14) приобретает вид:

$$r(t) = \frac{v_0}{\omega} \sqrt{(\omega t)^2 + 1} \cdot \arctg \omega t \quad (15),$$

что совместно с (12) и является решением задачи.

Данное решение представляет собою спираль. Стоит также заметить, что при больших значениях времени система вырождается в классическую спираль Архимеда, сдвинутую по фазе:

$$\begin{cases} r(t) = \frac{v_0}{\omega} \sqrt{(\omega t)^2 + 1} \cdot \arctg \omega t \\ \varphi(t) = \omega t - \arctg \omega t \end{cases} \xrightarrow{\omega t \gg 1} \begin{cases} r(t) = v_0 t \cdot \pi / 2 \\ \varphi(t) = \omega t - \pi / 2 \end{cases} \quad (16).$$

После того как задача была решена и ответ в аналитическом виде (16) был получен, возник вопрос, как влияют начальные условия на структуру решения. Для этого начальную систему (6) преобразуем по-другому. Подставив определения составляющих скоростей (2) и введя замену $y(t) = \dot{\varphi}(t) - \omega$, приходим к:

$$\begin{cases} \ddot{r} - y^2 r = 0 \\ r\dot{y} + 2\dot{r}y = 0 \end{cases} \quad (17).$$

Разделив во втором уравнении переменные после интегрирования и подстановки в первое из уравнений (17), получаем:

$$-2 \frac{\dot{r}}{r} = \frac{\dot{y}}{y}$$

$$y = \frac{C}{r^2}$$

$$r^3 \ddot{r} = C \quad (18).$$

Если умножить обе части соотношения (18) на $2r\dot{r}$, то получается уравнение в полных дифференциалах. Однако проще вновь воспользоваться справочником [15], формула 6.209.

Решение выписывается в неявном виде:

$$(C_1 t - C_2)^2 + C_1 r^2 + C = 0.$$

Из начального условия

$$r(0) = 0 \quad (19)$$

$$\text{следует } C_2^2 + C = 0 \text{ и соответственно: } (C_1 t)^2 - 2C_1 C_2 t + C_1 r^2 = 0 \quad (20).$$

Продифференцировав (20) по времени и вновь воспользовавшись начальным условием (19), получаем $C_1^2 2t - 2C_1 C_2 + 2C_1 r \frac{dr}{dt} = 0$ и соответственно $C_1 C_2 = 0$.

Очевидным образом $C_1 \neq 0$.

Тогда $C_2 = 0$, и несложно показать, что $r = v_0 t$ (21).

Из первого из уравнений (17) с учётом того, что $\ddot{r} = \frac{dv_0}{dt} = 0$, легко получается $\varphi = \omega t + C_3 = \omega t$ (22).

Совокупность решений (16) переходит (с точностью до несущественных множителей) в (21, 22) асимптотически при $\omega t \gg 1$. Учитывая, что уже через сутки $\omega t \sim 6$, можно считать, что полученные решения близки и потому модель может считаться приемлемой для объяснения циклона.

Замечание к определению начальных условий (математическое дополнение)

Некоторое различие в решениях (16) и (21, 22), видимо, связано с начальными и граничными условиями. Дело в том, что при решении возникших дифференциальных уравнений они, естественно, потребовались. Однако, специфика задач решаемых в полярной (сферической, цилиндрической) системе координат предполагает появления сингулярности решения в точке $r = 0$ ($\rho = 0$). С этой точкой связана некоторая особенность. Так, если в декартовых координатах положить равной нулю одну из координат, например, $x = 0$, то другая координата y может принимать любое фиксированное значение. Если же в полярных координатах положить r равным нулю, то в отношении второй координаты φ возникает неопределённость. В силу этого, при записи начальных условий в задачах, подобных рассматриваемой, возникает проблема, связанная с $\varphi(0_+) = ?$, а тем более $\dot{\varphi}(0_+)$ и $\ddot{\varphi}(0_+)$.

Подобная ситуация также имеет место при попытках определения понятия δ -функции в упомянутых системах координат. Некоторые положения, связанные с этим вопросом, рассматриваются в задаче 2.7 [16, с. 103].

Причина этого достаточно серьёзна. Дело в том, что есть разница для предельного перехода $r \rightarrow 0$ в математическом и физическом плане. Если в формальной математике ничто не мешает устремить r к нулю, причём r может принимать любые сколь угодно малые значения, то в физическом смысле есть всегда ограничения, связанные с размерами реальных физических объектов, фигурирующих в задаче или, что ещё серьёзнее, со структурой пространства. Вкратце этот вопрос был затронут в заключении пособия [16].

Поэтому более корректной была бы запись начального условия не $r(0) = 0$, а, например, $r(0) = r_0$, где r_0 характерный минимальный размер задачи. Легко убедиться, что и подобное начальное условие по-прежнему приводит к решению спирального вида.

Оценка размеров циклона

На рис. 3 схематически представлены соответствующие скорости и силы. Здесь скорость пассата $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$ разложена на составляющие вдоль меридиана и параллели, соответственно разлагается сила Кориолиса $\vec{F}_k = \vec{F}_{\parallel} + \vec{F}_{\perp}$.

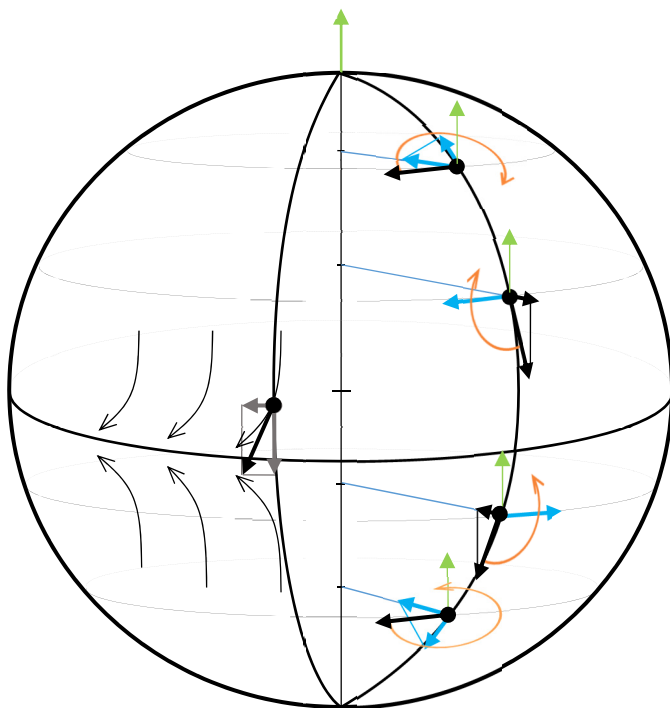


Рис. 3 / Fig. 3. Распределение скоростей и сил Кориолиса при образовании вихрей в атмосфере / Distribution of velocities and Coriolis forces during the formation of vortices in the atmosphere.

Источник: составлено авторами.

Замечание. Судя по направлению сил Кориолиса по отношению к скоростям (рис. 3) завихрения в северном полушарии, вызванные силой Кориолиса направлены по часовой стрелке. Видимо, предложенная модель скорее объясняет образование антициклона. Аналогичная ситуация возникает в южном полушарии, но там вращение происходит против часовой стрелки (рис. 3). Ввиду некоторого разночтения терминологии будем считать, и это считается общепринятым, что единственно сколь-нибудь значительная разница между тропическими циклонами, циклонами, антициклонами, тайфунами и ураганами – это географическое расположение и направление кругового завихрения воздушных потоков.

Решение системы (12, 15), полученное численным моделированием (рис. 4), по форме действительно напоминает завихрения вихря в атмосфере (рис. 5). В

самом деле, большинство циклонов рождается в экваториальной области (тропические циклоны), где постоянно присутствуют ветры-пассаты. Их можно рассматривать в качестве первопричины образования вихревого движения масс воздуха по окружности.

В пользу последнего обстоятельства говорит и тот факт, что на экваторе горизонтальная составляющая силы Кориолиса равна нулю, поэтому в зоне $0^{\circ} - 5^{\circ}$ широты мощных вихрей не наблюдается.

Рассматриваемая модель может быть применена к сильным мелкомасштабным вихрям (смерчи, торнадо, тромбы), которые могут вращаться в любую сторону. Вертикальное движение в них связано с термической стратифицированной неустойчивостью из-за перепада температур между грозовым облаком и землёй (или океаном). В этом случае завихрение вихря можно объяснить только силой Кориолиса. В случае принятия этой модели достаточно просто удаётся объяснить и горизонтальное же движение вихря как целого (с учётом эффекта Магнуса).

В связи с этим, уместно вспомнить лекцию, прочитанную Н. Е. Жуковским в 1891 г. в пользу гельмгольцовского фонда, цитату из которой мы сочли нужным привести: «... сложные аналитические формулы освящались и представлялись в ясной наглядной форме, благодаря удачным геометрическим представлениям» (подробнее см. в [17]).

При сравнении рис. 4 и рис. 5 видно, что характерным размером циклона можно считать оборот спирали за один период, тогда $R = Tv_0 \sim \frac{2\pi v_0}{\omega}$, что также является следствием размерностных соображений.

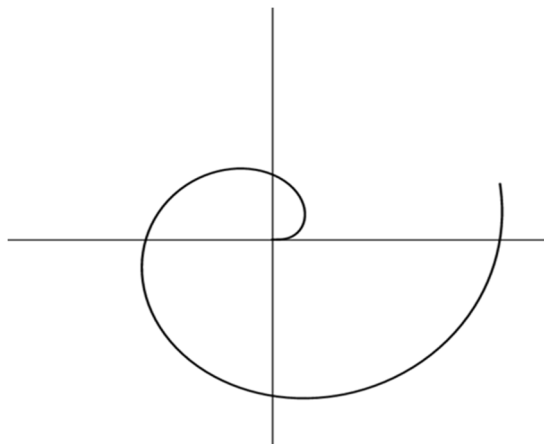


Рис. 4 / Fig. 4. Траектория тела во вращающейся системе отсчёта / Body trajectory in a rotating frame of reference.

Источник: составлено авторами.

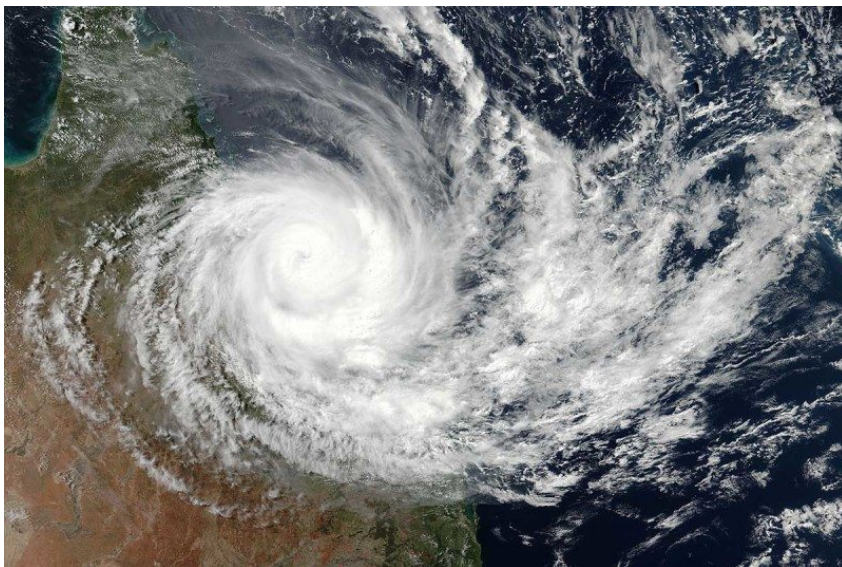


Рис. 5 / Fig. 5. Фотография циклона / Photo of a cyclone.

Источник: Tropical Cyclone Debbie (13P) over eastern Australia [Электронный ресурс] // Wikimedia Commons : [сайт]. URL: <https://clck.ru/34guQg> (дата обращения: 12.01.2023).

Проведём соответствующие оценки. Характерные скорости пассатов $v_0 \sim 5-10 \text{ м/с}$, угловая скорость вращения Земли $\omega = \frac{2\pi}{24 \cdot 3600} \approx 7.25 \cdot 10^{-5} \text{ 1/с}$. Тогда средний размер циклона $R \sim \frac{2\pi v_0}{\omega} \sim 400-800 \text{ км}$. Учитывая, что, согласно экспериментальным данным, тропические циклоны в поперечине обычно 200–900 км, можно считать полученный результат вполне приемлемым, а решение задачи – простейшей моделью циклона или антициклона.

Заключение

По причинам, частично изложенным во введении, в современной периодической литературе нет статей, посвящённых законченной физико-математической теории вихрей в атмосфере. Публикации, в основном, носят описательный характер метеорологических наблюдений. Связано это также с тем, что попытки расчёта трёхмерного термогазодинамического течения, привязанного к множеству физических факторов, которые надо ввести в уравнения или граничные и начальные условия задачи, практически неразрешимы даже для современных ЭВМ. Отметим ещё одно обстоятельство. В околону научной литературе регулярно появляются гипотезы, строгость которых вызывает сомнение. Так в опубликованной книге [18] в качестве причины возникновения гигантского вихря называют взаимодействие дипольного электрического момента молекул воды с магнитным полем Земли. Подобная модель не выдерживает никакой критики, хотя

бы из-за несравнимости размеров причины и следствия, не говоря уж о коллективных эффектах.

Статья поступила в редакцию 18.01.2023 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М.: Мир, 1986. 415 с.
2. Frank W. M. The structure and energetics of the Tropical Cyclone I. Storm structure // Monthly Weather Review. 1977. Vol. 105. Iss. 9. P. 1119–1135. DOI: 10.1175/1520-0493(1977)105<1119:TSAEOT>2.0.CO;2.
3. Ooyama K. V. Conceptual evolution of the theory and modeling of the tropical cyclone // Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II. 1982. Vol. 60. Iss. 1. P. 369–380. DOI: 10.2151/jmsj1965.60.1_369.
4. Emanuel K. A. The finite-amplitude nature of tropical cyclogenesis // Journal of the Atmospheric Sciences. 1989. Vol. 46. No. 22. P. 3431–3456. DOI: 10.1175/1520-0469(1989)046<3431:TFANOT>2.0.CO;2.
5. Emanuel K. A. The theory of hurricanes // Annual Review of Fluid Mechanics. 1991. Vol. 23. P. 179–196. DOI: 10.1146/annurev.fl.23.010191.001143.
6. Chan J. C. L. The physics of tropical cyclone motion // Annual Review of Fluid Mechanics. 2005. Vol. 37 (1). P. 99–128. DOI: 10.1146/annurev.fluid.37.061903.175702.
7. Перевезенцев Ю. П., Мохов И. И., Елисеев А. В. Теория общей циркуляции атмосферы. Казань: Изд-во Казанского университета, 2013. 224 с.
8. Погосян Х. П. Общая циркуляция атмосферы. М.: Гидрометеиздат, 1972. 394 с.
9. Лучков Б. Можно ли укротить ураганы // Научная сессия МИФИ-2005: сборник научных трудов. Т. 7: Астрофизика и космонавтика. Математические методы. Ускорительная техника. М.: МИФИ, 2005. С. 62–63.
10. Пермяков М. С. Необходимые условия развития тропического циклона // Метеорология и гидрология. 1992. № 7. С. 54–60.
11. Мельников В. П., Смульский И. И. Механизмы атмосферных вихрей // Криосфера Земли. 1997. Т. 1. № 1. С. 87–96.
12. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе И. В. Теоретическая гидромеханика. М.: ГИФМЛ, 1963. Т. 1. 584 с.
13. Bjerkness V. Über einer hydrodynamischen Fundamentalsatz und seine Anwendung besonders auf die Mechanik der Atmosphäre und des Weltmeeres // Kongliga Svenska Vetenskaps-Academiens Nya Handlingar. 1898. Bd. 31. No. 4. P. 1–35.
14. Thorpe A. J., Volkert H., Ziemianski M. J. The Bjerknes' circulation theorem. A historical Perspective // Bulletin of the American Meteorological Society. 2003. Vol. 84. Iss. 4. P. 471–480. DOI: 10.1175/BAMS-84-4-471.
15. Камке Э. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1965. 703 с.
16. Алиев И. Н. Термодинамика и электродинамика сплошных сред: учебное пособие для студентов высших технических учебных заведений. М.: Издательство МГТУ, 2018. 406 с.
17. Жуковский Н. Е. Теоретические основы воздухоплавания. М.: Гостехиздат, 1925. 306 с.
18. Манташьян П. Н. Вихри: от молекул до галактик. Ставрополь: Юрсит, 2007. 106 с.
19. Алиев И. Н., Самедова С. А., Ляtifов Р. Э. Квазиклассическое квантовое обобщение уравнений Лондонов и гипотеза монополей. Вестник МГТУ им Н. Э. Баумана. Сер.

Естественные науки 2023 №4(109) С.39-51. DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2023-4-39-51>.

REFERENCES

1. Gill A. *Atmosphere-ocean dynamics*. New York. Acad. Press, 1982. 662 p.
2. Frank W. M. The structure and energetics of the tropical cyclone I. Storm structure. In: *Monthly Weather Review*, 1977, vol. 105, iss. 9, pp. 1119–1135. DOI: 10.1175/1520-0493(1977)105<1119:TSAEOT>2.0.CO;2.
3. Ooyama K. V. Conceptual evolution of the theory and modeling of the tropical cyclone. In: *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 1982, vol. 60, iss. 1, pp. 369–380. DOI: 10.2151/jmsj1965.60.1_369.
4. Emanuel K. A. The finite-amplitude nature of tropical cyclogenesis. In: *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1989, vol. 46, no. 22, pp. 3431–3456. DOI: 10.1175/1520-0469(1989)046<3431:TFANOT>2.0.CO;2.
5. Emanuel K. A. The theory of hurricanes. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1991, vol. 23, pp. 179–196. DOI: 10.1146/annurev.fl.23.010191.001143.
6. Chan J. C. L. The physics of tropical cyclone motion. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2005, vol. 37 (1), pp. 99–128. DOI: 10.1146/annurev.fluid.37.061903.175702.
7. Perevezentsev Yu. P., Mokhov I. I., Yeliseyev A. V. *Teoriya obshchei tsirkulyatsii atmosfery* [Theory of general circulation of the atmosphere]. Kazan. Kazan University Publ., 2013. 224 p.
8. Pogosyan Kh. P. *Obshchaya tsirkulyatsiya atmosfery* [General Atmospheric Circulation]. Moscow, Gidrometeoizdat Publ., 1972. 394 p.
9. Luchkov B. [Is it possible to tame hurricanes?]. In: *Nauchnaya sessiya MIFI-2005. T. 7: Astrofizika i kosmonavtika. Matematicheskie metody. Uskoritel'naya tekhnika* [Scientific session MEPhI-2005. Vol. 7: Astrophysics and astronautics. Mathematical methods. Accelerating technology]. Moscow, MEPhI Publ., 2005, pp. 62–63.
10. Permyakov M. S. [Necessary conditions for the development of a tropical cyclone]. In: *Meteorologiya i gidrologiya* [Meteorology and Hydrology], 1992, no. 7, pp. 54–60.
11. Melnikov V. P., Smulsky I. I. [Mechanisms of atmospheric vortices]. In: *Kriosfera Zemli* [Cryosphere of the Earth], 1997, vol. 1, no. 1, pp. 87–96.
12. Kochin N. E., Kibel I. A., Roze I. V. *Teoreticheskaya gidromekhanika* [Theoretical Hydro-mechanics]. Moscow, GIFML Publ., 1963. 584 p.
13. Bjerkness V. Über einer hydrodynamischen Fundamentalsatz und seine Anwendung besonders auf die Mechanik der Atmosphäre und des Weltmeeres. In: *Kongliga Svenska Vetenskaps-Academiens Nya Handlingar*, 1898, Bd. 31, no. 4, pp. 1–35.
14. Thorpe A. J., Volkert H., Ziemianski M. J. The Bjerknes' circulation theorem. A historical Perspective. In: *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2003, vol. 84, iss. 4, pp. 471–480. DOI: 10.1175/BAMS-84-4-471.
15. Kamke E. *Differentialgleichungen: Lösungsmethoden und Lösungen, I, Gewöhnliche Differentialgleichungen*, Leipzig, B. G. Teubner, 1977.
16. Aliev I. N. *Termodinamika i elektrodinamika sploshnykh sred* [Thermodynamics and electrodynamics of continuous media]. Moscow, Bauman Moscow State Technical University Publ., 2018. 406 p.
17. Zhukovsky N. E. *Teoreticheskie osnovy vozdukhoplavaniya* [Theoretical foundations of aeronautics]. Moscow, Gostekhizdat Publ., 1925. 306 p.
18. Mantash'yan P. N. *Vikhri: ot molekul do galaktik* [Vortices: from molecules to galaxies]. Stavropol, Yurkit Publ., 2007. 106 p.

19. Aliev I. N., Samedova S. A., Lyatifov R. E. [Quasi-classical quantum generalization of the London equations and the monopole hypothesis]. In: *Vestnik Moskovskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta im. N. E. Baumana. Seriya "Yestestvennye nauki"* [Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series Natural Sciences], 2023, no. 4 (109), pp. 39–51. DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2023-4-39-51>.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Алиев Исмаил Новруз оглы – доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Физика» Московского государственного технического университета имени Н. Э. Баумана;

e-mail: alievprof@yandex.ru;

Лятифов Роман Эйнулла оглы – студент факультета фундаментальных наук Московского государственного технического университета имени Н. Э. Баумана;

e-mail: lyatifovrea@student.bmstu.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Ismail Novruz oglu Aliev – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University;

e-mail: alievprof@yandex.ru;

Roman Eynulla oglu Lyatifov – Student, Department of Fundamental Sciences, Bauman Moscow State Technical University;

e-mail: lyatifovrea@student.bmstu.ru

ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Алиев И. Н., Лятифов Р. Э. Простая модель механизма зарождения воздушных вихрей в атмосфере // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2023. № 2. С. 6–19.

DOI: [10.18384/2310-7251-2023-2-6-19](https://doi.org/10.18384/2310-7251-2023-2-6-19).

FOR CITATION

Aliev I. N., Lyatifov R. E. A simple model of the mechanism for the generation of air vortices in the atmosphere. In: *Bulletin of the Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics*, 2023, no. 2, pp. 6–19.

DOI: [10.18384/2310-7251-2023-2-6-19](https://doi.org/10.18384/2310-7251-2023-2-6-19).