

Л.Н. Карлин, Л.Т. Матвеев, Ю.Л. Матвеев

ОБ ЭФФЕКТЕ БАРОКЛИННОСТИ В ФОРМИРОВАНИИ ВИХРЕВЫХ ДВИЖЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

Качественно-физический анализ уравнений вихря скорости движения и притока (баланса) тепла, количественные оценки по данным наблюдений, результаты математического (численного) моделирования и обобщение повседневного опыта работы с синоптико-аэрологическими материалами приводят к заключению, что в формировании, развитии и движении вихрей синоптического масштаба существенна роль бароклинного фактора – геострофической адвекции температуры, влажности и солёности. Вытекающие из этого анализа заключения позволяют объяснить (истолковать) особенности образования, эволюции и движения тропических циклонов в атмосфере и синоптических вихрей (рингов) в океане.

С вихревыми движениями, наблюдаемыми в атмосфере, тесно связаны перенос и преобразование тепла и влаги, образование облаков и осадков и, в конечном счете, изменения погоды и климата. Столь же существенна роль вихрей в океане.

В воздушной и водной оболочках Земли наблюдаются вихри самого различного размера. Особенно большой интерес представляют синоптические вихри, горизонтальный масштаб которых порядка $10^2 - 10^3$ км в атмосфере и $10^1 - 10^2$ км в океане.

Не претендуя на сколько-нибудь полное толкование многочисленных особенностей строения и движения вихрей, мы ставим перед собой цель – обратить внимание на дополнительные эффекты, способствующие зарождению и развитию вихрей, оказывающие влияние на их строение и движение.

Несмотря на то, что исследованию вихрей посвящено огромное число работ, все попытки установить признаки и (или) критерии, отделяющие неразвивающиеся возмущения (вихри) от развивающихся, пока, по мнению автора [1], успеха не имели.

Исходная система уравнений, используемая для анализа процессов возникновения и развития вихрей в атмосфере и океане, включает уравнения: состояния, движения, неразрывности, переноса тепла, радиации, водяного пара и водности (в атмосфере), солей (в океане).

Выпишем здесь лишь уравнения движения:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + lv + F_x, \tag{1}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - lu + F_y, \tag{2}$$

где $d/dt = \partial/\partial t + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$ – оператор полной (индивидуальной) производной; u, v, w – проекции скорости движения на оси x, y, z декартовой системы координат (ось z направлена по вертикали вверх); ρ – плотность воздуха или воды; p – давление; F_x, F_y – проекции силы трения, действующей на единичную массу; $l = 2\omega \sin\varphi$ – кориолисов параметр.

Уже давно подмечено [2], что вместо уравнений (1), (2) более целесообразно использовать уравнения для вертикальной составляющей $\Omega_z = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$ вихря скорости движения и дивергенции ее $D = \partial u/\partial x + \partial v/\partial y$, поскольку при этом исключается малая разность двух больших величин (градиента давления и кориолисовой силы), содержащаяся в (1), (2).

Для достижения поставленной цели – качественно-физического анализа условий возникновения вихрей в атмосфере и океане – достаточно выписать уравнение для Ω_z . Оно получается путем дифференцирования уравнения (2) по x , а (1) по y и последующего вычитания:

$$\frac{d\Omega_z}{dt} = -\frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) - (\Omega_z + l) D + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \beta v_N, \tag{3}$$

где v_N – меридиональная составляющая скорости движения; $\beta = 2\omega \cos\varphi$ – параметр Россби (φ – широта, a – радиус Земли, $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ – угловая скорость суточного вращения ее).

Атмосфера. Достаточно полный анализ уравнения (3), с оценкой порядка величины и сопоставлением с данными наблюдений, приведен в [3]. Здесь лишь отметим, что при оценке роли II члена (дивергентного), который некоторые авторы считают главным членом в (3), всегда следует учитывать III (порожденный турбулентным трением) член, поскольку члены эти противоположны по знаку и одного порядка величины. Дивергентный член не может играть определяющей роли в зарождении вихрей по чисто логическим соображениям: до возникновения вихря он равен нулю (поскольку $D = 0$), а после возникновения, например, циклона в нем наблюдаются сходимость (конвергенция) потоков ($D < 0$) и приток массы к центральной части вихря. За счет этого притока давление в центре циклона растет, а вихрь ослабевает (поскольку уменьшается перепад давления между центром и периферией). В то же время, согласно (3), при $D < 0$ вихрь под влиянием дивергентного члена усиливается во времени ($d\Omega_z/dt > 0$). Таким образом, дивергентный член в (3) не только не играет определяющей роли, но и должен быть перекрыт (в случае углубления циклона) другими факторами. IV член в (3) наибольшую роль играет вблизи неровностей (гор) земной поверхности и дна океана, где велики производные $\partial w/\partial x$ и $\partial w/\partial y$ (вертикальная скорость сильно изменяется по горизонтали).

Основная цель статьи сводится к анализу условий возникновения и последующего развития вихря под влиянием I члена в правой части (3), обусловленного бароклинностью среды – зависимостью плотности не только от давления, но и от температуры и влажности (в атмосфере), температуры и солености (в океане).

Вне всякого сомнения, член этот в том виде, в каком он представлен в (3), известен давным-давно. Однако на основе такого вида I члена очень трудно сформулировать какие-либо правила относительно развития вихря.

Сформулировать такие правила и одновременно количественно оценить бароклиновый член по данным наблюдений представилось возможным после того, как он был приведен в [4] к виду

$$-\frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \equiv \frac{1}{T_v} \left(u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_g \frac{\partial T_v}{\partial y} \right). \quad (4)$$

При получении этого соотношения использовано уравнение состояния влажного воздуха $\rho = p/(R T_v)$ (5)

и вместо составляющих градиента давления введены составляющие скорости геострофического ветра:

$$u_g = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \quad v_g = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (6)$$

Здесь $T_v = T(1 + 0,61q)$ – виртуальная температура; T – температура воздуха; q – массовая доля водяного пара; R – удельная газовая постоянная сухого воздуха. Подчеркнем, что соотношение (4) – точное в том смысле, что при его получении не сделано никаких предположений.

Согласно (4) и (3) под влиянием бароклинности в движущейся воздушной массе возникает новый или усиливается существующий циклонический вихрь при адвекции холода и (или) более сухого (с меньшими значениями q) воздуха, при адвекции же тепла и (или) более влажного воздуха) зарождается новый или усиливается существующий антициклонический вихрь.

С целью доказательства важной роли бароклинового фактора в образовании и развитии вихрей синоптического и более крупного масштабов на протяжении 40 лет, прошедших после опубликования статьи [4], выполнены работы [3, 5–12 и др.], в которых приведены количественные оценки (4) по данным наблюдений (в том числе непрерывных записей метеовеличин), использованы многолетний опыт анализа синоптических и аэрологических материалов и установленные на его основе эмпирические закономерности, построены численные модели образования и эволюции вихрей в бароклиновой среде. Основным вывод, сделанный на основании этих исследований, сводится к тому, что вихревые движения синоптического масштаба возникают в областях (зонах) со значительными (примерно на порядок превосходящими средние значения) горизонтальными градиентами температуры и влажности воздуха. В таких областях бароклиновый фактор играет

определяющую роль в зарождении вихрей. Уже по истечении 12–24 ч вихрь под влиянием одного лишь бароклинного члена достигает значений, вполне сравнимых с наблюдаемыми в природе.

Остановимся на более детальном анализе таких важных с научной и прикладной точек зрения явлений, как тропические циклоны (ТЦ) в атмосфере и синоптические вихри в океане.

Из всех многочисленных данных, собранных о ТЦ, важно отметить здесь следующее: 1) ТЦ зарождаются при натекании холодного воздуха на более теплую поверхность воды (с T выше 26–27 °С), наиболее часто – во внутритропической зоне конвергенции; 2) после прохождения ТЦ в океане формируется след холодной воды; 3) в процессе образования и развития влияние ТЦ распространяется до расстояний, многократно превышающих его радиус; 4) скорость ветра и другие метеовеличины распределены (относительно центра) в ТЦ несимметрично; 5) траектория ТЦ нередко очень сложная: петли, движение в обратном направлении, остановка; 6) после выхода на сушу ТЦ начинает заполняться. Учет бароклинного фактора позволяет увязать между собой и истолковать эти и некоторые другие данные.

Если циклон радиусом R смещается со скоростью u_c и при этом температура слоя воды толщиной h_b понижается на ΔT_b , то океан теряет, а циклон получает количество тепла

$$\varepsilon = c_b \rho_b h_b 2R u_c \Delta T_b \tau. \quad (7)$$

Здесь $c_b \approx 4,1868 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К) – массовая (удельная) теплоемкость воды; $\rho_b \approx 10^3$ кг/м³ – плотность воды; τ – время движения ТЦ по поверхности океана. При $h_b = 100$ м, $\Delta T_b = 1$ °С, $R = 200$ км, $u_c = 10$ м/с и $\tau = 7$ сут находим оценку $\varepsilon = 1,013 \cdot 10^{21}$ Дж, совпадающую с полученной в [1].

Количество (поток) тепла, поступающего в ТЦ за 1 с через единичную площадь (1 м²) поверхности океана (она же нижняя граница ТЦ), составляет

$$Q = \varepsilon / (\pi R^2 \tau) = 2c_b \rho_b h_b \Delta T_b u_c / (\pi R). \quad (8)$$

При принятых выше вполне реальных значениях параметров $Q = 13,3$ кВт/м². Этот поток исключительно велик: он почти в 10 раз превышает поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы – солнечную постоянную (1,37 кВт/м²).

Извлеченное из океана тепло идет, с одной стороны, на повышение температуры воздуха в ТЦ (явное тепло), а с другой – на испарение морской воды и увеличение массы водяного пара (скрытое тепло). Поскольку вблизи поверхности океана водяной пар находится в насыщенном состоянии, то приращения температуры воздуха ΔT и массовой доли водяного пара Δq связаны между собой уравнением Клазиуса–Клапейрона

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{L}{R_n} \frac{\Delta T}{T^2}, \quad (9)$$

где L – массовая (удельная) теплота парообразования; R_n – газовая постоянная водяного пара.

Из потока тепла, поступившего в ТЦ из океана, явное и скрытое тепло увеличивается на $c_p \Delta T$ и $L \Delta q$ соответственно. С учетом (9) и формулы для $q = 0,622 E(T)/p$ их отношение β принимает вид

$$\beta = \frac{L \Delta q}{c_p \Delta T} = \frac{0,622}{c_p} \frac{L^2}{R_n p_0} \frac{E(T_0)}{T_0^2}. \quad (10)$$

Здесь p_0 и T_0 – давление и температура воздуха вблизи уровня океана; c_p – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; $E(T_0)$ – давление насыщенного водяного пара при T_0 .

Приведем значения β при $p_0 = 1000$ гПа:

$T_0, \text{°C}$	40	30	20	10	0
β	5,76	3,62	2,18	1,25	0,58

При обычных для низких широт значениях T_0 (от 20 до 32 °С) отношение β изменяется от 2 до 4. Из общего притока энергии из океана на испарение расходуется часть, равная $L \Delta q / (c_p \Delta T + L \Delta q) = \beta / (1 + \beta)$, на повышение температуры – $c_p \Delta T / (c_p \Delta T + L \Delta q) = 1 / (1 + \beta)$. При $\beta = 3$ первая часть составляет 3/4, а вторая 1/4.

Посредством вертикальных движений и турбулентного обмена явное тепло и водяной пар от поверхности океана распространяются на весь слой, охваченный вихревым движением

(практически до верхней границы тропосферы – тропопаузы). Тепло, затраченное на испарение морской воды, в последующем выделяется в атмосфере в процессе образования облаков. Можно, таким образом, считать, что практически все тепло, извлеченное из океана, идет на повышение температуры воздуха в циклоне.

Изменение температуры и влажности во времени и распределение тепла и влаги в пространстве описываются с помощью уравнений притока тепла, водяного пара и водности. Они присоединяются к системе динамических уравнений при построении численных моделей (в наших работах – с широким использованием метода инвариантов).

Запишем здесь уравнение притока тепла в следующем виде:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = c_p \underbrace{w(\gamma - \gamma_a)}_I + \underbrace{\partial Q_z / \partial z}_{II} - c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + (\underbrace{\partial Q_x / \partial x}_{III} + \underbrace{\partial Q_y / \partial y}_{IV}), \quad (11)$$

где $\gamma = -\partial T / \partial z$ – вертикальный градиент температуры; γ_a – сухо- или влажноадиабатический градиент T (в ненасыщенном влажном или облачном воздухе соответственно); Q_x, Q_y, Q_z – составляющие турбулентного потока тепла.

В уравнении (11) учтены конвективный I, адвективный III, турбулентный II, IV и конденсационный (путем замены γ_a на $\gamma_{ва}$) притоки тепла. Слагаемые I и II обеспечивают перенос и перераспределение тепла, поступившего из океана, по вертикали. Слагаемые III и IV – взаимодействие ТЦ с окружающей его средой по горизонтали. Не ставя цели построения численной модели и оставаясь в рамках качественно-физического анализа, приведем оценку основных членов уравнения (11).

Прежде всего, оценим то среднее (по всему вертикальному столбу) повышение температуры ΔT , которое обусловлено притоком тепла из океана. Поскольку за 1 с в столб единичного сечения поступает из океана количество тепла, равное Q , то

$$m c_p \Delta \theta' = Q \Delta t. \quad (12)$$

Здесь $m = (p_0 - p_H) / g$ – масса столба между уровнем океана и тропопаузой, где p_0 и p_H – давление; g – ускорение свободного падения; Δt – интервал времени, для которого определяется ΔT ; $\Delta \theta'$ – приращение потенциальной температуры θ , связанное с ΔT соотношением

$$\Delta \theta' = \Delta T (1000/\bar{p})^{0,286}; \quad (13)$$

\bar{p} – давление воздуха на среднем (по массе) уровне.

Полагая $1000/\bar{p} = 2$ и принимая во внимание (9) и (13), перепишем (12) в виде

$$\Delta T = 7,7 \cdot 10^2 \frac{h_b \Delta T_b u_c}{(p_0 - p_H) R} \Delta t, \quad (14)$$

где R выражено в км, $(p_0 - p_H)$ – гПа, h_b – м, u_c – м/с, Δt – ч.

При $h_b = 100$ м, $\Delta T_b = 1^\circ\text{C}$, $u_c = 10$ м/с, $R = 200$ км и $p_0 - p_H = 900$ гПа температура столба повышается за $\Delta t = 1$ ч на $\Delta T = 4,3^\circ\text{C}$. Даже при $h_b, \Delta T_b$ и u_c , в два раза меньших, температура столба повышается в среднем на $0,53^\circ\text{C}$ за 1 ч или на $12,8^\circ\text{C}$ за сутки.

Поскольку значительного повышения температуры в ТЦ не наблюдается (она в центральной части ТЦ за все время существования его повышается всего лишь на несколько градусов), то должен существовать механизм, обеспечивающий понижение T примерно с такой же скоростью. Таким механизмом служит приток (адвекция) холода.

Адвекция тепла (холода) обусловлена как общим переносом воздушных масс (внешним по отношению к ТЦ), так и особенностями распределения скорости движения, температуры, влажности, облачности внутри самого ТЦ.

Анализ синоптических материалов [13, 14] и оценка слагаемого III для конкретных случаев [15] показывают, что не только при зарождении, но и последующем развитии в области ТЦ наблюдается перенос (вторжение) холодного воздуха, охватывающий большую часть тропосферы.

Под влиянием особенностей внутреннего строения ТЦ, как правило, несимметричного относительно центра, возникает адвекция T как в радиальном, так и тангенциальном направлении.

Разность температур и адвекция в тангенциальном направлении, в значительной степени ответственная (наряду с внешней адвекцией) за нарушение симметрии ТЦ, возникают вслед-

ствие неравномерного притока тепла из океана. В передней части ТЦ этого тепла поступает значительно больше (по данным измерений до 2–3 раз [16]), чем в тыловой, поскольку последняя движется над уже охлажденной водной поверхностью. Разность T между передней и тыловой частями ТЦ в нижней тропосфере составляет 1–5°C [17]. Обусловленная этой разностью адвекция T положительна (адвекция тепла) слева от направления движения ТЦ и отрицательна (адвекция холода) – справа.

С учетом того что разность температур в радиальном и тангенциальном направлениях достигает нескольких градусов, радиальная составляющая скорости $5 \div 20$ м/с, а тангенциальная $30 \div 80$ м/с, приходим к заключению, что под влиянием адвекции температура в циклоне понижается на столько же, на сколько она возрастает под влиянием притока тепла из океана (конвективного фактора), т.е., как правило, на несколько градусов в час.

Полученные оценки изменения T под влиянием адвекции используем для оценки изменения вихря Ω_z во времени под влиянием бароклинного члена I в уравнении (3), записанного в виде соотношения (4).

Второй множитель в правой части (4) – геострофическая адвекция T_v , с обратным знаком – никак не меньше (по модулю) адвекции T , поскольку u_g, v_g , особенно в низких широтах, больше (по модулю) u и v . Нельзя не учитывать и того, что адвекция T_v включает адвекцию T и влажности q , которые, как правило, одного знака: с адвекцией тепла связана адвекция больших q , адвекцией холода – адвекция меньших q .

Таким образом, есть все основания полагать, что второй множитель в правой части (4) принимает значения порядка нескольких градусов за час. Отметим, что в умеренных широтах во фронтальных зонах, где только и зарождаются синоптические вихри, максимум изменения T под влиянием адвекции также приходится на $5 \div 6^\circ\text{C}/\text{ч}$ [3].

Полагая $\varphi = 10^\circ\text{с.ш.}$, $T_v = 300$ К и $(\partial T_v/\partial t)_{\text{adv}} = -(4 \div 8)^\circ\text{C}$, получаем для скорости изменения вихря Ω_z во времени под влиянием бароклинности оценку:

$$(\partial\Omega_z/\partial t)_{\text{бркл}} \approx (0,94 \div 1,88) \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-2}.$$

По истечении 7 сут (из них 2 сут приходится на стадию депрессии) под влиянием адвекции T_v в движущейся воздушной массе сформируется вихрь $(5,7\text{--}11,3) \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

На расстоянии 200–300 км от центра тангенциальная составляющая скорости ветра при этих условиях достигнет $17 \div 34$ м/с. Полученная оценка справедлива для циклона в целом. Если же учесть, что притоки тепла из океана и адвекция T_v существенно (до 2–3 раз) различны в разных частях циклона (прежде всего, в передней и тыловой), то приходим к заключению, что под влиянием бароклинного фактора (4) за несколько суток может сформироваться вихрь, скорость ветра в отдельных частях которого может достигать 50–90 м/с.

Неравномерность адвекции T_v приводит к нарушению симметрии в распределении метеовеличин, к разной скорости изменения вихря во времени (в частности, справа и слева от направления движения ТЦ за счет тангенциальной составляющей адвекции) и, как следствие, к формированию траекторий движения ТЦ очень сложного вида (может несколько раз пересекаться, образовывать петли и др.).

К настоящему времени накоплено большое количество данных, подтверждающих развиваемый взгляд на образование и эволюцию ТЦ под влиянием бароклинного фактора. Наиболее часто ТЦ зарождаются во внутритропической зоне конвергенции (ВЗК) при натекании (вторжении) холодного воздуха на теплое течение. Согласно данным [18] до 85 % всех тайфунов, наблюдаемых в западной части Тихого океана (в среднем около 30 ураганов за сезон), зарождаются в ВЗК при вторжениях холодного воздуха из Южного полушария в Северное. При этом за 3–4 дня до возникновения ТЦ в умеренных широтах Южного полушария активизируется циклогенез (примерно на той же долготе, на которой зарождается тайфун). Сама ВЗК располагается при этом в муссонной ложбине, по сравнению со средним положением смещена в более высокие широты и имеет большую протяженность и глубину.

Известно [19], что ВЗК образуется под влиянием вторжений холодного воздуха в низкие широты: южнее 37°с.ш. в Северном полушарии или севернее 22°ю.ш. в Южном. При отсутствии притока холода ВЗК начинает размываться.

Согласно [20] в Атлантическом океане 48 % ТЦ зарождается на холодных фронтах, где, по определению, наблюдается адвекция холода, 42 % ТЦ – в ВЗК при обострении ее под влиянием адвекции холода.

Авторы [14] указывают, что в возникновении ТЦ участвуют воздушные массы и процессы на территории по 40° долготы в обе стороны от места зарождения, а по широте – между субтропическими максимумами того и другого полушария.

Убедительные доводы в пользу определяющего влияния адвекции холода (бароклинности) на образование и развитие ТЦ приводит В. Грей [21]. По его данным, давление первоначально начинает падать над обширной акваторией в радиусе 650–900 км. При дальнейшем углублении циклона ветер и вихрь усиливаются, а давление падает сначала на периферии его, и только потом это изменение распространяется на центральную часть. Ясно, что адвекция T_v охватывает большие площади, а усиливает эта адвекция вихрь конечно же сначала на периферии, куда в первую очередь поступает холодный воздух окружения.

Остановимся еще на некоторых экзотических случаях образования ТЦ, сведения о которых приведены в [1]. В юго-восточной части Тихого океана (Южное полушарие) восточнее 160° з.д. тайфуны наблюдаются крайне редко: за 10 лет (1980–1989 гг.) всего лишь 10 тайфунов. Однако большинство (7 из 10) возникло здесь в 1982–1983 гг. – в период наиболее интенсивного Эль-Ниньо с его аномально распространенной высокой температурой поверхности океана (ТПО) в восточной и центральной частях Тихого океана. Даже та пара тайфунов, которая практически одновременно наблюдалась в феврале 1989 г., образовалась в районе 140–160° з.д. с положительной аномалией ТПО. Поскольку в это время вдоль всей Южной Америки отмечалась обширная отрицательная аномалия ТПО, то разность температур, а вместе с ней и адвекция T_v , были столь же значительны, как и в других районах возникновения ТЦ.

Большая часть ТЦ зарождается на некотором расстоянии от экватора. Однако известны случаи возникновения ТЦ и в непосредственной близости к экватору, например тайфун Сара (21.03.–4.04.1958 г.), зародившийся на широте 1°40', дважды затем регенерировавший и резко изменявший скорость и направление движения. С первого взгляда, образование таких ТЦ нельзя объяснить влиянием бароклинности, поскольку в (4) $l \rightarrow 0$ при $\varphi \rightarrow 0$. Однако после возвращения к составляющим градиента давления с учетом (5) и (6) соотношение (4) принимает вид

$$\frac{l}{T_v} \left(u_g \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_g \frac{\partial T_v}{\partial y} \right) = - \frac{R}{p} \left(\frac{\partial T_v}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial T_v}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right).$$

Правая часть здесь не зависит от широты. Поэтому бароклинный член может быть значительным и при очень малых φ .

В согласии с обсуждаемым взглядом на роль бароклинности находятся эмпирические правила. Так, введенный В. Греем [22] термический потенциал зарождения ТЦ включает отклонение температуры воды от 26°C на глубинах до 60 м, вертикальный эквивалентно-потенциальной температуры между уровнями моря и 500 гПа и относительную влажность воздуха в слое 700–500 гПа. С ростом каждой из этих величин увеличиваются: поток тепла от океана в атмосферу, T_v и, как следствие, приток холода в ТЦ.

Введенные В. Греем [22] суточный потенциал ($\Omega'_z - \Omega''_z$) и М.А. Петросянцем [23] индивидуальный ($\Omega'_z - \Omega''_z$) ($D'' - D'$) потенциалы ТЦ также тесно связаны с обсуждаемыми эффектами (здесь Ω'_z и D' – вихрь и дивергенция скорости ветра на уровне 850 гПа, Ω''_z и D'' – те же параметры на уровне 200 гПа). Следует лишь заметить, что антициклоническая циркуляция ($\Omega''_z < 0$) и положительная дивергенция ($D'' > 0$) в верхней тропосфере (200 гПа) – скорее следствие (а не условие) развития ТЦ. Привлекая уравнение статики, даже при очень больших скоростях и ускорениях обеспечивающее расчет распределения p по высоте с высокой точностью, найдем, что в циклоне наблюдается уровень z^* обращения горизонтального градиента давления и смены циклонической циркуляции на антициклоническую. Этот уровень колеблется между 2–5 км при $\Delta T_v = 8 \div 10^\circ\text{C}$ и 10–13 км при $\Delta T_v = 4 \div 6^\circ\text{C}$ (ΔT_v – разность виртуальных температур между центральной частью ТЦ и его периферией).

Что касается вихря Ω'_z и конвергенции D' на нижних уровнях $z < z^*$, то они тем больше (D' по модулю), чем значительнее разность ΔT_v и вток (адвекция) холодного воздуха окружающей среды в циклон.

Океан. Запишем уравнение состояния морской воды в общем виде

$$\rho = \rho(p, T, c),$$

где c – соленость воды.

Отсюда

$$\frac{\partial \rho}{\partial s} = \frac{\partial \rho}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial s} + \frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\partial \rho}{\partial c} \cdot \frac{\partial c}{\partial s}; \quad s = x, y. \quad (15)$$

С учетом (15) бароклинный член I в уравнении вихря (3) применительно к океану переписываем в виде

$$\frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \rho}{\partial T} \left(u_g \frac{\partial T}{\partial x} + v_g \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial \rho}{\partial c} \left(u_g \frac{\partial c}{\partial x} + v_g \frac{\partial c}{\partial y} \right) \right], \quad (16)$$

где, как и в (4), u_g, v_g – проекции геострофической скорости движения, определенные соотношениями (6).

Обратим внимание на то, что член I в (3) не обращается в нуль только тогда, когда учитывается зависимость ρ от T и c (бароклинная среда). В то же время какова бы ни была зависимость ρ от p , она, согласно (15) и (16), не оказывает влияния на изменение вихря во времени. Поскольку $\partial \rho / \partial T < 0$ и $\partial \rho / \partial c > 0$, то согласно (3) и (16) под влиянием бароклинного фактора образуется новый или усиливается существующий циклонический вихрь при адвекции холода и (или) более соленой воды, антициклонический вихрь – при адвекции тепла и (или) менее соленой воды. Определяющую роль играет, согласно оценкам, зависимость плотности от температуры.

Учет бароклинного фактора (16) позволяет объяснить некоторые существенные особенности образования и эволюции синоптических вихрей вблизи теплых течений в океане, таких как Гольфстрим, Северо-Атлантическое, Куроисио, Курильское и др.

Исключительно важной особенностью синоптических вихрей в океане служит тот факт, что вихри, наблюдаемые слева от течения (как правило, на севере или западе), представляют собой антициклонические, а формирующиеся справа (наиболее часто – на юге или востоке) – циклонические вихри (всюду речь идет о Северном полушарии). Правило это, согласно многочисленным данным, обобщенным в монографиях [24, 25], не имеет исключений.

Возможно, существуют некоторые другие факторы, способствующие столь резкому делению вихрей на классы с противоположным вращением. Однако роль бароклинного фактора (16) очевидна. В самом деле, тот же Гольфстрим разделяет холодную (и несколько менее соленую) склоновую воду на западе и севере и теплую (и более соленую) воду Саргассова моря на востоке и юге. При этом перепад температуры поперек течения достигает внушительных значений: на глубине 300 м от 8–9°C с левой до 17–18°C – с правой стороны от течения. В отдельных случаях горизонтальный градиент температуры слева от течения возрастает до 0,2–0,5°C/км. По данным измерений со спутников в зоне взаимодействия течений Куроисио и Ойясио (к востоку от Японии) нередки случаи, когда на расстоянии 4–10 км температура поверхности океана изменялась на 5–8°C [26].

Таким образом, слева от течения вихрь формируется в процессе распространения теплой воды в более холодной среде, т.е. здесь наблюдается адвективный приток тепла, под влиянием которого, согласно (3) и (16), формируется антициклонический вихрь ($\partial \Omega_z / \partial t < 0$; $\Omega_z(t) < 0$). С другой стороны, справа от течения имеет место адвекция холода (более низких значений T), сопровождающаяся образованием циклона ($\partial \Omega_z / \partial t > 0$; $\Omega_z(t) > 0$).

Отметим, что поле температуры (равно как и солености) неоднородно не только в поперечном, но и в продольном направлении течения. Это означает, что в бароклинном члене играют роль как первое $u_g \partial T / \partial x$, так и второе $v_g \partial T / \partial y$ слагаемые. Поскольку Гольфстрим, Куроисио и др. течения геострофические, то реальная скорость движения близка к вошедшей в (16) геострофической скорости.

Наиболее часто образование вихрей принято связывать с меандрами. Однако меандр – это всего лишь область с тем или другим повышенным или пониженным значением температуры. Вихрь образуется под влиянием бароклинности (адвекции) только тогда, когда масса воды, заключенная в меандре, начинает смешаться в среду с более низкой или более высокой температурой.

Если бы дело сводилось только к меандрам, то должны были бы образовываться с каждой стороны от течения как циклоны, так и антициклоны.

Обратим также внимание на то, что трактовка образования вихрей лишь как отсечения меандров от струи приводит относительно знака вихрей к заключению, противоположному наблюдаемому. Поскольку скорость течения максимальна на оси струи и убывает к перифе-

рии, то очевидно, что такое отсечение сопровождалось бы циклоническим вращением слева и антициклоническим – справа от течения.

Очень важно подчеркнуть, что температура циклонов ниже, а антициклонов выше температуры окружающей их среды. Это свидетельствует о том, что в процессе образования и последующего развития циклон пополняется холодной, а антициклон – теплой водой.

Формирование вихря – процесс достаточно длительный: от нескольких недель до нескольких месяцев. Этот факт в сочетании с тем, что вихрь перемещается вместе с содержащейся в нем водой, позволяет заключить: синоптические вихри – не волны, и образуются они не в результате потери устойчивости волной.

Еще одна важная особенность – движение и время существования вихрей. Циклонические вихри Гольфстрима существуют 6–12 месяцев, антициклоны – в среднем около 4 месяцев (при колебаниях от нескольких суток до одного года). После образования вихри Гольфстрима начинают двигаться на запад и юго-запад со средней скоростью 3–4 км/сут практически параллельно самому течению, но в обратном направлении. Некоторые авторы пытаются связать такое движение вихрей с крупномасштабными течениями. Однако не только в поверхностном слое, но и на глубине 250 м, по данным моделирования течений Мирового океана [27], севернее Гольфстрима сохраняется течение, совпадающее по направлению с Гольфстримом. Только на глубине 1000 м в северной части Гольфстрима наблюдается восточное течение с очень малыми скоростями. Что касается Саргассова моря, где формируются циклоны Гольфстрима, то здесь на всех горизонтах скорость течения очень мала, к тому же она резко изменяет направление при переходе от одной точки к другой.

Поскольку синоптические вихри наиболее интенсивны в верхней части океана (скорость вращательного движения в вихрях Гольфстрима в однородном слое достигает 3 м/с, в среднем 1,5 м/с, а с глубиной она быстро убывает: на глубине 1000–2000 м скорость падает до 0,1 м/с), то из приведенных данных о крупномасштабных течениях следует, что течения эти не могут служить основной причиной переноса вихрей на запад. Основную роль в этом переносе играет та же самая бароклинность (геострофическая адвекция тепла и солёности), под воздействием которой эти вихри образовались, а также β -эффект. В самом деле, в западной части антициклона, под влиянием вращательного движения по часовой стрелке, наблюдаются адвекция тепла (сюда поступает теплая вода из южной части) и усиление вихря, в восточной части – адвекция холода и разрушение того же вихря. Следствием этого процесса и служит смещение вихря в направлении, практически противоположном направлению основного течения.

Аналогичная картина наблюдается в циклонах: здесь в восточной части под влиянием адвекции тепла вихрь разрушается, а в западной – под влиянием адвекции холода – образуется; результирующий эффект – движение вихря на запад.

Под влиянием сил трения в циклоне потоки сходятся к центру, а в антициклоне – расходятся от центра. Вследствие этого в вихрь поступают из течения новые порции воды – теплой в антициклон и холодной в циклон, – поддерживающие (регенерирующие) существование вихря в течение длительного времени.

Как циклоны, так и антициклоны после отделения от Гольфстрима смещаются на запад и юго-запад со средней скоростью 3–4 км/сут, далеко не отходя от течения. В первый период не только в слое главного термоклина, но и в верхнем однородном слое (включая поверхность) велик контраст температур между вихрем и окружающей средой. По мере продвижения на запад и юго-запад на несколько сотен километров (в среднем 500 км) температуры в вихре и течениях выравниваются, адвекция тепла (холода) исчезает и, как следствие, вихрь перестает существовать, наиболее часто – через 4–6 месяцев после возникновения (при колебаниях этого интервала от нескольких суток до 12 месяцев).

В связи с обсуждаемым вопросом нельзя не остановиться на цикле исследований, выполненных за последние 40 лет Г.И. Марчуком и А.С. Саркисяном, их учениками и последователями (из большого числа работ назовем здесь лишь монографию [27] и статьи [28–30]). Наряду с другими факторами в этих фундаментальных исследованиях много внимания уделено влиянию бароклинности на формирование поля течений и динамику океана в целом. Однако при принятой в работах [27–30] постановке задачи бароклинность проявляет себя лишь совместно с эффектом рельефа дна (широкое распространение получила аббревиатура – СЭБИР), а также в связи с β -эффектом.

Члены, описывающие СЭБИР, появляются в уравнениях вихря лишь для усредненных по всему вертикальному столбу потоков или возвышению уровня океана. Результаты моделиро-

вания свидетельствуют о том, что СЭБИР играет важную роль в формировании вихря и интегрального переноса массы. Поскольку, однако, плотность зависит от давления, то разве не может член, пропорциональный якобиану $J(H, \rho)$, быть отличным от нуля и в баротропной среде? Нам представляется, что впервые введенный А.С. Саркисяном эффект имеет более общую природу: он учитывает совместное влияние изменения плотности (любой среды) и рельефа дна по горизонтали на вихри интегрального потока и уровень океана.

Что касается собственно бароклинного члена (16), то он, насколько нам известно, не учитывался во всех выполненных до настоящего времени исследованиях по динамике океана. Хотя в формировании и развитии таких важных объектов, как синоптические вихри, собственно бароклинный фактор играет значительную (не исключено – определяющую) роль.

1. Добрышман Е. М. // Метеорология и гидрология. 1994. N 11. С. 83–94.
2. Булеев Н. И., Марчук Г. И. // Труды ИФА АН СССР. 1958. N 2. С. 66–104.
3. Матвеев Ю. Л., Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. Глобальное поле облачности. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 276 с.
4. Матвеев Л. Т. // Метеорология и гидрология. 1956. N 4. С. 28–31.
5. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 9. С. 11–26.
6. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. // Доклады АН СССР. 1989. Т. 306. N 1. С. 70–74.
7. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. // Метеорология и гидрология. 1989. N 3. С. 11–19.
8. Солдатенко С. А., Матвеев Ю. Л. Исследования вихревой динамики и энергетики атмосферы и проблемы климата. Л.: Гидрометеоздат, 1990. С. 148–155.
9. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. Исследования вихревой динамики и энергетики атмосферы и проблемы климата. Л.: Гидрометеоздат, 1990. С. 171–180.
10. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. // Известия РАН. Сер. ФАО. 1994. Т. 30. N 4. С. 437–442.
11. Матвеев Л. Т., Матвеев Ю. Л., Солдатенко С. А. // Известия РАН. Сер. ФАО. 1994. Т. 30. N 6. С. 725–729.
12. Матвеев Л. Т., Матвеев Ю. Л., Солдатенко С. А. // Метеорология и гидрология. 1994. N 8. С. 19–32.
13. Минина Л. С. // Метеорология и гидрология. 1983. N 11. С. 5–13.
14. Котельникова Е. Ю., Петрова Л. И. // Труды Института экспериментальной метеорологии. 1990. Вып. 42 (127). С. 42–53.
15. Матвеев Л. Т., Душичева Е. В. // Труды Ленинградского гидрометеорологического института. 1989. Вып. 104. С. 107–113.
16. Веретельник Е. В. // Труды Дальневосточного НИИ. Вып. 118. С. 62–73.
17. Шитс Р. С. // Интенсивные атмосферные вихри. М.: Мир, 1985. С. 48–65.
18. Love G. // *Atm. Sci. Papers*. N 340. Colorado St. Univ. 1982. 215 p.
19. Петросянц М. А., Снитковский А. И., Фалькович А. И. ТРОПЭК-74. Т. 1. 1976. С. 80–89.
20. Меуленерт Пенья // Труды Международного симпозиума. Нальчик, 1981. Л.: Гидрометеоздат, 1982. С. 65–77.
21. Грей В. М. // Интенсивные атмосферные вихри. М.: Мир, 1985. С. 95–111.
22. Gray W. M. Recent advances in tropical cyclones research from rawinsonde composite analysis. Colorado St. Univ., 1981. 407 p.
23. Петросянц М. А., Семенов Е. К. // Известия РАН. Сер. ФАО. 1995. Т. 30. N 3. С. 347–355.
24. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. Изд. второе. Л.: Гидрометеоздат, 1987. 510 с.
25. Синоптические вихри в океане. Киев: Наукова думка, 1980. 248 с.
26. Радиолокация поверхности Земли из космоса. Л.: Гидрометеоздат, 1990. 200 с.
27. Саркисян А. С. Моделирование динамики океана. СПб.: Гидрометеоздат, 1991. 295 с.
28. Marchuk G. I., Sarkisyan A. S., Kochergin V. P. // *Geophys. Fluid Dyn.* 1973. V. 5. P. 89–100.
29. Саркисян А. С., Зюндерман Ю. // Известия РАН. Сер. ФАО. 1995. Т. 30. N 3. С. 427–454.
30. Саркисян А. С. // Метеорология и гидрология. 1996. N 9. С. 5–13.

Российский государственный гидрометеорологический институт,
г. Санкт-Петербург

Поступила в редакцию
30 января 1997 г.

L. N. Karlin, L. T. Matveev, Ju. L. Matveev. About Baroclinic Effect in Formation of Vortex Motion in the Atmosphere and Ocean.

A qualitatively-physical analysis of the vorticity transport equation and heat balance equation, quantitative estimation of observational data, the results of simulation, and generalization of synoptical-aerological facts suggest that the baroclinic factor (geostrophic advection of temperature, humidity, and salinity) is essential in formation, evolution, and motion of synoptic vortices. The conclusions following the analysis permit us to explain the peculiarities of formation, evolution, and motion of tropical cyclones and synoptical vortices (rings) in the ocean.