

1992

The birth and evolution of intense dipolar eddies

Konshin, VN

<http://hdl.handle.net/10026.1/9734>

All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Please cite only the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content should be sought from the publisher or author.

КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ И САМООРГАНИЗАЦИЯ ОКЕАНИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЙ

Ответственные редакторы:

доктор физико-математических наук
Г.И. БАРЕНБЛАТТ

доктор физико-математических наук
Д.Г. СЕИДОВ

доктор физико-математических наук
Г.Г. СУТЫРИН



МОСКВА
"НАУКА"
1992

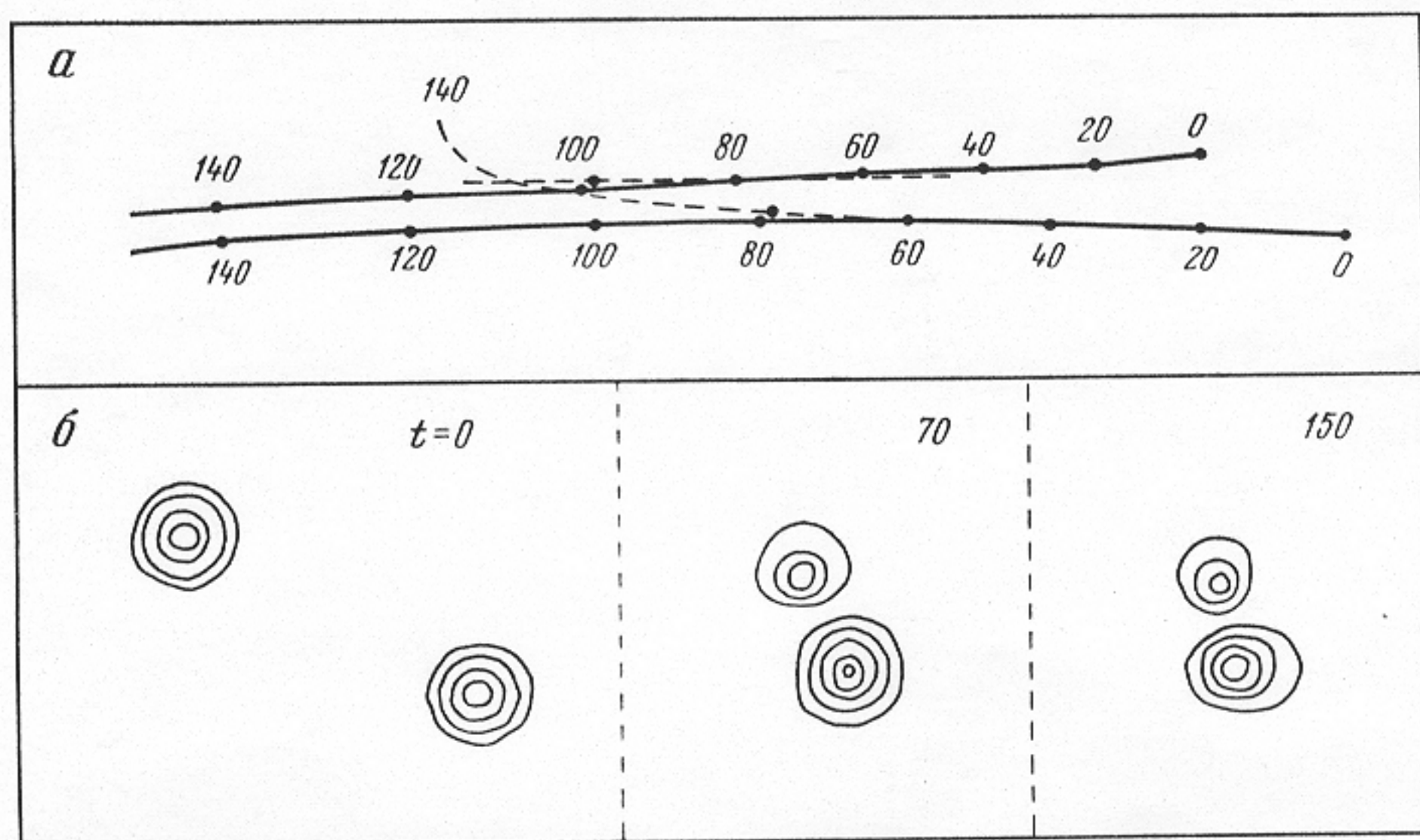


Рис. 5. Формирование вихревого диполя

a — траектории взаимодействующих (сплошные линии) и одиночных (штриховые линии) вихрей (на траекториях отмечены моменты времени); *б* — фрагменты счетного поля с изолиниями аномалий $H(x, y) - H_{\Phi}(y)$ для взаимодействующих вихрей ($\delta H = 10$)

$y_2 = 13$. Результаты численных расчетов представлены на рис. 5: штриховыми линиями показаны траектории одиночных (в отсутствие партнера) вихрей — циклона и антициклона в сдвиговом потоке (см. рис. 5, *a*). Циклон к моменту времени $t = 120$ смещается к северу на два своих диаметра, а его амплитуда уменьшается на 20%. Меридиональное смещение антициклона к югу невелико и не превышает его диаметра к моменту времени $t = 92$. Его амплитуда за это время уменьшается на 22%. Одиночный циклон излучает волны Россби гораздо эффективнее, чем антициклон: амплитуда волнового следа за циклоном в 4–5 раз больше.

Результаты расчетов по взаимодействию вихрей показаны на рис. 5 *a* сплошными линиями. С момента $t = 70$ циклон и антициклон начинают интенсивно взаимодействовать, их скорости сравниваются, они образуют вихревую пару и отклоняются от своих "невозмущенных" траекторий к югу. Например, при $t = 120$ циклон оказывается смещенным в меридиональном направлении на расстояние, равное двум своим диаметрам. С момента $t = 70$ до $t = 150$ вихревая пара перемещается в западном направлении с почти постоянной скоростью без заметного изменения своей внутренней структуры.

На рис. 5, *б* показаны фрагменты счетного поля с изолиниями аномалий $H(x, y) - H_{\Phi}(y)$ для случая взаимодействующих вихрей в различные моменты времени. Интенсивность вихрей изменяется из-за их меридионального смещения и излучения волн Россби.

Таким образом, в сдвиговом потоке при определенных условиях одиночные вихри могут объединяться, образуя при этом долгоживущий вихревой диполь.

Проведенные численные исследования показали, что поведение вихревых образований существенно зависит от их размера и интенсивности. Диполи малой амплитуды перемещаются в зональном направлении, как это и предсказывается квазигеострофической теорией. Если интенсивность вихрей велика и радиус сравним с радиусом деформации, траектория диполя сильно искривляется, хотя его внутренняя структура меняется слабо. Вихревые диполи большого размера не сохраняют свою внутреннюю

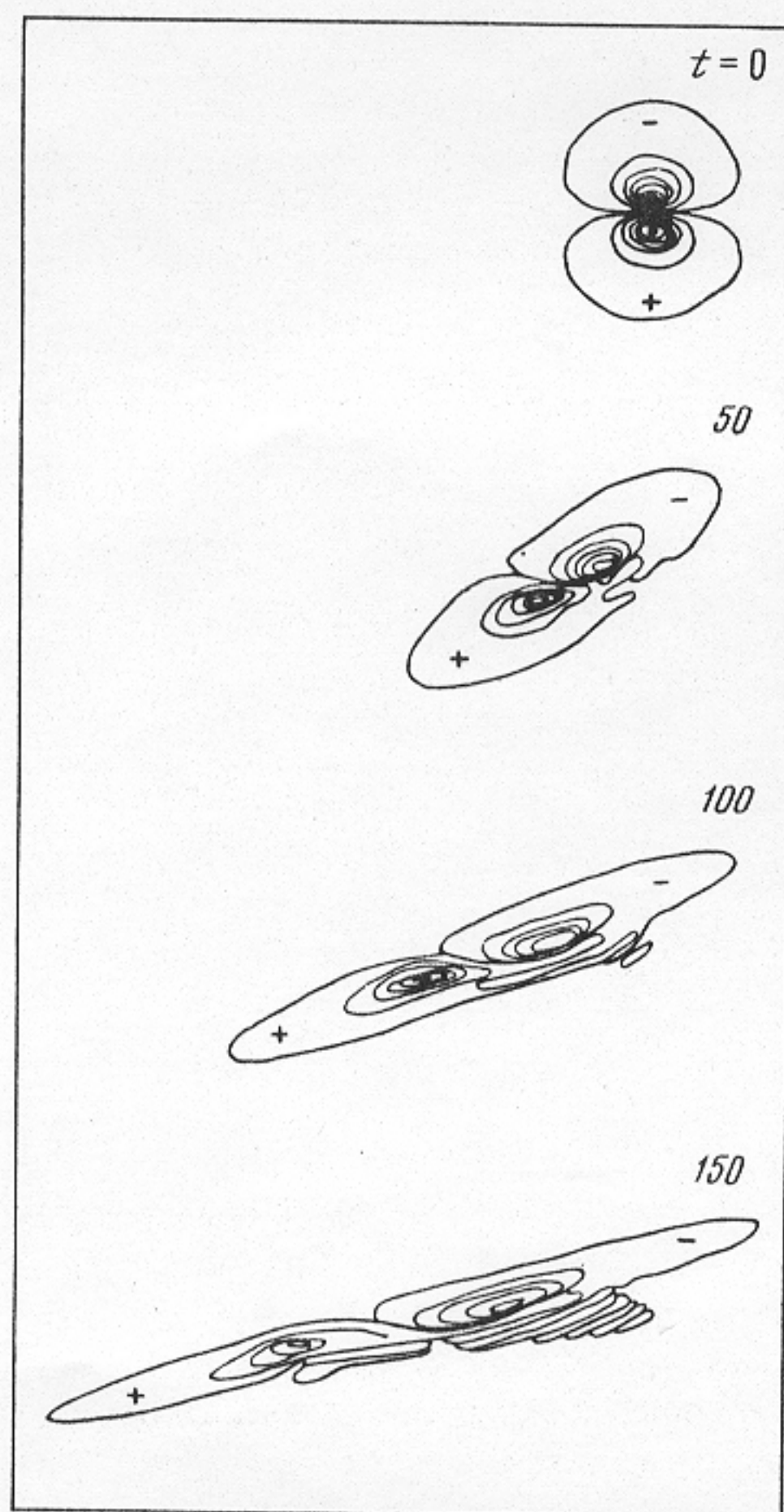
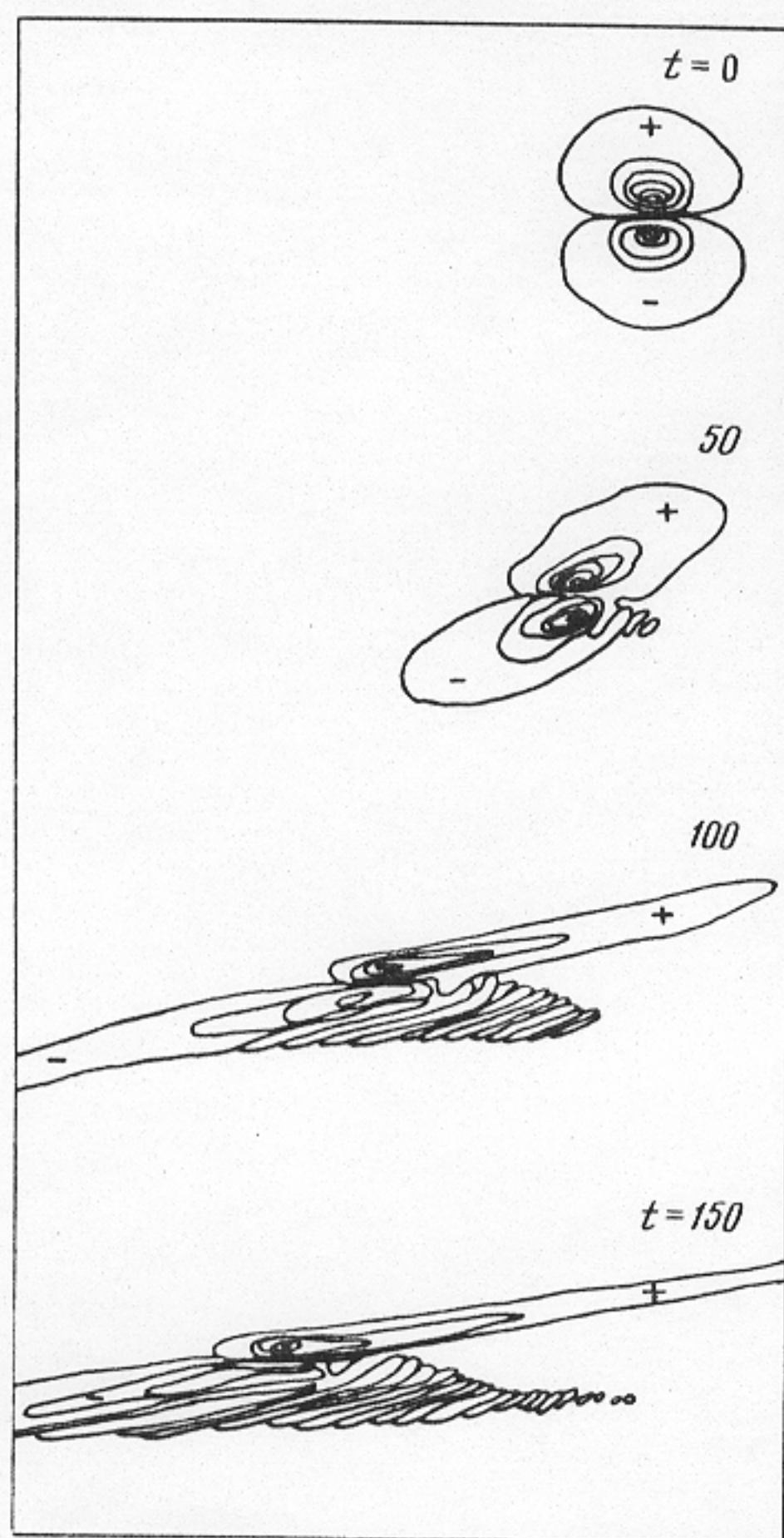


Рис. 3. Изолинии функции H для вихревого диполя большого линейного размера ($\delta H = 5$, дополнительные уровни $H = \pm 0,5$). Ближе к полюсу находится антициклон; $a = 20$, $p = 0,555$, $k = 0,1969$, $eH_* = 0,32$

Рис. 4. Изолинии функции H для диполя большого линейного размера ($\delta H = 5$, дополнительные уровни $H = \pm 0,5$). Ближе к полюсу находится циклон; $a = 20$, $eH_* = 0,32$. Начальное состояние не является солитоном

В качестве начальных условий для антициклона возьмем распределение H , полученное экспериментально в работе [17], посвященной лабораторному моделированию солитонов Россби. Это распределение хорошо аппроксимируется формулой

$$H = d [\text{ch}(er)]^{-4/3}, \quad (13)$$

где $d > 0$, $e > 0$ — параметры, r — радиус. Мы используем эту же формулу для задания циклона, изменив лишь знак параметра d . Таким образом, начальные условия задаются формулой:

$$H = H_0 - d [\text{ch}(er_1)]^{-4/3} + d [\text{ch}(er_2)]^{-4/3};$$

$$r_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}, \quad i = 1, 2. \quad (14)$$

При расчетах использованы следующие численные значения параметров сдвигового течения: $H_0 = 40$, $S = 0,2$, $y_0 = 20$ и вихрей — $d = 50$, $e = 0,43$, $x_1 = 10$, $y_1 = 27$, $x_2 = 35$,

лась по спиралеобразной траектории смещаясь на запад со средней за один виток скоростью $C = -1$. Расчеты проводились до значений безразмерного времени $t_3 = 15$ (2 года) при $\epsilon H^{(3)}_* = 0,32$ и $t_4 = 5,2$ (0,9 года) при $\epsilon H^{(4)}_* = 0,65$. За это время диполи прошли расстояния $X_3 = 1350$ км и $X_4 = 1100$ км. В первых четырех вариантах заметного излучения волн Россби не отмечалось.

В вариантах V и VI рассчитана эволюция вихрей большого масштаба с $\epsilon H_* = 0,32$. Использовалась разностная сетка 120×60 узлов с пространственными и временными шагами $\Delta x = \Delta y = 4$, $\Delta t = 1$. В варианте V начальные условия задавались в виде солитона по формулам (8), (9) при $a = 20$, $p = 0,055$, $k = 0,1969$, при этом антициклон находился ближе к полюсу. В отличие от вихрей малого размера (варианты I–IV) вихревой диполь при $a = 20$ заметно излучает волны Россби, которые, как показывают расчеты, распространяются на запад с фазовой скоростью $C \approx -1$. Волны Россби излучает, в основном, циклон. Его амплитуда уменьшилась в два раза за время $t = 150$, а амплитуда антициклона за это время практически не изменилась. Центры циклона и антициклона двигались с одинаковой скоростью. При этом диполь сильно вытянулся вдоль оси, наклоненной к меридиану (рис. 3).

Вариант VI рассчитывался при начальных условиях, полученных зеркальным отражением относительно оси OX начальных условий варианта V. Такая вихревая пара уже не удовлетворяет формулам (8), (9) и поэтому не является солитоном даже для уравнения КПВ (2). В отличие от солитона с таким же взаимным расположением областей высокого и низкого давления вихревой диполь в варианте VI движется на запад (рис. 4). Скорость центра циклона примерно в два раза меньше, чем антициклона. В результате наблюдается тенденция к разрыву диполя на два отдельных вихря. Здесь также волны Россби излучает, в основном, циклон, но слабее, чем в варианте V. Амплитуда циклона падает в два раза за время $t = 250$. Большая устойчивость циклона связана, по-видимому, с меньшей скоростью его перемещения и, следовательно, захватом излучаемых им волн Россби. Вихри вытягиваются вдоль наклонной к меридиану оси аналогично тому, как это было в варианте V. На наш взгляд, этот эффект объясняется тем, что множитель $(1 + \epsilon H)/(1 + \epsilon y)^2$ в последнем члене уравнения (1), имеющий смысл фазовой скорости возмущений, оказывается различным для циклона и антициклона из-за различий в знаках H и y . В варианте V добавки к фазовой скорости, обусловленные членами ϵH и ϵy , частично скомпенсированы, а в варианте VI они суммируются, что и приводит к отставанию циклона от антициклона.

Процессы образования дипольных вихрей в океане еще слабо изучены. Известно, например, что дипольные вихри образуются в результате неустойчивости струйных течений, которая приводит к возникновению грибовидных структур [14]. Можно предположить еще один механизм возникновения дипольных вихрей — путем спаривания первоначально невзаимодействующих циклонов и антициклонов в процессе их столкновения. Благоприятные условия для столкновения вихрей разного знака имеются в районе течений Кюросио и Ойясио в Тихом океане [15]. Процессы спаривания вихрей в отсутствие фоновых течений исследовались в работе [16] на основе численного решения уравнения КПВ.

Ниже представлены результаты численного моделирования взаимодействия циклона и антициклона равной амплитуды в фоновом сдвиговом потоке. Первоначально вихри расположены довольно далеко друг от друга. Потом за счет сдвигового течения они сближаются на небольшое расстояние, образуя вихревую пару. Нас интересовала возможность формирования дипольного вихря, а также изучение его поведения в течение длительного промежутка времени.

Рассмотрим зонально однородный сдвиговый поток, в котором зональная скорость V_Φ изменяется линейно в меридианальном направлении

$$V_\Phi = S(y - y_0), \quad S = \text{const}; \quad (11)$$

$$H_\Phi = H_0 - \frac{1}{2} S(y - y_0)^2, \quad H_0 = \text{const}. \quad (12)$$

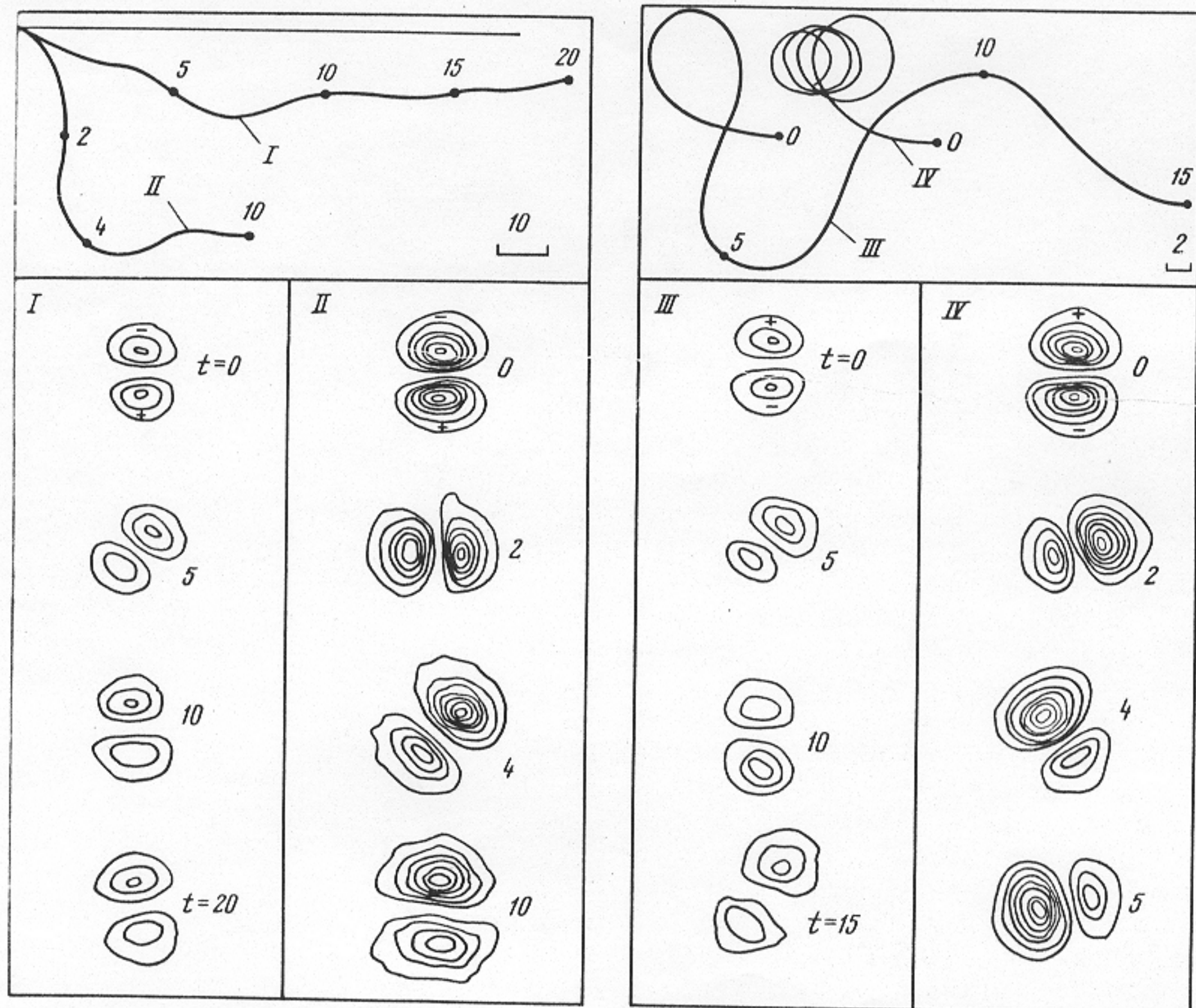


Рис. 1. Траектории вихревых диполей с отмеченными на них моментами времени
 вариант I: $a = 3^{1/2}$, $p = 1,054$, $k = 2,333$, $\epsilon H_* = 0,32$; вариант II: $a = 3^{1/2}$, $p = 1,027$, $k = 2,330$, $\epsilon H_* = 0,65$; $\delta H = 10$

Рис. 2. Траектории вихревых диполей с отмеченными на них моментами времени (фрагменты счетного поля с изолиниями функции H)
 вариант III: $a = 3^{1/2}$, $p = 0,949$, $k = 2,320$, $\epsilon H_* = 0,32$; вариант IV: $a = 3^{1/2}$, $p = 0,974$, $k = 2,324$, $\epsilon H_* = 0,65$; $\delta H = 10$

ся вокруг циклона. Со временем расстояние между центрами вихрей слегка увеличилось, а скорость перемещения диполя уменьшилась. Расчеты проводились до значений безразмерного времени $t_1 = 20$ при $\epsilon H_*^{(1)} = 0,32$ и $t_2 = 10$ при $\epsilon H_*^{(2)} = 0,65$, что при типичных для океана значениях $\beta = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ и $L_R = 15 \text{ км}$ соответствует времени 3,5 и 1,7 года. За это время диполи прошли расстояния $X_1 = 1830$ и $X_2 = 1300 \text{ км}$. При большей амплитуде отклонения траектории вихревой пары от строго зональной выражены сильнее.

Варианты I и II отвечают случаю, когда ближе к полюсу находится циклон, а дальше — антициклон. Варианты III и IV рассчитаны при тех же значениях a , ϵ и H_* , что и варианты I и II соответственно, но при другом взаимном расположении циклона и антициклона. Для варианта III: $p = 0,949$, $k = 2,320$; для варианта IV: $p = 0,974$, $k = 2,324$. Из рис. 2 видно, что вновь вихревая пара движется по криволинейной траектории, причем вначале как и на рис. 1, циклонический вихрь поворачивается вокруг антициклонического. В варианте III вихревая пара, сделав виток, перевернулась и стала перемещаться на восток, также как и в варианте I. В варианте IV вихревая пара двига-

выбираться из условия минимума числа итераций, необходимых для достижения заданной точности. Кроме того, обращение оператора R должно быть достаточно экономичным.

Для рассматриваемой задачи эффективным оказался оператор $R = E - \Delta$. Можно показать [13], что операторы M и R являются самосопряженными, положительными и энергетически эквивалентными с константами эквивалентности $\gamma_1 = 1 + \epsilon \min_{i,j} H_{i,j}^n$ и $\gamma_2 = 1 + \epsilon \max_{i,j} H_{i,j}^n$. Итерационный параметр τ_0 определяется через константы γ_1 и γ_2 по формуле $\tau_0 = 2/(\gamma_1 + \gamma_2)$. Для обращения оператора R используется прямой метод, в котором по координате y проводится разложение в ряд Фурье, а по координате x — прогонка. Итерационный процесс заканчивается при выполнении следующего условия $\| -M(\partial H / \partial t)^m + F \|_c < \delta$, где δ — малое число (обычно $\sim 0,001$).

Если бы для обращения оператора M использовался обычно применяемый метод точечной верхней релаксации, то затраты машинного времени возросли бы в 5–10 раз.

На заключительном этапе III из уравнения $\partial H / \partial t = M^{-1}F$ с известной правой частью определяется H на новом временном слое, причем $\partial H / \partial t$ аппроксимируется центральными разностями. Как обычно, при использовании данной аппроксимации $\partial H / \partial t$ через каждые 50–100 шагов времени проводится осреднение четного и нечетного слоев функции H .

Предложенная схема имеет второй порядок аппроксимации по времени и по пространству и устойчива при выполнении критерия Куранта.

В работе представлены результаты численного моделирования эволюции циклон-антициклонной пары, а также процесса столкновения циклона и антициклона в сдвиговом потоке. При исследовании циклон-антициклонной пары в большинстве численных экспериментов в качестве начального условия задавалось солитонное решение (вихревой диполь) Ларичева-Резника:

$$H|_{t=0} = \left[\frac{(1+C)a}{k^2 J_1(ka)} J_1(kr) - \frac{r}{k^2} (1+C+CK^2) \right] \sin \theta \quad \text{при } r < a; \quad (8)$$

$$H|_{t=0} = -\frac{Ca}{K_1(pa)} K_1(pr) \sin \theta \quad \text{при } r \geq a, \quad (9)$$

где a — радиус солитона, $p = [(1+C)/c]^{1/2}$, величина k и p связаны соотношением

$$\frac{J_2(ka)}{ka J_1(ka)} = -\frac{K_2(pa)}{pa K_1(pa)} \quad (10)$$

Здесь J_1 и J_2 — функции Бесселя первого рода, а K_1 и K_2 — функции Макдональда.

Тестовые расчеты, проведенные при $\epsilon = 0$, показали, что отличие численного решения от точного аналитического незначительно.

Проведено шесть вариантов расчетов при $\epsilon = 0,01$, из них четыре для вихрей малого размера ($a = (3)^{1/2}$) и два — для больших вихрей ($a = 20$).

Вариант I: $a = (3)^{1/2}$, $p = 1,054$, $k = 2,333$, что соответствует амплитуде возмущения $\epsilon H_* = 0,32$, сетка 50×40 узлов, шаги по пространству $\Delta x = \Delta y = 0,3464$, шаг по времени $\Delta t = 0,0025$.

Вариант II: $a = (3)^{1/2}$, $p = 1,027$, $K = 2,330$, что соответствует $\epsilon H_* = 0,65$, сетка 50×40 узлов, $\Delta x = \Delta y = 0,3464$, $\Delta t = 0,0033$.

В обоих вариантах вихревая пара вначале двигалась на восток в соответствии с теорией (рис. 1). Затем она отклонилась к экватору и начала двигаться по криволинейной траектории, при этом циклонический вихрь поворачивается вокруг антициклонического. В дальнейшем циклон усилился, а антициклон ослаб и стал поворачивать

для солитона Ларичева–Резника члены в квадратной скобке обращаются в нуль, и заменим производные отношениями характерных величин. Получим

$$\frac{1}{\tau} \max \left[1, \frac{(1 + \epsilon H_*)}{l^2} \right] = \epsilon \max \left(\frac{cH_*}{l^3}, \frac{H_*^2}{l^4}, \frac{H_*^2}{l}, 1 \right). \quad (4)$$

Здесь H_* — характерное (например, максимальное) значение H_c , τ — характерное (безразмерное) время эволюции, т. е. время, за которое решение уравнения (2) существенно отклонится от солитонного решения [6]. Из (1) следует, что по порядку величины $C = \max(1, H_*/l^3) / \max(1, l^{-2})$. Эта оценка хорошо согласуется с результатами расчетов C в зависимости от H_* , l , приведенными в [5]. Подставим это значение C в формулу (4) и рассмотрим случай $1 \leq l \ll 1/\epsilon$, $l^3 \ll H_* \leq 1/\epsilon$ (что соответствует $\epsilon l \ll Ki \leq 1/l^2$). При других значениях H_* и l анализ проводится аналогично. Тогда из (5) следует $C = H_*/l^3$, и из (4) имеем $\tau = l^4 / (\epsilon H_*^2) = \epsilon / Ki^2$. Отсюда следует, что при 30%-ной амплитуде возмущений, а это далеко не предельная величина для интенсивных вихрей [1–3], вихревой диполь с $L = L_R$ начинает существенно отклоняться от солитонного решения, пройдя всего лишь три своих радиуса.

Что же происходит после этого: распад вихревого диполя или перестройка его внутренней структуры, изменение скорости дрейфа или отклонение скорости от зональной? Ответ на эти вопросы дают проведенные нами численные расчеты.

Для решения уравнения (1) предлагается использовать следующий конечно-разностный метод.

Введем в замкнутой области $G = \{-L_x \leq x \leq L_x, -L_y \leq y \leq L_y\}$, в которой отыскивается решение исходной задачи, разностную сетку Ω с постоянными пространственными шагами Δx и Δy вдоль x и y соответственно:

$$\Omega = \begin{cases} x_i = i \Delta x, & \Delta x > 0, & i = 1, 2, \dots, N; \\ y_j = j \Delta y, & \Delta y > 0, & j = 1, 2, \dots, P, \end{cases} \quad (5)$$

где N и P — число расчетных точек в направлениях x и y соответственно. Определим сеточную функцию, $H_{i,j}^n$, совпадающую в точках задания с искомой функцией H . Пусть в некоторый момент времени $t_n = n \Delta t$ (где Δt — величина шага по времени, n — число шагов) известно поле $H_{i,j}^n$. Тогда схему нахождения функции $H_{i,j}^{n+1}$ можно представить в виде алгоритма, состоящего из трех этапов.

На этапе I вычисляется правая часть уравнения (1), т. е. проводится расчет адвекции и β -эффекта. При этом якобиан аппроксимируется по схеме Аракавы, а последний член в правой части — центральными разностями.

На этапе II решается уравнение эллиптического типа для определения временной производной искомой функций $\partial H / \partial t$

$$\{E - \nabla[(1 + \epsilon H) \nabla]\} (\partial H / \partial t) = F \quad \text{или} \quad M(\partial H / \partial t) = F, \quad (6)$$

где F — полученная на этапе I правая часть. Для обращения нелинейного эллиптического оператора M достаточно эффективным оказывается итерационный процесс

$$R \left[\left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)^{m+1} - \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)^m \right] / \tau_0 = -M \left(\frac{\partial H}{\partial t} \right)^m + F, \quad m = 0, 1, \dots, \quad (7)$$

на каждом шаге которого проводится обращение более простого (например, линейного с постоянными коэффициентами) оператора эллиптического типа. Как известно, обращение эллиптического оператора требует больших затрат машинного времени, поэтому удачный выбор оператора R решающим образом влияет на эффективность численного метода в целом. Скорость сходимости итерационного процесса определяется не только видом оператора R , но и значением итерационного параметра τ_0 . Они должны

обобщенного квазигеострофического уравнения [4], которое в безразмерных переменных имеет вид:

$$M \frac{\partial H}{\partial t} = -J \left[(1 + \epsilon H) \Delta H + \frac{\epsilon (\nabla H)^2}{2} \cdot H \right] + \frac{1 + \epsilon H}{(1 + \epsilon y)^2} \frac{\partial H}{\partial x}. \quad (1)$$

Время и расстояния приводятся к безразмерному виду при помощи масштабов $1/(\beta L_R)$ и L_R , $H(x, y, t) = (h - h_0)/(\epsilon h_0)$, где $h(x, y, t)$ — толщина динамически активного (тонкого) слоя; $h_0 = \text{const}$ — ее характерное значение; $\epsilon = \beta L_R / f_0$; $L_R = (g' h_0 / f_0)^{1/2}$ — внутренний радиус деформации; f_0 — характерное значение параметра Кориолиса $f = f_0 + \beta y$; g' — редуцированное гравитационное ускорение; $M = E - \nabla [(1 + \epsilon H) \nabla]$ — нелинейный оператор; E — единичный оператор; ∇ — двумерный оператор Гамильтона. Напомним, что при выводе уравнения (1) параметры $\beta L / f_0$, $(f_0 T)^{-1}$ и число Кибеля $Ki = V / f_0 L$ (V — типичная скорость частиц жидкости, T, L — характерные масштабы времени и длины возмущений) считаются малыми величинами. В принятых безразмерных переменных величины H, x, y, t не обязательно должны быть порядка единицы [4, 11]. Пользуясь геострофическим соотношением, найдем характерную (безразмерную) амплитуду флуктуаций толщины слоя $H_* = V f_0 L / (\epsilon g' h_0)$. Тогда число Кибеля можно записать в виде $Ki = \epsilon H_* / l^2$, где $l = L / L_R$.

При $\epsilon = 0$ уравнение (1) переходит с точностью до обозначений в уравнение квазигеострофического потенциального вихря

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \right) (\Psi - \Delta \Psi) + J(\Delta \Psi, \Psi) - \partial \Psi / \partial x = 0, \quad (2)$$

где Ψ — функция тока, J — якобиан по переменным x, y .

При $\epsilon \neq 0$ члены в уравнении (1), содержащие ϵH , описывают эффекты, связанные с конечностью амплитуды смещения изопикн.

Для выявления новых эффектов в поведении локализованных вихрей конечной амплитуды удобно использовать такие начальные условия, которые соответствуют стационарным уединенным волнам (солитонам Россби) для уравнения КВП. Тогда любое отклонение от стационарного движения вихря будет следствием дополнительных эффектов, не учитываемых уравнением КВП. Даже в случае, когда дополнительная нелинейность мала, но действует в течение длительного времени, она приводит к заметным отклонениям от солитонного решения, и ее влиянием пренебрегать уже нельзя.

Для уравнения (2) известно несколько солитонных решений [1, 6–8] и др. В качестве первого шага рассмотрим простейшее из них — так называемый солитон Ларичева–Резника [1, 6, 9, 10]. Он представляет собой вихревой диполь, т. е. пару связанных между собой вихрей, которые вращаются в противоположных направлениях и движутся с постоянной скоростью C вдоль оси x .

Оценим характерное время эволюции солитона под действием эффектов конечной амплитуды. Перейдем в уравнении (1) в сопутствующую (движущуюся со скоростью C) систему координат $x' = x - Ct$, $t' = t$ и, опуская штрихи, запишем его в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} = M^{-1} \left\{ \left[-J(\Delta H, H) + \frac{\partial H}{\partial x} (1 + C) - C \Delta \frac{\partial H}{\partial x} \right] - C \epsilon \nabla (H \nabla \frac{\partial H}{\partial x}) - \right. \\ \left. - \epsilon J \left(H \Delta H + \frac{(\nabla H)^2}{2} \cdot H \right) + \frac{\partial H}{\partial x} \left[\frac{1 + \epsilon H}{(1 + \epsilon y)^2} - 1 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где M^{-1} — оператор, обратный M . Возьмем в качестве начального условия солитонное решение [6] $H = H_c$. Оценим по порядку величины временную производную $\partial H / \partial t$ в начальный момент времени. Для этого подставим H_c в правую часть (3), учтем что

1. Федоров К.Н. Введение: Внутритермоклинные вихри — специфический тип океанических вихрей с ядром // Внутритермоклинные вихри в океане. М.: Институт океанологии АН СССР, 1986. С. 5–7.
2. Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г. Изменчивость мирового океана. Л.: Гидрометеиздат. 1974. 262 с.
3. Козлов В.Ф. Квазигеострофическая модель стратифицированного потока над подводной горой конечной высоты // Вопросы динамики океана. Л.: Гидрометеиздат. 1984. С. 25–36.
4. Fedorov K.N., Ginsburg A.I. "Mushroom-like" currents (vortex dipoles) in the ocean and a laboratory tank // Annales Geophysical. 1986. 4B, N 5. P. 507–516.
5. Ламб Г. Гидродинамика. М., Л.: Гостехтеориздат. 1947. 928 с.
6. Жмур В.В. Локализованное вихревое образование в потоке со сдвигом // Океанология. 1988. Т. 28, № 4. С. 536–538.
7. Жмур В.В., Панкратов К.К. Динамика полуэллипсоидного приповерхностного вихря в неоднородном потоке // Океанология. 1989. Т. 29, № 2. С. 205–211.
8. Kida S. Motions of an Elliptic Vortex in Uniform Shear Flow // J. Phys. Soc. Japan. 1981. Vol. 50, N 10, P. 3517–3520.
9. Пармонов А.Н., Иванов А.Ф. Эволюция индивидуального циклонического вихря // Синоптические вихри в океане. Киев: Наук. Думка. 1980. С. 107–114.

УДК 551.465

Коньшин В.Н., Шапиро Г.И.

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ВИХРЕВЫХ ДИПОЛЕЙ

В предлагаемой работе предпринята попытка численно моделировать основные черты динамики вихревых пар циклон—антициклон.

Современное состояние теории и имеющиеся натурные данные не позволяют пока осуществить численный прогноз реальных вихрей на длительный (порядка нескольких лет) срок. Поэтому основное внимание было сосредоточено на изучении нескольких идеализированных ситуаций, которые позволяют понять физику процессов формирования и эволюции вихревых диполей и получить качественное представление об их времени жизни и траекториях.

Данные наблюдений [1–3] показывают, что в интенсивных бароклиных вихрях толщина слоя жидкости между двумя фиксированными изопикническими поверхностями существенно отклоняется от своего равновесного значения. Возникает вопрос, имеются ли качественно новые закономерности в динамике таких вихрей конечной амплитуды по сравнению с менее интенсивными вихрями, в которых возмущения градиентов плотности (а, значит, и частоты Вайсая—Брента) невелики. При теоретическом описании баротропных и бароклиных синоптических вихрей с относительно малыми возмущениями частоты Вайсая—Брента обычно используют уравнение квазигеострофического потенциального вихря (КПВ) (см. [1], гл. II). Для движений с большой амплитудой смещения изопикн это уравнение уже не пригодно, так как нарушается одна из предпосылок, лежащая в его основе. Здесь можно воспользоваться "обобщенным квазигеострофическим уравнением" (ОКУ), полученным в работах [4,5] без каких-либо ограничений на амплитуду смещения изопикн. Оно включает дополнительные нелинейные члены и, так же как уравнение КПВ, отфильтровывает высокочастотные (поверхностные) и внутренние гравитационные волны.

Для моделирования основных черт интенсивных бароклиных вихрей в глубоком океане рассмотрим близкие к геострофическим движения конечной амплитуды в двух- или трехслойно стратифицированной жидкости в приближении β -плоскости, когда один из жидких слоев гораздо тоньше остальных. Тогда задача сводится к решению

структуру и интенсивно излучают волны Россби. При этом их траектория близка к южной.

Если при своем движении в сдвиговом потоке циклон и антициклон сближаются на малое расстояние, их скорости выравниваются и может образоваться вихревой диполь. Этот диполь существует продолжительное время как индивидуальное образование. Слабое сдвиговое течение оказывается не способным разъединить составляющие диполь вихри.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1982, 264 с.
2. Белкин И.М., Емельянов М.В., Костяной А.Г., Федоров К.Н. Термохалинная структура промежуточных вод океана и внутритермоклинные вихри. // Внутритермоклинные вихри в океане. М.: ИОАН, С. 8–34.
3. Иванов Ю.А., Корт В.Г., Монин А.С. и др. О мезомасштабных неоднородностях океана. // Докл. АН СССР. 1986. № 3. С. 706–709.
4. Шапиро Г.И. Динамика изолированного внутритермоклинового вихря. // Океанология. 1986. Т. 31. № 1. С. 21–27.
5. Williams G.P. Geostrophic regimes on the sphere and a betaplane // J. Atmos. Sci. 1985. Vol. 42, N 12. P. 1237–1243.
6. Ларичев В.Д., Резник Г.М. О двумерных уединенных волнах Россби. // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231, № 5. С. 1077–1079.
7. Берестов А.Л., Монин А.С. Уединенные волны Россби. // Усп. механики. 1980. Т. 30, № 3. С. 3–34.
8. Берестов А.Л. Уединенные волны Россби. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17, № 1. С. 82–97.
9. McWilliams G.C., Flierl G.R., Larichev V.D., Reznik G.M. Numerical studies of barotropic modons // Dyn. Atmos. Oceans. 1987. Vol. 5, N 4. 219–238.
10. Makino M., Kamimura T., Taniuti T. Dynamics of two-dimensional solitary vortices in a low-plasma with convective motion // Research report IPPJ – 496. Nagoya University. 1980. 30 p.
11. Шапиро Г.И. Сильнолинейные волны Россби и вихревые линзы // Внутритермоклинные вихри в океане. М.: ИОАН. 1986. С. 71–78.
12. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука. 1984. 520 с.
13. Коньшин В.Н. Об одном ускоренном методе решения краевых задач для уравнения эллиптического типа // Тр. 9 конф. молодых ученых. МФТИ. Ч. 1. М.: 1984. Рукоп. деп. в ВИНТИ. Деп. № 6028–84. С. 128–133.
14. Гинзбург А.И., Федоров К.Н. Грибовидные течения в океане (по данным анализа спутниковых изображений) // Исследование Земли из космоса. 1984. № 3. С. 18–26.
15. Бурков В.А., Павлова Ю.В. После синоптических вихрей в Курошио // Океанология. 1979. Т. 19. № 4. С. 584–592.
16. Williams J.C. Interaction of isolated vortices 2: Modon generation by monopole collisions // Geophys. Astrophys. Fluid dynamics. 1983. V. 24. No 1. P. 1–22.
17. Незлин М.В. Солитоны Россби // Усп. физич. наук. 1986. Т. 150. № 1. С. 3–60.