

УДК 532.527

ОБ ЭВОЛЮЦИИ ОДИНОЧНЫХ ВИХРЕЙ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

СУТЫРИН Г. Г., ЮШИНА И. Г.

Вопросы динамики изолированных вихревых образований в слое жидкости на вращающемся шаре привлекают большое внимание в связи с различными геофизическими приложениями, например, к кольцам пограничных течений в океане [1] или к тропическим циклонам в атмосфере [2]. Горизонтальный масштаб такого рода вихрей намного превосходит толщину слоя и для описания их динамики используется приближение мелкой воды, в котором изменение давления уравновешивается с изменением толщины слоя в силу условия гидростатики. В изолированном вихре с локальной вертикальной осью горизонтальный градиент давления уравновешивается в основном силой Кориолиса и центробежной силой. В циклоне эти силы направлены в одну сторону, причем давление и толщина слоя в нем меньше, чем в окружающем потоке. В антициклоне сила Кориолиса направлена в другую сторону и, как правило, превышает центробежную силу, так что давление и толщина слоя в антициклоне больше, чем в окружающем потоке.

В данной работе численно исследуется эволюция циклонов и антициклонов с характерным масштабом, существенно превышающим радиус деформации. Используется уравнение, полученное асимптотическим методом при малых значениях числа Кибеля — Россби. Модель обеспечивает сохранение потенциального вихря в жидких частицах для движений конечной амплитуды (при значительном отклонении толщины слоя H от невозмущенной H_0). Показано, что антициклоны определенного вида приспособляются к стационарной форме и перемещаются против направления вращения шара (на запад). Найдено, что для существования стационарно перемещающегося антициклона необходимо наличие области замкнутых изолиний потенциального вихря (области захвата), в которой жидкость переносится вместе с антициклоном. Циклоны смещаются на запад медленнее антициклонов и перемещаются к полюсам, теряя энергию на излучение волн Россби. Обнаружено, что область захвата в циклонах сохраняет форму, близкую к круговой, причем затухание вихря, связанное с излучением волн, замедляется при увеличении его начальной интенсивности.

1. Рассмотрим тонкий слой жидкости на шаре радиусом R , вращающемся с угловой скоростью Ω . Пусть L — горизонтальный масштаб, V — характерная скорость течения, θ_0 — широта центра рассматриваемой области. Введем безразмерные переменные

$$x = \frac{R\lambda}{L} \cos \theta_0, \quad y = \frac{R}{L} (\theta - \theta_0), \quad t = \frac{\tau V}{L}, \quad v_x = \frac{v_\lambda}{V}, \quad v_y = \frac{v_\theta}{V}, \quad h = \frac{H}{H_0} - 1$$

где λ — долгота, θ — широта, τ — время, v_λ и v_θ — зональная и меридиональная составляющие скорости. Предполагая, что $L \ll R$, запишем безразмерные уравнения мелкой воды в приближении бета-плоскости

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (1+h)\mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{v} = (v_x, v_y) \quad (1.1)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \omega \mathbf{k} \times \mathbf{v} + \nabla P = 0, \quad \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right) \quad (1.2)$$

$$\omega = I + \varepsilon \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right), \quad P = \frac{h}{A} + \frac{\varepsilon}{2} \mathbf{v}^2 \quad (1.3)$$

$$\varepsilon = \frac{V}{f_0 L}, \quad A = \frac{\delta H}{H_0}, \quad I = \frac{\sin \theta}{\sin \theta_0} \approx 1 + \beta y$$

$$f_0 = 2\Omega \sin \theta_0, \quad \delta H = \frac{LVf_0}{g}, \quad \beta = \frac{L}{R} \operatorname{ctg} \theta_0 \ll 1$$

Здесь \mathbf{k} — единичный вертикальный вектор, ω — вертикальная составляющая абсолютного вихря, P характеризует полное давление (статическое и динамическое), δH — масштаб изменения толщины слоя, определяемой из геострофического баланса сил, g — ускорение свободного падения. При заданной структуре начального вихря его эволюция определяется значениями безразмерных параметров ε , A и β , которые характеризуют соответственно отклонение скорости течения от геострофической, относительное изменение толщины слоя (амплитуду) и бета-эффект. Из уравнений (1.1)–(1.3) вытекает широко используемое условие сохранения потенциального вихря q в жидких частицах

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla q = 0, \quad q = \frac{\omega}{1+h} \quad (1.4)$$

2. Для медленных движений число Кибеля — Россби ε является малым параметром наряду с β , так что из уравнений (1.2)–(1.3) можно получить приближенные соотношения с точностью до $\max(\varepsilon^2, \beta^2)$

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\omega} \left(\mathbf{k} \times \nabla P - \mathbf{v} u \nabla \frac{\partial h}{\partial t} \right) \quad (2.1)$$

$$\omega = I + \mathbf{v} u \nabla^2 h, \quad P = \frac{1}{A} \left[h + \frac{\mathbf{v} u}{2} (\nabla h)^2 \right] \quad (2.2)$$

$$\mathbf{v} u = \frac{\varepsilon}{A} = \frac{L_R^2}{L^2}, \quad L_R = \frac{\sqrt{gH_0}}{f_0}$$

где L_R — радиус деформации. В этих соотношениях быстрые движения (инерционно-гравитационные волны) отфильтрованы и они являются упрощенным вариантом приближения, предложенного в [3] для описания медленных движений конечной амплитуды с учетом отклонения скорости течения от геострофической. Подставляя (2.1)–(2.2) в уравнение (1.1), получим

$$\frac{\partial h}{\partial T} - \mathbf{v} u \nabla \left(\frac{1}{q} \nabla \frac{\partial h}{\partial T} \right) = J \left(\frac{1}{q}, h + \frac{\mathbf{v} u}{2} (\nabla h)^2 \right) \quad (2.3)$$

$$q = \frac{I + \mathbf{v} u \nabla^2 h}{1+h}, \quad J(a, b) \equiv \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}, \quad T = \frac{t}{A} \quad (2.4)$$

Здесь потенциальный вихрь q выражается через изменение толщины слоя h согласно (2.4), так что уравнение (2.3) содержит одну искомую переменную h , порядок величины которой характеризуется амплитудой A . Уравнение (2.3) получено без каких-либо ограничений на амплитуду и применимо в более общем случае, чем традиционное квазигеострофическое приближение, в котором предполагается, что $A \ll \varepsilon$ или $\mathbf{v} u \gg 1$, т. е. $L \ll L_R$.

Как и в исходных уравнениях мелкой воды (1.1)–(1.3), в уравнении (2.3) выполняется условие сохранения потенциального вихря q вида (1.4) (с учетом выражений (2.1) и (2.2)). Вследствие этого для замкнутой области Σ , на границе которой выполняется условие непротекания (2.5), сохраняется потенциальная энтропия Q

$$\frac{\partial}{\partial s} [h + 1/2 \mathbf{v} u (\nabla h)^2] - \mathbf{v} u \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial h}{\partial T} = 0 \quad (2.5)$$

$$Q = \int_{\Sigma} (1+h) q^2 d\Sigma = \text{const} \quad (2.6)$$

3. Рассмотрим решения уравнения (2.3) в виде волны, перемещающейся в зональном направлении со скоростью c , так что в координатах $(x - cT, y)$ движение установившееся. При этом уравнение (2.3) принимает простой вид

$$J(\psi, q) = 0, \quad \psi = h + \frac{1}{2} \text{Bu} (\nabla h)^2 + c \left(y + \frac{1}{2} \beta y^2 + \text{Bu} \frac{\partial h}{\partial y} \right) \quad (3.1)$$

откуда следует $\psi = \psi(q)$.

Для уединенной волны движение затухает с удалением от центра волны, т. е. $\psi \rightarrow c(y + \frac{1}{2} \beta y^2)$, $q \rightarrow I = 1 + \beta y$. Таким образом, этому условию удовлетворяет квадратичная зависимость

$$\psi = -\frac{1}{2} u (q^2 - 1), \quad u = -c/\beta \quad (3.2)$$

где u характеризует отношение скорости перемещения волны к максимальной фазовой скорости линейных волн Россби, бегущих на запад. Используя выражения для ψ и q , из (3.2) получаем

$$1 + \beta y + \text{Bu} \nabla^2 h = (1+h) \left[(1 + \beta y)^2 + 2\beta \text{Bu} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{2h}{u} - \frac{\text{Bu}}{u} (\nabla h)^2 \right]^{1/2} \quad (3.3)$$

При $\beta \ll A$ решение уравнения (3.3) ищем в виде $h = h_0 + \beta h_1$, где h_0 удовлетворяет уравнению (3.3) при $\beta = 0$. Для h_0 имеются нетривиальные осесимметричные решения $h_0 = h_0(r)$, $r^2 = (x - cT)^2 + y^2$, описывающие антициклоны ($h_0 > 0$), перемещающиеся на запад быстрее линейных волн Россби ($u > 1$). В этом случае значения u и Bu однозначно определяются амплитудой возвышения уровня в антициклоне $A = h_0(0)$.

В предельном случае малой амплитуды ($A \ll 1$), раскладывая правую часть в ряд по степеням h_0 , приходим к известному уравнению [4, 5]

$$\text{Bu} \nabla^2 h_0 = (1 - 1/u) h_0 - \frac{3}{2} h_0^2 \quad (3.4)$$

В [4] учитывалось отклонение формы возвышения от осесимметричной вследствие сферичности слоя. Осесимметричное решение (3.4) хорошо аппроксимируется выражением [4]

$$h_0 = A (\text{ch } r)^{-1/3}, \quad u - 1 = 1,8 \text{Bu} = 0,6A \quad (3.5)$$

Здесь в качестве масштаба L выбрано расстояние от центра антициклона до максимума орбитальной скорости в нем, которое намного превышает радиус деформации L_R , поскольку $\text{Bu} \sim A \ll 1$.

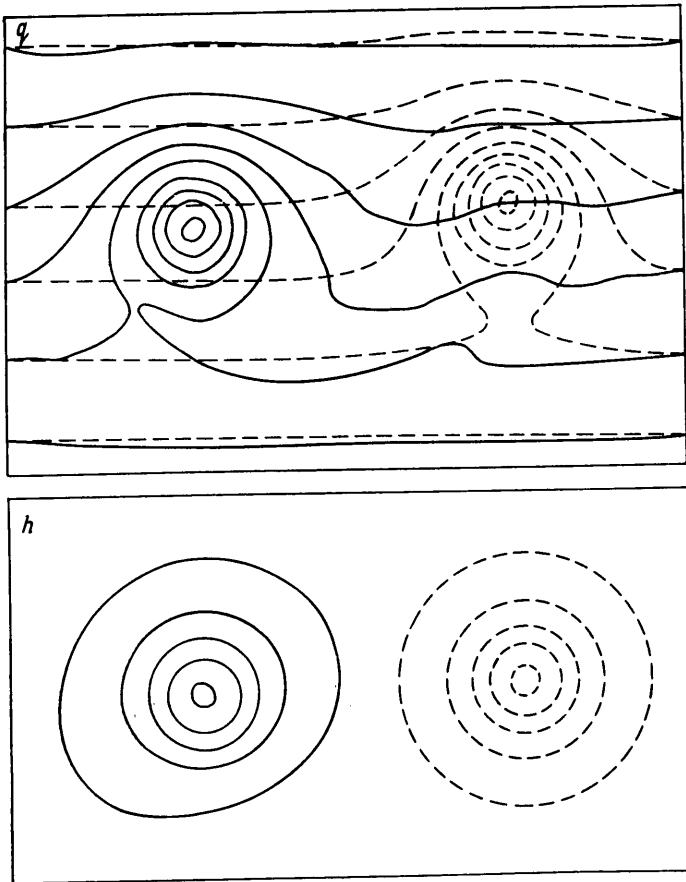
С учетом центробежной силы амплитуда уединенного антициклона при зависимости $\psi(q)$ вида (3.2) оказывается ограниченной [6]. В центре антициклона предельной амплитуды абсолютный вихрь ω обращается в ноль [7]. Антициклоны конечной амплитуды, промежуточной между малой и предельной, удовлетворяют уравнению (3.3). Его решения при $\beta \ll A$ удовлетворительно описываются приближенным выражением (3.5) вплоть до $A = 0,5$.

Представляет интерес проследить за эволюцией антициклона при различных значениях β/A и выяснить различия в поведении циклонов и антициклонов, поскольку стационарно перемещающихся циклонов, которые могли бы описываться уравнением (3.3), не существует.

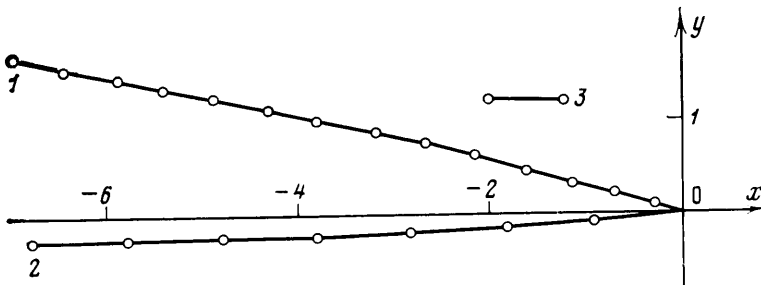
4. В численных экспериментах задавалось начальное распределение потенциального вихря вида

$$q = I + \alpha (\text{ch } r)^{-1/3} \quad (4.1)$$

где α — амплитуда возмущения потенциального вихря (для антициклона малой амплитуды $\alpha = -A$). При заданном q для определения h в соответ-



Фиг. 1



Фиг. 2

ствии с (2.4) имеем эллиптическое уравнение

$$\text{Ву } \nabla^2 h - qh = q - I. \quad (4.2)$$

Уравнение (4.2) решалось итерационным методом верхней релаксации. Расчет проводился для прямоугольной области 60×50 точек с периодическими граничными условиями по x и условием (2.5) на границах по y при $\Delta x = \Delta y = 0,2$.

Для расчета эволюции h во времени использовалось уравнение (2.3), в котором правая часть вычислялась по схеме Аракавы [8]. В процессе расчета контролировалось сохранение потенциальной энтропии Q согласно (2.6).

Расчет эволюции антициклона при $\text{Ву} = 0,32A$ в соответствии с (3.5) показывает, что при малых значениях β/A антициклон сохраняет осесимметричную форму и перемещается на запад как уединенная волна Россби. С ростом отношения β/A на начальной стадии эволюции антициклона

происходит вытягивание формы возвышения в нем в зональном направлении. На фиг. 1 показаны распределения q и h для случая $\alpha = -0,5$, $Bu = 0,16$, $\beta = 0,05$ в начальный момент времени (штриховая линия) и при $T = 120$ (сплошная линия). В этом случае $\beta/A = 0,1$, форма антициклона перестает изменяться после $T = 80$ и он перемещается на запад как уединенная волна, форма которой несколько отличается от осесимметричной.

Положения центра антициклона через равные промежутки времени показаны точками 1 на фиг. 2. Видно, что вначале происходит небольшое смещение центра вихря к экватору. После приспособления антициклона к форме уединенной волны меридиональное смещение центра вихря прекращается. Отсюда можно сделать вывод, что решение уравнения (3.3), описывающее уединенную волну, является притягивающим.

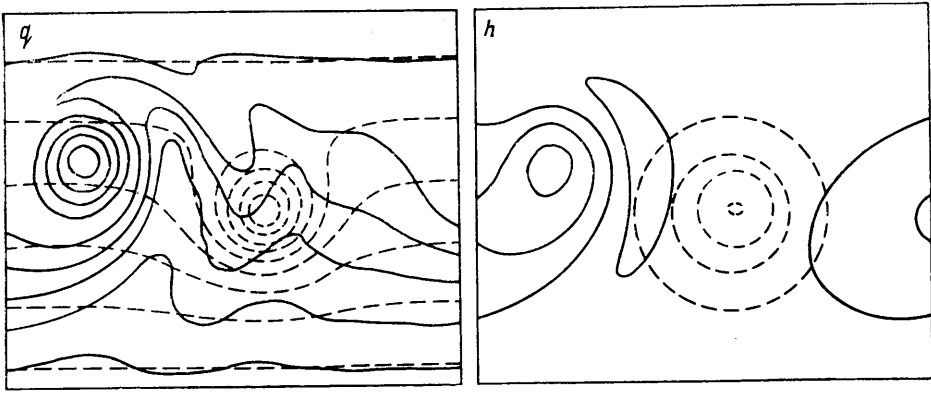
На стадии приспособления образуется слабый волновой след, амплитуда которого достигает 4% от максимального возвышения при $T = 120$. Физический механизм генерации волнового следа можно проследить по распределению потенциального вихря q . Адвекция планетарного вихря на восточной периферии антициклона приводит к образованию области циклонической циркуляции, в следе которой в свою очередь происходит адвекция планетарного вихря в другую сторону. В результате появляются волнообразные искривления изолиний q , которые видны на фиг. 1. Волновой след постепенно отстает от антициклона и не оказывает влияния на его динамику, поскольку антициклон перемещается со скоростью, превышающей максимальную фазовую скорость линейных волн Россби (отрезок 3 на фиг. 2 показывает перемещение при $u = 1$).

Важной особенностью двумерной уединенной волны Россби — антициклона является наличие области замкнутых изолиний потенциального вихря — области захвата, в которой жидкость переносится на запад вместе с волной (фиг. 1). В отличие от одномерных солитонов на мелкой воде уединенные волны Россби — антициклоны при взаимодействии могут сливаться в один антициклон [9], что связано с наличием областей захвата в таких двумерных уединенных волнах [10]. Перенос жидкости вместе с вихрем и слияние антициклонов при столкновении вдогонку наблюдалось и в лабораторных экспериментах с тонким слоем жидкости во вращающемся сосуде параболической формы [11–12].

При увеличении β/A размеры области захвата уменьшаются и отклонение формы уединенной волны от осесимметричной становится более заметным, однако скорость перемещения антициклона на запад хорошо согласуется с выражением (3.5), полученным для осесимметричной уединенной волны. Расчет при $\beta/A = 0,2$ показал, что получающаяся форма уединенной волны весьма близка к рассчитанной в рамках промежуточного квазигеострофического приближения для движений малой амплитуды $A \sim Bu \sim \beta \ll 1$, где начальный осесимметричный профиль возвышения брался гауссовым [13].

При дальнейшем увеличении β/A решение уравнения (3.3) типа стационарной уединенной волны перестает существовать. Так, расчет при $\beta/A = 0,4$ показывает, что антициклон постепенно затухает вследствие того, что часть его, расположенная ближе к экватору, смещается на запад существенно быстрее части вихря, расположенной ближе к полюсу. Центр вихря при этом смещается к экватору со скоростью, составляющей 10% от скорости дрейфа на запад. При $T = 100$ амплитуда возвышения уменьшается на 30%, область захвата в этом случае вырождается.

Различие скоростей западного дрейфа противоположных частей локализованного возмущения связано с изменением параметра Кориолиса с широтой ($I = 1 + \beta y$), на что указывалось в [11], где в лабораторных экспериментах наблюдался распад антициклонов большого размера в зональные течения. Этим же обстоятельством, по-видимому, объясняется медленное разрушение антициклона, полученное в численных экспериментах с использованием полных уравнений мелкой воды (1.1)–(1.3) для тропи-



Фиг. 3

ческой зоны, включающей экватор [14]. Таким образом, для устойчивого существования стационарно перемещающегося антициклона рассмотренного вида необходимо наличие области захвата.

5. При изменении знака α в (4.1) получается циклон, толщина слоя в котором меньше невозмущенной ($h < 0$). На фиг. 3 штриховыми линиями показаны начальные распределения q и h при $\alpha = 0,5$; $Vu = 0,16$, $\beta = 0,05$. В таком циклоне изменение толщины слоя в его центре $h(0) = -0,28$, т. е. по амплитуде в 2 раза меньше, чем в антициклоне при том же распределении возмущения потенциального вихря $q-I$ (фиг. 1). Орбитальная скорость течения в циклоне также в 2 раза меньше, чем в рассмотренном антициклоне.

Происхождение этих различий легко понять, если обратиться к уравнению (4.2). В центре циклона $q = 1,5$; в центре антициклона $q = 0,5$, на перифериях вихрей обоих знаков распределение потенциального вихря стремится к невозмущенному $q \rightarrow I$. В данном случае количественные различия в структуре циклона и антициклона обусловлены конечно-амплитудным возмущением потенциального вихря $q-I$.

Более существенны различия в динамике циклона и антициклона. Помимо перемещения на запад со скоростью $u \approx 0,7$, заметно меньшей максимальной скорости линейных волн Россби, циклон смещается к полюсу со скоростью $u_p \approx 0,2$ (см. траекторию 2 на фиг. 2). На фиг. 3 сплошной линией показаны изолинии q и h при $T = 170$, откуда видно, что распределение h становится существенно несимметричным вследствие излучения волны Россби, которые при $u < 1$ могут распространяться на запад быстрее самого циклона. Отставание центра циклона конечной амплитуды от наиболее быстрых волн Россби согласуется с интегральными оценками [15] и результатами численных экспериментов с использованием приближения мелкой воды (1.1)–(1.3) [16].

Отсюда ясно, почему одиночный циклон не может стационарно перемещаться без излучения волн как антициклон. Различия в динамике обусловлены понижением уровня ($h < 0$) в циклоне, в результате чего скорость перемещения циклона лежит внутри диапазона линейных волн Россби. Энергия циклона расходуется на излучение волн и его амплитуда постепенно уменьшается.

Данный расчет был проведен до $T = 250$, когда циклон начал испытывать влияние собственного волнового следа из-за периодических граничных условий по x . К этому времени понижение уровня в циклоне уменьшается на 25%, причем амплитуда антициклонического волнового следа к востоку от циклона достигает 40% от максимального изменения толщины слоя в циклоне. Амплитуда возмущения потенциального вихря $q-I$ уменьшается на 10% вследствие смещения центра циклона к полюсу, причем на склоне, обращенном к полюсу, течение даже усиливается,

что видно по сгущению изолиний h на фиг. 3. Область захвата перемещается вместе с центром циклона, сохраняя свою площадь и форму, близкую к круговой.

Из анализа линейной задачи известно, что время T_0 , за которое амплитуда локализованного возмущения уменьшается, например вдвое, определяется дисперсионными свойствами волн Россби $T_0 \approx 2\pi(1+Bu)/\beta$ [17]. В рассмотренном случае $T_0 \sim 150$, однако к этому времени амплитуда изменения толщины слоя в циклоне уменьшилась лишь на 15%. Какими же нелинейными эффектами обусловлено столь заметное замедление дисперсионного затухания циклона?

Для локализованных вихрей с масштабом $L \ll L_R$, т. е. при $Bu \geq 1$, численные эксперименты в рамках квазигеострофического приближения показали, что дисперсионное затухание вихря замедляется при увеличении его интенсивности ϵ/β [18]. В этом приближении учитываются нелинейные эффекты, связанные только с адвекцией относительного вихря $Bu \nabla^2 h$, роль которой по отношению к адвекции планетарного вихря βu характеризуется отношением ϵ/β . Аналогичные результаты были получены и с использованием уравнений мелкой воды (1.1)–(1.3) [19]. Важную роль в замедлении дисперсионного затухания локализованных возмущений в сильнонелинейном режиме ($\epsilon \geq \beta$), по-видимому, играет топологическая инвариантность изолиний потенциального вихря q [20].

В традиционном квазигеострофическом приближении эволюция циклона отличается от эволюции антициклона только направлением перемещения центра вихря по широте, так что нелинейные эффекты, связанные с адвекцией относительного вихря, для вихрей обоих знаков проявляются одинаково. Для движений с масштабом, существенно превышающим радиус деформации ($Bu \ll 1$), в данной работе учитывались дополнительные нелинейные эффекты, связанные с изменением толщины слоя. Последние могут компенсировать дисперсию только для антициклонов, толщина слоя в которых больше невозмущенной. Поэтому замедление дисперсионного затухания циклонов с масштабом $L \gg L_R$, обнаруженное в расчетах, обусловлено нелинейными эффектами, связанными с адвекцией относительного вихря как и для вихрей с масштабом $L \ll L_R$. В рассмотренном выше случае $\epsilon \sim \beta$.

Заметим, что замедление дисперсионного затухания циклонов не отмечалось в численных экспериментах с использованием промежуточного квазигеострофического приближения [13], в котором предполагалось, что $Bu \sim A \sim \beta \sim \epsilon^{1/2} \ll 1$, т. е. $\epsilon \ll \beta$. Физический механизм замедления дисперсионного затухания вихрей в сильнонелинейном режиме ($\epsilon \geq \beta$) требует дальнейшего изучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каменкович В. И., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
2. Хаин А. П., Сутырин Г. Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 272 с.
3. Сутырин Г. Г. Синоптические движения конечной амплитуды. — Докл. АН СССР, 1986, т. 290, № 5, с. 1093–1096.
4. Петвиашвили В. И. Красное пятно Юпитера и дрейфовый солитон в плазме. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, вып. 11, с. 632–635.
5. Charney J. G., Flierl G. R. Oceanic analogues of large-scale atmospheric motions. — In: Evolution of Physical Oceanography/Ed. Warren B. A., Wunsch C. Massachusetts Institute of Technology, 1981, p. 504–552.
6. Сутырин Г. Г. К теории уединенных антициклонов во вращающейся жидкости. — Докл. АН СССР, 1985, т. 280, № 5, с. 1101–1105.
7. Сутырин Г. Г. Уединенные осесимметричные волны Россби конечной амплитуды. — Изв. АН СССР, МЖГ, 1985, № 4, с. 119–121.
8. Arakawa A. Computational design of long-term numerical integration of the equations of fluid motion: two-dimensional incompressible flow. Pt 1. — J. Comput. Phys., 1966, v. 1, № 1, p. 119–143.
9. Петвиашвили В. И., Смирнов А. П. Численное моделирование взаимодействия дрейфовых солитонов — антициклонов. — Докл. АН СССР, 1984, т. 277, № 1, с. 88–90.

10. *Сутырин Г. Г., Юшина И. Г.* Взаимодействие синоптических вихрей конечной амплитуды.— Докл. АН СССР, 1986, т. 288, № 3, с. 585—589.
11. *Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.* Солитон Россби в лаборатории.— ЖЭТФ, 1982, т. 72, вып. 1, с. 145—160.
12. *Антипов С. В., Незлин М. В., Родионов В. К., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.* Солитоны Россби: устойчивость, столкновения, асимметрия и генерация течений со сдвигом скорости.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, вып. 4, с. 1357—1372.
13. *Matsuura T., Yamagata T.* On the evolution of nonlinear planetary eddies larger than the radius of deformation.— J. Phys. Oceanogr., 1982, v. 12, № 5, p. 440—456.
14. *Williams G. P., Yamagata T.* Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian eddies.— J. Atm. Sci., 1984, v. 41, № 4, p. 453—478.
15. *Nof D.* On the migration of isolated eddies with application to Gulf Stream rings.— J. Mar. Res., 1983, v. 41, № 3, p. 399—425.
16. *Davey M. K., Killworth P. D.* Isolated waves and eddies in shallow water model.— J. Phys. Oceanogr., 1984, v. 14, № 7, p. 1047—1064.
17. *Flierl G. R.* The application of linear quasigeostrophic dynamics to Gulf Stream rings.— J. Phys. Oceanogr., 1977, v. 7, № 3, p. 365—379.
18. *McWilliams J. C., Flierl G. R.* On the evolution of isolated, nonlinear vortices.— J. Phys. Oceanogr., 1979, v. 9, № 6, p. 1155—1182.
19. *Smith D. C. IV, Reid R. O.* A numerical study of nonfrictional decay of mesoscale eddies.— J. Phys. Oceanogr., 1982, v. 12, № 3, p. 244—255.
20. *Ларичев В. Д.* Общие свойства нелинейной синоптической динамики в простейшей модели баротропного океана.— Океанология, 1983, т. 23, вып. 4, с. 551—558.

Москва

Поступила в редакцию
11.V.1985