

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.45-852.6

СОЛИТОНЫ РОССБИ**(Экспериментальные исследования и лабораторная модель природных вихрей типа Большого Красного Пятна Юпитера)****М. В. Незлин****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	4
1. Волны Россби	5
1.1. Условия существования и природа	5
1.2. Дисперсия	6
1.3. Нелинейность волн Россби: скалярная и векторная	7
1.4. Проявления волн Россби на Земле	9
1.5. Аналогия с дрейфовыми волнами в плазме	10
2. Солитоны Россби (краткий очерк результатов теории)	11
2.1. Уединенная волна Россби как результат равновесия между дисперсией и нелинейностью	11
2.2. Монополярные (одиночные) солитоны Россби. Теоретическая солитонная модель Большого Красного Пятна Юпитера (БКПЮ)	12
2.3. Дипольные солитоны Россби	15
2.4. Вопросы устойчивости и стационарности структур	16
3. Солитоны Россби во вращающейся мелкой воде (эксперимент)	16
3.1. Экспериментальное обнаружение солитона Россби и его свойства	16
3.2. Экспериментальные «сюрпризы»	25
3.3. Соотношение эксперимента и теории	28
3.4. «Волна или вихрь?» Вихревой солитон Россби — волновой уединенный вихрь	30
4. Генерация вихрей (и солитонов) Россби встречными зональными течениями (эксперимент)	30
4.1. Постановка вопроса	30
4.2. Течения на несжимаемой мелкой воде со свободной поверхностью как модель двумерных течений в сжимаемой среде. Критерий Ландау устойчивости двумерного сверхзвукового тангенциального разрыва скорости	31
4.3. Экспериментальная установка с встречными зональными течениями во вращающемся параболоиде	32
4.4. Генерация цепочек циклонов и антициклонов встречными зональными течениями. Солитоны Россби и циклон-антициклонная асимметрия	33
4.5. Срыв неустойчивости двумерного тангенциального разрыва (Кельвина — Гельмгольца) при «сверхзвуковом» скачке скорости встречных течений; согласие с критерием Ландау. Экспериментальная иллюстрация аналогии между двумерной газодинамикой и динамикой мелкой воды	35
4.6. Автосолитон Россби — самоорганизация в зональных течениях	36
4.7. И все-таки: почему наблюдаемые структуры — это вихри Россби?	39
5. Солитоны Россби и планетарные вихри	40
5.1. Экспериментальная солитонная модель Большого Красного Пятна Юпитера	40
5.2. Почему вихрь «Большое Красное Пятно Юпитера» уникален на всем периметре планеты?	41
5.3. О трехмерной солитонной модели Большого Красного Пятна Юпитера	43
5.4. О других крупных вихрях в атмосферах больших планет	45
5.5. Альтернативная модель планетарных вихрей на основе термогироконвекции	46

6. О возможности существования вихревых структур в спиральных галактиках	47
7. Неустойчивость дифференциально вращающейся мелкой воды как возможный единый механизм генерации крупных вихрей больших планет и спиральной структуры галактик со скачком скорости на профиле вращения	49
7.1. О чередовании мод неустойчивости сдвиговых течений (к вопросу об уникальности вихря БКПЮ на периметре планеты)	49
7.2. Астрофизические приложения	50
8. Дипольные вихри Россби (эксперимент)	51
8.1. Постановка вопроса и первые опыты (малый параболоид)	51
8.2. Экспериментальные данные (большой параболоид) и их сопоставление с теорией	52
Заключение	56
Список литературы	56

ВВЕДЕНИЕ

Предмет данного обзора составляют структуры, являющиеся, с одной стороны, вихрями, а с другой стороны — уединенными волнами, или солитонами. Их вихревые свойства обусловлены силой Кориолиса, связанной с глобальным вращением их «среды обитания», а солитонные свойства — равновесием между дисперсией и нелинейностью. Эти дуалистические структуры можно называть как вихревыми солитонами, так и волновыми вихрями. С волновой точки зрения, они принадлежат к ветви дрейфовых волн Россби, существующих в океанах и атмосферах планет; частоты этих волн малы по сравнению с частотой глобального вращения планеты, а длины волн могут иметь планетарный масштаб — они весьма велики по сравнению с глубиной океана или атмосферы. При большой амплитуде эти волны превращаются в планетарные вихри. Наиболее крупный из них носит название «Большое Красное Пятно Юпитера» (БКПЮ) *). Этот атмосферный вихрь, по размерам значительно превосходящий нашу Землю, наблюдается уже в течение трех столетий. По-видимому, ту же природу имеют синоптические вихри в земных океанах, а также стоячие планетарные вихри (так называемые блокинги), возможно, ответственные за длительные засухи на Земле. По отношению к столь длинным структурам атмосфера или океан являются квазидвумерными средами и могут рассматриваться как «мелкая вода». Этим, а также сравнительно медленным вращением, они принципиально отличаются от смерчей, которым, напротив, свойственно быстрое собственное вращение по сравнению с частотой глобального вращения планеты. (Чтобы лучше отличать смерчи и ураганы от рассматриваемых в обзоре планетарных вихрей и их образов в лабораторных опытах на мелкой воде, рекомендуем читателю книги ¹⁻⁵.)

Планетарные волны (вихри) носят имя шведского геофизика Россби, показавшего их важную роль в процессах глобальной циркуляции атмосферы ^{7 **}). Они успешно моделируются в лаборатории ^{9, 11-17}. По их теории имеются обзоры ²³⁻²⁷, блокинги рассмотрены в ^{18, 106, 44}, синоптические вихри в океанах — в ^{19, 20}. Волны Россби физически аналогичны дрейфовым волнам в пространственно неоднородной замагниченной плазме. Они, возможно, имеют отношение к генерации магнитных полей в природе ^{21, 22}.

Солитоны Россби — это уединенные планетарные волны, или нерасплывающиеся нелинейные пакеты волн Россби, в которых дисперсионное расщепление (свойственное линейному волновому пакету) уравнивается нелинейным самосжатием, и волна распространяется без изменения своей формы. Иногда термин «солитон» применяется только к такой уединенной волне, которая выходит неизменной из столкновения с себе подобной (см., например, ²⁸⁻²⁹). Такое определение распространено, в основном, среди

*) В английской транскрипции — (J) GRS (Jovian Great Red Spot).

***) Теоретически эти волны были известны еще в конце прошлого века ⁶ и позже были рассмотрены в ⁸ (см. обзор ⁹), современные наблюдения воли Россби в атмосфере Земли описаны в обзоре ^{10a} (см. также ^{10b}).

математиков. Физики же обычно предпочитают ставить знак тождества между солитоном и уединенной волной, независимо от результатов взаимных столкновений этих волн (см., например, ³²⁻³⁵). Так же будем поступать и мы. До последних лет солитоны Россби изучались только теоретически, по ним имеются обзоры ^{19a, 39a} (о первых работах по теории солитонов в плазме см. ^{30, 31}). Данный обзор посвящен *экспериментальным* исследованиям солитонов Россби, которые были начаты с их обнаружения в лаборатории в начале 1981 г. Попутно в обзоре излагаются основные результаты теории и проводится ее сопоставление с опытом.

Эксперименты с солитонами Россби прошли через несколько стадий. На первой стадии солитон Россби представлял собой нестационарный вихрь, созданный кратковременно действующим генератором, существующий без расплывания значительно дольше линейного волнового пакета и постепенно затухающий вследствие вязких потерь импульса. На второй стадии были получены стационарные структуры — цепочки солитонов Россби, генерируемые неустойчивыми зональными встречными течениями. На третьей стадии удалось создать самоорганизующийся и самоподдерживающийся в системе течений стационарный антициклонический *одиночный* вихрь — автосолитон Россби. На эту структуру можно смотреть как на физическую экспериментальную модель Большого Красного Пятна Юпитера ³⁶⁻³⁸, построенную методом физического аналогового моделирования на мелкой воде *). Этот метод основан на аналогии уравнений, описывающих двумерную газодинамику и динамику мелкой воды ¹⁰¹. По сравнению с общепринятым моделированием на ЭВМ аналоговое физическое моделирование имеет свои существенные достоинства, одно из которых — простота экспериментальной реализации. Иллюстрация достоинств этого метода — на примерах моделирования планетарных вихрей — составляет основную цель данного обзора. (Об аналоговом физическом моделировании явлений масштаба Вселенной см. работу ⁴⁰.)

1. ВОЛНЫ РОССБИ

1.1. Условия существования и природа

Волны Россби возникают в атмосфере или океане вращающейся планеты и отличаются низкими частотами (ω) и большими длинами волн (λ), а именно, $\omega \ll \Omega_0$ и $\lambda \gg H$ (условие «мелкой воды»), где Ω_0 — угловая частота вращения планеты, H — эффективная глубина ее атмосферы (океана). Условия существования этих волн легко пояснить с помощью уравнения Эйлера:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + 2[\Omega_0 \mathbf{v}] = -\frac{1}{\rho} \nabla p. \quad (1)$$

Поскольку $\partial v / \partial t \approx \omega v$ и $(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \approx \omega v$, то первые два слагаемых в левой части (1) малы по сравнению с третьим, и (1) приобретает вид уравнения геострофического равновесия:

$$2[\Omega_0 \mathbf{v}] = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (2)$$

— сила Кориолиса уравновешивается градиентом гидростатического давления $p = \rho g^* H$, где ρ — плотность среды и g^* — ускорение равнодействующей силы тяжести и центробежной силы от глобального вращения. Отношение центробежной силы от вращения частицы в волне к силе Кориолиса называется числом Россби — Кибеля, Ro . В рассматриваемом режиме (он называется режимом Россби)

$$Ro = \left| \frac{(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}}{2\Omega_0 v} \right| \approx \frac{v}{L\Omega_0} \approx \frac{\omega}{\Omega_0} \ll 1. \quad (3)$$

*) Термин «автосолитон», применительно к другим конкретным структурам, впервые введен В. В. Осиповым и Б. С. Кернером; см. ⁷⁵ и цитируемую там литературу.

Таким образом, в условиях существования волн Россби решающую роль играет сила Кориолиса. Волны Россби возникают вследствие пространственной неоднородности этой силы, связанной с зависимостью локальной вертикальной компоненты Ω_{0z} вектора Ω_0 угловой скорости вращения системы от широты (φ), а именно, $\Omega_{0z} = \Omega_0 \cos \alpha$, где $\alpha = \pi/2 - \varphi$. Волны Россби распространяются на запад, против глобального вращения планеты. Это распространение представляет собой дрейф, происходящий перпендикулярно как направлению вектора угловой скорости вращения планеты Ω_0 , так и направлению градиента параметра Кориолиса

$$f = 2 \Omega_0 \cos \alpha. \quad (4)$$

Механизм этого дрейфа²⁶⁶, по существу, аналогичен механизму дрейфа заряженных частиц в неоднородном магнитном поле, «скрещенном» с собственным градиентом⁸².

1.2. Дисперсия

Дисперсионное уравнение для волн Россби нетрудно получить с помощью обычной процедуры. Из уравнения движения (1) и уравнения непрерывности для жидкости со свободной поверхностью

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \text{div}(H\mathbf{v}) = 0 \quad (5)$$

находится решение, разложение которого в ряд по степеням числа Россби — Кибеля (3) с последующей линеаризацией дает уравнение для частоты ω и фазовой скорости v_Φ волн Россби произвольной длины $\lambda = 2\pi/k$ ^{23, 24}:

$$\omega = - \frac{k_x \beta}{k_x^2 + k_y^2 + r_R^{-2}}, \quad (6)$$

$$v_\Phi = \frac{\omega}{k_x} = - \frac{\beta r_R^2}{k^2 r_R^2 + 1}, \quad (7)$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$; k_x, k_y — волновые числа, соответствующие колебаниям вдоль параллели и меридиана, x — координата вдоль параллели (положительное направление — на восток), y — координата вдоль меридиана (положительное направление — на север), $\partial/\partial y = (1/R) \partial/\partial \varphi$, R — радиус кривизны системы (радиус планеты),

$$r_R = f^{-1}(g^*H)^{1/2} \quad (8)$$

— характерный размер дисперсии, или радиус Россби — Обухова, H — эквивалентная глубина среды. В случае атмосферы из молекул с массой M и температурой T^*)

$$H = kT/Mg^*, \quad (9)$$

$$r_R = c_s/f, \quad (10)$$

где $c_s = (kT/M)^{1/2}$ — изотермическая скорость звука. Приведем несколько примеров. Для Земли $H \approx 8$ км, $r_R \approx 3000$ км, для Юпитера $H \approx 25$ км, $r_R \approx 6000$ км, для Сатурна $H \approx 80$ км, $r_R \approx 6000$ км.

Параметр β , входящий в (6), (7), определяется соотношением

$$\beta = - \frac{f^2}{H} \frac{\partial H/f}{\partial y}, \quad (11)$$

или

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} - \frac{f}{H} \frac{\partial H}{\partial y}. \quad (11')$$

Из (11) видно, что волна Россби возникает вследствие меридиональной неоднородности параметра Кориолиса или глубины жидкости. Это явление назы-

*) В (9) величина k — постоянная Больцмана.

вается β -эффектом. Направление распространения волны определяется знаком выражения (11). В частности, при $H = \text{const}$, что имеет место, например, в планетной атмосфере или океане однородной глубины,

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y}. \quad (11'')$$

Фазовая скорость волн Россби при $H = \text{const}$ направлена на запад (знак «минус» в (6), (7)). В других условиях, а именно при наличии достаточно большого и направленного на север градиента толщины H слоя жидкости, фазовая скорость волн Россби, как видно из (11), в принципе, может быть направлена и на восток. И хотя на планетах такая ситуация бывает лишь при наличии достаточно сильного ветра (см. раздел 1.4), она без труда может быть реализована в эксперименте (см. раздел 3.1.4).

Скорость волн зависит от их длины, $\lambda = 2\pi/k$. У самых длинных волн ($k \rightarrow 0$) фазовая скорость приближается к пределу — так называемой скорости Россби

$$V_R = |\beta| r_R^2. \quad (12)$$

В частном случае $H = \text{const}$, согласно (11''),

$$V_R = r_R^2 \frac{\partial f}{\partial y}. \quad (12')$$

Важно отметить другое приближение, которое практически всегда применяется при теоретическом рассмотрении волн Россби. Это так называемое приближение β -плоскости: волны рассматриваются не на сферической поверхности планеты, а (для простоты анализа) на плоскости, касательной к этой поверхности. В этом приближении параметр Кориолиса

$$f = f_0 + \frac{\partial f}{\partial y} y = f_0 + \beta y, \quad (4')$$

где y — смещение в β -плоскости на север от рассматриваемой точки, причем величина β считается не зависящей от y ; соответственно (4')

$$\beta = -\frac{1}{R} \frac{\partial f}{\partial \alpha},$$

где R — радиус кривизны меридиана планеты.

1.3. Нелинейность волн Россби: скалярная и векторная

Согласно теореме Эртеля²³⁻²⁵ о сохранении («вмороженности») потенциального вихря на мелкой воде

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\text{rot } \mathbf{v} + \mathbf{f}}{H} \right)_z = 0,$$

где первое слагаемое в числителе — это локальный вихрь скорости жидкости, $\mathbf{f} = 2\Omega_0$ — удвоенная проекция вектора угловой скорости системы на местную вертикаль, $H = H_0 + \delta H$, δH — возмущение поверхности жидкости ($h = \delta H/H_0 \ll 1$). В рассматриваемом случае двумерного движения можно ввести функцию тока ψ , производные которой ($-\partial\psi/\partial y$, $\partial\psi/\partial x$) определяют компоненты скорости жидкости вдоль параллели и меридиана. В режиме геострофического равновесия (2), (3) имеем $\delta H = (f/g)\psi$. Разлагая $[1 + (\delta H/H_0)]^{-1}$ в ряд и сохраняя члены не выше второго порядка, из теоремы Эртеля получим

$$(\Delta\psi - r_R^{-2}\psi)_t - \beta k_x \psi + A(\psi^2)_x + BJ(\Delta\psi, \psi) = 0, \quad (13)$$

где $J(\Delta\psi, \psi) = \Delta\psi_x \psi_y - \Delta\psi_y \psi_x$ — якобиан; нижние индексы обозначают дифференцирование по x (вдоль параллели) и y (вдоль меридиана) в ед. a

и по t — в ед. R/v_R ; A, B — коэффициенты, связанные с такими параметрами системы, как Ω_0, β, R, r_R . Предполагается, что величина β не зависит от y ($\beta = \text{const}$). В уравнении (13) первые два члена определяют дисперсию волн Россби. В самом деле, производя замену $\psi_t \rightarrow \omega\psi$, $\Delta\psi = -k^2\psi$, в линейном приближении из (13) получим дисперсионное уравнение (6). Третий и четвертый члены (13) учитывают две нелинейности волн Россби: скалярную и векторную соответственно. Скалярная нелинейность⁴³ непосредственно связана с изменением толщины H слоя жидкости. Она обычно учитывается в уравнениях для нелинейных волн, например в уравнении Кортевега — де Фриза (КдФ)^{3а, 3б}, из которого следует *солитон возвышения* на мелкой воде — первый солитон в истории науки, наблюдавшийся Скоттом Расселом около 150 лет тому назад^{28б, г}. Векторная нелинейность может и не быть связана с изменением H . Разделить эти нелинейности, строго говоря, можно лишь в асимптотических модельных ситуациях. Так, скалярная нелинейность исчезает при отсутствии у жидкости свободной поверхности, а векторная отсутствует при одновременном выполнении двух условий: аксиальной симметрии вихря и постоянства скорости Россби в пространстве¹⁴². Беря отношение третьего члена к четвертому, можно получить следующую условную оценку количественного соотношения рассматриваемых нелинейностей⁴²:

$$\frac{\text{скалярная нелинейность}}{\text{векторная нелинейность}} \approx \frac{a^2}{r_R^2}. \quad (14)$$

Следовательно, при

$$a > r_R \quad (15а)$$

можно ожидать преобладания скалярной нелинейности, а при

$$a < r_R \quad (15б)$$

преобладания векторной нелинейности. Эти ориентировочные соотношения имеют оценочный характер и (как будет очевидно из содержания раздела 8) полезны для экспериментального поиска тех условий, в которых можно ожидать преимущественного проявления той или другой нелинейности.

Из уравнения (13) следует асимметрия нелинейных свойств циклонов и антициклонов (напомним, что у циклона ротор скорости параллелен вектору Ω_{0z} , а у антициклона — антипараллелен). В самом деле, из уравнения (2) геострофического равновесия видно, что у циклона $h < 0$, а у антициклона $h > 0$. При замене циклона на антициклон знаки всех членов уравнения (13), кроме третьего, изменятся на противоположные, а знак третьего члена сохранится. Этот знак таков, что, как нетрудно видеть, скалярная нелинейность может уравновесить дисперсию (т. е. вызвать эффект, противоположный дисперсии) только в случае антициклона⁴². У циклона же дисперсия и скалярная нелинейность имеют одинаковые знаки и, следовательно, не могут быть взаимно скомпенсированы. Это означает, что если существует «скалярный» солитон Россби (уединенная волна, в которой дисперсионное распыливание скомпенсировано укручением, обусловленным скалярной нелинейностью), то он может быть только антициклоном, т. е. только солитоном возвышения, как и упоминавшийся здесь классический солитон Рассела. Эта циклон-антициклонная асимметрия, как мы увидим, в существенной мере определяет возможность (или невозможность) формирования уединенных вихрей различной полярности (см. разделы 3, 4, 5, 8 и ⁴²).

Ниже будет показано, что природные планетарные вихри типа Большого Красного Пятна Юпитера (БКПЮ), а также одиночные (монопольные) вихри Россби, наблюдаемые в рассматриваемых в обзоре экспериментах, удовлетворяют соотношению (15а). Поэтому в тех местах обзора, где речь идет об указанных вихрях, мы отдаем предпочтение той их модели, которая не пренебрегает скалярной нелинейностью, т. е. строится на основе учета обеих указанных нелинейностей, как это делается, например, в ⁴². Неучет

скалярной нелинейности — принципиальный недостаток первой солитонной модели БКПЮ (см. раздел 2.2). В условиях же существования дипольных вихрей (см. раздел 8), возможно, преобладает векторная нелинейность — в соответствии с соотношениями (14), (15а), (15б).

Существенная разновидность векторной нелинейности рассмотрена в теоретических работах ³⁹. Она возникает при наличии градиента величины скорости Россби вдоль меридиональной координаты y (когда в уравнении (13) $\beta \neq \text{const}$). Этот градиент может быть обусловлен изменением вдоль y любого из параметров, входящих в выражения (11), (12). В ³⁹ конкретно рассматривается нелинейность, связанная с зависимостью $H(y)$, и формируемые ею так называемые топографические солитоны Россби. Эта нелинейность может проявляться в атмосферах планет и в океанах, другой случай возможного ее проявления упоминается в разделе 6.

1.4. Проявления волн Россби на Земле

Из проявлений волн Россби на нашей планете рассмотрим прежде всего наиболее интересное в плане данного обзора — синоптические вихри в океанах, открытые советскими исследователями ¹⁹. При их интерпретации необходимо учесть неоднородность плотности океана по вертикали (обусловленную зависимостью плотности от температуры, давления и концентрации растворенных в воде солей). Но эта неоднородность, как оказывается ^{19, 26}, влечет за собой необходимость учета волнового движения не только по горизонтالي (как мы делали выше), но и по вертикали. Учет вертикального волнового движения в волнах Россби приводит к интересному результату: дисперсионное уравнение для волн структурно остается тем же самым, но в качестве характерного размера дисперсии входит уже не радиус Россби — Обухова (8) (он называется баротропным), а так называемый внутренний (или бароклиный) радиус Россби:

$$r_1 = \frac{NH}{m\pi f_0}, \quad (16)$$

где N — частота Брента — Вейселя вертикальных колебаний неоднородной жидкости, устойчивой по отношению к конвекции (плотность жидкости ρ убывает по вертикали). В несжимаемой среде

$$N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{1/2}; \quad (17)$$

учет сжимаемости приводит к появлению в скобках (17) второго слагаемого, равного g^2/c_s^2 , где c_s — скорость звука в среде; m — номер вертикальной моды в верхнем слое океана. В условиях океана, при $m = 1$, величина $r_i \approx 50$ км (много меньшая, чем величина $r_R \approx 2000$ км) оказывается весьма близкой к размерам наблюдаемых синоптических вихрей, а скорость их дрейфа (на запад), имеющая порядок нескольких см/с, приблизительно соответствует скорости Россби βr_i^2 (но никак не βr_R^2 , что отвечало бы вертикально однородной среде). Поэтому синоптические вихри в океанах рассматриваются ²⁶ как бароклинные волны Россби. Они именно потому умещаются в океанах, что их размеры определяются величиной $r_i \approx 50$ км, а не величиной $r_R \approx 2000$ км. Другой пример аналогичной закономерности — природный атмосферный вихрь в Большом Красном Пятне Юпитера (см. раздел 2.2) и глубинные (внутренние бароклинные) антициклонические вихри («линзы») размером $\sim r_1$ в океанах Земли (см. раздел 5.2).

Рассмотрим теперь важный вопрос о формировании стоячего планетарного вихря вследствие остановки волны Россби ветром, дующим ей навстречу ^{18, 24, 44}. Пусть волна Россби распространяется в среде, которая сама движется относительно планеты со скоростью u (положительное направление этой скорости — на восток). Если без движения среды (т. е. в отсутствие

ветра) атмосфера была однородной, то наличие ветра делает ее неоднородной: на ветер действует сила Кориолиса, пропорциональная $f u$, которая вызывает уравнивающий ее градиент гидростатического давления (см. (2)):

$$g \frac{\partial H}{\partial y} = -f u.$$

Теперь скорость волны Россби относительно ветра определяется соотношениями (6), (11), а скорость волны относительно планеты составит

$$V = \frac{\omega}{k_x} + u = \frac{(u k^2 - \partial f / \partial y) r_R^2}{1 + k^2 r_R^2}.$$

Видно, что если скорость ветра удовлетворяет условию

$$u = \frac{1}{k^2} \frac{\partial f}{\partial y},$$

то волна Россби, при отсутствии ветра распространявшаяся на запад, под влиянием встречного ветра остановится. В условиях Земли указанное равенство для волны длиной $\lambda = 2\pi/k \approx 3000$ км может установиться при скорости ветра в несколько м/с. Теперь учтем, что волна Россби достаточно большой амплитуды обладает свойствами вихря: она сохраняет «свои» частицы и не пропускает внутрь себя посторонние (см. ниже, раздел 3.2.3). При этом, после того как выльются «свои» осадки, в районе локализации вихря Россби могут наблюдаться застойные явления типа длительной засухи (например, такой, которая была в нашей стране в 1972 г.). Это так называемые блокинги¹⁸. Если скорость ветра превышает указанную выше величину, то волна Россби сносится (встречным) ветром на восток. Интересно отметить, что для очень длинных волн Россби ($\lambda \gg r_R$, $k^2 r_R^2 \rightarrow 0$) влияние ветра на скорость их распространения исчезает: снос волны ветром в точности компенсируется увеличением скорости волны относительно ветра под влиянием возникшего градиента гидростатического давления. По этой причине солитон Россби *) не сносится ветром (течением)⁴⁴.

1.5. Аналогия с дрейфовыми волнами в плазме

Существует глубокая аналогия между волнами Россби и так называемыми дрейфовыми (градиентными) волнами в плазме, удерживаемой от поперечного распыливания сильным продольным магнитным полем. В случае дрейфовых волн роль, аналогичную силе Кориолиса, играет сила Лоренца. И так же, как волны Россби возникают вследствие поперечной (k направлению локальной угловой скорости системы) неоднородности параметра Кориолиса или глубины жидкости, дрейфовые волны возникают вследствие поперечной (k магнитному полю) неоднородности температуры электронов или плотности плазмы. Пространственным масштабом дисперсии дрейфовых волн является «ларморовский радиус ионов при электронной температуре», аналогичный радиусу Россби — Обухова r_R и равный отношению скорости ионного звука c_s к ларморовской частоте вращения ионов в магнитном поле (ω_{ip}), а сама величина ω_{ip} аналогична параметру Кориолиса f_0 . Удельному гидростатическому давлению $g^* H$ аналогична величина $k T_e / M = c_s^2$. Аналогом скорости Россби является характерная дрейфовая скорость $V_{др}$, величина и знак которой определяются пространственными (поперечными) градиентами параметров плазмы и магнитного поля; эта скорость пропорциональна «дрейфовому» коэффициенту $\beta_{др}$, аналогичному коэффициенту β для волн Россби (11). Пространственная ориентация дрейфовых волн определяется волновыми числами k_x и k_y , соответствующими азимутальной коор-

*) Напомним, что скорость распространения солитона Россби только нелинейной добавкой отличается от фазовой скорости линейной волны с $\lambda \rightarrow \infty$.

динате x (вдоль «параллели» вокруг направления магнитного поля) и радиальной координате y (поперек магнитного поля). Согласно сказанному понятно, что и дисперсионное уравнение для дрейфовых волн оказывается аналогичным уравнению для волн Россби. Указанная аналогия между двумя типами волн в столь различных средах, по воспоминаниям А. М. Обухова, впервые была замечена М. А. Леонтовичем около 20 лет тому назад и далее рассматривалась другими авторами (см., например, ⁴⁵, ⁴⁶). Из нее следует, что аналогично гидродинамическим дрейфовым солитонам Россби, наблюдаемым в эксперименте (раздел 3), можно ожидать существования дрейфовых солитонов в замагниченной плазме.

2. СОЛИТОНЫ РОССБИ (КРАТКИЙ ОЧЕРК РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕОРИИ)

2.1. Уединенная волна Россби как результат равновесия между дисперсией и нелинейностью

Волнам Россби свойственно следующее сочетание дисперсии и нелинейности (см. соотношение (7)): дисперсия отрицательна (фазовая скорость падает с увеличением волнового числа), а нелинейность положительна: фазовая скорость (7) возрастает с увеличением амплитуды волн, т. е. высоты жидкости H (поскольку $r_R^2 \sim H$). Такое сочетание свойств является необходимой предпосылкой возможности существования уединенной волны — в виде (вращающегося) возвышения жидкости, имеющей свободную поверхность (рис. 1). В самом деле, участкам возвышения (крутым склонам профиля *)), с одной стороны, соответствует меньшая фазовая скорость (из-за отрицательной дисперсии), а с другой стороны, большая фазовая скорость (из-за положительной нелинейности; в результате возможна (не исключена) компенсация дисперсионного распыливания волнового пакета (которое свойственно классическому линейному пакету его нелинейным самосжатием с образованием уединенной волны (солитона). Легко видеть, что в случае волны понижения (профиль высоты в виде ямки) эффекты дисперсии и нелинейности были бы направлены в одну и ту же сторону, и нелинейность только усугубила бы дисперсионное распыливание. Поэтому теория предсказывает, что уединенная волна углубления в данном случае невозможна **). Но рассматриваемое равновесное возвышение (радиус a , амплитуда ΔH), согласно уравнению геострофического равновесия (2),

$$f_0 v \approx \frac{g^* \Delta H}{a}, \quad (2')$$

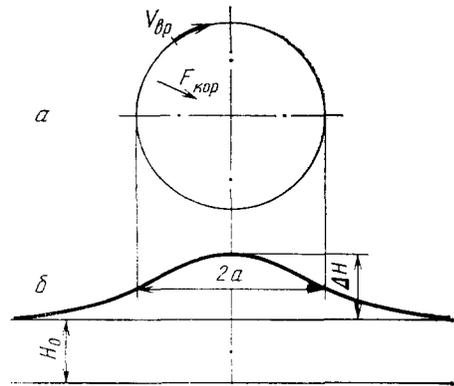


Рис. 1. Антициклон — равновесное возвышение поверхности вращающейся несжимаемой жидкости.

$F_{кор}$ — сила Кориолиса. a — Траектория частицы вихря, δ — Профиль высоты жидкости

*) Крутым участкам соответствуют большие волновые числа.

**) Это рассуждение совершенно аналогично выводу работы ³⁰ о том, что на «обычной» ветви ионно-звуковых волн (с отрицательной дисперсией) в плазме солитон сжатия возможен, а солитон разрежения — нет. Это также соответствует тому факту, что классический солитон Скотта Рассела на мелкой воде (первый солитон в истории науки) ^{28б} является солитоном возвышения (уединенная волна в виде ямки невозможна и в этом случае). Указанные здесь солитоны являются решениями известного уравнения Кортевега — де Фриза (см. ^{3а}, ³²).

должно вращаться в сторону, противоположную локальной скорости вращения системы: в этом случае сила Кориолиса, действующая на круговой ток частиц в вихре, направлена к центру вихря и уравнивает гидростатическое давление, связанное с возвышением. Следовательно, ожидаемый солитон Россби может быть антициклоном и не может быть циклоном. В среде с однородной величиной H солитон должен распространяться на запад.

Приводимые качественные соображения позволяют представить себе также возможные размеры солитона. В самом деле, из дисперсионного уравнения (6) и графика рис. 2 видно, что на длинных волнах Россби ($k^2 r_R^2 \ll 1$) дисперсия исчезает и преобладает нелинейность; на коротких волнах, напротив, преобладает дисперсия; условно говоря, длинные волны отделяются от коротких в районе точки $k \approx 1/r_R$, соответствующей максимуму дисперсионной функции $\omega(k)$. Поэтому взаимная компенсация дисперсионного расплывания и нелинейного самосжатия (результатом которой должно быть образование солитона) возможна лишь там, где существенны как нелинейность, так и дисперсия, т. е. несколько левее точки экстремума, $k_x \approx 1/r_R$. Это значит, что характерный размер солитона должен быть несколько больше

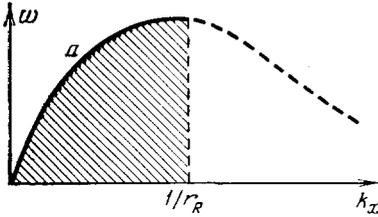


Рис. 2. Дисперсионная кривая для волн Россби: зависимость угловой частоты волны от волнового числа k_x , соответствующего движению вдоль параллели

r_R . И чем больше амплитуда, тем правее на рис. 2 располагается солитон, т. е. тем меньше его размер.

Изложенные соображения иллюстрируют физический смысл не только «скалярного», но и «векторного» монополюсного солитона Россби. Это следует из того факта⁴⁹, что и векторный солитон (один из размеров которого существенно больше, чем другой, и больше радиуса r_R — как в БКПЮ) описывается уравнением типа КдФ, солитонное решение которого, как уже указывалось, по своей физике хорошо соответствует проведенному здесь качественному рассмотрению.

2.2. Монополюсные (одинокные) солитоны Россби.

Теоретическая солитонная модель Большого Красного Пятна Юпитера

В теоретических работах^{39б, 41, 42а, 47–58} были найдены солитонные решения для уединенных волн Россби, в частности применительно к проблеме БКПЮ. Этим работам предшествовали работы⁵⁰. В^{50а} вихрь БКПЮ интерпретировался на основе «столба Тэйлора» — красивого гидродинамического явления⁴⁶, физический смысл которого непосредственно следует из теоремы Эртеля о сохранении потенциального вихря^{23–25} (см. раздел 1.3). Пусть во вращающейся мелкой воде имеется течение над твердой подстилающей поверхностью, на которой есть топографическая особенность — «пень» (т. е. место, над которым толщина слоя жидкости H меньше, чем в соседних местах). Тогда вследствие указанной теоремы

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\text{rot } \mathbf{v} + \mathbf{f}}{H} \right)_z = 0 \quad (18)$$

над пенем полный ротор скорости течения (величина числителя в (18)) будет меньше, чем в окружающих местах, т. е. над ним будет существовать антициклонический вихрь (при этом знак первого слагаемого в числителе противоположен знаку второго). Согласно^{50а} именно с такой топографической особенностью и связан антициклонический вихрь БКПЮ. Однако в настоящее время известно, что, во-первых, под облаками Юпитера нет твердой

поверхности (газообразная атмосфера простирается до самых глубинных слоев планеты, и «некуда вбить пень») и, во-вторых, вихрь БКПЮ дрейфует относительно планеты (обходя ее вдоль своей параллели за 10—15 лет). Поэтому гипотеза ^{50a} представляет сейчас только исторический интерес. В работе ^{50b} при ряде упрощающих модельных предположений показано численным методом, что известное уравнение вихря в системе с встречными зональными атмосферными течениями (см. ниже) приводит к выводу, что и в отсутствие подстилающей поверхности может существовать вихрь, характерный размер которого существенно больше радиуса Россби — Обухова (как это и имеет место в БКПЮ).

Из солитонных моделей БКПЮ укажем прежде всего на хронологически первую (за последнее десятилетие) теоретическую модель ⁴⁹. Основные ее выводы состоят в следующем. 1) Солитон Россби в атмосфере Юпитера существует на фоне встречных зональных течений, скорость которых в западно-восточном направлении изменяется при смещении вдоль меридиана как по величине, так и по знаку (рис. 3) *). 2) Солитон Россби представляет собой одиночный (монопольный) вихрь, один размер которого (вдоль параллели) существенно больше, чем вдоль меридиана. 3) Солитон Россби может

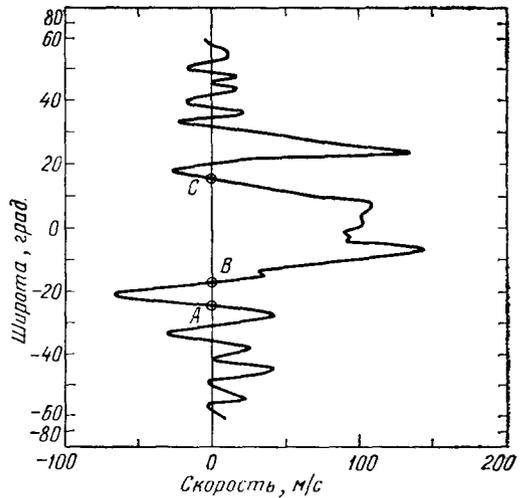


Рис. 3. Зональные течения в атмосфере Юпитера: скорость ветра (м/с) в функции географической широты ^{37, 61}

быть либо баротропным (двумерным), либо бароклинным (трехмерным) и характеризуется соответственно либо внешним, либо внутренним радиусом Россби (раздел 1.4). 4) Основным типом нелинейности, формирующей солитон Россби, является векторная нелинейность. 5) Полученное в ⁴⁹ решение имеет вид солитона и качественно соответствует наблюдаемым свойствам вихря БКПЮ: как и в наблюдениях, солитон Россби представляет собой антициклон размером больше r_R , дрейфующий на запад. Эта модель имеет определенные трудности. Одной из них является предсказание слишком большой скорости дрейфа вихря, превышающей наблюдаемую приблизительно на порядок величины. Такой результат, очевидно, связан с неучетом скалярной нелинейности (см. ⁴²).

Если иметь в виду проблему БКПЮ, то прежде всего, конечно, следует рассматривать те работы, в которых солитонные решения для волн (вихрей) Россби получаются в виде структур, *самосогласованных* с теми встречными зональными течениями, которые существуют в атмосферах планет: эти течения весьма радикально влияют на характер нелинейности рассматриваемых волн и на возможность формирования стационарных уединенных вихревых структур. В этой связи нужно, вслед за ⁴⁹, указать на теоретические работы ⁵⁶⁻⁵⁸, в которых рассматриваются модельные ситуации с преимущественным учетом либо векторной ^{56, 58}, либо скалярной ^{57a} нелинейностей волн Россби **). Одновременный учет обеих этих нелинейностей, в частности в приме-

*) Эти течения представляют собой результат эволюции двумерной турбулентности атмосферы ⁴⁶: малые вихри сливаются, причем увеличение их масштабов вдоль параллелей не ограничивается, поэтому образуются кольцевые течения; увеличение же масштабов вдоль меридиана ограничивается длиной Райнса ¹¹⁴ $l \approx \pi (u/\beta)^{1/2}$, где u — амплитуда скорости течений. В результате получаются зональные течения с периодом $\sim l$ (см. рис. 3).

***) Варианту ^{57a}, очевидно, свойственна та же особенность, что и рассматриваемому несколько ниже варианту ⁵⁵.

нении к БКПЮ, проведен в подробном численном исследовании ⁴². Результаты ⁴² также демонстрируют рассмотренную в разделах 1.3 и 2.1 асимметрию в возможности существования уединенных вихрей различной полярности: нерасплывающимися структурами оказываются только антициклоны.

В другой группе теоретических работ ^{41, 54, 55, 70, 73, 98} решения типа монополюсных солитонов Россби были найдены в условиях, когда зональные течения отсутствуют, т. е. когда мелкая вода вращается как целое (конечно, при наличии β -эффекта, описанного в разделе 1.2). Так, в ^{41, 54, 55} было найдено частное решение для солитона Россби, связанное преимущественно со скалярной нелинейностью, ранее известной в океанологии ^{43 *}). В первой из этих работ ⁵⁴ такой солитон был рассмотрен применительно к вихрям в океане и поэтому предполагался квазидвумерным (бароклиным; см. раздел 1.4). Во втором варианте ^{41, 55} солитон Россби является двумерным (баротропным); физический смысл солитона в обоих вариантах, естественно, один и тот же. Согласно ^{41, 54, 55} солитон Россби представляет собой антициклонический вихрь овальной (близкой к круглой) формы, вращающийся в режиме (3). Его профиль определяется функцией типа гиперболического секанса. В баротропном случае ^{41, 55} его характерный размер (радиус) существенно превышает радиус (8) Россби — Обухова, между радиусом (a) и амплитудой (относительным возвышением жидкости $h = \Delta H/H$) имеется определенное соотношение: диаметр вихря

$$2a \approx 3,5 r_R h^{-1/2}, \quad (19)$$

причем предполагается $h \ll 1$. Солитон распространяется на запад со скоростью несколько больше скорости Россби (11, 12):

$$V_{др} > V_R. \quad (20)$$

В бароклином варианте ⁵⁴ параметры солитона аналогичны только что рассмотренным, но роль характерного размера дисперсии вместо внешнего радиуса деформации r_R (8) играет внутренний радиус деформации (16).

Существенно другой вариант двумерного антициклонического монополюсного солитона Россби с размером $a > r_R$ рассмотрен в теоретических работах ^{73, 98}, где учтен новый качественный эффект: наличие в центральной части солитона области захвата частиц жидкости ^{**}). Такая область появляется в солитоне, начиная с некоторой его амплитуды h , поэтому в ^{73, 98}, в отличие от ⁵⁵, величина h не предполагается малой и может достигать до 1. Захваченные частицы, обращающиеся вокруг оси вихря со скоростями $V_{вр}$, превышающими скорость его дрейфа (20) (см. ниже соотношение (40)), придают солитону новые свойства. Среди них прежде всего следует отметить наличие в области захвата «памяти» о начальном возмущении (вследствие которого был сформирован солитон), или, иначе говоря, отсутствие — в отличие от (19) — определенного соотношения между амплитудой солитона и его характерным размером. Принципиально важно, что такие солитоны, имеющие достаточно произвольные (в указанном смысле) размеры и амплитуды, являются аттракторами. Это, в частности, означает, что они независимы от частного решения (19) ⁵⁵. И поскольку рассматриваемых вихревых солитонов Россби много, а решение (19) ⁵⁵ одно, то отсюда следует, что вероятность реализации решения (19) ⁵⁵ — при условии достаточно большой амплитуды вихря (когда он несет захваченные частицы) — практически исчезающе мала. Это обстоятельство важно иметь в виду как при сравнении

* В физике плазмы скалярная нелинейность была рассмотрена раньше — еще в ^{59a} (а впоследствии — и в ^{59b}): было указано на возможность формирования «скалярного» солитона дрейфовой волны в пространственно неоднородной замагниченной плазме.

** Впервые эффект захвата частиц жидкости монополюсным солитоном Россби, условие захвата ($V_{вр} > V_{др}$) и обусловленные этим эффектом новые свойства солитонов Россби, в частности их свойство быть аттракторами и неупругий характер их взаимных столкновений, были сначала обнаружены экспериментально (раздел 3.2) и лишь потом учтены в рассматриваемой теории.

теории с рассматриваемыми ниже экспериментальными данными (раздел 3.3), так и при обсуждении солитонной модели БКПЮ (раздел 5.1).

Таким образом, сопоставление двух рассматриваемых вариантов теории «скалярного» монополярного солитона Россби приводит к следующему выводу: среди множества вихревых солитонов Россби, обладающих «памятью» в области захвата частиц^{73, 98}, имеется один, характеризующийся вполне определенной формой и связью ширины с амплитудой типа (19); он описывается аналитическим решением^{41, 55}, отличающимся непрерывностью производных завихренности; на общем фоне рассматриваемых вихревых солитонов, являющихся «равноправными», указанное решение, очевидно, имеет весьма малый удельный «статистический вес» и соответственно, по-видимому, малую вероятность реализации (если не иметь в виду какой-либо специальный способ его создания).

Возвращаясь к планетарным вихрям в атмосферах Юпитера и Сатурна, отметим, что не только БКПЮ, но и практически все крупные долгоживущие вихри на больших планетах, по-видимому, являются вихрями Россби. Весьма интригующим является тот факт (см. раздел 5), что почти все вихри больших планет, подобно вихрю БКПЮ, являются антициклонами, т. е. обнаруживают циклон-антициклонную асимметрию. Антициклонами являются также упомянутые выше «линзы» — бароклинные вихри на ветви внутренних волн Россби в океанах (см. раздел 5.4).

В заключение данного раздела отметим следующий интересный эффект: солитон Россби не сносится зональным течением (т. е. не сдувается зональным ветром). Это показывают простые выкладки⁴⁴, из которых следует, что сила Кориолиса, отклоняющая зональное течение, вызывает такой уравнивающий ее градиент давления (направленный вдоль меридиана), в поле которого скорость Россби (11), (12) изменяется ровно настолько, чтобы точно скомпенсировать снос вихря течением. (Линейная волна Россби подвержена этому эффекту только в асимптотическом случае $\lambda \rightarrow \infty$; см. раздел 1.4).

2.3. Дипольные солитоны Россби

В теоретической работе⁵¹ предсказана возможность существования дипольного вихря Россби, который имеет вид симметричной пары вихрей циклон — антициклон, распространяющейся в покоящейся среде. Этот вихрь формируется векторной нелинейностью при условии (156). Во внутренней области вихря, ограниченной некоторой сепаратрисой, линии тока замкнуты — это область захваченных вихрем частиц; во внешней области они разомкнуты. Антициклону соответствует возвышение, циклону — понижение (средний уровень жидкости в солитоне не изменяется). Вихрь принципиально отличается от того, который описан в книгах Лэмба и Батчелора^{71, 72}, своей уединенностью, которая обуславливается сочетанием нелинейности и β -эффекта: на большом удалении от центра вихря скорость вращения экспоненциально спадает с расстоянием — в отличие от^{71, 72}, где профиль скорости соответствует закону r^{-2} . При этом роль характерной длины (аналогичной дебаевскому радиусу в плазме) играет величина $a = (u/\beta)^{1/2}$, где u — скорость движения солитона и β — параметр, определяющий скорость Россби согласно (11, 12). Например, если $u = V_R$, то $a = r_R$.

Рассматриваемый солитон имеет следующую особенность: в среде со свободной поверхностью в отсутствие градиента глубины жидкости скорость солитона может лежать только в следующих диапазонах:

$$\begin{aligned} \text{а) } & u > 0, \\ \text{б) } & u < -V_R; \end{aligned} \quad (21)$$

в первом случае он, по определению, движется на восток, во втором — на запад, со скоростью, превышающей максимальную скорость волн Россби.

Физический смысл условий (21) состоит в том, что скорость вихря лежит вне диапазона скоростей волн Россби (см. (7,12)), и поэтому вихрь не тратит энергию на черенковское излучение этих волн; иначе говоря, соотношения (21) — это условие стационарности дипольного вихря*). Согласно теории возможен также такой парный солитон, в котором партнеры не симметричны; он называется «райдер», а более общее название парного вихря — «модон»⁵². Опыты с такими вихрями описываются в разделе 8.

2.4. Вопросы устойчивости и стационарности структур

Вопрос об устойчивости солитонов Россби до сих пор рассматривался только в рамках традиционного «приближения β -плоскости», в котором предполагается, что скорость Россби постоянна, т. е. не является функцией координат. В этом приближении, согласно⁷⁴, рассмотренные выше монополярные солитоны устойчивы. С другой стороны, если учесть, что реальная система (например, планета), в отличие от соприкасающейся β -плоскости, имеет конечную кривизну (которая, собственно, и дает начало волнам Россби), и принять $V_R = r_R^2 \beta(y) \neq \text{const}$ **, то, также согласно теории^{42, 57, 70}, монополярный солитон испытывает дополнительное «невязкое затухание», ведущее к распаду вихря в зональное течение; декремент этого распада

$$\gamma_R \approx \frac{1}{2} \frac{\partial V_R}{\partial y}. \quad (22)$$

Физический смысл этого явления состоит в том, что точки вихря с различными меридиональными координатами (y) дрейфуют с различными скоростями, и вихрь постепенно распадается. Ясно, что о солитоне в этом случае можно говорить лишь при условии, что время $1/\gamma_R$ существенно больше характерного времени дисперсии (см. раздел 3.1.2). Это условие, как будет показано в разделе 3.1.3, налагает достаточно жесткие требования на параметры той экспериментальной установки, на которой предполагается создать и идентифицировать солитоны Россби.

Аналитическое исследование устойчивости дипольных солитонов Россби пока не проведено.

Вопрос о реальности солитонных структур вряд ли может быть с полной определенностью решен в рамках теории — дальнейшее слово, по-видимому, должно принадлежать эксперименту.

3. СОЛИТОНЫ РОССБИ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МЕЛКОЙ ВОДЕ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

3.1. Экспериментальное обнаружение солитона Россби и его свойства

3.1.1. Краткая история вопроса

В⁵⁵ было указано на принципиальную возможность лабораторного наблюдения «скалярного» солитона Россби в слое мелкой жидкости, вращающейся вместе с сосудом параболической формы. Это имело стимулирующее влияние на начало той первой стадии опытов по обнаружению солитонов Россби, на которой *жидкость вращалась как целое*, вместе с сосудом приблизительно параболической формы⁷⁸⁻⁸². Эти опыты были начаты только после того, как экспериментаторами⁸⁶ были выработаны физические критерии, которым

*) Свойством (21б) обладают также рассмотренные выше монополярные солитоны Россби.

***) На этом непостоянстве строится «векторный» солитон⁸⁹.

должны удовлетворять параболические модели, чтобы на них можно было однозначно идентифицировать вихри как солитоны Россби. Эти критерии изложены в разделе 3.1.3. В опытах ⁷⁸⁻⁸², поставленных с соблюдением этих критериев, был впервые создан в лаборатории солитон Россби. Было показано, что в свободном состоянии (без подпитки) он существует в течение приблизительно вязкостного времени (около 20 с). Эти опыты показали определенное качественное согласие с существовавшей тогда теорией ⁵⁵ (а также ^{41, 54}), выявили очевидные четкие расхождения с ней, а главное — обнаружили ряд новых принципиальных свойств солитонов Россби, не содержащихся в существовавшей теории (см. раздел 3.2). Это расширило представления о солитонах Россби и стимулировало развитие теории (а также вызвало появление новой теории ^{73, 98}, основные выводы которой были изложены в разделе 2.2).

На этом закончилась первая стадия опытов, связанная с изучением монополярных солитонов Россби в жидкости, вращающейся как целое (изучение дипольных вихрей было проведено несколько позже ⁹⁶). После этого началась вторая стадия опытов — по исследованию когерентных вихревых структур в новой геометрии системы, а именно с *дифференциально вращающейся жидкостью*, в которой на основное вращение системы как целого наложены встречные течения, физически подобные зональным течениям в атмосферах планет. Эта стадия опытов уже не была связана с теорией ⁵⁵. На этой второй стадии (см. ⁸²⁻⁸⁶) были обнаружены две неустойчивости сдвиговых течений: неустойчивость Кельвина — Гельмгольца (КГ) и центробежная неустойчивость (ЦН), которые приводят к генерации цепочек крупномасштабных вихрей (размером больше радиуса Россби — Обухова), располагающихся вдоль периметра системы; при определенных условиях эти вихри являются солитонами Россби. Далее, на третьей стадии опытов ^{87, 88}, проведенных на модифицированной установке с новой геометрией, был найден такой режим зональных течений, в котором их неустойчивость приводит к формированию новой нелинейной вихревой структуры — *автосолитона Россби*. Последний представляет собой уединенный незатухающий крупномасштабный ($a > r_R$) антициклонический вихрь, *единственный* на всем периметре системы, самоорганизующийся в течениях и представляющий собой стационарную физическую солитонную модель природных вихрей типа БКПЮ. (Заметим здесь, что это — показательный пример того, как неустойчивость приводит не к мелкомасштабной турбулентности, а к формированию крупных когерентных структур (см. также ^{11, 75-77, 90, 91, 96, 97}.) Указанные эксперименты позволили просто объяснить тот факт, что все крупные вихри Юпитера и Сатурна — антициклоны, за единственным исключением в виде Коричневых Овалов («барж») Юпитера (14° с. ш.), а также объяснить физический смысл этого исключения ⁴⁴. (Заметим, что крупномасштабные *циклонические* вихри, существующие на Юпитере в виде исключения, возможно, имеют ту же природу и тот же механизм генерации, что и те циклоны, которые в условиях Земли оказываются типичным явлением; см. раздел 5.)

Параллельно с опытами по генерации солитонов Россби течениями были поставлены опыты (также на дифференциально вращающейся мелкой воде) по моделированию гидродинамического механизма генерации спиральной структуры галактик, имеющих скачок скорости на профиле вращения ⁸⁹⁻⁹⁰.

В результате выработалось представление, что оба явления природы — крупные вихри в атмосферах больших планет и спиральная структура галактик указанного класса — генерируются, по-видимому, одним и тем же физическим механизмом. В его основе лежит гидродинамическая неустойчивость дифференциально вращающейся «мелкой воды» (с более быстрым вращением середины ⁹¹). О теории этой неустойчивости см. ⁹²⁻⁹⁴.

Перед описанием эксперимента поясним постановку задачи.

3.1.2. Постановка задачи. Когда вихрь можно называть солитоном? Время жизни и длина пробега линейного двумерного пакета волн Россби

Для того чтобы на опыте убедительно идентифицировать вихрь Россби как солитон, необходимо показать, что он живет без расплывания в течение времени (τ), значительно большего времени ($\tau_{\text{д}}$) дисперсионного расплывания линейного двумерного пакета волн Россби того же размера:

$$\tau > \tau_{\text{д}}. \quad (23)$$

Задача о дисперсионном расплывании линейного двумерного (круглого) пакета волн Россби на β -плоскости теоретически решена в ⁹⁵. Результат приведен на рис. 4, где показаны, в функции от диаметра пакета (первоначально имевшего гауссовскую форму), три его параметра: характерное время жизни ($\tau_{\text{д}}$), скорость распространения на запад ($V_{\text{д}}$) и длина пробега за время жизни ($l_{\text{д}}$). Величина $\tau_{\text{д}}$ соответствует уменьшению амплитуды пакета в два раза и выражена в единицах $r_{\text{R}}/V_{\text{R}}$, диаметр пакета (расстояние между противоположными точками профиля, в которых скорость вращения частиц составляет $1/e$ от максимальной) и $l_{\text{д}}$ выражены в ед. r_{R} , а $v_{\text{д}}$ — в ед. V_{R} . Имеется минимальное время расплывания: оно отвечает диаметру пакета $2a \approx 2r_{\text{R}}$ и составляет

$$(\tau_{\text{д}})_{\text{min}} \approx \frac{8r_{\text{R}}}{V_{\text{R}}}. \quad (24)$$

Скорость распространения линейного пакета Россби рассмат-

риваемых размеров, $V_{\text{д}}$, значительно меньше скорости Россби; так, при размере пакета $2a \approx (2-3)r_{\text{R}}$ $V_{\text{д}} \approx 0,2 V_{\text{R}}$. Такой пакет за время дисперсионного расплывания (24) успевает пробежать путь

$$l_{\text{д}} = V_{\text{д}} \tau_{\text{д}} \lesssim 2r_{\text{R}} \approx 2a; \quad (25)$$

таким образом, «длина свободного пробега» линейного двумерного пакета волн Россби с минимальным временем дисперсионного расплывания составляет около одного диаметра пакета. И поскольку солитон Россби должен двигаться со скоростью, большей V_{R} , т. е. в несколько раз быстрее линейного пакета, и должен жить дольше, то и путь $l_{\text{с}}$, проходимый солитоном за время жизни, должен быть много большим его диаметра $2a$:

$$l_{\text{с}} \gg 2a. \quad (26)$$

Если солитон, при радиусе больше r_{R} несет захваченные частицы, т. е. является «настоящим» вихрем (у которого $V_{\text{вр}} > V_{\text{R}}$), то он удовлетворяет условию

$$N \gg 1, \quad (27)$$

где N — число оборотов вихря вокруг своей оси, которое он успевает совершить за время жизни. Это условие эквивалентно (26).

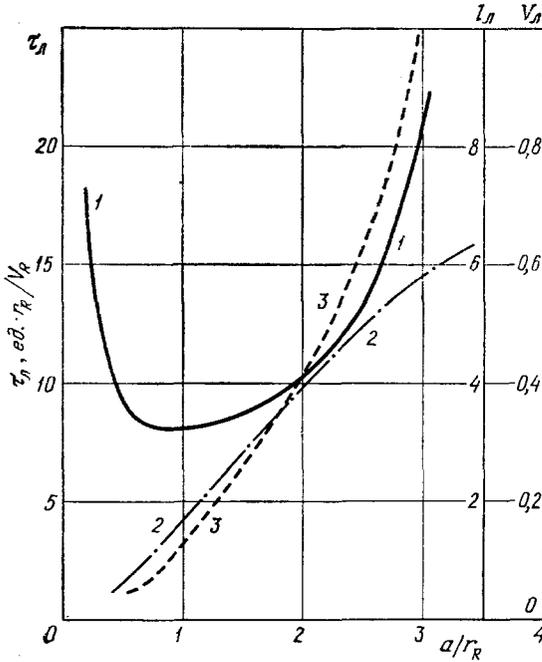


Рис. 4. Зависимость эффективного времени $\tau_{\text{д}}$ (кривая 1) дисперсионного расплывания линейного пакета волн Россби (в единицах $r_{\text{R}}/V_{\text{R}}$) от диаметра пакета (в единицах r_{R}).

Исходная формула пакета: $h = h_0 \exp(-r^2/a^2)$. Принято определение, согласно которому $\tau_{\text{д}}$ — это такое время, за которое амплитуда волнового пакета уменьшается \sim в 2 раза ⁹⁵. На рисунке показано также изменение скорости дрейфа (кривая 2) и длины пробега пакета (кривая 3)

3.1.3. Экспериментальная установка — параболическая модель атмосферы (океана) планеты. Каким должен быть модельный параболоид

Свободная поверхность жидкости, вращающейся в поле силы тяжести с постоянной угловой скоростью Ω относительно вертикальной оси (рис. 5), принимает параболическую форму согласно уравнению

$$z = \frac{\Omega^2 r^2}{2g} = pr^2, \quad (28)$$

которое непосредственно следует из условия равновесия сил на плоскости, касательной к поверхности жидкости: $\Omega^2 r \cos \alpha = g \sin \alpha$, откуда $\operatorname{tg} \alpha \equiv dz/dr = \Omega^2 r/g$, где z и r — расстояния точки поверхности от ее нижней точки, измеренные вдоль оси вращения и в перпендикулярном направлении соответственно; g — ускорение свободного падения. Параметр

$$p = \frac{\Omega^2}{2g} \quad (29)$$

характеризует крутизну параболоида.

Слой вращающейся жидкости может быть моделью однородной атмосферы (океана) планеты, если его толщина постоянна, т. е. если дно сосуда, вращающегося вместе с жидкостью, имеет приблизительно параболическую форму, близкую к (28). Говоря точнее, нужно сделать следующую оговорку: если дно и поверхность жидкости имеют одинаковую форму, то слой жидкости будет иметь одинаковую толщину не по нормали к поверхности, а вдоль оси z ; поэтому, чтобы постоянной была толщина слоя H_0 в направлении к нормали к поверхности жидкости, сосуд должен быть несколько более пологим, чем (28). Именно такие сосуды и применялись во всех описываемых экспериментах *); мы их будем сокращенно называть параболоидами (см. рис. 5). Во вращающемся параболоиде слой жидкости находится под действием равнодействующей двух сил: силы тяжести и центробежной силы от глобального вращения системы как целого; в условиях равновесия ускорение равнодействующей направлено по местной нормали к поверхности жидкости и составляет (рис. 5)

$$g^* = \frac{g}{\cos \alpha}. \quad (30)$$

С учетом формулы (30) в параболоиде при $H = \text{const} = H_0$ имеем

$$r_R = \frac{(gH_0)^{1/2}}{2\Omega_0 \cos^{3/2} \alpha}, \quad (31)$$

$$V_R = g^* \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{g^*}{R} \frac{\partial H}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} H_0 \Omega_0 \sin \alpha, \quad (32)$$

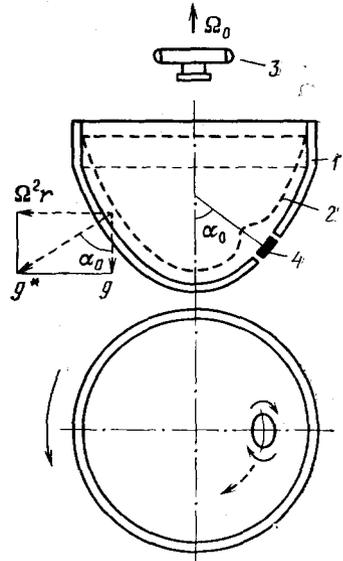


Рис. 5. Равновесие слоя жидкости во вращающемся параболоиде и схема экспериментальных установок ^{78-82, 86} для возбуждения и изучения одиночных (монопольных) и дипольных солитонов Россби в мелкой воде, вращающейся как целое.

1 — сосуд с приближительно параболическим профилем дна; 2 — поверхность воды, растекающейся при вращении по параболическому дну; 3 — фотоаппарат (или кинокамера), вращающийся вместе с сосудом; 4 — вращающийся «диск накатки». Параболоид вращается вокруг вертикальной оси против часовой стрелки с угловой скоростью Ω . На виде сверху: сплошные стрелки показывают «антициклоническое» направление вращения диска накатки и направление вращения сосуда, штриховая стрелка показывает направление дрейфа солитона Россби при отсутствии градиента глубины жидкости (солитон отстает от глобального вращения системы). Угол α — между осью вращения сосуда и нормалью к поверхности жидкости в рабочей точке

*) За единственным исключением, описанным в разделе 3.3.

где R — радиус меридиональной кривизны параболоида:

$$R = \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)^2 \right]^{3/2} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial r^2} \right)^{-1}.$$

и, согласно (4), $f = 2\Omega_0 \cos \alpha$.

Укажем здесь еще на один результат, важный для эксперимента. Если угловая скорость вращения параболоида Ω превышает ту величину Ω_0 , при которой $H = \text{const}$, на величину $\Delta\Omega$, то глубина жидкости будет иметь меридиональный градиент, направленный к периферии сосуда (а при обратном знаке $\Delta\Omega$ — градиент, направленный к центру сосуда). При этом скорость Россби (11) согласно (32) будет иной, поскольку $H \neq \text{const}$. Наиболее простое выражение для V_R получим для той параллели на параболоиде, которая находится от оси вращения на расстоянии $r_0 = R_0/\sqrt{2}$, где R_0 — радиус вертикального цилиндра, ограничивающего поперечный размер параболоида. На этой параллели, при небольших $\Delta\Omega/\Omega$, толщина слоя жидкости постоянна, и согласно ^{79, 88 *}

$$V_R = \frac{1}{2} H_0 \Omega_0 \sin \alpha \left[1 + \frac{\Delta\Omega}{\Omega_0} \frac{2R/H_0}{1 + (\Omega_0^2 R_0^2 / 2g^2)} \right]. \quad (33)$$

Видно, что при $\Delta\Omega > 0$ величина V_R возрастает (вихрь еще быстрее, чем при $\Delta\Omega = 0$, дрейфует на запад); при $\Delta\Omega < 0$ скорость Россби уменьшается и даже может изменить знак (тогда вихрь будет дрейфовать на восток, как это и происходит (см. раздел 3.1.4 и рис. 7, б)).

Сформулируем теперь критерии, которым должны удовлетворять параметры параболоида с мелкой водой для того, чтобы наблюдаемые на нем вихри могли быть идентифицированы как солитоны Россби (иными словами, чтобы он был пригоден для обнаружения солитонов Россби) ⁸⁶. Первый критерий непосредственно следует из (23), (24) и (8):

$$p \sin 2\alpha \gg \frac{8}{\tau (gH_0)^{1/2}} \quad (34)$$

где $p = \Omega_0^2 / 2g$ — параметр крутизны параболоида. Величина τ ограничена сверху вязкостным временем, $\tau_{\text{вяз}}$. Реально, в экспериментах, рассматриваемых ниже, $\tau_{\text{вяз}}$ не превышает нескольких десятков секунд. Поэтому из (34) следует, что параболоид должен быть достаточно крутым и что рабочая область должна находиться достаточно далеко от его полюса. (К тому же результату приводит условие (27).) Для последующего сравнения рассматриваемого критерия с условиями описываемых ниже экспериментов возьмем два примера:

1) Пусть $H_0 = 0,5$ см, $\sin 2\alpha \approx 1$, $\tau \approx 20$ с. При этом (34) дает

$$p > 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}. \quad (35a)$$

2) Пусть $H_0 = 2$ см, $\sin 2\alpha \approx 1$, $\tau \approx 20$ с. При этом (34) дает

$$p > 10^{-2} \text{ см}^{-1}. \quad (35b)$$

Второй критерий связан с «приближением β -плоскости», введенным еще Россби ⁷ и широко используемым в теории волн и солитонов Россби (см. ^{24, 23, 51, 74, 70} **). Согласно этому приближению на плоскости, касательной к параболоиду в рабочей области, $V_R \approx \text{const}$, т. е. изменение V_R на меридиональном размере вихря (L) мало по сравнению с V_R :

$$\frac{L}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \alpha} \ll V_R,$$

*) Формула (33) отличается от ⁷⁹ множителем $1/2$ в первом слагаемом правой части ⁸⁸.

***) Теоремы существования и устойчивости солитонов Россби доказываются именно в этом приближении, см., например, ⁷⁴.

что в сочетании с (32) означает

$$\operatorname{tg} \alpha \gg \frac{L}{R}. \quad (36)$$

Этот критерий также означает требование достаточно большой крутизны параболоида и достаточной удаленности рабочей области от его полюса.

Аналогичную оценку получим, исходя из требования (23, 24), согласно которому время жизни вихря τ , ограничиваемое непостоянством скорости Россби на его размере, $\tau \approx 2 (\partial V_R / \partial y)^{-1}$ (см. (22)), должно превышать дисперсионное время $\tau_{\text{д}}$, определяемое (24) так:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial V_R}{\partial y} < \frac{1}{8} \frac{V_R}{r_R}, \quad (37)$$

или

$$\operatorname{tg} \alpha > \frac{4r_R}{R}. \quad (38)$$

Подчеркнем принципиальный характер требований (23), (24), (38). Дело в том, что если эти требования не будут удовлетворены, то волновой пакет успеет распасться за время, меньшее характерного времени⁹⁵ дисперсионного расплывания линейного пакета волн Россби. Но в этом случае нельзя будет сказать, что волновой пакет является «нерасплывающимся» (по сравнению с линейным пакетом волн Россби). Это и означает, что в этом случае волновой пакет (вихрь) не может быть идентифицирован как солитон Россби (см. также раздел 8.2).

Эксперименты по обнаружению и исследованию солитонов Россби в тонком слое жидкости, вращающемся как целое⁷⁸⁻⁸², были проведены на двух параболоидах — «малом» и «большом», схема которых приведена на рис. 5, а параметры сведены в табл. I. Эти параметры тщательно выбирались —

Т а б л и ц а I

Параметры экспериментальных установок^{78-88, 96}

Малый параболоид	Большой параболоид
$z = 6 \cdot 10^{-2} r^2$ $2R_0 = 28$ см $r_0 = 10$ см $R_y = 32$ см $H_{\text{min}} = 0,3$ см $H_{\text{max}} = 1,2$ см При $H_0 = 0,5$ см $T_0 = \frac{2\pi}{\Omega_0} = 0,58$ с $r_R = 2,1$ см $V_R = 2,2$ см/с $\tau_{\text{д}} \approx 8 \frac{r_R}{V_R} \approx 7,6$ с	$r = 2,86 \cdot 10^{-2} r^2$ $2R_0 = 70$ см $r_0 = 25$ см $R_y = 90$ см $H_{\text{min}} = 0,5$ см $H_{\text{max}} = 5$ см При $H_0 = 1$ см $T_0 = \frac{2\pi}{\Omega_0} = 0,84$ с При $H = 3$ см = const $r_R = 7,6$ см $V_R \approx 9$ см/с $\tau_{\text{д}} \approx 8 \frac{r_R}{V_R} \approx 6,6$ с

$z(r)$ — уравнение поверхности жидкости, вращающейся с определенной частотой (Ω_0); T_0 — период вращения сосуда, соответствующий слою жидкости постоянной глубины H_0 ; $2R_0$ — максимальный диаметр параболоида; r_0 — радиус рабочей точки; R_y — радиус меридиональной кривизны сосуда; $\tau_{\text{д}}$ — минимальное время дисперсионного расплывания линейного пакета волн Россби.

в расчете на рабочую область, а на рис. 2 и исходя из критериев (34) — (38). Поэтому параболоиды были сделаны достаточно крутыми. Нетрудно видеть, что при реально наблюдаемом времени жизни вихрей (около 20 с) параметры рассматриваемых установок удовлетворяют указанным критериям. Заметим,

что, как показало специальное теоретическое исследование¹²⁹, влиянием эффектов капиллярности на волны Россби в этих (и, кстати сказать, во всех других реально мыслимых) опытах можно полностью пренебречь. Возбуждение вихря в данных опытах осуществлялось двумя способами. При одном способе применялся «диск накачки», располагавшийся на некоторой «широте» параболоида в плоскости дна и включавшийся на несколько секунд; диаметр диска мог варьироваться от опыта к опыту. При другом способе в рабочую жидкость (воду) из некоторой короткой трубочки, расположенной вблизи дна параболоида, импульсно вспыскивалась струя воды; действие силы Кориолиса на эту струю формировало вихрь (антициклон). Оба способа дали согласующиеся результаты. Для фоторегистрации вихрей (которая обычно производилась фотоаппаратом, вращающимся вместе с сосудом, а иногда — вместе с вихрем) рабочая жидкость (вода) подкрашивалась красителем, а на ее поверхности плавали белые пробные частицы. При фотографировании вихрей в красных лучах, прошедших сквозь зеленый раствор и отраженных от белого дна сосуда, возвышение жидкости (антициклон) выглядело более темным, чем понижение (циклон). Фотометрирование полученных фотографий позволяло определить профиль высоты вихря и, в частности, найти диаметр вихря. Измеряя длины треков пробных частиц, прочерченных за время выдержки фотоаппарата, можно было легко определить весь профиль скорости в вихре. По этому профилю с помощью уравнения (2) геострофического равновесия

$$2\Omega v \cos \alpha = \frac{g^* \Delta H}{a_m}$$

можно было независимо определить амплитуду вихря $\Delta H = hH_0$ и его размер a_m (соответствующий максимуму линейной скорости на профиле)*. Результаты опытов на обоих параболоидах, полученные указанными независимыми методами, удовлетворительно согласуются. Важно отметить, что по методическим причинам, связанным с чувствительностью примененных экспериментальных методик, в описываемых опытах амплитуда вихрей Россби была не слишком малой:

$$h \gtrsim 0,15.$$

3.1.4. Наблюдение солитона Россби: его размеры, профиль, амплитуда, дрейф, длина пробега

Основные результаты рассматриваемых опытов на малом параболоиде, в которых впервые был обнаружен (создан) солитон Россби, иллюстрируются рис. 6—11 и состоят в следующем. На рис. 6 показан типичный антициклонический вихрь, зарегистрированный через ~ 3 с после его генерации диском накачки D и дрейфующий при $H = \text{const}$ против направления вращения сосуда**). Профиль этого вихря (см. рис. 8) — солитонный⁷⁹ (приблизительно гауссовский, значительно более круто спадающий, чем у классического вихря, где $v \sim 1/r$). Диаметр вихря (поперечный размер на середине профиля) составляет около $2,5 r_R$, относительная амплитуда $h \approx 0,5$, характерная частота собственного вращения вихря (против направления глобального вращения параболоида) на середине склона профиля — около $1/4$ частоты вращения системы. По указанным параметрам изучаемый объект представляет собой геострофический вихрь в режиме Россби (3), приблизительно соответствующий области максимальной дисперсии на кривой

* Этот профиль можно представить в виде $h = h_0 \exp(-r^2/2a_m^2)$ или $h = h_0 \exp(-r^2/a^2)$, где $2a$ — расстояние между диаметрально противоположными точками профиля, в которых $h = h_0/e$.

** На всех приводимых фотографиях и рисунках параболоид вращается против часовой стрелки.

Рис. 6. Пример антициклонического солитона Россби, визуализированного белыми частицами, плавающими на поверхности зеленой жидкости, а также по контрасту изображения в красных лучах, проходящих сквозь раствор и отражающихся от белого дна сосуда ⁷⁹.

Дан вид сверху на вращающийся параболоид. D — диск накачки диаметром 3 см, белые детали — привод диска (над жидкостью). Снимок сделан фотоаппаратом, вращающимся вместе с сосудом, через 2—3 с после выключения диска. Вихрь дрейфует по часовой стрелке. $H_0 = 5$ мм

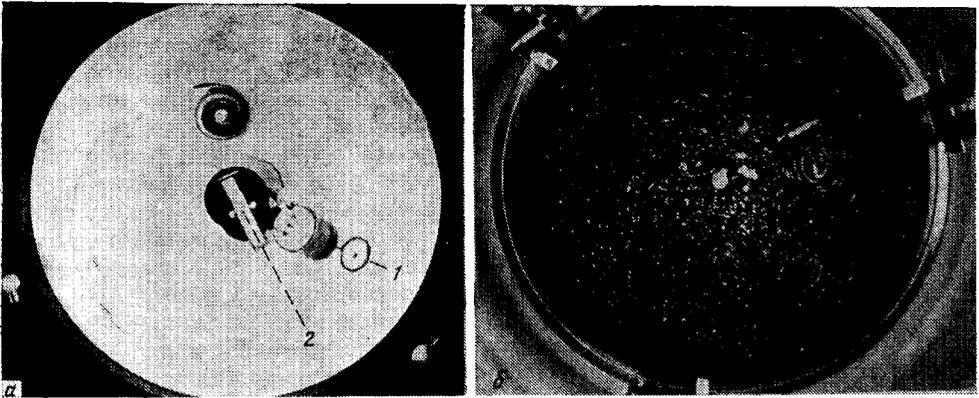
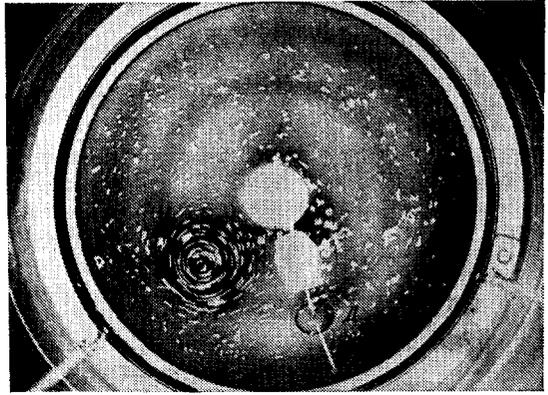


Рис. 7. *a* — Дрейф вихря — антициклона против направления вращения сосуда ⁷⁹. Вихрь формируется в чистой воде (вблизи диска накачки 1), подкрашивается частицами марганцовки (вводимыми сверху с помощью катапульты) в положении 2 и дрейфует по часовой стрелке. Снимок сделан через 18 с после создания вихря; время жизни вихря — около 20 с. $H_0 = 5$ мм. *b* — Дрейф антициклона Россби по направлению вращения сосуда при наличии градиента глубины жидкости, направленного к центру сосуда ⁸⁰. Большой параболоид. $T = 880$ мс, $H = 1$ см, диаметр диска накачки $D = 10$ см

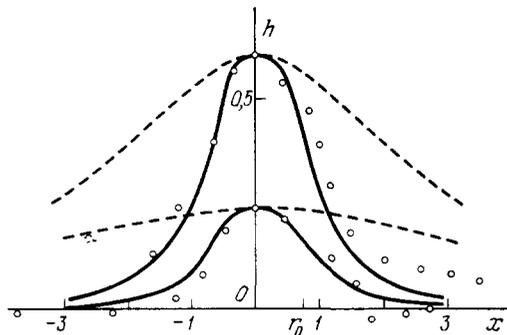


Рис. 8. Сопоставление экспериментальных профилей возвышения жидкости в антициклоне Россби (значки) с теоретическими ⁷³.

Сплошные кривые — теория (численный счет), демонстрирующая наличие «памяти» о начальных условиях во всей центральной области вихря, где имеет место захват частиц жидкости (в начальный момент в области центрального «ядра» радиусом r_0 задана постоянная потенциальная завихренность); штриховые линии — частное («гладкое») аналитическое решение ⁷³, результативно отличающееся от частного решения ^{41,55} практически только тем, что снято ограничение $h = \Delta H/H_0 \ll 1$ на амплитуду вихря

рис. 2 (область a — левее максимума $\omega(k)$). Изучаемый вихрь дрейфует относительно сосуда, при $H = \text{const}$ этот дрейф направлен на запад, т. е. в сторону дрейфа волн Россби. На рис. 7, a показан вихрь, созданный при $H = \text{const}$ диском накачки в положении 1, подкрашенный сверху в положении 2,

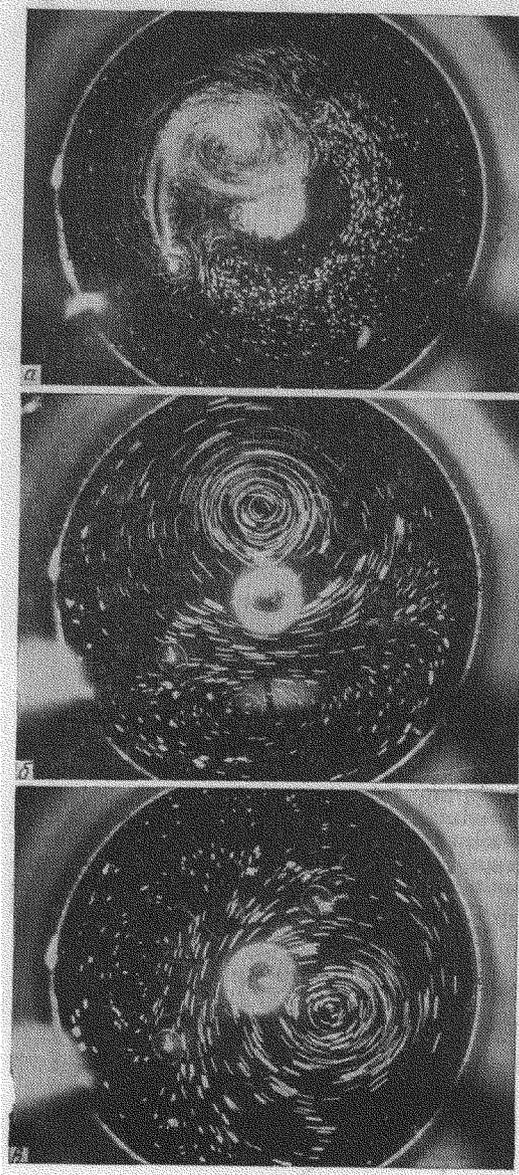


Рис. 9. Дрейф антициклона, созданного инъекцией струи жидкости.

Промежутки времени между кадрами a — $в$ — 10 и 5 с. Малый параболоид (см. табл. 1). В положении $б$ вихрь совершил полный оборот вокруг сосуда

дрейфующий по часовой стрелке и сфотографированный спустя ~ 20 с после его создания; параметры вихря приблизительно те же, что и в случае рис. 6. В течение 20 с вихрь дрейфует (практически равномерно во времени ⁷⁹) со скоростью $V_{\text{др}} \approx 2 \text{ см/с} \approx 0,8 V_R$, где $V_R = (1/2) H_0 \Omega_0 \sin \alpha$ — скорость Россби при $H = \text{const}$. Такая скорость дрейфа приблизительно втрое меньше типичной линейной скорости вращения вихря, максимальной на его профиле (см. рис. 8). Скорость дрейфа вихря возрастает с увеличением глубины жидкости и амплитуды вихря ⁸² — в качественном соответствии с разделом 2.1. Скорость дрейфа вихря существенно возрастает при убыстрении вращения параболоида и уменьшается при замедлении вращения. При некоторой частоте вращения сосуда ($\Omega < \Omega_0$) вихрь останавливается (относительно сосуда), а при еще меньшей частоте дрейфует в обратную сторону («на восток») (см. рис. 7, $б$). Эти факты (в частности, величина смещения частоты, соответствующая остановке дрейфа вихря), наблюдаемые как на малом, так и на большом параболоиде, находятся в хорошем согласии с соотношением (33). Динамика вихря Россби, созданного другим способом (инъекцией струи из трубочки), иллюстрируется рис. 9. Характерный профиль изучаемого вихря приведен на рис. 8.

Интересно сравнить наблюдаемое время жизни изучаемого вихря (τ) и его длину пробега l (на которой вихрь сохраняет свою форму совершенно неизменной) с аналогичными характеристиками линейного волнового пакета. Согласно (24) при $r_R = 2,1 \text{ см}$ и $V_R = 2,2 \text{ см/с}$ $\tau_{\text{л}} \approx 8 \text{ с}$, тогда как $\tau \approx$

$\approx 20 \text{ с}$ (за время 20 с не наблюдается даже намеков на расплывание вихря (см. рис. 7, a)). Следовательно, $\tau \approx 2,5 \tau_{\text{л}}$. Скорость распространения изучаемого вихря также значительно (\sim в 4 раза) превышает скорость линейного пакета волн Россби тех же размеров. Соответственно, как показывает

рис. 7, а, наблюдаемая длина пробега изучаемого вихря за время его жизни (~ 20 с) составляет 10 диаметров вихря, т. е. оказывается приблизительно на порядок больше длины пробега (25) линейного волнового пакета. Тем самым рассматриваемый вихрь проявляет солитонный характер.

Нетрудно видеть, что этот вихрь удовлетворяет также и условию (27). В самом деле, поскольку в описанных опытах скорость вращения вихря (средняя во времени) превышает скорость его дрейфа в несколько раз, то число оборотов N , совершаемых вихрем вокруг своей оси за время жизни, приблизительно равно числу собственных диаметров, на которое вихрь смещается в процессе дрейфа. Отсюда следует, что в обсуждаемых опытах $N \approx 10$ в соответствии с условием (27). Таким образом, суммируя совокупность свойств изучаемого антициклонического вихря, приходим к выводу, что он представляет собой вихревой солитон Россби. Параметры солитона, с определенными количественными отличиями, близки к тем, которые можно себе представить на основании раздела 2.1.

Опыты с различными растворами показали, что описанная динамика вихрей Россби не зависит от изменения вязкости среды примерно в три раза; следовательно, вязкость влияет лишь на время жизни вихря.

3.1.5. Циклон-антициклонная асимметрия

Все вихри, показанные на рис. 6—11, являются антициклонами. Что касается циклонов, то, как показали опыты, создать циклон Россби — вращением «диска на качки» в циклоническую сторону — довольно трудно. Так, в условиях работы малого параболоида обычно получается следующий эффект: возмущение жидкости все равно генерирует антициклон. В опытах с большим параболоидом создать циклон иногда удается. Эти опыты (см. раздел 8) показывают, что в удачных реализациях искомого вихря его время жизни, скорость дрейфа (он дрейфует в ту же сторону, что и антициклон) и длина пробега оказываются практически такими же, как у линейного пакета волн Россби тех же размеров, а именно, для вихря с диаметром $2a \approx (2 - 2,5) r_R$ скорость дрейфа $V_{др} \approx 0,3V_R$ (значительно меньше, чем у антициклона), $\tau \approx \tau_L$, $l \approx l_L \approx 2a$. Вихрь с такими характеристиками, очевидно, нельзя считать солитоном Россби.

Наблюдаемая циклон-антициклонная асимметрия (дальнейшие яркие проявления которой описываются ниже) является весьма принципиальным дисперсионно-нелинейным свойством вихрей Россби. Она является прямым следствием скалярной нелинейности и хорошо соответствует качественному рассмотрению, проведенному в разделе 2.1, и теории^{41,42,55,70,73}. Основной эффект состоит в том, что в циклоне нелинейность и дисперсия взаимно не уравновешиваются — в противоположность тому, как это имеет место в антициклоне.

Итак, факты, наблюдавшиеся в рассмотренных опытах, можно было качественно предсказать на основе существовавшей теории. В следующем разделе рассматриваются явления, не содержащиеся в этой теории.

3.2. Экспериментальные «сюрпризы»

3.2.1. Солитон Россби как аттрактор

Рассматриваемые опыты показали^{79,80}, что произвольное (достаточно протяженное) начальное возмущение жидкости быстро эволюционирует в хорошо сформированные вихри Россби (солитоны). Это, в частности, видно из рис. 10, где даны последовательные позиции одного и того же вихря через определенные промежутки времени. Таким образом, солитон Россби является не просто одним из возможных частных (в ряду других) решений нелинейных уравнений (существующая теория большего не утверждает), а предпоч-

тительным, или «притягивающим», решением. Иными словами, можно сказать, что (антициклонический) солитон Россби проявляет свойство аттрактора. Циклон Россби, как было показано выше, таким свойством не обладает. (Об аттракторах и когерентных структурах см., например, в ^{76,77,11,87.})

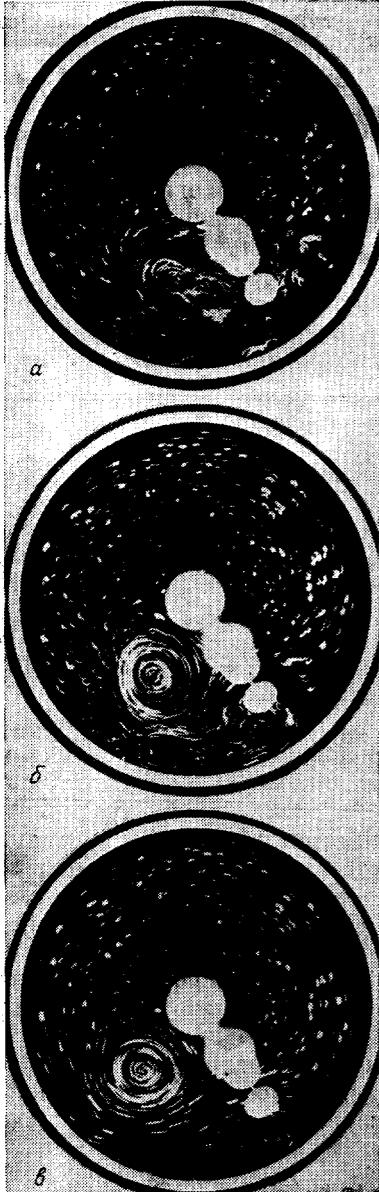


Рис. 10. Формирование антициклонического солитона Россби из нерегулярного возмущения ⁸².
 $H_0 = 0,3$ см. Между кадрами — по 1,2 с (два оборота сосуда)

и интерпретируются на основе волновых представлений (п. 2.1). Поэтому в первое время казалось, что монополярный солитон Россби, как волна, будет распространяться в среде, не увлекая за собой частицы жидко-

3.2.2. Устойчивость, время жизни

Рассматриваемые экспериментальные данные проливают определенный свет на вопрос об устойчивости солитонов Россби, не рассмотренный в полной мере в аналитической теории. Об относительной устойчивости этих солитонов свидетельствуют следующие факты. Во-первых, это уже показанное в предыдущем разделе 3.1 аттракторное свойство антициклонов Россби. Во-вторых, это их большое время жизни. Оно, как было показано выше, существенно больше, чем у линейного волнового пакета, и в условиях описываемых опытов оказывается близким к характерному времени вязкостного затухания

$$\tau \approx \frac{H_0^2}{\nu}, \quad (39)$$

где $\nu \approx 10^{-2}$ см²/с. Для типичной глубины $H_0 = 0,5$ см из (39) получаем $\tau \leq 25$ с, что хорошо согласуется с данными эксперимента — см., например, рис. 7 и 9. В-третьих, как показывают эксперименты с вихрями Россби различных размеров, возбуждаемыми дисками накачки разных диаметров, наибольшими временами жизни обладают именно вихри с рассматриваемыми параметрами ⁸⁰. Вихри меньших размеров ($2a < 2r_R$) относительно быстро распадаются. Вихри слишком больших размеров ($2a > 5r_R$) тоже быстро распадаются, но здесь нарушается необходимое условие малости размера вихря по сравнению с радиусом кривизны системы. «Эталоном» быстро распадающихся (диспергирующих) вихрей могут служить циклоны Россби при небольшой глубине жидкости. По сравнению с ними антициклонические солитоны Россби представляются долгоживущими, устойчивыми структурами.

3.2.3. Перенос жидкости — вихревое свойство солитона Россби

Свойства изучаемых «монополярных» вихрей Россби хорошо предсказываются

хорошо предсказываются (п. 2.1). Поэтому в первое время казалось, что монополярный солитон Россби, как волна, будет распространяться в среде, не увлекая за собой частицы жидко-

сти. Такое представление, в частности, не противоречит работе ⁵⁵, в которой, как было указано выше, принято $h \ll 1$ и не говорится о наличии в солитоне области захваченных частиц. Однако опыты *) (в которых, как уже указывалось, величина $h \approx 0,5$ не может считаться малым параметром) показывают, что в изучаемом монополюсном солитоне Россби имеется область захваченных частиц, заключенная внутри его характерного размера a . Соответственно солитон весьма эффективно переносит (не выпуская из себя) частицы жидкости (заключенные в него в момент создания или введенные сверху) и не пропускает внутрь себя частицы, которые попадают ему по пути при его дрейфе вокруг оси системы ⁷⁹. Пример эффективного переноса частиц жидкости солитоном Россби приведен на рис. 7, а, демонстрирующем следующий опыт. Солитон Россби в бесцветной жидкости создается диском накачки в положении 1 и дрейфует по часовой стрелке. В положении 2 в него вводятся сверху частицы краски. Видно, что частицы, заключенные в некоторой внутренней области вихря, эффективно захватываются им и переносятся на большие расстояния, а внешние частицы (вне сепаратрисы) отстают от вихря. Опыты также показывают, что область захвата частиц внутри вихря Россби **) существует лишь при условии

$$V_{\text{вр}} > V_{\text{др}}, \quad (40)$$

при котором частицам, покидающим вихрь (или входящим в него извне в направлениях x, y), пришлось бы пересекать линии тока, чего не происходит. Это условие, как нетрудно видеть из уравнения геострофического равновесия ($2'$), в рассматриваемых опытах заведомо удовлетворяется при указанном выше условии $h \geq 0,15$ и, следовательно, во всех описываемых экспериментах выполняется. Факт наличия в монополюсном солитоне Россби области захваченных частиц, обнаруженный впервые экспериментально, теперь учитывается в теории (см. п. 2.2).

3.2.4. Неупругие столкновения

Вопрос о характере столкновений уединенных волн является принципиальным в теории: ведь существует даже определение ^{28,29,51} (хотя и не общепринятое и не разделяемое нами), согласно которому уединенная волна называется солитоном, если она сталкивается с себе подобной чисто упруго.

Рассматриваемые опыты (к неожиданности для теории ^{49,55,97}, не учитывающей захвата частиц солитоном) показали, что изучаемые солитоны Россби сталкиваются неупруго ^{81,82}: они либо сливаются в один солитон (при достаточно большой скорости сближения), либо взаимно разрушаются, превращаясь в течение (при медленном сближении). Аналогичное расхождение между указанной теорией и наблюдениями обнаруживается в атмосфере Юпитера ³⁸. Пример слияния монополюсных солитонов Россби, следующих один за другим (вихрь большей амплитуды, идущий сзади, догоняет передний вихрь), приведен на рис. 11, где дана серия фотографий, сделанных в последовательные моменты времени. В связи с рассматриваемыми экспериментальными данными следует указать, что первоначальное «требование» теории ^{28,29} относительно упругого характера столкновений солитонов было связано со свойствами одномерных солитонов, описываемых уравнением Кортевега — де Фриза ^{29,32}. Другие солитоны обнаруживают более сложное поведение. Так, двумерные и трехмерные ионно-звуковые уединенные волны в плазме, как показывают эксперименты ³³, испытывают неупругие столкновения и, тем не менее, также называются солитонами. Столкновительные свойства солитонов могут качественно зависеть от их амплитуды. Так, ленгмюровские солитоны при достаточно малой амплитуде сталкиваются упруго,

*) Эти опыты поставлены в 1981 г. по просьбе участников семинара Г. И. Баренблатта в Институте океанологии АН СССР и описаны в ^{79, 82}.

**) Или, что то же самое, область с замкнутыми линиями тока.

а при достаточно большой амплитуде — сливаются (с излучением ионного звука)³⁴.

Здесь важно отметить, что в теоретических работах^{42,98} показано (численным счетом), что столкновения вихрей Россби, несущих захваченные частицы, должны приводить к слиянию вихрей — в соответствии с рассмотренными экспериментальными данными.

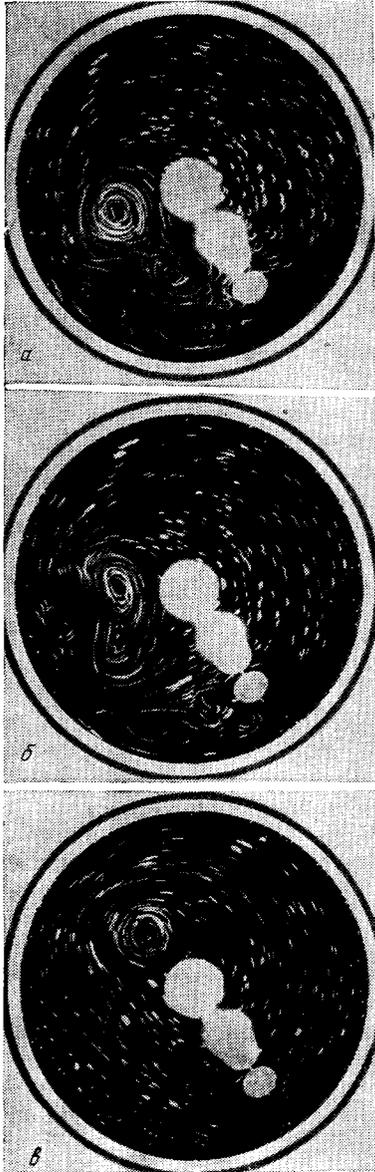


Рис. 11. Различные стадии сближения и слияния антициклонов Россби, созданных одним диском накачки D ⁸².

Промежутки между кадрами — 1,2 и 4,2 с

и мало чувствителен к амплитуде; отсутствие видимой связи размера вихря с его амплитудой согласуется с вариантом⁷³. б) Измеренные

3.2.5. Вихри Россби с $h > 1$

Опыты, в которых источником вихря Россби была струя воды, импульсно (за время ~ 1 с) инжектированная в жидкость небольшой глубины H_0 , дали следующий результат (см. также рис. 9). Если объем впрыскиваемой из трубочки жидкости достаточно большой (например, 100 см³), то высота горба формирующегося вихря, ΔH , оказывается значительно больше исходной глубины жидкости H_0 (если последняя не была выбрана слишком большой). При этом формально $h \equiv \Delta H/H_0 > 1$. Опыты показали, что такие «экзотические» вихри обладают временем жизни приблизительно таким же, как и при $h < 1$. И эта закономерность наблюдается даже при весьма малых глубинах — вплоть до $H_0 \approx 1$ мм. Эти факты еще раз свидетельствуют о «грубости» изучаемых солитонных структур.

3.3. Соотношение эксперимента и теории

Приведенная совокупность экспериментальных данных позволяет сделать вывод, что теоретические ожидания (см. разделы 2.1, 2.2) в целом находят качественное подтверждение на опыте: солитон Россби в виде одиночного (монопольного) антициклона существует, дрейфует в «правильном» направлении с приблизительно «правильной» скоростью и имеет размеры $a > r_R$, близкие к предсказываемым. Тем самым рассмотренные опыты свидетельствуют в пользу теоретических представлений о принципиально важной (при указанных условиях эксперимента) роли скалярной нелинейности в формировании монопольных солитонов Россби с размерами, превышающими радиус Россби — Обухова (см. (15а)). Более подробное сопоставление эксперимента с различными вариантами теории показывает следующее. а) Характерный размер наблюдаемых солитонов, в отличие от варианта⁵⁵, приблизительно вдвое меньше (19

профили солитона Россби (см. рис. 8) находятся, с одной стороны, в хорошем согласии с вычисленными в теории ⁷³, в которой выявлен эффект «памяти» солитона об условиях его формирования, обусловленный наличием захваченных частиц, и, с другой стороны, в существенном расхождении с вариантом ⁵⁵, который отличается аналитичностью (непрерывностью производных завихренности), но является частным (см. раздел 2.2). в) Наблюдаемые сценарии неупругих столкновений изучаемых вихрей находятся в согласии с результатами вычислительных работ ^{42,98}, в которых в соответствии с обсуждаемыми экспериментами учитывается наличие в солитоне области захвата частиц жидкости. г) Скорость распространения (дрейфа) вихрей оказывается в 1,2 раза меньше величины V_R , определяемой формулой (32), т. е. \sim в 1,5 раза меньше теоретического значения скорости солитона. Это отличие может быть обусловлено, в частности, двумя причинами: во-первых, наличием некоторого сдвига скорости по вертикали из-за придонного трения; во-вторых, ограниченностью области существования вихря в меридиональном направлении, вследствие чего $k_y \neq 0$ и истинная теоретическая величина V_R меньше, чем принято в (12), где при переходе от (7) предположено $k_y = 0$.

Таким образом, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с вариантом теории ^{73,98} и в существенном расхождении с вариантом ⁵⁵. Последнее не должно вызывать удивления, поскольку, как было указано в разделе 2.2, вероятность экспериментальной реализации того частного решения, которое имеет вид солитона в форме ⁵⁵ (при условии захвата частиц жидкости), по-видимому, исчезающе мала.

Описанные выше экспериментальные «сюрпризы» носят принципиальный характер и стимулируют развивающуюся теорию ^{73,98}. Следует отметить, что количественная теория должна также учитывать вязкость среды.

В связи с сопоставлением эксперимента с теорией укажем также на результат контрольного опыта, поставленного с целью проверки соотношений (11), (33) для скорости дрейфа вихрей. В этом (единственном) опыте, в отличие от всех описанных до сих пор, сосуд был сделан *точно* параболоидальным, так что при определенной («номинальной») скорости вращения сосуда все точки равновесной поверхности жидкости отстояли от дна на одно и то же расстояние Δz вдоль оси вращения. При этом толщина слоя жидкости H (измеряемая по нормали к поверхности жидкости) была функцией точки: $H = \Delta z \cdot \cos \alpha$, и скорость Россби (11) равнялась нулю *):

$$V_R \sim \frac{\partial}{\partial y} \frac{\Delta z \cos \alpha}{\Omega_0 \cos \alpha} = 0.$$

В соответствии с этим опыт показал, что вихрь Россби (возбуждаемый по описанной выше методике) при номинальной скорости вращения сосуда стоит на месте, при большей скорости вращения сосуда дрейфует на запад, а при меньшей — на восток, что согласуется с теоретическим соотношением, которое нетрудно получить из (33): $V_R \approx r_0 \Delta \Omega$, где $\Delta \Omega$ — отличие частоты вращения сосуда от номинальной, $r_0 = R_0 / \sqrt{2}$ — радиус параллели, по которой дрейфует вихрь, R_0 — радиус сосуда.

Успешные опыты по созданию и исследованию солитона Россби сделали актуальной попытку реализации экспериментальной стационарной солитонной модели Большого Красного Пятна Юпитера и других крупномасштабных планетарных вихрей, самоподдерживающихся в системе неустойчивых встречных зональных течений и существующих произвольно долгое время, не ограниченное вязкими и другими потерями импульса. Опыты, проведенные в этом направлении, и результаты теории излагаются в разделе 4.

* При этом β -эффект отсутствовал: $\beta \approx \partial(H/f)/\partial y = 0$.

3.4. «Волна или вихрь?» Вихревой солитон Россби — волновой уединенный вихрь

Итак, солитон Россби, рассмотренный выше, представляет собой «настоящий» вихрь, эффективно переносящий захваченные в нем частицы. С другой стороны, свойства этого вихря — его характер (циклон-антициклонная асимметрия), размеры, направление и скорость дрейфа *) — хорошо предсказываются и описываются на основе волновых представлений, согласно которым этот вихрь — результат взаимного уравнивания дисперсии и нелинейности (см. разделы 1.2 и 2.1). Таким образом, солитон Россби — это объект, проявляющий явный дуализм, и поэтому часто возникающий вопрос: «Это вихрь или волна?», очевидно, ставится не вполне корректно. Такой объект с одинаковым успехом можно называть либо волновым уединенным (т. е. нерасплывающимся) вихрем, либо вихревым солитоном — в зависимости от того, какие его свойства рассматриваются. И все-таки волновой подход представляется нам более информативным. В частности, только с его помощью удастся просто объяснить такое принципиальное явление, как циклон-антициклонная асимметрия, а также, учтя волновое движение по вертикали, радикально усовершенствовать двумерную солитонную теорию Большого Красного Пятна Юпитера и привести ее в хорошее согласие с данными наблюдений (см. раздел 5.1).

В связи с обсуждаемым вопросом представляется удачным английский термин «solitary vortex»⁴², поскольку он сочетает понятие «вихрь» (vortex) с ассоциацией «solitary wave» (солитон). Как уже указывалось, в численных работах⁴² учитываются как вихревые свойства рассматриваемой структуры (увлечение частиц), так и ее волновые, или дисперсионные, свойства — существование структуры рассматривается как следствие баланса дисперсии и нелинейности. (О принципиальном влиянии дисперсии на свойства дипольных (парных) вихрей Россби см. также раздел 8.)

4. ГЕНЕРАЦИЯ ВИХРЕЙ (И СОЛИТОНОВ) РОССБИ ВСТРЕЧНЫМИ ЗОНАЛЬНЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

4.1. Постановка вопроса

Эксперименты, описанные в предыдущем разделе, показывают, что наблюдаемый на опыте солитон Россби (антициклон с размерами порядка и больше радиуса Россби — Обухова, дрейфующий по параллели параболоида навстречу его глобальному вращению) весьма напоминает вихрь в Большом Красном Пятне Юпитера (БКПЮ). Этот солитон, однако, имеет ограниченное время жизни (~ 20 с), определяемое вязкостью среды. Для реализации стационарной солитонной модели БКПЮ необходимо поместить солитон Россби (созданный, например, некоторым источником) во внешние течения, которые бы компенсировали вязкие (и, возможно, иные) потери. При этом, однако, необходимо учесть, что течения могут играть не только пассивную роль (которая ограничивается лишь «подкачкой» вихря), но и активную: они могут проявлять неустойчивость и генерировать «свои» вихри **). Поэтому на первом этапе построения стационарной модели БКПЮ необходимо изучить вопрос об устойчивости течений и, в частности, изучить возможную связь этого вопроса с наблюдаемой циклон-антициклонной асимметрией вихрей Россби.

Ясно, что если профиль скорости течения будет достаточно резким, т. е. будет иметь характер «тангенциального разрыва» скорости, то течение

*) Дрейф солитонов Россби нетрудно объяснить также и на основе вихревых представлений⁸².

***) См., например, 11.

будет неустойчивым (это, в частности, известная неустойчивость Кельвина — Гельмгольца), следствием чего будет генерация вихрей. При циклоническом роторе скорости течений (когда периферия жидкости вращается быстрее сосуда, а центральная часть — медленнее) будут генерироваться циклоны, а при антициклоническом роторе течений — соответственно антициклоны. При указанных условиях циклон-антициклонная асимметрия будет явно выражена только в том случае, если декремент наблюдаемого на опыте распада циклонов не окажется малым по сравнению с инкрементом их генерации течениями (в противном случае «накачка» циклона течениями смогла бы компенсировать его распад). Но, как хорошо известно^{100,106}, инкремент γ неустойчивости встречных течений зависит от крутизны их поперечного градиента, точнее — от соотношения между характерным размером поперечного градиента скорости течений δ и размером генерируемого вихря a . Так, в условиях неустойчивости «тангенциального разрыва»*), т. е. при $\delta \ll a$,

$$\gamma \approx k\omega \approx \frac{u}{a}; \quad (41)$$

с другой стороны, при плавном профиле течений, когда $\delta \approx a$,

$$\gamma \ll \frac{u}{a}. \quad (42)$$

Как было показано выше (см. раздел 3.1.5), циклоны Россби в рассмотренных условиях распадаются за время порядка времени пробега одного своего диаметра, $2a/V_{др}$. Поэтому, если скорость течений (возбуждающих вихри) будет значительно больше скорости дрейфа вихрей**), то при $\delta \ll a$ инкремент (41) будет много больше декремента распада циклонов, и циклон-антициклонной асимметрии не будет, а при $\delta \approx a$, т. е. в условиях (42), инкремента расщепки вихря «не хватает» для компенсации декремента распада циклона, и циклон-антициклонную асимметрию следует ожидать. (Заметим, что эта асимметрия была сначала обнаружена на опыте^{79,82,83,85,86} (см. ниже), после чего была интерпретирована изложенным здесь образом.)

4.2. Течения на несжимаемой мелкой воде со свободной поверхностью как модель двумерных течений в сжимаемой среде. Критерий Ландау устойчивости двумерного сверхзвукового тангенциального разрыва скорости

В работе¹⁰⁷ Л. Д. Ландау показал, что тангенциальный разрыв скорости в сжимаемой среде становится устойчивым по отношению к двумерным возмущениям (лежащим в плоскостях, перпендикулярных к плоскости разрыва), если скачок скорости Δu на разрыве удовлетворяет условию

$$\Delta u \geq 2\sqrt{2}c_s, \quad (43)$$

где c_s — скорость звука. Аналогичный результат был получен С. В. Базденковым и О. П. Погуце¹⁰⁸ для тангенциального разрыва скорости на несжимаемой мелкой воде со свободной поверхностью:

$$\Delta u \geq 2(2gH_0)^{1/2}, \quad (44)$$

где g — ускорение силы тяжести, H_0 — толщина слоя «мелкой воды» (по определению этого термина, величина H_0 много меньше длины волны λ рас-

*) Неустойчивость тангенциального разрыва скорости в дифференциально вращающейся системе имеет две разновидности: неустойчивость Кельвина — Гельмгольца (КГ) и центробежную неустойчивость (ЦН); см. ниже⁹¹.

**) Именно такая ситуация реализуется в рассматриваемых в обзоре экспериментах и наблюдениях.

смаатриваемых двумерных возмущений). Эквивалентность результатов (43) и (44) является иллюстрацией аналогии¹⁰¹ между двумерной газодинамикой и теорией мелкой воды. На мелкой воде со свободной поверхностью роль скорости звука играет характерная скорость гравитационных волн $(gH_0)^{1/2}$, а возвышения и понижения поверхности несжимаемой жидкости соответствуют реальным сгущениям и разрежениям в моделируемой сжимаемой среде.

4.3. Экспериментальная установка с встречными зональными течениями во вращающемся параболоиде

Для создания встречных геострофических течений во вращающейся «мелкой воде» в экспериментах⁸²⁻⁸⁸ применен следующий метод, иллюстрируемый рис. 12, а. В толстом дне параболоида делаются два широких коль-

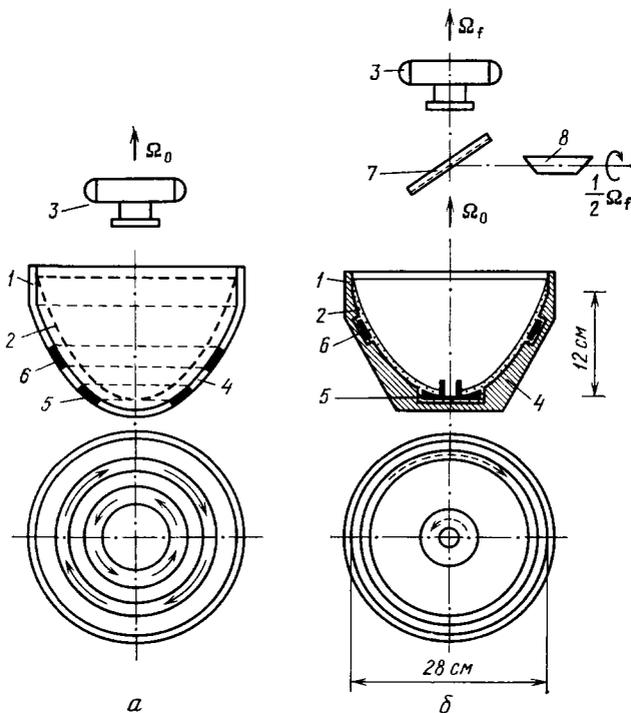


Рис. 12. а — Схема экспериментальных установок⁸²⁻⁸⁸ для генерации вихрей (солитонов) Россби зональными течениями. 1 — сосуд с параболическим профилем дна; 2 — поверхность воды, растекающейся при вращении по параболическому дну; 3 — фотоаппарат, вращающийся вместе с сосудом; 4 — участок (толстого) дна параболоида, ширина которого регулировалась от 1 мм (в опытах с «тангенциальным разрывом» скорости течения) до 3 см (в опытах с плавным профилем течений); 5, 6 — вращающиеся кольца, создающие зональные течения со сдвигом скорости; параболоид вращается вокруг вертикальной оси против часовой стрелки с угловой частотой Ω . На входе сверху сплошные стрелки показывают антициклоническое направление течений жидкости. б — Схема опыта^{87, 88}, в котором был создан автосолитон Россби. 1, 2 — то же, что и на рис. а; 3 — фотоаппарат, вращающийся вместе с вихрем; 5 — участок дна параболоида, вращающийся быстрее сосуда; 6 — участок дна параболоида, вращающийся медленнее сосуда; расстояние между 5 и 6 вдоль меридиана (ширина участка 4 дна параболоида) составляет 11 см; 7 — полупрозрачное зеркало; 8 — рогоскоп: отражательная призма, вращающаяся с угловой скоростью $\sim \Omega/2$ и позволяющая наблюдателю как бы перейти в систему отсчета, вращающуюся с частотой $\sim \Omega$, и, в частности, вести фотосъемку в системе отсчета вихря

цевых выреза, ориентированных вдоль параллелей и отстоящих один от другого на некотором расстоянии (l) по меридиану. В эти вырезы вставляются (зональные) кольца, которые могут свободно вращаться относительно пара-

болоида в плоскости его дна так, что угловые скорости этого относительного вращения колец равны по величине и взаимно противоположны. В разделе 4.6 будет описан эксперимент, в котором кольца вращаются независимо одно от другого (рис. 12, б). При своем вращении кольца увлекают расположенные над ними слои жидкости, создавая тем самым встречные зональные течения. Изменяя от опыта к опыту расстояние l между кольцами, можно влиять на реальную величину δ характерного размера поперечного градиента скорости течений. В следующих разделах будут описаны эксперименты по возбуждению вихрей течениями с большим и малым (по отношению к r_R) размером l (и соответственно δ). При $l \rightarrow 0$ $\delta \approx H$; при $l = (2-3)H$ $\delta \approx l$; при этом с увеличением H величина δ возрастает и может превышать r_R ; такой режим генерации вихрей течениями соответствует соотношению (42); см. ^{85, 86}.

4.4. Генерация цепочек циклонов и антициклонов встречными зональными течениями. Солитоны Россби и циклон-антициклонная асимметрия

Опишем сначала результаты опытов с относительно большим расстоянием между встречными течениями: $l \approx 3$ см; при этом $\delta \approx l \geq r_R$ ^{82, 83, 85, 86}. Эти опыты дали качественно различные результаты в зависимости от знака ротора встречных течений. Они показали, что при циклоническом роторе течений генерации вихрей (циклонов) большого размера ($a > r_R$) не происходит (рис. 13), тогда как при антициклоническом роторе легко генерируются крупномасштабные вихри (антициклоны) (рис. 14). Таким образом, при относительно плавном поперечном градиенте скорости течений наблюдается ярко выраженная циклон-антициклонная асимметрия. Нетрудно видеть, что обстоятельства, при которых она наблюдается, соответствуют условию (42) (подробнее см. в ^{85, 86}).

Наблюдаемые крупные вихри являются стационарными, имеют диаметр в несколько радиусов Россби — Обухова и дрейфуют относительно параболоида против его глобального вращения со скоростью, приблизительно равной скорости Россби; их амплитуда составляет $h \approx 0,5$ и более; они эффективно переносят частицы жидкости. По совокупности их свойств эти вихри могут рассматриваться как солитоны Россби, описанные в разделах 3.1.4—3.2.5. Количество вихрей (m) на периметре цепочки определяется скоростью течений: при относительно малой скорости наблюдается 8—10 антициклонов, а при относительно большой скорости — два — три (как на рис. 14.) Заметим, что интерпретация описанных здесь цепочек стационарных антициклонов как солитонов Россби соответствует теории ¹⁰⁹.

Уменьшение номера моды m при увеличении скорости течений оказывается принципиальной закономерностью, благодаря которой при других условиях эксперимента оказывается возможным формирование автосолитона Россби ^{87, 88}, единственного на периметре системы: $m = 1$ (см. раздел 4.6).

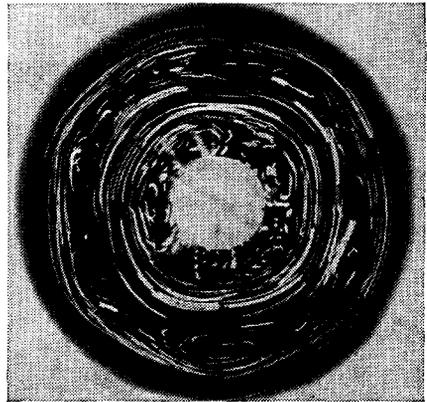


Рис. 13. Картина течений жидкости при плавном профиле скорости и при циклоническом роторе встречных течений ^{82, 83}.

Ширина участка l (см. рис. 12, а) составляет 3 см. Показаны траектории белых частиц, плавающих на поверхности воды на фоне черного дна

Обратимся теперь к результатам опытов с малым расстоянием между течениями ($l \approx 1 \text{ мм} \ll r_R$)^{84-86, 88}. Эти опыты показали, что при обоих знаках ротора встречных течений происходит практически одинаково эффективная генерация крупномасштабных стационарных вихрей — как антициклонов (рис. 15, а), так и циклонов (рис. 15, б). Таким образом, в этой

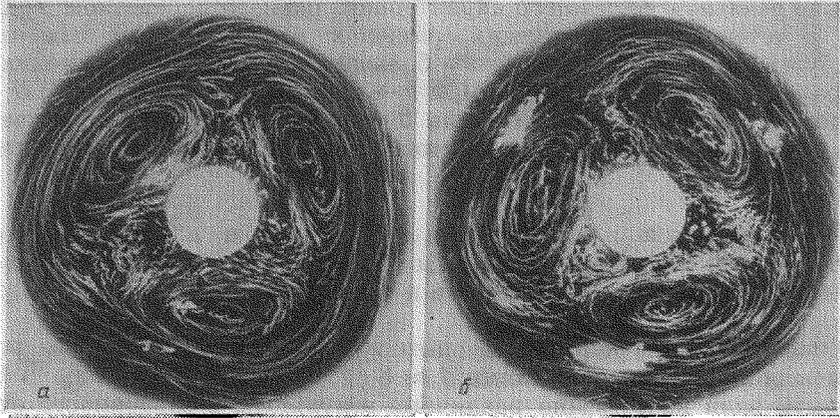


Рис. 14. То же, что на рис. 13, в близких условиях опыта, но при антициклоническом роторе встречных течений^{82, 83}

геометрии эксперимента циклон-антициклонная асимметрия отсутствует. Эта закономерность также соответствует содержанию раздела 4.2 (см. соотношение (41)).

Дрейфовые, геометрические и другие свойства наблюдаемых антициклонов оказываются теми же, что и у описанных в разделе 3.1.4. Что касается

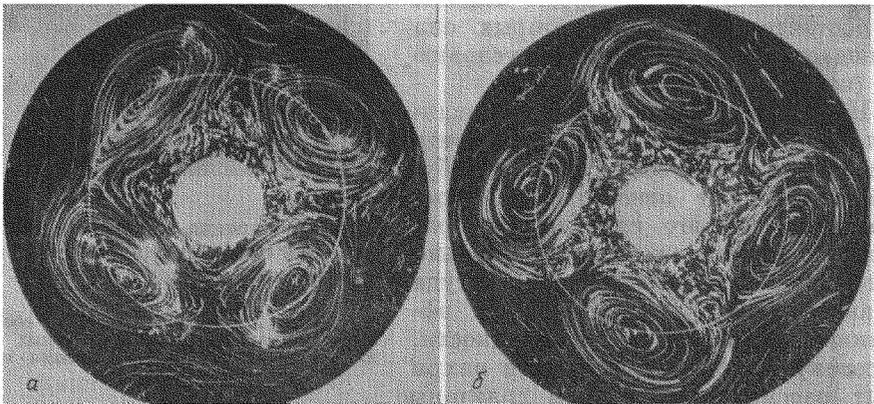


Рис. 15. Картина течений жидкости при резком профиле скорости встречных течений. Ширина участка 4 (см. рис. 12, а) составляет 1 мм. а — Ротор течений — циклонический. б — Ротор антициклонический⁸⁴⁻⁸⁶. Белая окружность — линия «разрыва» скорости в течениях

циклонов, то — при наличии циклонических течений — они дрейфуют по направлению вращения параболоида вследствие указанного в¹¹⁰ «эффекта подшипника», не связанного с β -эффектом. Есть основания считать, что рассматриваемые циклонические вихри Россби не являются солитонами: они являются стационарными, по-видимому, просто потому, что не успевают распадаться из-за чересчур эффективной «раскачки» встречными течениями.

Дополнительные аргументы в пользу этого вывода будут приведены в разделах 4.6 и 8.2. (Впрочем, при интерпретации рассмотренных опытов с циклонами в течениях и интерпретации природы Коричневых Овалов Юпитера (раздел 5.2) следует иметь в виду, что теория допускает возможность циклонических солитонов Россби определенного размера в течениях определенного горизонтального профиля^{42, 57} или при вертикальной стратификации⁵³.)

4.5. Срыв неустойчивости двумерного тангенциального разрыва (Кельвина — Гельмгольца) при «сверхзвуковом» скачке скорости встречных течений; согласие с критерием Ландау. Экспериментальная иллюстрация аналогии между двумерной газодинамикой и динамикой мелкой воды

Экспериментальное исследование справедливости теоретического предсказания, описываемого соотношением (43), (44), было проведено на установке типа рис. 12, а, в которой течения имели циклонический ротор (периферия мелкой воды вращалась быстрее середины) и были предельно сближены: зазор между ними (ширина участка 4) составлял всего 1 мм — «разрыв»

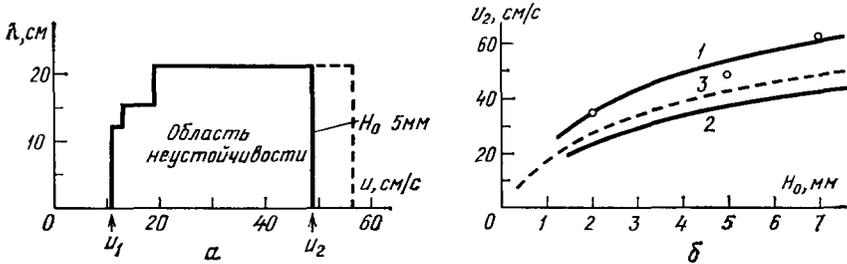


Рис. 16. а — Зависимость азимутального размера вихрей λ от скорости течений, измеренной в месте разрыва на поверхности воды в условиях рис. 15. б — Зависимость порога u_2 исчезновения неустойчивости тангенциального разрыва от глубины жидкости.

1 — скорость колец, движущихся расположенную над ними жидкость; 2 — скорость течений на поверхности жидкости; 3 — теоретическая¹⁰⁸ скорость течений $u = (2g^*H_0)^{1/2}$ (относительная скорость течений равна $2u$)

скорости. Опыты дали следующие результаты: 1) Если относительная скорость течений превышает некоторый порог, то в системе возникает неустойчивость Кельвина — Гельмгольца (КГ), приводящая к формированию цепочки вихрей, размеры которых λ вдоль поверхности воды всегда значительно больше глубины жидкости H_0 и ширины разрыва Δ . Пример такой цепочки — при циклоническом роторе встречных течений — показан на рис. 15, а. 2) Если относительная скорость течений превышает некоторый более высокий порог, то рассматриваемая неустойчивость отсутствует. Величина этого второго порога хорошо соответствует формуле (44). Этот результат показан на рис. 16. Из части а этого рисунка видно, что когда скорость течений выше второго порога, вихри рис. 15, а исчезают (штриховая линия — при увеличении скорости, сплошная — при уменьшении скорости). Правая часть рисунка показывает, что при изменении глубины жидкости H_0 вторая пороговая скорость изменяется $\sim (g^*H_0)^{1/2}$ в соответствии с теоретическим результатом^{107, 108} *).

Таким образом, в данном разделе дана наглядная иллюстрация замечательной аналогии между двумерной газодинамикой и динамикой мелкой воды со свободной поверхностью. Эта аналогия позволяет реализовать лабо-

*) Первый порог при сравнительно малой скорости течений, по-видимому, как обычно, связан с процессами диссипации: вязкостью и трением об дно.

раторное моделирование не только планетарных атмосферных вихрей (описываемых в данном обзоре), но и—в иных условиях эксперимента — гидродинамического механизма генерации спиральной структуры галактик, имеющих скачок скорости на профиле вращения (см. раздел 6) *).

4.6. Автосолитон Россби — самоорганизация в зональных течениях

Поиски автосолитона Россби — единственного на всей параллели параболоида и незатухающего антициклонического вихря, «подпитываемого» встречными течениями, — начались сразу же после успешных опытов ⁷⁸⁻⁸¹, описанных в разделах 3.1, 3.2. Задача ставилась так: создав солитон некоторым источником (например, «диском накачки»), попытаться скомпенсировать его вязкие потери импульса, включив для этого встречные течения. При этом принципиальным условием была необходимость ограничиться таким режимом течений, в котором их скорости достаточно малы и течения устойчивы. Такой режим был необходим для того, чтобы течения играли чисто «энергетическую» роль, подпитывая солитон, но не генерируя «свои» вихри. Первые опыты были проведены на установке с расстоянием между течениями $l = 3$ см (см. рис. 12, а), описанной в разделах 4.3, 4.4; они дали отрицательный результат: оказалось, что включение течений разрушает солитон. Это означало, что в условиях данной геометрии опыта профиль течений не может быть согласован с профилем солитона.

Спустя значительное время, в течение которого были исследованы описанные выше закономерности циклогенеза встречными течениями с большой скоростью, поиск автосолитона был продолжен на установке с увеличенным расстоянием между течениями: $l = 11$ см (см. рис. 12, б). Опыты показали, что удается установить такой режим вращения зональных колец и параболоида, в котором солитон Россби, созданный «диском накачки», не разрушается встречными течениями, а слегка подпитывается ими; однако время жизни солитона возрастает незначительно. После этого опыт был видоизменен: диск накачки был вообще удален и, кроме того, зональные кольца были сделаны независимыми одно от другого. Опыт ^{87, 88} показал, что удается найти такой режим, в котором достаточно быстрые встречные течения, имеющие *антициклонический ротор* скорости, генерируют незатухающий крупномасштабный солитон Россби, единственный на периметре параболоида и самоорганизующийся в системе течений. (При циклоническом роторе течений генерации крупномасштабного вихря не происходит — в соответствии с результатом раздела 4.4 относительно циклон-антициклонной асимметрии.)

Фотографии автосолитона приведены на рис. 17 (они сделаны аппаратом, вращающимся вместе с вихрем, в отличие от представленных ранее, которые делались аппаратом, вращавшимся вместе с параболоидом). Вихрь, демонстрируемый на рис. 17, имеет параметры (размер, амплитуду, направление и скорость дрейфа и собственного вращения), свойственные солитону Россби, описанному в разделах 3.1, 3.2. В частности, диаметр вихря $2a \approx \approx (3-4) r_R$, его амплитуда $h = \Delta H/H_0 \approx 1$, вихрь имеет в основной своей части замкнутые линии тока и эффективно переносит захваченные частицы (см. рис. 17) **). Этот вихрь представляет собой результат самоорганизации солитонной структуры в системе встречных течений: при возникновении вихря профиль течений радикально изменяется, подстраиваясь под тот, который самосогласуется с вихрем (рис. 18). Еще одно важное свойство

*) Скорости движений в планетарных вихрях значительно меньше скорости звука, поэтому среда может считаться несжимаемой; в этом случае аналогия в поведении этих структур и мелкой воды является еще более очевидной.

**) Согласно сказанному в конце раздела 2.2 описанный автосолитон, по-видимому, не имеет прямого отношения к частному варианту ⁵⁵ солитона Россби.

описываемого автосолитона состоит в том, что его завихренность (ротор скорости) в несколько раз больше, чем у окружающего течения^{87, 88}, аналогично тому, как это имеет место у крупных вихрей в атмосферах больших планет⁶³. Обнаруженный автосолитон можно считать стационарным: он существует неограниченно долго, хотя и испытывает во времени некоторую

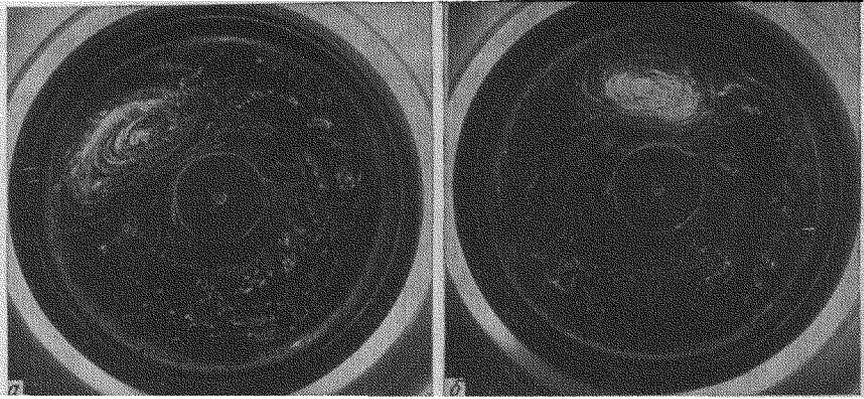


Рис. 17. Автосолитон Россби при несколько различных скоростях течений (ротор течения — антициклонический)^{87, 88}.

Фотоаппарат вращается вместе с вихрем (а не вместе с сосудом, как на предыдущих фотографиях)

деформацию колебательного характера, переходя, например, от реализации типа рис. 17, а к реализации типа рис. 17, б.

Рассматриваемый автосолитон Россби представляет собой результат развития неустойчивости встречных течений на моде $m = 1$. Другие моды

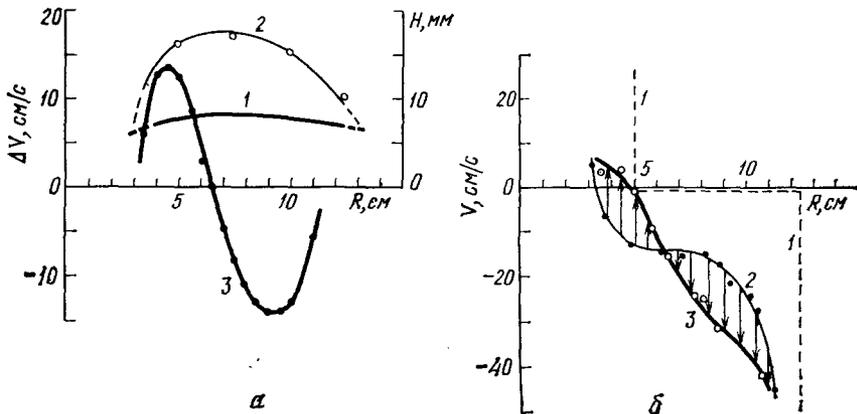


Рис. 18. а — Профили глубины жидкости в меридиональном сечении вращающегося параболоида: зависимость глубины жидкости от расстояния до оси вращения^{87, 88}: 1 — в области, диаметрально противоположной вихрю; 2 — в области вихря; кривая 3 — профиль скорости внутри вихря; скорость измеряется по отношению к течению, как показано стрелками на рис. б. б — Профили линейной азимутальной скорости частиц на поверхности жидкости в системе вращающегося сосуда: 1 — в отсутствие вихря; 2 — в режиме генерации вихря, в области, диаметрально противоположной вихрю; 3 — внутри вихря

этой неустойчивости тоже наблюдаются, и их номер оказывается тем больше, чем меньше скорость течений — в согласии с данными в разделах 4.4, 4.5. Примеры мод с $m > 1$ и закономерность их чередования с увеличением скорости встречных течений иллюстрируются рис. 19, 20. Важно отметить,

что, как показывает эксперимент, чем меньше вихрей в цепочке, тем, при прочих равных условиях, больше их амплитуда и тем сильнее они локализованы. Сравнение рис. 17, 19, 20 с результатами раздела 4.4 показывает, что описанные ранее антициклонические вихревые структуры (см. рис. 14) представляют собой цепочки автосолиитонов Россби, генерируемые на моде $m = 3$ гидродинамической неустойчивости встречных течений.

Пространственная локализация рассматриваемых структур, естественно, обусловлена их сильной нелинейностью. Показателем этой нелинейности может служить отношение скорости вращения частиц в вихрях к скорости



Рис. 19. Цепочка автосолиитонов на моде $m = 3$.

Видно, что вихри весьма четко локализованы⁸⁸

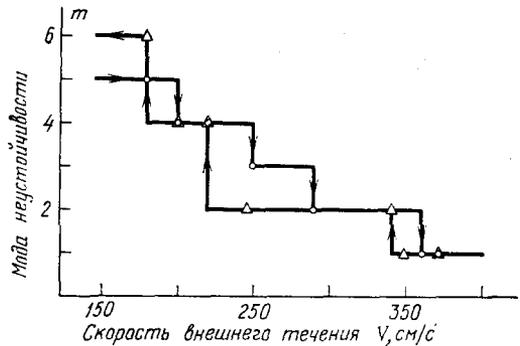


Рис. 20. Зависимость номера моды m от скорости кольца, создающего внешнее течение в геометрии рис. 12,б и 17

дрейфа вихрей. Это отношение, как было показано выше, значительно превышает единицу, что обуславливает эффективный перенос жидкости вихрем.

Планетный аспект описанных здесь результатов рассматривается в разделе 5.

Для идентификации той неустойчивости, которая генерирует автосолиитон Россби в наиболее интересном режиме моды $m = 1$ (см. рис. 17), обратим внимание еще на один важный факт. В этом режиме внешнее кольцо вращается (против вращения параболоида) с угловой скоростью, приблизительно равной $2\Omega_0$. При этом скорость внешнего течения $u = 2\Omega_0 r_0 \approx \approx 300$ см/с и число Маха $Ma = u/(g \cdot H_0)^{1/2} \approx 7,5 > 2\sqrt{2}$ даже при $H_0 = = 1$ см. Следовательно, скачок скорости на разрыве внешнего течения удовлетворяет критерию (44) срыва неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. В сочетании с тем фактом, что при циклоническом роторе течений (когда периферия сосуда вращается с большей угловой скоростью, чем его центральная часть) возбуждения крупных вихрей не происходит, это указывает на то, что причиной генерации автосолиитона в рассматриваемом опыте, по-видимому, является центробежная неустойчивость (ЦН). Это та неустойчивость, которая при определенных условиях остается у дифференциально вращающейся жидкости даже при $Ma \gg 1$, если ее центральная часть вращается быстрее периферии. В условиях экспериментов^{89-91, 123a} эта неустойчивость моделирует в лаборатории вероятный гидродинамический механизм формирования спиральной структуры галактик, имеющих скачок скорости на профиле вращения (см. раздел 6) *). Здесь следует подчеркнуть, что получившиеся в данном опыте с автосолиитоном Россби «сверхзвуковые» значения числа Ма отнюдь не должны считаться обязательными: они являются следствием выбранной геометрии опыта. Об этом свидетельствуют данные

*) В реальных галактиках, вообще говоря, могут развиваться обе неустойчивости — как ЦН, так и КГ (подробнее см. 123б).

опытов, проведенных на трех вариантах описанных здесь экспериментальных установок с различным расстоянием между встречными течениями (l). Эти опыты показали, что относительная скорость встречных течений u , необходимая для возбуждения цепочки вихрей данной моды m , возрастает с увеличением Ω_0 , H_0 и l так, что это соответствует следующей закономерности: перепад скорости течений на размере вихря (ua/l) должен обеспечивать скорость вращения вихря, существенно превосходящую скорость дрейфа $\sim V_R$: именно при этом мы видим вихрь с четкой областью захвата частиц (см. рис. 17). Указанная закономерность имеет вид

$$u \approx \frac{cV_R l}{r_R} \approx \frac{c\Omega_0^2 l H_0^{1/2}}{(g^*)^{1/2}}, \quad (45)$$

где коэффициент c имеет порядок нескольких единиц и зависит от деталей эксперимента. Отсюда видно, в частности, что при выбранном в опытах по созданию автосолитона большом значении l число Маха $Ma = u/(g^* H_0)^{1/2}$ оказывается сравнительно большим.

Это, однако, не вызывает принципиальных трудностей в моделировании реальных атмосферных вихрей, у которых всегда $Ma < 1$. Дело в том, что, как будет показано в разделе 5.3, при рассмотрении природных вихрей необходимо учитывать трехмерность (бароклинность) волнового движения; при этом величина Ma , пропорциональная V_R , уменьшается в несколько десятков раз и оказывается адекватной «истинной» величине Ma .

4.7. И все-таки: почему наблюдаемые структуры — это вихри Россби?

Поставленный вопрос обусловлен тем, что цепочки вихрей, внешне похожие на показанные выше (см. рис. 14, 15), наблюдаются и в совсем иных экспериментальных ситуациях, не относящихся либо к режиму Россби вообще (см. (3)), либо, по меньшей мере, к режиму генерации вихрей Россби. Приведем некоторые примеры. Одним из них является экспериментальная работа¹¹⁰ по исследованию неустойчивости Кельвина — Гельмгольца во встречных концентрических струях газа. По замыслу авторов, она проведена в таких условиях, когда встречные течения почти симметричны относительно лабораторной системы отсчета, которая, таким образом, является практически инерциальной; поэтому центробежной и кориолисовой силами можно пренебречь, и, следовательно, режим опытов¹¹⁰ не является режимом Россби (см. раздел 1.1). Кроме того, в¹¹⁰ $Ma \rightarrow 0$. Весьма эффективная генерация цепочек вихрей демонстрируется в работах^{111, 112}, моделирующих полярные циклоны Земли. В них встречные течения создаются действием силы Кориолиса на принудительную прокачку жидкости во вращающемся кольцевом слое. Наиболее эффективная генерация стационарных вихрей происходит в тех условиях, когда жидкость накачивается по краям кольцевого зазора и сливается в его середине (где, таким образом, образуются воронки); при таком направлении движения жидкости, как легко видеть, генерируются циклоны. В этой системе β -эффект практически отсутствует (вихри почти не обладают дисперсией).

Теперь нетрудно убедиться в том, что условия опытов по генерации вихрей (солитонов) Россби, рассмотренных в п. 4.4, радикально отличаются от условий экспериментов, цитированных в данном разделе. Отличия связаны с двумя обстоятельствами. 1) В данном обзоре рассматриваются структуры крупнее радиуса Россби ($a > r_R$ или $a > r_l$) в, отличие от^{111, 112}, где $a < r_R$. Иными словами, принятое в обзоре приближение эквивалентно приближению замагниченной плазмы, где масштабы структур больше ларморовского радиуса ионов (аналогичного радиусу Россби). 2) Свойства рассмотренных здесь вихрей (солитонов) принципиально определяются дисперсией волн Россби (т. е. β -эффектом). Следствием этого является столь ярко

выраженный дисперсионно-нелинейный эффект, как циклон-антициклонная асимметрия в режиме Россби. Эта асимметрия наблюдается как в режиме «свободного пробега» вихрей, так и в тех условиях, когда они стационарно генерируются неустойчивыми течениями с плавным (по сравнению с r_R) профилем скорости. Выражением ее является, в частности, тот факт, что антициклонический автосолитон существует (п. 4.6), а циклонический — нет. Если же течения имеют резкий профиль скорости, то циклон-антициклонная асимметрия исчезает, и различия в условиях генерации вихрей, рассматриваемых в данном обзоре, и вихрей, исследованных в работах ¹¹⁰⁻¹¹², перестают быть принципиальными: вихри эффективно генерируются независимо от того, являются ли они вихрями Россби (как здесь) или нет (как в ¹¹⁰⁻¹¹²). Режим генерации вихрей течениями с плавным профилем характерен для крупных атмосферных вихрей на больших планетах (Юпитер, Сатурн), а режим с резким профилем — для планетарных вихрей в атмосфере Земли; в последнем случае циклон-антициклонная асимметрия отсутствует, что хорошо соответствует сказанному выше. (По поводу влияния вращения системы и β -эффекта на неустойчивость сдвиговых течений см. также обзор ¹¹³).

5. СОЛИТОНЫ РОССБИ И ПЛАНЕТАРНЫЕ ВИХРИ

Как уже отмечалось ^{7, 10, 18, 44}, волны Россби могут существенно определять процессы крупномасштабного циклогенеза в океанах и атмосферах планет. Здесь мы рассмотрим этот вопрос подробнее, в основном применительно к большим планетам — Юпитеру и Сатурну, поскольку на этих планетах реализуются предпосылки рассматриваемой солитонной концепции, а именно: 1) размеры вихрей больше радиуса Россби ($a > r_R$ или $a > r_1$) — приближение «замагниченной плазмы»; 2) отношение радиуса r_R к радиусу планеты R является малым параметром. На указанных планетах $r_R = 6000$ км (на широте БКПЮ), $R = 70000$ км, $r_R/R \leq 10^{-1}$. В этом смысле Земля менее удобна для анализа, поскольку в ее атмосфере $r_R \approx 3000$ км (на средних широтах) и $r_R/R \approx 1/2$ — этот параметр уже не является малым. Поэтому земные вихри мы здесь рассматривать не будем — отсылаем читателя к работам ^{11, 111-113}. По отношению к рассматриваемым атмосферным вихревым структурам мы применяем представления «мелкой воды». Подробное обсуждение вопроса об обоснованности такого подхода читатель найдет в статье ¹¹⁷.

5.1. Экспериментальная солитонная модель Большого Красного Пятна Юпитера

Как было показано выше (см. раздел 3), солитон Россби, наблюдаемый в экспериментах ^{79, 82, 88}, в принципе может рассматриваться как лабораторная модель вихря (БКПЮ), качественно поддерживающая существующую солитонную теорию этого явления Природы. Дальнейшим аргументом в пользу этой концепции служат описанные выше (см. разделы 3.1.5 и 4.4, 4.6) экспериментальные результаты, демонстрирующие циклон-антициклонную асимметрию вихрей Россби, которая обнаруживается в двух ярко выраженных явлениях: 1) антициклоны устойчивы и отличаются сравнительно большим временем жизни; циклоны сравнительно быстро распадаются (диспергируют); 2) зональные встречные течения с плавным поперечным градиентом скорости (например, такие, как в районе БКПЮ, где характерный поперечный размер профиля течений превышает r_R) генерируют только антициклоны ^{82, 83, 85-88}; иными словами, встречные течения с плавным градиентом скорости генерируют крупномасштабный (больше r_R) планетарный вихрь только тогда, когда они имеют антициклонический ротор скорости. Эти экспериментальные закономерности находят аналогию в атмосфере Юпитера. В самом деле, как показывают наблюдения ⁶¹, вихрь БКПЮ яв-

ляется антициклоном и существует в том районе зональных течений (см. рис. 3, точка *A*), где их ротор скорости — антициклонический. При этом в соседнем районе (см. рис. 3, точка *B*), где амплитуда течений даже больше, но их ротор — циклонический, никакого крупного вихря нет (!). Таким образом, имеется явная параллель между явлениями, наблюдаемыми в природе и в лаборатории.

Выше (разделы 3.1 и 4.6) были описаны две экспериментально наблюдаемые разновидности солитона Россби: в одной время жизни солитона ограничивается вязкостью среды (и составляет ~ 20 с), в другой — в режиме автосолитона — вообще не ограничивается. Эти разновидности могут рассматриваться как две солитонные модели вихря БКПЮ: первая — как нестационарная, вторая (автосолитон Россби) — как стационарная модель Большого Красного Пятна Юпитера. Вторая модель, конечно, много более адекватна природным условиям (см. следующий раздел).

5.2. Почему вихрь «Большое Красное Пятно Юпитера» уникален на всем периметре планеты?

В рамках экспериментальной стационарной солитонной модели БКПЮ, рассмотренной в предыдущем разделе, по-видимому, находит простое и естественное объяснение интригующий вопрос о том, почему природный вихрь является единственным на всем периметре его параллели (или, иными словами, что мешает другому такому же вихрю существовать в другом месте периметра?). Ответ на этот вопрос состоит в том, что БКПЮ — это просто первая (и достаточно локализованная) мода гидродинамической неустойчивости встречных зональных течений. Она характеризуется числом вихрей на периметре $m = 1$ и развивается при таком скачке скорости течений и таком их профиле, при которых существование второй и более высокой мод ($m \geq 2$), т. е. цепочки вихрей, соответствующей меньшей длине волны неустойчивости, исключается.

Чтобы представить себе вероятный механизм явления, допустим, что в процессе формирования встречных зональных течений их скорость постепенно увеличивается. Тогда, как видно из рис. 17, 19, 20, будет происходить последовательная смена мод неустойчивости течений: каждая последующая (более крупномасштабная) мода, возникая, будет подавлять предыдущую (более мелкую) моду. Поэтому, в частности, при возникновении автосолитона на самой крупной моде $m = 1$, соответствующей самой большой длине волны неустойчивости (единственный вихрь на периметре системы), более мелкая мода $m = 2$, отвечающая меньшей длине волны неустойчивости (на периметре — два вихря), исчезнет. Эта смена мод связана с той перестройкой структуры течений (с расширением их профиля), которая происходит, в частности, при возникновении моды $m = 1$ и которая соответствует стационарному состоянию моды $m = 1$, но исключает существование моды $m = 2$ и более коротковолновых мод.

Таким образом, в конечном счете, уникальность вихря БКПЮ на всем периметре его параллели объясняется тем, что в районе этой параллели зональные течения имеют достаточно большую ширину профиля скорости вдоль меридиана. При меньшей ширине профиля возможны цепочки вихрей (как это имеет место, например, на широтах Белых и Коричневых Овалов; см. ниже). Вполне вероятно, что наблюдаемый профиль зональных течений на широте БКПЮ установился не без влияния самого этого вихря. И то обстоятельство, что мода $m = 1$ занимает собой небольшую часть всего периметра планеты (область захвата частиц в БКПЮ имеет вдоль параллели протяженность около 25 тыс. км, что заметно меньше $1/10$ части периметра планеты), объясняется сильной нелинейностью вихря; показатель этой нелинейности — отношение характерной скорости вращения вихря к скорости его дрейфа — составляет в БКПЮ около 20.

Отметим, что наблюдаемое в эксперименте принципиальное явление последовательной смены мод сдвиговой неустойчивости, приводящее к эволюции встречных течений в систему с (единственным) автосолитоном, до сих пор не описано в теории. (Подробнее о механизме смены мод неустойчивости см. в разделе 7.1.)

Стационарность вихря БКПЮ, наблюдаемого уже в течение трех столетий, объясняется установившимся равновесием между инкрементом гидродинамической неустойчивости, «раскручивающей» вихрь, и декрементом его затухания. На физическую *квазидвумерность* рассматриваемого вихря и аналогичных ему вихрей в атмосферах Юпитера и Сатурна указывает, в частности, тот факт, что все крупные долгоживущие вихри на этих планетах наблюдаются посредине между встречными течениями (в точках А, С на рис. 3), где *горизонтальный* градиент скорости течений максимален. В этом отношении важный результат астрономических наблюдений описан в работе ⁶¹: на широте вихря БКПЮ (как и на широтах локализации других крупных вихрей Юпитера и Сатурна; см. ниже) выполняется условие неустойчивости зональных течений. Это условие, согласно которому на профиле течения его завихренность должна иметь максимум ¹⁰³⁻¹⁰⁵ (обобщенный критерий Рэля ¹⁰⁰⁻¹⁰²), имеет вид ^{44, 83, 105}

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} r_R^2 - (V_R + u) = 0, \quad (46)$$

где u — скорость течения (положительная в направлении на восток), y — координата вдоль меридиана (положительная в направлении на север), V_R — абсолютная величина скорости Россби.

Накачка вихря БКПЮ зональными течениями ^{114, 115}, по-видимому, и обеспечивает его длительное существование; в ее отсутствие вихрь, вероятно, распался бы за время, не превышающее нескольких лет, в результате любого из двух независимых процессов: вязкостного затухания с декрементом (47) и «невязкого затухания» с декрементом (22). Если принять для коэффициента вязкости его классическое значение ¹¹⁶, положить эффективную высоту атмосферы Юпитера в районе БКПЮ равной $H_0 \approx 25$ км (см. раздел 5.3), $\Omega_0 \approx 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и для оценки времени (τ) вязкостного затухания БКПЮ воспользоваться соответствующей оценкой для вихря Россби на твердой подстилающей поверхности ²⁴, то получим

$$\tau \approx H_0 (\nu \Omega_0)^{-1/2} \approx 10 \text{ лет}. \quad (47)$$

Оценка по декременту (22) дает значительно меньшую величину времени жизни вихря. Поэтому представляется реалистичным предположение, что стационарное состояние БКПЮ возможно только при условии достаточно интенсивной накачки вихря зональными течениями.

Таким образом, автосолитон Россби, описанный в разделе 4.6, впервые моделирует *одновременно все три* интригующих свойства природного вихря в Большом Красном Пятне Юпитера, каковыми являются: 1) стационарность, 2) самоорганизация в зональных течениях и 3) уникальность на всем периметре планеты.

Экспериментальный автосолитон Россби имеет еще одно свойство, аналогичное наблюдаемому у вихрей Юпитера: у него завихренность значительно больше, чем у окружающего течения ^{87, 88}. Тем самым, в эксперименте впервые создана такая солитонная модель, которая уже, по-видимому, не оставляет сомнений в качественной адекватности природе указанного планетарного вихря (и других, ему подобных). Для сопоставления внешнего вида природного вихря БКПЮ с его лабораторной моделью на рис. 21 приведена фотография БКПЮ (южное полушарие Юпитера, 22° ю. ш.), переснятая с суперобложки книги ^{1а}. Вихрь имеет размер вдоль параллели около

25 000 км (по области захваченных частиц и омывается с севера и юга турбулентными встречными (зональными) течениями с антициклоническим ротором скорости. Видно сходство рис. 21 и рис. 17.

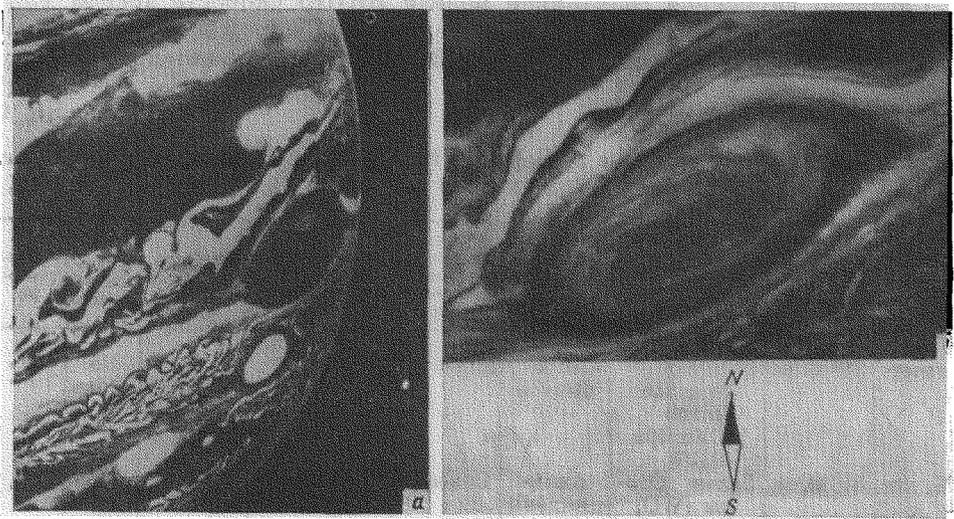


Рис. 21. Вихрь БКПЮ в атмосфере Юпитера (южное полушарие) — см. в книге 1а фото 12.4 и суперобложку.

На рис. а черный овал в середине правой части — БКПЮ, южнее и западнее — Белые Овалы. На рис. б БКПЮ в более крупном масштабе

Необходимо, однако, учесть, что рассмотренная экспериментальная модель является двумерной и поэтому не может дать точного количественного соответствия с астрономическими наблюдениями. Поэтому мы кратко изложим трехмерный подход к солитонной модели БКПЮ.

5.3. О трехмерной солитонной модели Большого Красного Пятна Юпитера

Оказывается, что простой учет^{44, 60} волнового движения в солитоне Россби по вертикали позволяет привести рассматриваемую солитонную модель в хорошее (не только качественное, но и количественное) соответствие с данными астрономических наблюдений.

Согласно данным ракет «Вояджер»⁶¹⁻⁶⁹ вихрь БКПЮ в верхней атмосфере Юпитера представляет собой антициклон с относительной амплитудой $h \approx 10^{-1}$, «плавающий» вдоль параллели на широте -22° в приблизительно изотермическом слое облаков с эффективной толщиной слоя $H_0 \approx 20$ км (эта величина характеризует константу спада плотности атмосферы по вертикали в e раз, полная толщина слоя может быть несколько больше H_0). Этот слой физически выделен тем, что он имеет минимальную по высоте температуру — около -130 К (давление в нем составляет в среднем около $1/3$ земного). Под этим слоем облаков, начиная с уровня, где давление газа составляет около половины земной атмосферы, далеко вглубь планеты простирается газовая «подложка», в которой давление изменяется с высотой по адиабатическому закону; в этой среде частота Брента — Вяйсяля равна нулю (см. пояснение к (17)), поэтому некоторые авторы⁶² полагают, что верхняя граница этой «подложки» в соответствующих моделях может условно быть принята за твердую поверхность.

Период вращения Юпитера — около 10 часов, ускорение силы тяжести $g \approx 2,5 \cdot 10^3$ см/с², радиус планеты ~ 70 тысяч км. Вихрь дрейфует на запад

вдоль параллели на широте — 22° со скоростью около 3 м/с и вращается вокруг своей оси против направления вращения планеты с характерным периодом около недели. Радиус Россби — Обухова для БКПЮ составляет: $r_R \approx 6000$ км, скорость Россби (11,12) $V_R \approx 160$ м/с (табл. II).

Согласно двумерной солитонной модели БКПЮ скорость дрейфа этого природного вихря должна превышать величину $V_R \approx 160$ м/с, тогда как в действительности она составляет около 3 м/с, т. е. приблизительно в 50 раз

Таблица II

Крупные долгоживущие вихри в атмосферах Юпитера и Сатурна (последние строки сдвоены)

Планета	Широта	Название вихря	Знак ротора вихря	Наблюдаемое время жизни, лет	Диаметр вдоль меридиана (параллели), тыс. км	Скорость дрейфа, м/с	Направление дрейфа	Литература
Юпитер	22° ю. ш.	Большое Красное Пятно Юпитера (GRS)	Антициклон	Более 300	13×26 ***)	3	На запад	38
	34° ю. ш.	Белые Овалы (WO)	Антициклоны	Более 45	5×7	4	На восток	38
	14° с. ш.	Коричневые Овалы («баржи»)	Циклоны *)	Более 25	$1,5 \times 7,5$	2,5	На восток	65, 68
Сатурн	75° с. ш.	Большая Берта	Антициклон	Более 1 **)	5×7			69
	42° с. ш.	Коричневые Пятна (BS)	Антициклоны	Более 1 **)	$3,3 \times 5$	5	То же	69
	27° с. ш.; 55° ю. ш.	Пятно: UV; — Авны (AS)	Антициклоны	Более 1 **)	$\sim 3; \sim 3$;30	;на восток	69

*) За этим единственным исключением все крупные вихри — антициклоны. Циклоны Юпитера и Сатурна обычно имеют размеры не более 1000 км и живут не более недели ⁶⁸.

***) Наблюдения начаты лишь недавно ⁶⁹.

***) Указаны размеры области захвата частиц.

меньше V_R . Следовательно, двумерная (баротропная) солитонная модель БКПЮ, будучи в хорошем качественном согласии с данными наблюдений, не выдерживает количественного сопоставления с ними.

Поэтому обратимся теперь к бароклиной модели ⁴⁴, ⁶⁰, для чего учтем возможность волнового движения в вихре по вертикали, связанную с непостоянством плотности среды вдоль высоты атмосферы, — аналогично тому, как это делалось при рассмотрении синоптических вихрей (см. раздел 1.4). Тогда, как уже указывалось, дисперсионное уравнение для волн Россби будет допускать существование не только двумерной (баротропной) моды, но и трехмерных, точнее — квазидвумерных (бароклиных) мод, у которых волновое число вдоль вертикали $k_z \neq 0$. Теперь предположим ⁴⁴, ⁶⁰, что солитонное решение, аналогичное двумерной модели, существует также и на указанной здесь бароклиной моде. Тогда согласно разделу 1.4 во все выражения для параметров солитона вместо «баротропного» радиуса r_R войдет «бароклиный» (или внутренний) радиус Россби, r_1 , существенно меньший r_R . Такое бароклиное солитонное решение рассмотрено, в частности, в ⁷⁰, а также в ⁴² (в последнем случае авторы не производят всей необходимой процедуры, а переход от баротропной моды к бароклиной осуществляют простой заменой реального ускорения силы тяжести g на некоторое экви-

валентное $g' \approx (1/15) g^*$); при этом масштаб r_R заменяется на $r_1 \approx r_R/4$. Можно сделать оценку бароклинического радиуса r_1 с помощью соотношений (16), (17). При этом для случая приблизительно изотермической атмосферы и вертикальной моды с эффективным волновым числом $k_z \approx \pi/H$ **) получим соотношение ^{44, 60}

$$\varepsilon \equiv \frac{r_R}{r_1} \approx \pi \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2}, \quad (48)$$

где $\gamma \approx 1,4$ — показатель адиабаты. Теперь, с помощью (8), (12), нетрудно видеть, что при замене r_R на r_1 размер солитона уменьшится в $\varepsilon \approx 6$ раз, а скорость дрейфа солитона уменьшится в $\varepsilon^2 = 36$ раз. Это означает, что характерный радиус БКПЮ должен составить несколько r_1 , т. е. несколько тысяч км, как это и есть в действительности. Это означает также, что скорость дрейфа БКПЮ должна составить около 4,5 м/с, что близко к наблюдаемой скорости. Видно, что оба подхода ^{42a, 44} (а они допускают очевидные количественные вариации в пределах указанного порядка величин) дают количественно близкие результаты.

Таким образом, бароклиническая модель (которую лучше называть не трехмерной, а квазидвумерной), в отличие от баротропной (двумерной), находится в хорошем количественном согласии с астрономическими наблюдениями; тем самым она поддерживает взгляд на вихрь БКПЮ как на солитон России. (Заметим, что, в отличие от ^{44, 60, 88}, мы здесь не рассматриваем вариант ⁵⁵ солитонной модели БКПЮ ввиду того, что, как теперь выясняется (см. разделы 2.2 и 3.3), этот вариант имеет весьма малую вероятность реализации.)

Другое количественное отличие рассмотренной автосолитонной модели природного вихря БКПЮ от моделируемого объекта, связанное с величиной числа Маха, уже обсуждалось в разделе 4.6. Как и отличие, связанное с двумерностью модели, оно представляется непринципиальным, поскольку исчезает при учете волнового движения по вертикали.

Заметим, что сказанное здесь и ранее о свойствах и природе вихря БКПЮ можно отнести также и к другим крупным (хотя и меньшим) антициклоническим вихрям в юпитерианской атмосфере — так называемым Белым Овалам, возникшим в 1938 г. вследствие сильного возмущения атмосферы Юпитера ³⁶⁻³⁸. О других планетарных вихрях речь идет в следующем разделе.

5.4. О других крупных вихрях в атмосферах больших планет

Основные свойства всех крупных вихрей Юпитера и Сатурна имеют следующие характерные особенности ^{44, 117}. 1) Циклон-антициклонная асимметрия. За единственным исключением, которое лишь подтверждает правило (Коричневые Овалы, или «баржи», Юпитера на 14° с. ш.), все крупные долгоживущие вихри больших планет — антициклоны. 2) Иерархия масштабов и времен жизни вихрей (размеры вихрей — порядка радиуса России r_1 или больше). Наибольшим временем жизни ($\tau > 300$ лет) обладает самый крупный вихрь — БКПЮ. Вихри меньших размеров имеют существенно меньшее время жизни. 3) Дрейф вихрей вдоль параллелей. Все крупные вихри дрейфуют вокруг оси планеты. Так, вихрь БКПЮ дрейфует на запад, а Коричневые Овалы — на восток. 4) Частота собственного вращения у всех крупных вихрей меньше частоты вращения планеты. 5) Линейные скорости частиц в вихрях значительно больше скорости дрейфа — вихри эффективно

* Величина g' (физически меньшая g из-за влияния архимедовой силы) в данном случае вводится как подгоночный параметр.

** Детали вертикального строения БКПЮ (пока не изученные) не могут принципиально изменить излагаемую качественную картину явления.

увлекают содержащиеся в них частицы среды. 6) Все антициклоны наблюдаются в тех районах зональных течений, где ротор скорости — антициклонический, а поперечный градиент скорости — плавный. 7) Циклонические «баржи» Юпитера наблюдаются в районе циклонического ротора скорости течений, имеющих резкий меридиональный градиент⁶⁸. Перепад скорости течений в районе «барж» составляет около 125 м/с на размере всего около 1,5 тыс. км, тогда как в районе БКПЮ он в несколько раз меньше. 8) Все крупные вихри локализуются в тех районах зональных течений, где горизонтальный градиент скорости течений максимален (т. е. центры вихрей лежат вблизи перехода скорости течений через нуль). 9) На широтах, отвечающих всем крупным вихрям Юпитера и Сатурна, выполняется критерий гидродинамической неустойчивости зональных течений, соответствующий (46).

После всего изложенного выше совокупность перечисленных свойств антициклонических планетарных вихрей позволяет смотреть на них как на вихри Россби, генерируемые неустойчивыми зональными течениями. Что же касается циклонических «барж» Юпитера, то согласно разделу 4.4 они, по-видимому, являются несобственными модами и существуют только благодаря интенсивной «накачке» течениями с чрезвычайно резким поперечным градиентом скорости — в соответствии с (41). В таких условиях, при которых наблюдаются эти вихри, циклон-антициклонная асимметрия должна отсутствовать, как это было показано в разделах 4.1 и 4.4. Напомним, что автосолитон Россби, единственный на всем периметре системы, в эксперименте удается создать только в виде *антициклона* (см. раздел 4.6).

Циклон-антициклонная асимметрия наблюдается также в океанах Земли. Согласно многочисленным наблюдениям (см., например, ¹⁹⁶, ^{19a} (с. 218) и ¹¹⁸⁻¹²⁰) на глубинах в несколько сотен метров, на границе между слоями с различной температурой, существуют (возбужденные соответствующими источниками) весьма долгоживущие бароклинные вихри, имеющие вид «линз». Они являются *монопольными* вихрями, как правило — *антициклонами*, и имеют горизонтальные размеры, несколько большие внутреннего радиуса Россби, r_1 . Эти структуры могут рассматриваться как «кандидаты» в солитоны Россби⁷³. Интересно отметить, что вертикальную структуру этих антициклонов — в соответствующей многослойной модели ^{19a} — можно представить себе как бароклинную моду огибающей с эффективным вертикальным волновым числом $k_z \approx \pi/H_0$, где H_0 — высота вихрей. Скорость вращения жидкости в этих вихрях максимальна на средней глубине и спадает до нуля с приближением к верхнему и нижнему краям вихря. Естественно считать, что приблизительно такое же вертикальное строение имеет атмосферный вихрь в Большом Красном Пятне Юпитера — это и предполагается в квазидвумерной (бароклинной) солитонной модели этого природного вихря, рассмотренной в разделе 5.1 (см. последнюю сноску). Циклонические вихри такого рода (и их вероятный атмосферный аналог — Коричневые Овалы Юпитера) встречаются редко.

5.5. Альтернативная модель планетарных вихрей на основе термогирокоонвекции

Интересная модель глобальных атмосферных вихрей, радикально отличающаяся от описанной выше, была недавно предложена в работах Хайда с сотрудниками^{121, 122}. Не останавливаясь на подробностях (они отвлекли бы нас от темы данного обзора), укажем на основную суть дела. В жидкости, заключенной в зазоре между двумя цилиндрами, вращающимися вокруг вертикальной оси, и имеющей горизонтальное дно (т. е. в отсутствие β -эффекта), создается регулируемый радиальный градиент температуры, вызывающий определенный (небольшой) градиент плотности. Этот градиент, будучи неколлинеарным с ускорением силы тяжести, создает в жидкости течение

(так называемый «термический ветер»^{23, 24, 121, 122}), направленное по азимуту *). Если градиент плотности (температуры) жидкости в некотором месте зазора меняет знак, то возникают встречные течения. Эти течения имеют либо циклонический, либо антициклонический ротор в зависимости от характера экстремума плотности (максимум или минимум). Опыт^{121, 122} показывает, что при определенных условиях в таком устройстве течения теряют устойчивость и генерируют цепочки вихрей с различным номером моды. Можно подобрать такие условия, когда при минимуме плотности жидкости в середине зазора (т. е. при максимуме температуры) возникает мода $m = 1$: на периметре системы укладывается один антициклон (перед которым, правда, виден более слабый циклон). Такая вихревая структура предлагается в^{121, 122} в качестве модели Большого Пятна Юпитера. Создать экстремум плотности противоположного знака (максимум в середине зазора) в^{121, 122} не удалось, и такая ситуация рассчитывалась численно на ЭВМ. Согласно расчету должна возникать циклоническая структура типа «барж» Юпитера.

Описанная модель весьма существенно отличается от солитонной модели, изложенной выше. Основные ее отличия состоят в следующем. 1) Горизонтальные размеры вихрей в этой модели значительно меньше глубины жидкости («глубокая вода»). Вместе с тем, на Юпитере эффективная высота атмосферы ($H_0 \approx 25$ км) меньше горизонтального размера БКПЮ на 3 порядка величины. 2) Генерируемые вихри не обладают дисперсией (β -эффект отсутствует) и практически не движутся относительно сосуда. Поэтому дрейф планетарных вихрей не находил объяснения. 3. Не объясняется также наблюдаемая циклон-антициклонная асимметрия. 4. Для интерпретации на основе этой модели свойств вихря БКПЮ приходится предположить, что в его центре имеется максимум температуры (минимум плотности), что качественно противоречит данным наблюдений^{38, 67}. 5. Горизонтальные размеры вихря значительно меньше радиуса Россби — Обухова и приблизительно равны бароклинному (внутреннему) радиусу Россби r_1 (см. раздел 1.4). Это обстоятельство похоже на природные условия.

Данная модель имеет также некоторые черты сходства с рассмотренной выше солитонной моделью. Во-первых, вихревая самоподдерживающаяся структура возникает в результате неустойчивости встречных зональных течений (хотя последние создаются различными способами). Во-вторых, размеры вихрей оказываются физически сопоставимыми: они определяются масштабом Россби, только в солитонной модели — «двумерным» радиусом r_R , а в модели Хайда¹²² — «трехмерным» радиусом r_1 . Не исключено, что в ходе развития эксперимента и теории может возникнуть новая модель глобальных планетарных вихрей, основанная на синтезе модели Хайда и солитонной модели, рассмотренной в данном обзоре.

6. О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ

Имеются экспериментальные данные, указывающие на принципиальную возможность существования вихревых структур в газовых дисках спиральных галактик. Эти данные получены в опытах^{89-91, 96, 123а} по моделированию гидродинамического механизма **) генерации спиральной структуры галактик на установке «Спираль» с дифференциально вращающейся мелкой водой. (Основные элементы установки (рис. 22): быстро вращающееся «ядро» в виде конической чашечки диаметром 8 см (черного цвета), «тангенциальный разрыв» скорости вращения и менее быстро или относительно

*) Это явление аналогично дрейфу частиц плазмы в электрическом поле, «скрещенном» с магнитным полем.

**) Такой механизм теоретически разрабатывается А. М. Фридманом и его сотрудниками, начиная с 1972 г. (см. а об этом в^{89, 90}).

медленно вращающаяся, в частности неподвижная, периферия; в случае а) периферия неподвижна и горизонтальна, в случае б) — это параболоид, вращающийся с частотой $\Omega_2 = 0$, $2\Omega_1 = 3,6 \text{ с}^{-1}$, где $\Omega_1 = 18 \text{ с}^{-1}$ — угловая частота вращения ядра.) Интересующие нас в данном случае результаты этих опытов состоят в том, что между спиральными волнами поверхностной плотности, генерируемыми гидродинамической (центробежной) неустойчивостью, возмущения жидкости имеют характер вихрей в форме бананов, наклонных на линию разрыва скорости (рис. 22, б). Эти вихри имеют антициклоническое направление собственного вращения (противоположное направлению вращения ядра), при своем дрейфе вокруг ядра они отстают от

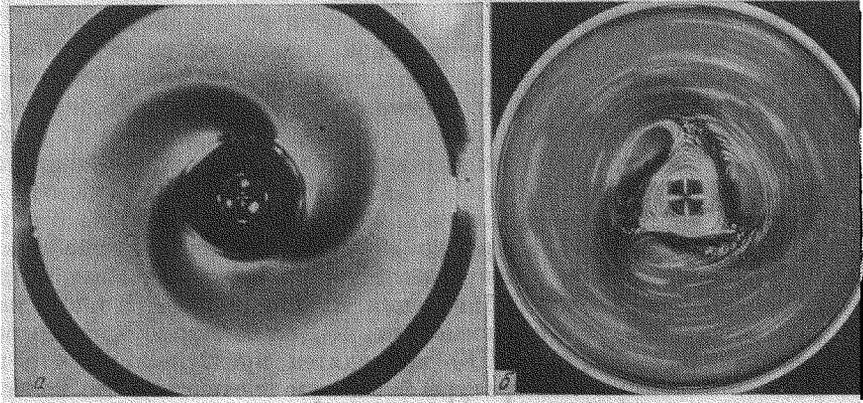


Рис. 22. а — Спиральные волны поверхностной плотности, возбуждаемые в мелкой воде при более быстром вращении центрального «ядра»⁸⁹⁻⁹¹. У основания спиралей, вблизи «разрыва» скорости вращения, видны (белые) вихри большой амплитуды, эффективно переносящие частицы жидкости. «Ядро» и спиральные волны вращаются по часовой стрелке. б — Вихри в системе спиральных волн^{123а}

системы отсчета, вращающейся со скоростью, промежуточной между скоростями ядра и периферии; в этой системе отсчета они имеют радиальные размеры порядка (и меньше) радиуса Россби — Обухова. Их амплитуда достаточно велика: они оказываются непроницаемыми для частиц окружающей жидкости *). Кинетическая энергия вращающихся в них частиц приблизительно соответствует гравитационному потенциалу возвышения жидкости в спиральных рукавах, как это видно из рис. 22, б, где частицы вихрей «взбираются» на хребты спиралей и «скатываются» с них назад; возможно, что в рассматриваемом нелинейном режиме центробежной неустойчивости вихри генерируют «корабельные волны» и тем самым способствуют раскачке спиральных рукавов^{89, 90, 123а}. Таким образом, вихри и спиральные волны, показанные на рис. 22, являются элементами единой спирально-вихревой структуры, генерируемой гидродинамической (центробежной) неустойчивостью дифференциально вращающейся мелкой воды (см. ^{123а}). Важно отметить, что проведенные опыты^{123а} удовлетворяют критерию «заматиченной плазмы»: видимая длина спиральных рукавов и радиальный размер периферии *много больше ** радиуса r_R Россби — Обухова, отвечающего частоте вращения периферии $\Omega_2 = 0, 2\Omega_1$; указанный критерий оказывается вполне совместимым с наблюдаемой устойчивостью (стационарностью) спирально-вихревой структуры. (В формировании такой структуры, по-види-

*) Однако, в отличие от вихрей Россби, в описываемых вихрях центробежная сила от собственного вращения уже не мала по сравнению с силой Кориолиса (и даже превышает ее), и режим вихрей не является (геострофическим) режимом Россби (3). Подробнее об этом см. ^{123а}.

**) Например, на порядок величины.

тому, существенную роль играет векторная нелинейность; см. соотношение (156).)

Как уже упоминалось в разделе 1.3, в теоретических работах³⁹ рассмотрена важная разновидность векторной нелинейности, связанная с зависимостью скорости Россби (V_R) от меридиональной координаты y , и формируемые ею «топографические» солитоны Россби. В³⁹ предполагается, что изменение V_R обусловлено наличием меридионального градиента H , т. е. глубины жидкости или эффективной глубины атмосферы (9). Такой градиент может иметь место в газовом диске галактики, где нормальная к плоскости диска компонента g спадает к периферии диска (краевой эффект). Можно себе представить в таком случае формирование (в области спада g) структур типа солитонных вихрей Россби, «раскручиваемых» неустойчивостью дифференциального вращения вещества (газа) галактики. Размеры этих структур должны быть, естественно, порядка нескольких радиусов (8) Россби — Обухова; при этом они будут значительно меньше радиальных размеров самого диска (по крайней мере, в несколько раз). Некоторые указания на возможность существования таких вихревых структур имеются в астрономических наблюдениях¹²⁴⁻¹²⁸. Их интерпретация на основе рассмотренного выше частного решения для солитона Россби в форме⁵⁵ дается в⁵⁷⁶.

7. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МЕЛКОЙ ВОДЫ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ЕДИНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ БОЛЬШИХ ПЛАНЕТ И СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИК СО СКАЧКОМ СКОРОСТИ НА ПРОФИЛЕ ВРАЩЕНИЯ

7.1. О чередовании мод неустойчивости сдвиговых течений (к вопросу об уникальности вихря БКПЮ на периметре планеты)

Неустойчивость вращающихся сдвиговых течений проявляется в самых различных ситуациях и приводит к генерации цепочек вихрей различной природы: описанных выше антициклонических солитонов и циклонов Россби, а также вихрей другой природы¹¹⁰⁻¹¹². При этом наблюдается общая закономерность, выражающаяся в двух следующих весьма четких явлениях. Номер азимутальной моды неустойчивости (m) (т. е. число вихрей вдоль периметра стационарной во времени цепочки) связан со скоростью u сдвиговых (встречных) течений *) вполне определенным образом: 1) с увеличением u число m уменьшается (см., например, рис. 17, 19, 20). 2) При изменении u наблюдается чередование мод: например, при увеличении \bar{u} высшая мода ($m + 1$) исчезает и появляется низшая мода m и т. д., причем смена мод происходит скачком и обнаруживает гистерезис: при уменьшении u обратный переход между данной парой мод наблюдается при меньшем значении u .

Сдвиговым течениям в рассматриваемых опытах на вращающейся мелкой воде свойственны две неустойчивости⁹¹: Кельвина — Гельмгольца (КГ) и центробежная. Рассмотрим возможный механизм смены мод на примере лучше изученной неустойчивости КГ (**). Эта неустойчивость возникает при наличии скачка скорости на границе между течениями независимо от того, какая часть жидкости вращается быстрее — центральная или периферическая. Инкремент этой неустойчивости может быть записан в виде

$$\gamma \approx \frac{\pi u}{\lambda} \left(1 - \frac{5\delta}{\lambda} \right), \quad (49)$$

где λ — длина волны, u — скачок скорости на «разрыве» между течениями, δ — ширина «разрыва»^{100, 106}. Пороговое значение скачка скорости, выше

*) В общем случае под u имеется ввиду скачок скорости на границе между течениями.

**) Для простоты β -эффектом пренебрегаем.

которого возникает неустойчивость, можно оценить из условия, что инкремент γ превышает декремент d вязкого затухания на мелкой воде: $d \approx \nu/H_0^2$, где ν — кинематическая вязкость и H_0 — толщина слоя мелкой воды. Отсюда

$$u_{кр} = \frac{\nu \lambda^2}{\pi H_0^2 (\lambda - 5\delta)}. \quad (50)$$

Это хорошо известный результат: неустойчивость существует только при $\lambda > 5\delta$ ^{100, 106}. Видно, что моды, близкие к самой короткой, требуют очень высокого порога и поэтому не представляют интереса. Интереснее моды с $\lambda \geq 10\delta$. Их мы и будем иметь в виду. Инкремент этих мод согласно (49) тем больше, чем меньше λ (при слабом размытии профиля течений), и тем менее чувствителен к увеличению δ , чем больше λ . Поэтому по мере увеличения u прежде всего возникает «коротковолновая» мода — с относительно большим числом сравнительно мелких вихрей на периметре системы. При дальнейшем увеличении u очевидная нелинейная эволюция этой моды приведет к увеличению δ . При этом с ней начнет успешно конкурировать более длинноволновая мода (с меньшим количеством более крупных вихрей на периметре) — инкремент этой моды хоть и был меньше (при слабом размытии профиля течений), но он менее чувствителен к δ . Развитие этой новой моды приведет к еще большему увеличению δ , вследствие чего исчезнет предыдущая мода, и т. д. Таким образом, возникающая мода m подавляет существовавшую до этого моду ($m + 1$), что и означает последовательную смену мод.

Применительно к вопросу о причинах уникальности природного вихря БКПЮ (на всем периметре системы) указанная закономерность смены мод означает, что мода $m = 1$ (один автосолиiton Россби на периметре системы) существует при таком профиле зональных течений, который исключает возможность существования моды $m = 2$ (два автосолитона на периметре). Для моды $m = 2$ (которая отвечает меньшей длине волны неустойчивости по сравнению с модой $m = 1$) этот профиль является слишком плавным: для него не выполняется указанное качественное условие типа $\lambda > 10\delta$; чтобы возникла мода $m = 2$, профиль должен был бы иметь более резкий градиент скорости вдоль меридиана.

При уменьшении скачка скорости между встречными течениями обратный переход от данной моды к более коротковолновой произойдет при меньшем значении u , чем при прямом переходе, потому что при подходе к рассматриваемому переходу со стороны больших u величина δ определяется более длинноволновой модой и поэтому сохраняется большей, чем при подходе к этому переходу со стороны меньших u . А это означает наблюдаемый гистерезис⁸⁸.

Второй неустойчивостью сдвиговых течений является центробежная, которая возникает только тогда, когда центральная часть жидкости вращается быстрее периферии. В линейной теории этой неустойчивости⁹⁴ отмечаются следующие закономерности: а) при увеличении скачка скорости течений инкремент данной моды растет и б) более длинноволновые моды менее чувствительны к ширине δ скачка скорости. Учитывая сказанное, можно думать, что в основе явления чередования мод обеих неустойчивостей лежит более или менее общий физический механизм, связанный с действием аналогичных или близких факторов. (Интересно отметить, что чередование мод, напоминающее отмеченные здесь закономерности, обнаруживается также в теории устойчивости волн Россби⁹⁹.)

7.2. Астрофизические приложения

В разделах 4 и 5 было показано, что крупные вихри в моделях атмосфер больших планет генерируются в результате развития двух неустойчивостей: Кельвина — Гельмгольца (КГ) и центробежной (ЦН), которые свойственны

зональным (встречным) течениям в дифференциально вращающейся квазидвумерной среде (жидкости, газе). В условиях эксперимента эти неустойчивости достаточно легко разделить, если скачок скорости u на границе между течениями достаточно велик по сравнению с характерной скоростью $c = (gH)^{1/2}$, играющей роль эквивалентной скорости звука на (трехмерно) несжимаемой мелкой воде со свободной поверхностью.

А именно, если

$$u > 2\sqrt{2}c \quad \left(\text{Ma} \equiv \frac{u}{c} \gg 1 \right), \quad (51)$$

когда эффективная (двумерная) сжимаемость среды играет принципиальную роль, двумерная неустойчивость КГ подавляется, как это показано теоретически^{107, 108} и экспериментально⁸⁴. В таких быстрых течениях неустойчивость (тангенциального разрыва) реализуется только как центробежная и развивается только в том случае, если внутренние части жидкости вращаются быстрее внешних, т. е. если течения имеют антициклонический ротор скорости⁸²⁻⁸⁸; иными словами, при $\text{Ma} \gg 1$ течения типа тангенциального разрыва с циклоническим ротором устойчивы, а с антициклоническим — неустойчивы, в последнем случае они генерируют вихревые структуры в одних условиях эксперимента и спирально-вихревые структуры — в других^{89-91, 123а}. На этом примере мы сталкиваемся с циклон-антициклонной асимметрией в генерации вихревых структур с различным знаком ротора, тогда как при $\text{Ma} \leq 1$ асимметрия формирования циклонов и антициклонов связана с различной степенью их стационарности. Ярким проявлением указанной асимметрии циклогенеза является генерация стационарного антициклонического автосолитона Россби (п. 4.6) на моде $m = 1$ (по-видимому, центробежной) неустойчивости. В этом случае асимметрия обусловлена обеими указанными причинами и выражается в том, что циклонического автосолитона (единственного на периметре системы) не существует.

Рассматриваемая гидродинамическая неустойчивость дифференциально вращающейся мелкой воды, возможно, является причиной генерации спиральной структуры в газовых дисках галактик, в которых между ядром и периферией имеется скачок скорости вращения. Об этом свидетельствуют модельные эксперименты^{89-91, 123а} (см. также⁹⁶). В них, в частности, наблюдается такая же последовательность смены азимутальных мод спиральной структуры, как и при генерации вихрей Россби: в обоих случаях по мере увеличения скачка скорости на «разрыве» течений возникает мода с все меньшим азимутальным волновым числом m , т. е. с меньшим числом спиральных рукавов и соответственно меньшим числом вихрей на периметре системы (см. также^{123б}).

Таким образом, неустойчивость дифференциально вращающейся мелкой воды со свободной поверхностью, возможно, лежит в основе механизма формирования столь различных природных вихревых структур, как крупные вихри в атмосферах больших планет и спиральный узор в галактиках со скачком скорости на профиле вращения.

8. ДИПОЛЬНЫЕ ВИХРИ РОССБИ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

8.1. Постановка вопроса и первые опыты (малый параболоид)

В разделе 2.3 была описана теоретическая солитонная структура в виде диполя, или уединенной пары вихрей циклон — антициклон⁵¹. Экспериментальный поиск такой структуры был предпринят еще в^{79, 85} на малом параболоиде (см. выше табл. I). Проведенные опыты дали, по существу, отрицательный результат: они показали, что, хотя и удается генерировать систему из двух связанных вихрей различных знаков⁷⁹, она не является

дипольным солитоном типа ⁵¹. Это следует из того факта, что время жизни дипольной пары, по истечении которого входящий в нее циклон расплывается, оказывается значительно меньше времени жизни одиночного (антициклонического) солитона Россби.

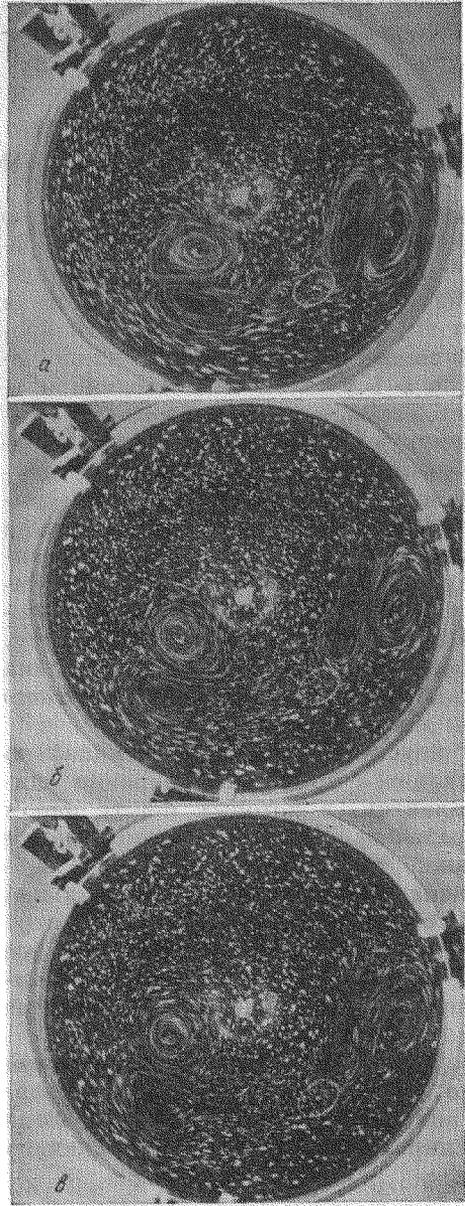


Рис. 23. Иллюстрация способа создания двух дипольных вихрей Россби одним диском накачки, вращающимся в циклоническую сторону в течение ~ 5 с.

Диск (в правой нижней части снимка) создает протяженное циклоническое возмущение, в котором образуется чертяжка, и формируются два циклона (на снимке они более темные); далее каждый циклон формирует рядом с собой антициклон, и, таким образом, формируются два диполя; в одном из них, дрейфующем по часовой стрелке (на «запад»), внешний вихрь (дальше от центра сосуда) — циклон, в другом, дрейфующем против часовой стрелки (на восток), внешний вихрь — антициклон

Иными словами, в условиях опытов ⁷⁹, ⁸⁵, для которых была характерна резкая циклон-антициклонная асимметрия (см., например, в ⁸² рис. 8), происходило преимущественное формирование одиночных («монопольных») солитонов как проявление той («скалярной») нелинейности, которая оказывается преобладающей в условиях (15, а), когда размер вихря существенно превосходит радиус Россби — Обухова ($a > r_R$). Эта нелинейность мешает проявлению другой — «векторной» — нелинейности, которая должна преобладать в условиях (15б), т. е. при $a \lesssim r_R$, и, согласно теории ⁵¹, может формировать парный (дипольный) солитон Россби.

Соответственно физическому смыслу этих двух нелинейностей, из которых одна (скалярная) сильно зависит от изменения глубины жидкости, а другая (векторная) — слабее, было естественно предполагать, что результат их конкуренции может оказаться иным, если значительно увеличить глубину жидкости. Но поскольку при этом увеличится радиус r_R и соответственно возрастут размеры вихрей Россби, то чтобы радиус вихря был по-прежнему мал по сравнению с радиусом кривизны сосуда, следует перенести опыты с малого параболоида на большой (см. выше, табл. 1). Эти опыты описываются в следующем разделе.

8.2. Экспериментальные данные (большой параболоид) и их сопоставление с теорией

Опыты ⁹⁶ на установке увеличенных размеров (максимальный диаметр сосуда 70 см; (см. табл. 1) были проведены при значительно большей глубине жидкости H_0 — от 0,5 см до 5 см.

Изложим сначала результаты опытов со слоем жидкости умеренной глубины: $H_0 \lesssim 2,5$ см. Эти опыты дали следующие результаты. 1) Они показа-

ли, что существует простой и надежный способ генерации дипольного вихря Россби, состоящий в следующем. Диск накачки (см. рис. 23) в течение ~ 5 с производит протяженное циклоническое возмущение вращающегося параболического слоя жидкости, которое можно представить себе в виде двух встречных течений. Вскоре после выключения диска оказывается, что возбужденные им течения генерируют два парных (дипольных) вихря. Образуются таким образом две дипольные пары движутся вдоль параллелей в противоположные стороны и имеют при этом «подходящие» поляризации, соответствующие относительному движению вихря и обтекающего его вещества. А именно: в паре, дрейфующей «на запад» (отстающей от движения жидкости как целого), внешним вихрем, более далеким от центра параболоида, является циклон, а в паре, дрейфующей «на восток», внешним вихрем является антициклон. Этот результат показан на рис. 23⁹⁶. 2) Образованные таким образом дипольные вихри имеют размер (расстояние между центрами циклона и антициклона) $a \ll (1,5-2) r_R$. 3) Скорость дрейфа дипольных вихрей на запад, V_W , превосходит скорость Россби: $V_W = 1,5 V_R$. 4) Скорость дрейфа дипольных вихрей на восток менее определена, но не выходит за пределы скорости Россби: $V_E \approx 0,7 V_R$. Свойства 3, 4) рассматриваемых вихрей находятся в хорошем соответствии с теоретическими соотношениями (21). 5) Вихри движутся вместе с захваченными частицами. 6) При рассматриваемой (недостаточно большой) глубине жидкости в парных вихрях четко проявляется циклон-антициклонная асимметрия: циклон быстро распадается, и от диполя остается один антициклон, который живет сравнительно долго (рис. 23, 24). Этот результат может быть объяснен преобладанием скалярной нелинейности. При указанных условиях эксперимента парные вихри не удовлетворяют условию (23) и, следовательно, не являются солитонами.

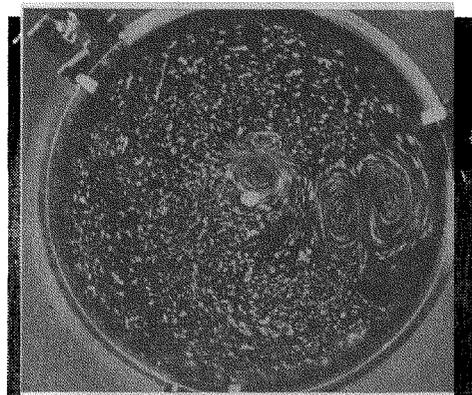


Рис. 24. Пример дипольного вихря Россби, созданного методом, показанным на рис. 23⁹⁶.

Пара вихрей, дрейфующая на запад, движется значительно быстрее, чем ее «близнец» — пара, дрейфующая на восток. Большой параболоид, $H_0 = 2,5$ см

Теперь обратимся к опытам с большей глубиной жидкости: $H_0 \geq 4$ см. В этих условиях циклон-антициклонная асимметрия исчезает: время жизни вихревой пары уже не ограничивается распадом циклона. Это значит, что теперь уже преобладает векторная нелинейность, формирующая преимущественно дипольный вихрь. Наблюдаемые свойства этого вихря (рис. 25): максимальная на профиле линейная скорость вращения частиц вокруг оси вихря — около 10 см/с, она примерно в 7 раз превосходит скорость дрейфа пары в условиях рис. 25; размер вихря $a \approx (1,2-1,3) r_R$; время жизни вихря — около 15–16 с, это время все еще меньше времени дисперсионного расплывания (24) линейного пакета волн Россби, имеющего те же размеры: в указанных условиях дисперсионное время составляет около 24 с. (В условиях рис. 25 имел место градиент глубины жидкости к центру сосуда; поэтому величина V_R была меньше, а τ_L — больше, чем указано в таблице I для случая $H = \text{const.}$) Когда время жизни парного вихря не ограничивается распадом циклона, оно может ограничиваться разбеганием партнеров (рис. 26). Последнее обусловлено, по-видимому, непостоянством скорости дрейфа на размере вихря и различием глубины жидкости в циклоне и антициклоне.

Таким образом, по дисперсионным свойствам, или, что то же самое, по характеристикам распространения (скорости дрейфа на запад и на восток

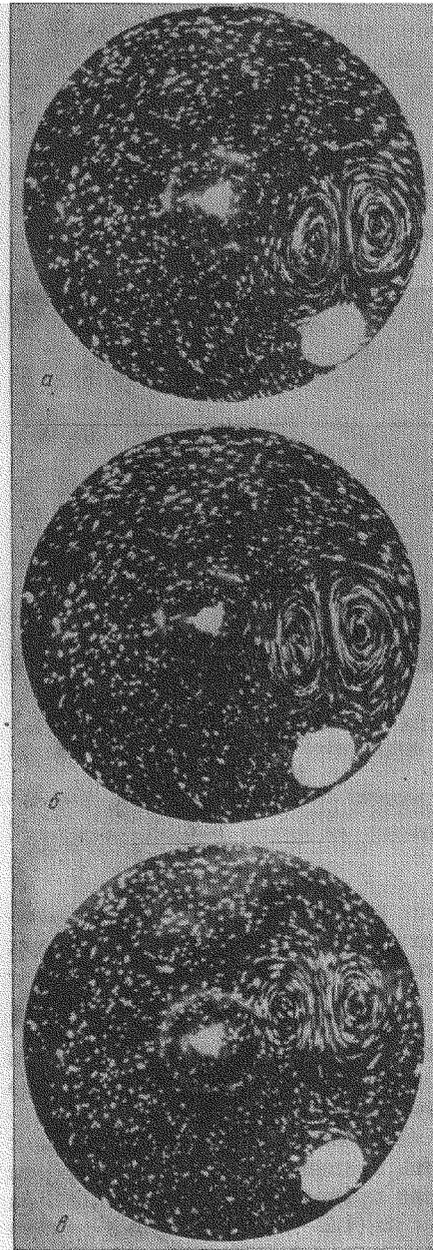


Рис. 25. Долгоживущий дипольный вихрь Россби, дрейфующий на восток. Большой параболоид, $H_0 = 4$ см. Промежутки между кадрами 2 и 8 с

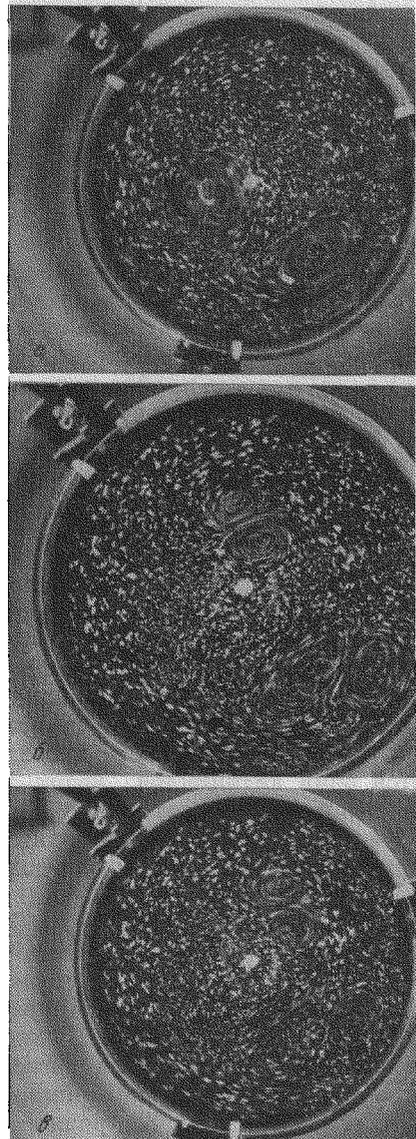


Рис. 26. Демонстрация относительно быстрого движения вихревой пары на запад⁹⁶. В дипольном вихре, дрейфующем на запад, происходит разбегание партнеров. Большой параболоид, $H_0 = 2,5$ см. Промежутки между кадрами 8 и 7 с

удовлетворяют соотношениям (21)), по размерам (удовлетворяющим условию (156) преобладания векторной нелинейности), по захвату частиц среды и по своей поляризации парные вихри, наблюдаемые при достаточно боль-

шой глубине жидкости, весьма похожи на дипольные солитоны Россби, описанные в теории⁵¹ и формируемые векторной нелинейностью. Чтобы рассмотренные вихри можно было уверенно называть солитонами, следует увеличить время их жизни по меньшей мере вдвое.

Вихри на вращающейся мелкой воде, в частности парные, наблюдались также в опытах¹³⁰, где они были названы солитонами Россби. Необходимо, однако, отметить, что параболоид, примененный в опытах¹³⁰, имел весьма малую крутизну (в 12 раз меньшую, чем малый параболоид табл. I, и в 6 раз меньшую, чем большой параболоид той же таблицы) и поэтому не удовлетворял условиям (23), (24), (34), (37), (38), необходимым для идентификации вихрей как солитонов Россби. Поэтому вихри, наблюдавшиеся в¹³⁰, не могут быть идентифицированы как солитоны — вопреки тому, что написано в^{130, 131}.

Возвращаясь к опытам, условия которых удовлетворяют указанным необходимым критериям, напомним, что, как было показано в разделе 3.2.1, антициклонический солитон Россби является аттрактором. Что касается парных вихрей Россби, то при относительно небольшой глубине жидкости ($H_0 \leq 2$ см) они не являются аттракторами, поскольку парный вихрь — вследствие распада циклона — превращается в антициклон, являющийся аттрактором. Однако при увеличенной глубине жидкости ($H_0 \geq 4$ см) парный вихрь уже проявляет определенные аттракторные свойства (они были бы еще более выраженными, если бы не происходило разбегания партнеров вихря).

Интересно указать еще на один факт, наблюдавшийся в экспериментах⁹⁶ и характеризующий, с одной стороны, циклон-антициклонную асимметрию, а с другой стороны — коллективные свойства вихрей (их взаимодействие). Дело в том, что описанным выше способом циклогенеза можно, при определенных условиях, получить не только две пары, но и целую «шахматную доску» из вихрей (рис. 27). (В теоретической работе⁴⁸ такой, в то время гипотетический, вихревой ансамбль называется «морем из модонов» *) — Modon Sea.) Так вот, опыт (при умеренной глубине жидкости) показывает, что из всего этого «моря» спустя некоторое время остаются одни антициклоны (!) (на рис. 27 они показаны стрелками); циклоны же распадаются.

Описанные здесь парные вихри существенно отличаются от парных вихрей на «глубокой воде», наблюдавшихся в опытах¹³², в условиях которых отсутствовал сколько-нибудь значительный β -эффект.

Парные вихри, наблюдавшиеся в рассмотренных здесь опытах, являются аналогами тех вихрей, существование которых в плазме предсказывается теоретическими работами^{133, 134, 140–142}.

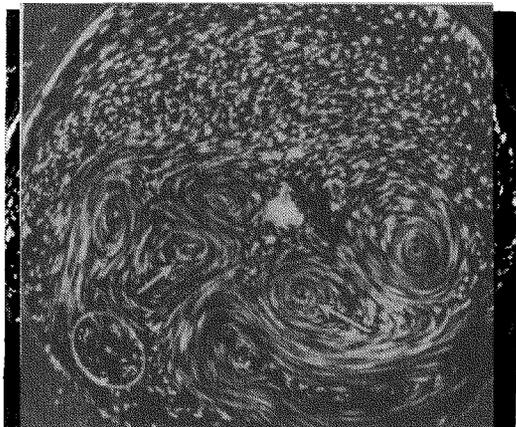


Рис. 27. «Море модонов», из которого спустя 5 с остаются в виде вихрей только антициклоны (указаны стрелками), циклоны же распадаются; в результате из шести вихрей остается только два (большой параболоид)⁹⁶

* *) Термин «модон» применяется (обычно в работах зарубежных авторов) для обозначения различных вихревых структур, в частности парных вихрей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, солитоны Россби, обнаруженные экспериментально в последние годы (и вообще — вихри Россби), являются очень интересными нелинейными когерентными структурами, вероятно, имеющими прямое отношение к крупномасштабным планетарным вихрям, а также, возможно, даже к вихрям в галактиках. Механизм их самоорганизации в природных зональных течениях представляется довольно общим: он связан с гидродинамической неустойчивостью дифференциально вращающейся мелкой воды со свободной поверхностью — той неустойчивостью, которая, возможно, приводит в действие как механизм формирования автосолитона (БКПЮ), так и гидродинамический механизм генерации спиральной структуры галактик. Все это примеры того, как неустойчивость ведет не к (мелкомасштабной) турбулентности, а к формированию крупномасштабных квазидвумерных структур *).

Согласно теории, солитоны Россби (имеющие размеры, большие радиуса Россби — Обухова) являются геофизическим аналогом тех дрейфовых солитонов (имеющих размеры больше ларморовского радиуса ионов), которые могут формироваться в неоднородной замагниченной плазме и существенно влиять на время ее удержания в магнитных ловушках (см., например, ¹³³, а также ¹³⁴, где представления о дипольных солитонах переносятся из гидродинамики в физику плазмы). Теперь, когда в гидродинамических экспериментах выяснены многие свойства и закономерности генерации солитонов Россби, было бы весьма актуально провести аналогичные эксперименты с дрейфовыми (и родственными им) солитонами в плазме. Некоторые указания на реальность таких солитонов имеются. В самом деле, оглядываясь назад и размышляя над опытами приблизительно 20-летней давности, логично допустить, что когерентные структуры, наблюдавшиеся при дрейфовой неустойчивости ¹³⁵ и пучково-дрейфовой неустойчивости ¹³⁶, ³⁵, вероятно, близки или физически аналогичны «дрейфовым» же солитонам Россби, явившимся предметом данного обзора.

С последними работами по теории дрейфовых нелинейных структур (в частности, солитонов) и их возможного влияния на характер движения частиц в замагниченной плазме читатель может познакомиться по статьям ¹³⁷⁻¹⁴¹ и по обзору ¹⁴². В работе ¹³⁷ теоретически разрабатывается точка зрения (высказанная несколько лет тому назад Б. Б. Кадомцевым) о том, что существующие экспериментальные данные по спектрам низкочастотной турбулентности в плазменных ловушках типа «токамак» можно объяснить на основе представления о «газе» дрейфовых солитонов. Последние, как было указано выше, аналогичны солитонам Россби. Структурами, близкими к плазменным вихрям, являются конвективные ячейки в плазме ¹⁴³⁻¹⁴⁵.

Автор благодарит Ф. В. Должанского и Г. Г. Сутырина за внимательное чтение рукописи, полезные обсуждения и советы.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. а) L u g t Н. J. Vortex Flow in Nature and Technology. — New York: J. Wiley, 1983.
б) Интенсивные атмосферные вихри/Под редакцией Л. Бенгссона, Дж. Лайтхилла. — М.: Мир, 1985.
2. У и з е м Дж. Линеиные и нелинейные волны. — М.: Мир, 1977.
3. а) Ка до м ц е в Б. Б. Нелинейные явления в плазме. — М.: Наука, 1979.
б) Ка до м ц е в Б. Б., Р ы д н и к В. И. Волны вокруг нас. — М.: Знание, 1981.
4. а) Л а й т х и л л Дж. Волны в жидкостях. — М.: Мир, 1981.
б) Г р и н с п е н Х. Теория вращающихся жидкостей. — Л.: Гидрометеиздат, 1975.

*) В установлении этих закономерностей, как видно из данного обзора, решающую роль сыграл эксперимент.

5. Van Dyke M. An Album of Fluid Motion.—Stanford: Parabolic Press, 1982.
6. Margules M.//Sitzungber. Akad. Wiss. Wien. 1893. Bd 102, S. 11.
Hough S. S.//Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A. 1897. V. 189. P. 201; 1898. V. 191. P. 139.
7. Rossby C. G.//J. Marine Res. 1939. V. 2. P. 38.
8. Haurwitz B.//Gerl. Beitr. Geophys. 1937. Bd 51; J. Marine Res. 1940. V. 3. P. 254.
Блинова Е. Н.//ДАН СССР. 1943. Т. 39. С. 285.
9. Platzman G. W.//Quart. J. Meteor. Roy. Soc. 1968. V. 94. P. 225.
10. а) Madden R. A.//Rev. Geophys. and Space Phys. 1979. V. 17. P. 1935.
б) Andrews D.//Nature. 1984. V. 310. P. 185.
11. Гледзер Е. Б., Должанский Ф. В., Обухов А. М. Системы гидродинамического типа и их применение.—М.: Наука, 1981.—С. 130.
Обухов А. М., Голицын Г. С., Должанский Ф. В.//Некоторые проблемы современной физики атмосферы.—М.: Наука, 1981.—С. 94.
12. Должанский Ф. В., Голицын Г. С.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1977. Т. 13. С. 795.
13. Phillips N. A.//Tellus. 1965. V. 17. P. 295.
14. Ibbetson A., Phillips N. A.//Tellus. 1967. V. 19. P. 81.
15. Holton J. R.//Geophys. Fluid Dynamics. 1971. V. 2. P. 323.
16. Должанский Ф. В., Курганский М. В., Черноусько Ю. Л.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1979. Т. 15. С. 597.
Черноусько Ю. Л.//Ibidem. С. 1048.
17. Холтон Дж. Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы.—Л.: Гидрометеоздат, 1976.
18. Обухов А. М., Курганский М. В., Татарская М. С.//Метеор. и гидрол. 1984. № 10. С. 5.
19. а) Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане.—Л.: Гидрометеоздат, 1982.—§ 2.3.
б) Кошляков М. Н., Монин А. С. Вихри в океане//Наука и человечество.—М.: Знание, 1985.—С. 87.
20. Eddies in Marine Sciences/Ed. A. R. Robinson.—Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1983.
21. Parker E. N.//Astrophys. J. 1970. V. 162. P. 665.
22. Gilman P. A.//Science. 1968. V. 160. P. 760.
Монин А. С.//УФН. 1980. Т. 132. С. 123.
23. Леблон П., Майсек Л.//Волны в океане.—М.: Мир, 1981.
24. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика.—М.: Мир, 1984.
25. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика.—М.: Физматгиз, 1963.
26. а) Каменкович В. М., Резник Г. М.//Гидродинамика океана/Под ред. В. М. Каменковича, А. С. Монина.—М.: Наука, 1978.—Гл. 7.
б) Каменкович В. М., Монин А. С.//Ibidem.—Гл. 1.
27. Бреховских Л. М., Гончаров В. В. Введение в механику сплошных сред.—М.: Наука, 1982.
28. а) Zabusky N. J., Kruskal M. D.//Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 240.
б) Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электродинамике.—М.: Сов. радио, 1977.—Дополнение I.
в) Калоджеро Ф., Дегасперис А. Спектральные преобразования и солитоны.—М.: Мир, 1985.
г) Солитоны/Под ред. Р. Буллафа, Р. Кодри.—М.: Мир, 1983.
д) Лэм Дж. Л. Введение в теорию солитонов.—М.: Мир, 1983.
29. а) Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов.—М.: Наука, 1980.
б) Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах.—М.: Наука, 1973.
в) Солитоны в действии/Под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта.—М.: Мир, 1981.
30. Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.//Яд. синтез, 1961. Т. 1. С. 82.
31. Сагдеев Р. З.//Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича.—М.: Атомиздат, 1964.—Т. 4. С. 20.
32. Кадомцев Б. Б., Карпман В. И.//УФН. 1971. Т. 103. С. 193.
33. Лонгрен К.//Plasma Phys. 1983. V. 25. P. 943.
Накамура Ю.//IEEE Trans. Plasma Sci. 1972. V. PS-10. P. 180.
34. Дегтярев Л. М., Маханьков В. Г., Рудаков Л. И.//ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 533.
35. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме.—М.: Энергоиздат, 1982.
36. Смит Б. А., Хант Дж.//Юпитер/Под ред. Т. Герелса.—М.: Мир, 1979.—Т. 2. С. 433.
37. Hunt G., Moore P. Jupiter.—Chicago: Rand McNally: 1981.

38. a) Smith B. A., Soderblom R. A., Johnson T. V. et al.//Science. 1979. V. 204. P. 951.
б) Reese E. J., Smith B. A.//Icarus. 1968. V. 9. P. 474.
39. Rizzoli P. M.//Adv. Geophys. 1983. V. 24. P. 147.
Rizzoli P. M., Hendershott M. C.//Dynam. Atmos. and Oceans. 1980. V. 4. P. 247.
40. Зельдович Я. Б., Мамаев А. В., Шандарин С. Ф.//УФН. 1983. Т. 139. С. 153.
41. Charney J. G., Flierl G. R.//Evolution of Physical Oceanography/Ed. B. A. Warren, C. Wunsch.— Cambridge, Mass.: The MIT Press, 1981.
42. a) Williams G. P., Yamagata T.//J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. P. 453.
б) Williams G. P.//Ibidem. 1985. V. 42. P. 1237.
43. Matsumura T., Yamagata T.//J. Phys. Oceanogr. 1982. V. 12. P. 440.
44. Anderson D. L. T., Kilworth P. D.//Deep Sea Res. 1979. V. 26. P. 1033.
45. Незлин М. В.//Письма Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 530.
46. Hasegawa A., MacLennan S. G., Kodama Y.//Phys. Fluids. 1979. V. 22. P. 2422.
47. Hasegawa A.// Adv. Phys. 1985. V. 34. P. 1.
48. Long R. R.//J. Atmos. Sci. 1964. V. 21. P. 197.
49. Венней Д. Ж.//J. Math. and Phys. 1966. V. 45. P. 52.
Clarke A.//Geophys. Fluid. Dyn. 1971. V. 2. P. 343.
50. Stern M. E.//J. Marine Res. 1975. V. 33. P. 1.
51. Redekopp L. G.//J. Fluid Mech. 1977. V. 82. P. 725.
Махworthy Т., Redekopp L. G.//Icarus. 1976. V. 29. P. 281; Science. 1980. V. 210. P. 1350.
52. Hide R.//Nature. 1961. V. 190. P. 895.
Hide R., Ibbetson A.//Icarus. 1966. V. 5. P. 279.
53. Ingersoll A. P.//Science. 1973. V. 182. P. 1346.
54. Ларичев В. Д., Резник Г. М.//ДАН СССР. 1976. Т. 231. С. 1077.
55. Flierl G. R., Larichev V. D., McWilliams J. C., Reznik G. M.//Dynam. Atmos. and Oceans. 1980. V. 5. P. 1.
56. Flierl G. R.//Ibidem. 1979. V. 3. P. 15.
57. Михайлова Э. Н., Шапиро Н. Б.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1980. Т. 16. С. 823.
58. Петвиашвили В. И.//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 632.
59. Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И.//Письма Астрон. ж. 1981. Т. 7. С. 505.
60. Петвиашвили В. И.//Ibidem. 1983. Т. 9. С. 253.
61. Корчагин В. И., Петвиашвили В. И.//Ibidem. 1985. Т. 11. С. 148.
62. Волокитин А. С., Красносельских В. В.//ДАН СССР. 1981. Т. 260. С. 588.
63. Oraevsky V. N., Tasso H., Wobig H.//Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.— Vienna: IAEA, 1969.— V. 1. P. 671.
64. Петвиашвили В. И.//Физ. плазмы. 1977. Т. 3. С. 270.
65. Незлин М. В.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 83.
66. Ingersoll A. P., Rollard D.//Icarus. 1982. V. 52. P. 62.
67. Ingersoll A. P., Cuong P. G.//J. Atm. Sci. 1981. V. 38. P. 2067.
Ingersoll A. P.//Sci. Amer. 1981. V. 245. No. 6. P. 66.
68. Conrath P. J., Gierasch P. J., Nath N.//Icarus. 1981. V. 48. P. 256.
69. Reese E. J., Smith B. A.//Icarus. 1968. V. 9. P. 474.
70. Eshleman V. R., Tyler G. L., Wood G. E. et al.//Science. 1979. V. 206. P. 976.
71. Oven T., Terille R. J.//J. Geophys. Res. Ser. A. 1981. V. 86. P. 8797.
72. Hord C. W., West R. A., Simmons K. E. et al.//Science. 1979. V. 206. P. 956.
73. Hanel R., Conrath B., Flasar M. et al.//Ibidem. V. 204. P. 972.
74. Hatzes A., Wenkert D. D., Ingersoll A. P., Danielson G. E.//J. Geophys. Res. Ser. A. 1981. V. 86. P. 8745.
75. Smith B. A., Soderholm R., Watson R. et al.//Science. 1982. V. 215. P. 504.
76. Романова Н. Н., Цейтлин В. Ю.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1984. Т. 20. С. 115.
77. Ламб Г. Гидродинамика.— М.: Гостехиздат, 1947.
78. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости.— М.: Мир, 1973.
79. Сутырин Г. Г.//а) ДАН СССР. 1985. Т. 280. С. 1101; б) Изв. АН СССР. Сер. «Механика жидкости и газа». 1985. Т. 4. С. 119.
80. Данилов Ю. А., Петвиашвили В. И.//Итоги науки и техники. Сер. «Физика плазмы»/Под ред. В. Д. Шафранова.— М.: ВИНТИ, 1983. Вып. 4. С. 5.
81. Осипов В. В., Кернер Б. С.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 589.
82. а) Гапонов-Грехов А. В., Рабинович М. И. Физика XX века.— М.: Наука, 1984.— С. 219.

- б) *Нелинейные волны*/Под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича.— М.: Наука, 1983.
Self-organization: Autowaves and Structures far from Equilibrium/Ed. V. I. Krinsky.— Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo: Springer-Verlag, 1984.
- г) Пригожин И. От существующего к возникающему.— М.: Наука, 1985.
- д) Хакен Г. Синергетика.— М.: Мир, 1985.
77. Рабинович М. И., Трубецков Д. И.//Введение в теорию колебаний и волн.— М.: Наука, 1984.
78. Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.// Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 368.
79. Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.// ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 145.
80. Антипов С. В., Незлин М. В., Родионов В. К., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 521.
81. Антипов С. В., Незлин М. В., Родионов В. К., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.//Письма Астрон. ж. 1983. Т. 9. С. 58.
82. Антипов С. В., Незлин М. В., Родионов В. К., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1357.
83. Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.//Письма ЖЭТФ. 1982, Т. 36. С. 190.
84. Антипов С. В., Незлин М. В., Родионов В. К., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.//Ibidem. 1983. Т. 37. С. 319.
85. Antipov S. V., Nezhlin M. V., Rodionov V. K., Snezhkin E. N., Trubnikov A. S.//^{76b}— P. 87.
86. Antipov S. V., Nezhlin M. V., Snezhkin E. N., Trubnikov A. S.// Proc. of 2nd Intern. Workshop on Non-linear and Turbulent Processes in Physics. Kiev-83.— New York: Gordon and Breach, 1984.— P. 665.
87. Антипов С. В., Незлин М. В., Трубников А. С.//Письма ЖЭТФ, 1985. Т. 41. С. 25.
88. Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.// ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1905.
89. Морозов А. Г., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Фридман А. М.// ЖЭТФ, 1984. Т. 39. С. 504.
90. Морозов А. Г., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Фридман А. М.// УФН. 1985. Т. 145. С. 160.
91. Fridman A. M., Morozov A. G., Nezhlin M. V., Snezhkin E. N.// Phys. Lett. Ser. A. 1985. V. 109. P. 228.
92. Поляченко В. Л., Фридман А. М. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем.— М.: Наука, 1976.
93. Fridman A. M., Polyachenko V. L.//Physics of Gravitating Systems. V. 1, 2.— New York; Berlin; Heidelberg, Tokyo: Springer-Verlag, 1984.
94. Морозов А. Г.//Письма Астрон. ж. 1977. Т. 3. С. 195; Астрон. ж. 1979. Т. 56. С. 498.
95. Flierl G. R.//J. Phys. Oceanogr. 1977. V. 7. P. 365.
96. Незлин М. В., Снежкин Е. Н. Лекция на VII Всесоюзной школе по нелинейным волнам. Горький, март 1985 г.//Нелинейные волны/Под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича.— М.: Наука, 1986.
97. Кадомцев Б. Б., Рязанов А. И.//Природа. 1983. № 8. С. 2.
98. Сутырин Г. Г., Юшина И. Г.//ДАН СССР. 1986. Т. 288. С. 585.
99. Должанский Ф. В.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1981. Т. 21. С. 383.
100. Рэлей (Стретт Дж. В.). Теория звука.— 2-е изд.— М.: Гостехиздат, 1955.— Гл. 21.
101. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
102. Гимфеев А. В.//УФН. 1970. Т. 102. С. 185.
103. Дикий Л. А. Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.
104. Маслоу С. А. //Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности/ Под ред. Х. Суинни, Дж. Голлаба.— М.: Мир, 1984.— Гл. 7.
105. Rira P.//J. Fluid Mech. 1983. V. 126. P. 463.
106. Зельдович Я. Б., Колыхалов П. И.//ДАН СССР. 1982. Т. 266. С. 302.
107. Ландау Л. Д.//ДАН СССР. 1944. Т. 44. С. 151.
108. Базденков С. В., Погуде О. П.//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 317.
109. Михайловский А. Б., Кудашев В. Р., Лахин В. П., Михайловская Л. А., Смоляков А. И., Шишков С. Ю.//Ibidem. 1984. Т. 40. С. 273.
110. Raabud M., Souder Y.//J. Fluid Mech. 1983. V. 136. P. 291.
111. Должанский Ф. В.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1981. Т. 17. С. 563.
112. Черноусько Ю. Л. Ibidem 1980. Т. 16. С. 423.
113. Триттон Д. Дж., Дэвис П. А.//¹⁰⁴— Гл. 8.

114. Rhines P. B.//J. Fluid Mech. 1975. V. 69. P. 417; Ann. Rev. Fluid. Mech. 1979. V. 11. P. 401.
115. Williams G. P.//J. Atmos. Sci. 1979. V. 36. P. 932.
116. Golitsyn G. S.//Icarus. 1970. V. 13. P. 1.
117. Allison M., Stone P. H.//Icarus. 1983. V. 54. P. 296.
118. Nof D.//J. Phys. Oceanogr. 1981. V. 11, P. 1662; J. Marine Res. 1982. V. 40. P. 57.
119. Dugan J. P., Mied R. P., Mignerey P. C., Schuetz A. F.//J. Geophys. Res. Ser. C. 1982. V. 87. P. 385.
120. Killworth P. D.//J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. P. 368.
121. Read P. L., Hide R.//Nature. 1983. V. 302. P. 126.
122. Read P. L., Hide R.//Nature. 1984. V. 308. P. 45.
123. а) Незлин М. В., Поляченко В. Л., Снежкин Е. Н., Трубников А. С., Фридман А. М.//Письма Астрон. ж. 1986. Т. 12. С. 504.
б) Морозова А. Г., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Торгашин Ю. М., Фридман А. М.//Астрон. циркуляр. 1986. № 1414. С. 1, 4, 7.
124. Засов А. В., Кязумов Г. А.//Письма Астрон. ж. 1981. Т. 7. С. 131.
125. Афанасьев В. Л., Рассохин С. С.//Ibidem 1982. Т. 8. С. 515.
126. Lunds V. T.//Astrophys. J. 1974. V. 28. P. 391.
127. Tenorio-Tagle G.//Astron. and Astrophys. 1980. V. 88. P. 61.
128. Nauward R.//Publ. Astron. Soc. Pacif. 1964. V. 76. P. 35.
129. Хуторецкий А. В.//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1986. Т. 22. С. 344.
130. Антонова Р. А., Жвания В. П., Ломинадзе Д. Г., Нанобашвили Д. И., Петвиашвили В. И.//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 545.
131. Петвиашвили В. И., Яньков В. В.//Вопросы теории плазмы.— М.: Энергоатомиздат, 1985.— Т. 14. С. 3.
132. Flierl G. R., Stern M. E., Whitehead J. A.//Dyn. Atm. and Oceans 1983. V. 7. P. 233.
133. Nozaki K.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 184.
134. Makino M., Kamimura T., Sato T.//J. Phys. Soc. Japan. 1981. V. 50. P. 954.
135. Бучельникова Н. С., Салимов Р. А., Эйдельман Ю. И.//ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 837.
Hendel H. W., Chu T. K., Politzer P. A.//Phys. Fluids. 1968. V. 11. P. 2426.
136. Незлин М. В., Тактакишвили М. И., Трубников А. С.//ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 397.
Незлин М. В., Солнцев А. М.//ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1237.
137. Meiss J. D., Horton W.//Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 1838; 1983. V. 26. P. 990.
138. Shukla P. K.//Physica Scripta. 1985. V. 32. P. 141.
139. Liever P. C.//Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 543.
140. Laedke E. W., Spatschek K. H.//Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 1008.
141. Shukla P. K., Yu. M. Y., Warma R. K.//Ibidem. P. 1719.
142. Mikhailovskii A. B.//Nonlinear Phenomena in Plasma and Hydrodynamics/ Ed. R. Z. Sagdeev.— М.: Mir. Publ. 1986.
143. Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И.//Физ. плазмы. 1978. Т. 4. С. 555.
144. Shukla P. K., Yu. M. Y., Rahman H. U., Spatschek K. H.//Phys. Rept. 1984. V. 105. P. 227.
145. Pecseli H. L., Rasmussen Y., Thomsen K.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 2148; Plasma Phys. 1985. V. 27. P. 837.