

551.465(27)

ОКЕАНСКИЕ ВИХРИ

А. С. Монин, Г. М. Жихарев

(Институт океанологии им. П. П. Ширшова АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	1
I. Океанские круговороты	4
1. Фактические данные	4
2. Западная интенсификация	5
3. Выравнивание потенциального вихря	6
4. Неустойчивость океанских круговоротов	8
II. Синоптические вихри	11
5. Меандры, ринги, вихри	11
6. Вихреразрешающие модели	24
7. Гамильтонов формализм	28
8. Солитоны Россби	30
III. Мезомасштабные вихри	34
9. «Мезополигон»	34
10. CTD-сканирование	38
Список литературы	45

Введение. Теория вихрей в жидкостях и газах восходит к работе Г. Гельмгольца 1858 г. [1], в которой рассматривалось уравнение для вихря $\Omega = \text{rot } v$ поля скорости v в идеальной однородной жидкости, приводящееся к виду

$$\text{helm } \Omega \equiv \frac{d\Omega}{dt} - (\Omega \nabla) v + \Omega \text{div } v = 0, \quad (1)$$

где helm — линейный (тензорный) гидродинамический оператор *гельмгольциан*, введенный А. А. Фридманом [2] (равенство $\text{helm } A = 0$ означает *вмороженность* векторного поля A в движущуюся жидкость: каждая его векторная линия все время состоит из одних и тех же жидких частиц, а интенсивности векторных трубок не меняются со временем; согласно [3] все вмороженные поля при заданном поле скорости v образуют алгебру Ли с коммутатором $[A_1 A_2] = (A_1 \nabla) A_2 - (A_2 \nabla) A_1$). Классической задачей является решение уравнения Гельмгольца (1) для несжимаемой жидкости ($\text{div } v = 0$) с краевым условием ее непротекания через твердые стенки $(\hat{v} \cdot \nabla) S = 0$ (где $S = 0$ — уравнение стенки, а \hat{v} —

шечка обозначает краевое значение). Гидродинамической теории вихрей посвящена обширная литература.

Океанские вихри имеют специфические особенности, в общей теории обычно не учитываемые. Из них главными являются, пожалуй, три: влияние вращения планеты, стратификации океана и напряжения трения ветра на его поверхности. Вращение с угловой скоростью ω есть переносное движение с вихрем скорости 2ω , так что абсолютный вихрь в (1) равен $\Omega + 2\omega$, где теперь (и далее) $\Omega = \text{rot } u$ есть вихрь скорости и относительного движения (относительно вращающейся системы отсчета).

Стратификация создается силой тяжести и, естественно, имеет выделенное направление — вертикаль. Поэтому крупно- и мезомасштабные вихри имеют квазивертикальные оси (по крайней мере, в таком тонком слое, как океан, — с толщиной H много меньше радиуса планеты; ею, кстати, определяются крупные масштабы, $L \gg H$, и мезомасштабы, $L \gtrsim H$). Они описываются в основном вертикальной компонентой вихря скорости $\Omega_z + f$, где $\Omega_z = \Delta\psi$ (ψ — функция тока горизонтального движения, Δ — горизонтальный лапласиан), а $f = 2\omega_z$ — инерционная частота (или параметр Кориолиса; $2\pi f^{-1}$ — маятниковые сутки). На Земле типичные значения числа Кибеля $Ki = |\Omega_z| f^{-1}$ (в экваториальной зоне следует полагать $Ki = \Omega(2\omega)^{-1}$) в крупных масштабах малы (вследствие того, что поле давления в крупных вихрях приспособляется к движениям так, чтобы действие горизонтальных перепадов давления уравновешивало силу Кориолиса; тогда движение называется *геострофическим*). Малость Ki позволяет существенно упростить уравнения для описания крупномасштабных океанских вихрей.

При устойчивой стратификации среды (достаточно быстром возрастании ее плотности с глубиной) для адиабатически смещающихся по вертикали жидких частиц с аномалиями плотности архимедова сила оказывается возвращающей, и возникает возможность развития свободных вертикальных колебаний с частотой *Вайсяля — Брента* $N = (-g\rho^{-1}d\rho_*/dz)^{1/2}$ (где z — высота, g — ускорение свободного падения, а ρ_* — потенциальная плотность, т. е. плотность, адиабатически приведенная к стандартному давлению). Их распространение по горизонтали создает внутренние гравитационные волны с частотами α из интервала $f < \alpha < \max N(z)$. Масштаб $L_R = HNf^{-1}$ (так называемый *радиус деформаций Россби*) оказывается типичным горизонтальным масштабом внутренних («бароклиных», ограниченных стратификацией) крупномасштабных вихрей — циклонов и антициклонов, создающих погоду в атмосфере и океане. При $f \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ в атмосфере ($H \sim 10 \text{ км}$, $\max N \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$) получается $L_R \sim 2000 \text{ км}$, а в океане ($H \sim 5 \text{ км}$, $N \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$) $L_R \sim 50 \text{ км}$.

Объединяющей эффект вращения и стратификации величиной является так называемый *потенциальный вихрь*

$$\Omega_* = (\Omega + 2\omega)\rho^{-1}\nabla\eta \approx (\Omega_z + f)\rho^{-1}\frac{\partial\eta}{\partial z}, \quad (2)$$

где η — энтропия, так что Ω с точностью до нормировки является компонентой абсолютного вихря по направлению «термодинамической вертикали» (градиента энтропии $\nabla\eta$; в океане, где дополнительно влияет соленость s , лучше брать *псевдоэнтропию* η^* , т. е. энтропию, изобарически и изопикнически приведенную к некоторой стандартной солености s^*). Нетрудно доказать (см., например, [4]), что при адиабатических движениях потенциальный вихрь, как и энтропия, сохраняется в жидких частицах, т. е. удовлетворяет уравнению $d\omega_*/dt = 0$ или, как говорят, является адиабатическим *лагранжевым инвариантом* движения.

При описании океанских крупно- и мезомасштабных вихрей уравнение $d\Omega_*/dt=0$ оказывается основным. Его можно упростить, учтя, что 1) указанные вихри *квазисоленоидальны*, т. е. в них дивергенция скорости мала по сравнению с вихрем (так что, пренебрегая в первом приближении дивергенцией, можно, в частности, опустить в (2) множитель ρ^{-1}); 2) вследствие *квазигоризонтальности* поле η (и другие термодинамические поля) разбивается на основную квазистатическую часть η_0 , зависящую только от глубины, и малое отклонение от нее $\eta'=\eta-\eta_0$, зависящее также от горизонтальных координат и времени; 3) вследствие *квазигидростатичности* $(\partial\eta_0/\partial z)^{-1}\eta' \approx (\rho_0 N^2)^{-1}\partial p'/\partial z$. При этом из сохранения η и Ω_* вытекает [5] приближенный закон сохранения

$$\frac{d_h}{dt} \left[\ln(\Delta\psi + f) + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\rho_0 N^2} \frac{\partial p'}{\partial z} \right] = 0, \quad (3)$$

где $d_h A/dt = \partial A/\partial t + J(\psi, A)$ — индивидуальная производная относительно соленоидального горизонтального движения, а $J(\psi, A)$ — детерминант из производных от ψ и A по горизонтальным координатам (якобиан). Связь между p' и ψ при этом дается так называемым, *уравнением баланса*, т. е. соответственно упрощенным уравнением для горизонтальной дивергенции скорости (см., например, [6]). Это квазисоленоидальное приближение пригодно даже для мезомасштабных вихрей. Для крупномасштабных же вихрей вне экваториальной зоны годится и более сильное упрощение — квазигеострофическое приближение, в котором $p' \approx \rho_0 f \psi$, и (3) приводится к изящному виду

$$\frac{\partial q}{\partial t} + J(\psi, q) = \Phi, \quad q = f + \mathcal{L}\psi, \quad \mathcal{L} = \Delta + \frac{\partial}{\partial z} \frac{H^2}{L_R^2} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (4)$$

где $\mathcal{L}\psi$ — упрощенный относительный потенциальный вихрь (\mathcal{L} — аналог трехмерного лапласиана), причем для общности здесь написана правая часть Φ , создаваемая неадиабатическими факторами (прежде всего турбулентной вязкостью). С этой точностью потенциальный вихрь переносится так же, как обычный вихрь в двумерной гидродинамике.

Наиболее крупные вихри в океане создаются напряжением трения ветра на его поверхности. Антициклонический сдвиг между пассатными ветрами в тропической зоне, дующими на запад, и западно-восточным переносом в умеренных широтах создает гигантские океанские круговороты вокруг «центров действия» — субтропических атмосферных антициклонов Азорских о-вов и о. Св. Елены в Атлантике, Гавайских о-вов и о. Пасхи в Тихом океане, о. Маврикия в Индийском океане; ветровое происхождение имеет и ЦАТ — Циркумполярное Антарктическое течение (расчеты в [7], по которым все эти течения создаются преимущественно не ветром, а нагревом и охлаждением вод, являются, по-видимому, недоразумением — по ним в океане из несжимаемой жидкости наблюдаемых ныне течений не было бы).

Основные экспериментальные данные и теоретические сведения о крупномасштабных океанских вихрях см. в гл. VII, VIII коллективной монографии [8] и в книге [9]. В последние годы по океанским вихрям получен ряд новых, многообещающих результатов, заслуживающих внимания и поддержки физиков. Установлено [10, 11], что гигантские круговороты неустойчивы, причем их возмущения способны к триадным взаимодействиям распадного и даже взрывного типа. Обнаружено порождение синоптических вихрей не только бароклинной неустойчивостью крупномасштабных течений, но и неустойчивостью Гельмгольца в зонах тангенциального разрыва между одноименными крупными вихрями [12]. Для волн Россби — Блиновой построен гамильтонов формализм [13—15]. Построена первая вихреразрешающая модель всего Мирового океана в целом [16]. Обнаружены глубинные мезомасштабные линзы ино-

родных вод [17, 18]. Наконец, во многих регионах обнаружены мезомасштабные структуры типа струй вынужденной конвекции, создаваемые, по-видимому, «экмановской накачкой» в поле вихря напряжения трения ветра на поверхности океана [19].

1. Океанские круговороты.

1. Фактические данные. Общие представления о средней квазистационарной циркуляции на поверхности Мирового океана сложились по материалам наблюдений за «бутылочной» почтой, сносом судов и по прямым измерениям скорости течений на заякоренных буйковых станциях. Наиболее заметными течениями являются упомянутые во введении гигантские субтропические антициклонические круговороты, а также циклоническое Циркумполярное Антарктическое течение. К северу

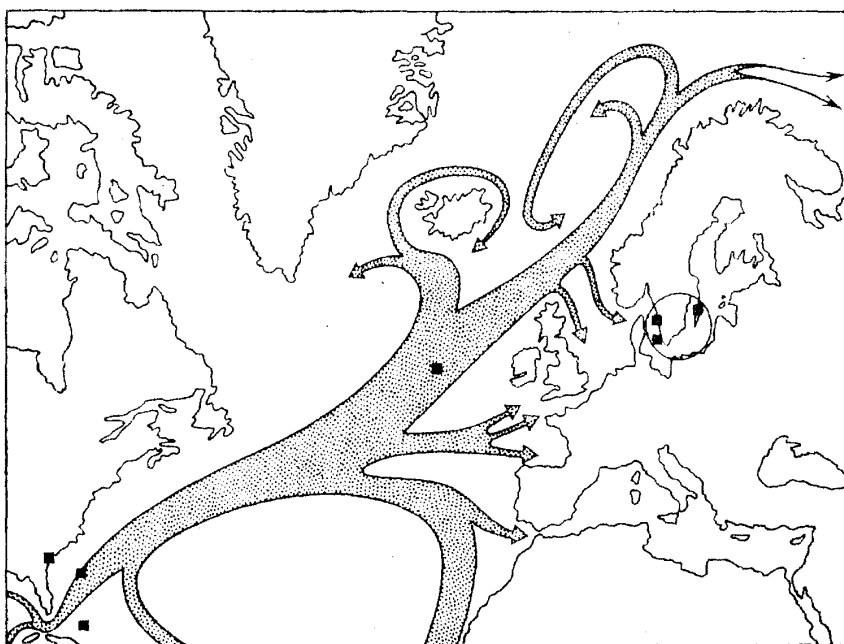


Рис. 1. Гольфстрим обогревает Европу

от субтропических круговоротов расположены системы циклонического движения вод под соответствующими квазистационарными атмосферными циклонами: в Атлантике циклонический круговорот под Исландским барическим минимумом, а в Тихом океане — под Алеутским минимумом. В Арктике имеется антициклонический круговорот в Амеразийском бассейне. Периоды обращения составляют около 5 лет у антициклонических круговоротов, 9 лет у ЦАТ и 4 года в Арктике.

В качестве примера на рис. 1 показана схема течений в северной половине Атлантики с Азорским антициклоническим круговоротом и севернее 60° с. ш. — с Исландским циклоническим круговоротом (отделенным Полярным фронтом от Лабрадорского и Северо-Атлантического течений). В частности, показано особо важное для обогрева Европы северное продолжение Гольфстрима.

Сравнение с картами ветров над уровнем моря [22] показывает, что поверхностные циркуляции (фактически они прослеживаются до глубин порядка 1500 м) имеют преимущественно ветровое происхождение. Теоретические исследования ветровой циркуляции позволили объяснить основные особенности океанских круговоротов, известные из фактических данных.

Специфической особенностью крупномасштабных океанских круговоротов является их меридиональная асимметрия. В западных пограничных слоях меридиональные звенья круговоротов приобретают характер узких струй, в которых скорость нередко достигает величины 1 м/с. Наиболее типичными представителями таких струйных течений являются Гольфстрим в Северной Атлантике и Куроисио в северной части Тихого океана. В восточных же звеньях круговоротов таких струйных течений нет, и наблюдаются относительно медленные движения вод к югу. В п. 2 будет показано, что эта асимметрия является результатом вращения и сферичности Земли (изменения параметра Кориолиса с широтой).

2. Западная интенсификация. Качественное объяснение западно-восточной асимметрии крупномасштабных океанских круговоротов было дано Г. Стоммелом еще в 1948 г. (см., например, книгу [20], п. 15 из [21], п. 46 из [41]). Для качественного объяснения достаточно рассмотреть упрощенную задачу с океаном постоянной глубины H , проинтегрированным по всей его толще $0 \geq z \geq -H$ (так проинтегрированная функция тока ψ называется функцией полного потока), и с учетом в правой части Φ уравнения для потенциального вихря (4) только эффекта «вертикальной» турбулентной вязкости $\mathcal{K} \partial^2 \Delta \psi / \partial z^2$ (пренебрегать вязкостью нельзя, так как при стационарном течении интеграл по любому замкнутому горизонтальному контуру от левой части уравнения (4) равен нулю, так что интеграл от вклада напряжения трения ветра должен уравниваться интегралом от вклада вязкости). Тогда для стационарного течения линеаризованное проинтегрированное по толщине уравнение (4) принимает вид

$$\frac{fE}{2} \Delta \psi + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = f\omega_E, \quad \omega_E = \frac{1}{\rho f} \operatorname{rot} \tau, \quad (5)$$

где x, y — локальные декартовы координаты (ось x направлена на восток, y — на север); $E = (2\mathcal{K}/f)^{1/2} H^{-1}$ — число Экмана (относительная толщина «экмановского» верхнего слоя океана; его абсолютная толщина $(2\mathcal{K}/f)^{1/2}$ при $\mathcal{K} \sim 200$ см²/с имеет порядок 20 м); $\beta = \partial f / \partial y$ — величина, создаваемая вращением и сферичностью Земли (и определяющая так называемый бета-эффект); ω_E — вертикальная скорость «экмановской накачки» (τ — напряжение трения ветра на поверхности океана). В пренебрежении первым слагаемым в левой части из (5) получается уравнение Г. Свердрупа (1947 г.), показывающее, что ψ следует измерять масштабом $\tau/\rho\beta$ (а длины — масштабом $f/2\beta$). В таких масштабах (5) приводится к виду $E\Delta\psi + \partial\psi/\partial x = \varphi$, где правую часть можно считать заданной. Это уравнение будем решать в квадратном бассейне $0 \leq x, y \leq 1$ с краевыми условиями непротекания $\psi = 0$ на всех берегах.

Представим функции φ и ψ в виде рядов $\sum \varphi_n E^n$ и $\sum \psi_n E^n$ по степеням малого параметра E , но заметим, что считать функции $\psi_n, \partial\psi_n/\partial x, \partial\psi_n/\partial y$ имеющими порядок единицы нельзя: тогда для ψ_n получились бы уравнения первого порядка $\partial\psi_n/\partial x = \varphi_n - \Delta\psi_{n-1}$, и было бы невозможно удовлетворить двум краевым условиям при $x=0$ и $x=1$. Поэтому вдоль западного и восточного берегов надо ввести пограничные слои с «быстрыми» поперечными координатами $x' = xE^{-1}$ и $x'' = (1-x)E^{-1}$ и искать решение в виде $\psi_n(x, y) + \psi'_n(x', y) + \psi''_n(x'', y)$, где ψ_n, ψ'_n и ψ''_n существенно отличаются от нуля соответственно в открытом океане и в западном и восточном пограничных слоях. Последние два требования означают, что функции ψ'_n должны быстро затухать с ростом x' , а ψ''_n — с ростом x'' . Для ψ''_n получается уравнение $\partial^2 \psi''_n / \partial x''^2 - \partial \psi''_n / \partial x'' = 0$, не

имеющее быстро затухающего решения, так что приходится положить $\psi_0'' = 0$: восточный пограничный слой не образуется. Для ψ_0' получается уравнение $\partial^2 \psi_0' / \partial x'^2 + \partial \psi_0' / \partial x' = 0$ с затухающим решением $\psi_0' = ce^{-x'}$, так что западный пограничный слой образуется.

Таким образом, имеет место западно-восточная асимметрия круговорота с его западной интенсификацией, создаваемая вторым слагаемым в левой части уравнения (5), т. е. бета-эффектом [22].

В океане переменной глубины роль кругов широты $f = \text{const}$ занимают изолинии $fH^{-1} = \text{const}$. Пусть ds направлено по касательной к береговой черте на север. Тогда западное пограничное течение образуется лишь в случае $\beta' = \partial(fH^{-1})/\partial s > 0$, а восточное — при $\beta' < 0$. Если же изолиния $fH^{-1} = \text{const}$ в некоторой точке касается берега, то там β' меняет знак, т. е. пограничное течение под влиянием рельефа дна открывается от берега.

При более полном расчете в уравнении (4) следует учесть эффект $(fE_h/2)\Delta\Delta\psi$ «горизонтальной» турбулентной вязкости \mathcal{K}_h , где $E_h = (2\mathcal{K}_h/f)^{1/2}L^{-1}$ — «горизонтальное» число Экмана. Здесь можно показать, что в общем случае структура пограничных слоев оказывается такой же, как в частном случае $E_h \sim E$, а именно:

1) В открытом океане все три компоненты скорости u , v , w и вариации ξ уровня океана имеют порядок E .

2) Образуется приповерхностный «экмановский» пограничный слой с относительной толщиной $O(E)$ (т. е. порядка E), в котором $u, v = O(1)$ и $w = O(E)$.

3) Образуется придонный пограничный слой толщиной $O(E)$, в котором $u, v = O(E)$, $w = O(E^2)$.

4) У западного берега образуется пограничный слой с интенсифицированным течением толщиной $O(E^{2/3})$, в котором $u = O(E)$, $v = O(E^{1/3})$, $w = O(E^{2/3})$ и $\xi = O(E)$.

5) Внутри этого слоя, а также у восточного берега образуются подслои прибрежного апвеллинга толщиной $O(E)$, в которых $u, v = O(E)$ и $\xi = O(E^2)$ малы, а $w = O(1)$ не мало.

6) Пограничные слои образуются также у северного и южного берегов.

Пока что здесь не учитывались инерционные эффекты, описываемые в (4) нелинейными числами $J(\psi, \Delta\psi)$. Они превращают пограничные слои в инерционно-вязкие. Их теория была построена А. М. Ильиным и В. М. Каменковичем [23] и Д. Муром [24] (см. также [4, 8, 20]). В этой теории в безразмерном уравнении для вихря инерционные члены имеют малый множитель Ki , а вязкие — $Ki^{3/2}Re^{-1}$, где $Re = UL_\beta/\mathcal{K}_h$ — число Рейнольдса пограничного слоя, $U = \tau/(\rho\beta LH)$, $L_\beta = (U/\beta)^{1/2}$. Решение ищется аналогично вышеизложенному в виде ряда, но по степеням $Ki^{1/2}$, а не E . В результате оказывается, что при больших Re у западного берега в его южной половине, где $\partial^2\tau/\partial y^2 > 0$, образуется инерционный пограничный слой с вязким прибрежным подслоем, а в северной половине, где $\partial^2\tau/\partial y^2 < 0$, его нет уже при $Re \geq 10$ (он, по-видимому, отрывается от берега). При малых же Re инерционные эффекты несущественны.

3. Выравнивание потенциального вихря. Находясь в гигантском круговороте, жидкий объем может совершить несколько оборотов, прежде чем будет вынесен за пределы круговорота или подойдет к поверхности океана, где подвергнется атмосферному воздействию. Если время циркуляции достаточно большое, то под действием турбулентного перемешивания потенциальный вихрь внутри круговорота приобретает тенденцию к выравниванию по горизонтали. Условием

такого выравнивания служит существование замкнутых контуров $\Omega_* = \text{const}$ (или $\psi = \text{const}$).

Предположение о выравнивании относительного вихря скорости внутри стационарных замкнутых контуров было высказано Л. Прандтлем и в 1956 г. доказано Дж. Бэтчелором [25]. П. Райнс и В. Янг [26] обобщили теорему Прандтля — Бэтчелора для крупномасштабных течений на вращающейся сфере. Они доказали эту теорему приближенно, показав по эмпирическим данным, что в уравнении (4) вне вязких пограничных слоев эффекты переноса и диссипации q мелкомасштабной турбулентностью и плавучестью малы по сравнению с действием синоптических вихрей (т. е. переносом q вниз по градиенту ∇q ; см. численные эксперименты П. Райнса и В. Холланда [27]), а оно, в свою очередь, мало по сравнению с переносом q крупномасштабными течениями. Последняя оценка означает, что в первом приближении контуры $\psi = \text{const}$ замкнуты, так что значения ψ могут служить «радиальной» горизонтальной координатой (отсчитываемой от центра круговорота), и утверждение теоремы принимает вид $\partial q / \partial \psi \approx 0$.

Райнс и Янг использовали эту теорему для построения гигантских круговоротов в трехслойном и в непрерывно стратифицированном океане. Ограничимся здесь вторым случаем, причем, пользуясь малостью числа Кибеля, будем пренебрегать в выражении для q относительным вихрем $\Delta\psi$ по сравнению с планетарной завихренностью $f = f_0 + \beta y$. Горизонтальные длины, горизонтальные скорости, глубину, вертикальную скорость, частоту Вьяйсяля — Брента и потенциальный вихрь будем измерять соответственно масштабами L , $U_0 = (\omega_0 N_0)^{2/3} \beta^{-1/3}$, $H = f_0 (\beta N_0)^{-2/3} \omega_0^{1/3}$, ω_0 , N_0 и βL . Тогда по теореме Прандтля — Бэтчелора будет

$$q(x, y, z) \equiv y + \frac{\partial}{\partial z} N^{-2} \frac{\partial \psi}{\partial z} = q_0(z), \quad (6)$$

где $q_0(z)$ — произвольная функция. Будем искать решение ψ в чашеобразной области $0 > z > -D(x, y)$, где $z=0$ соответствует нижней границе «экмановского» слоя, а на нижней границе чаши $z=-D$ отсутствуют и движение, и вариации плотности, т. е. $\psi = \partial \psi / \partial z = 0$. Ограничимся ради аналитической простоты примером экспоненциально стратифицированного океана (т. е. $N = \text{const}$, в безразмерной форме $N \equiv 1$) и частным случаем $q_0 \equiv 1$. Тогда решение уравнения (6) легко получается в виде

$$\psi = \frac{1}{2} (1 - y) (z + D)^2, \quad (7)$$

причем функция $D(x, y)$ должна определяться из условия $\omega = -J(\psi, \partial \psi / \partial z) = \omega_E$ при $z=0$. При помощи (7) оно приводится к виду $\partial D^3 / \partial x = 6(1-y)^{-1} \omega_E$, так что $D^3 = 6(1-y) \psi_E$, где ψ_E определяется по заданному ω_E из уравнения Свердрупа. После этого легко определяются горизонтальные скорости в круговороте $U = -\partial \psi / \partial y$, $V = \partial \psi / \partial x$. Таким образом, теорема Прандтля — Бэтчелора о выравнивании потенциального вихря позволяет установить форму гигантского океанского круговорота вне вязких пограничных слоев.

Мак-Дуэлл и др. [28] рассчитали изменения потенциального вихря крупномасштабных течений $q = \rho_*^{-1} f_1 (\partial \rho_* / \partial z)$ (где ρ_* — потенциальная плотность) на меридианальных разрезах в Северной Атлантике. Ими были использованы гидрологические данные промежуточных водных масс, ограниченных изопикническими поверхностями $\sigma_* = 26,5$ и $\sigma_* = 27,0$. На построенных разрезах ими обнаружен участок с почти постоянным значением $q(y)$, приближенно соответствующий области

внутри субтропического антициклона. Изменения $q(y)$ были получены в численной модели циркуляции Северной Атлантики П. Райнисом и В. Холландом [27]; здесь ими также была обнаружена область постоянного потенциального вихря.

4. Неустойчивость океанских круговоротов. В течение сорока лет теоретики-океанологи занимались стационарными гигантскими круговоротами, изучая их западно-восточную асимметрию и окружающие их пограничные слои, но лишь в последние два года в работах Мирабеля и Монины [10, 11] был поставлен вопрос о возможной неустойчивости (и, следовательно, нереализуемости в природе) стационарных круговоротов. Такое отставание во времени объясняется, быть может, тем, что лишь недавно введенное представление о выравнивании потенциального вихря дало достаточно простую основу для аналитического исследования поведения возмущений, наложенных на гигантский круговорот. В [10] такое исследование было проведено для трехслойного, а в [11] — для непрерывно стратифицированного океана. Качественные результаты получились одинаковыми, и мы ограничимся здесь изложением только второго случая.

Итак, наложим на круговорот (7) синоптические возмущения с горизонтальными масштабами $L_R (= \varepsilon L; \varepsilon \ll 1)$, вертикальным масштабом H , горизонтальными скоростями порядка $U_R = \gamma U_0$ (где γ — отношение типичных значений скорости дрейфового свердруповского течения $\omega_0 f_0 (\beta H)^{-1}$ и фазовой скорости волн Россби — Блиновой βL_R^2 ; для существования круговорота, т. е. замкнутых линий тока, необходимо, чтобы γ не было малым, т. е. чтобы вклад в потенциальный вихрь от ветрового воздействия не был малым по сравнению с вкладом от β -эффекта; далее для простоты мы ограничимся частным случаем $\gamma = 1$, чего достаточно для существования круговорота, например, при $\psi_E = 1 - X^2 - Y^2$, вертикальной скоростью порядка $HL_R^{-1} U_R \text{Ki}$ и масштабом времени $L_R U_R^{-1}$. В соответствующих безразмерных переменных уравнение для возмущения функции тока ψ' будет иметь вид

$$\frac{dq'}{dt} + J(\psi', q') = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}(X, Y, z) \nabla, \quad (8)$$

где $q' = \Delta \psi' + \partial^2 \psi' / \partial z^2$ — возмущение потенциального вихря, причем операторы J , ∇ и Δ берутся по «быстрым» переменным (x, y) , а большими буквами будут обозначаться «медленные» переменные $(X, Y, T) = \varepsilon(x, y, t)$. Возмущения границы области D мы здесь не вводим, так что краевые условия будут иметь вид $\omega' = 0$ при $z = 0, -D$. Решение уравнения (8) будем искать в виде ряда $\psi' = \varepsilon \psi_1 + \varepsilon^2 \psi_2 + \dots$, причем первое приближение даст решение проблемы о линейной неустойчивости. Оно получается из линейного уравнения $dq_1/dt = 0$ с краевыми условиями $(d/dt) \partial \psi_1 / \partial z = \mathbf{U} \nabla \psi_1$ при $z = 0, -D$ и имеет вид $\psi_1 = A(X, Y, T) B(z) e^{i\theta} + \text{к. с.}$, где $\theta = \mathbf{kx} - \omega t$ — «быстрая» фаза, \mathbf{k} — волновой вектор, ω — частота. Из-за переменности коэффициентов в (8) расчет амплитудной функции $B(z)$ и дисперсионного соотношения $\omega = \omega(\mathbf{k})$ оказывается несколько громоздким, и мы приведем здесь лишь главные результаты. Дисперсионное соотношение дается равенством нулю усредненного лагранжиана:

$$\Lambda \equiv \frac{\omega_r'(0)}{\omega_r(0)} - k \frac{k\omega \operatorname{sh} \chi + \omega_r'(-D) \operatorname{ch} \chi}{k\omega \operatorname{ch} \chi + \omega_r'(-D) \operatorname{sh} \chi} = 0, \quad (9)$$

где $\chi = kD$ и $\omega_r(z) = \omega - \omega_D(z)$, причем $\omega_D = \mathbf{kU}(z)$ — доплеровский сдвиг частоты. Для нормированной зональной фазовой скорости возмущений $c = \omega k_x^{-1} D^{-2}$ уравнение (9) оказывается алгебраическим квадрат-

ным, и условие наличия у него комплексных корней (т. е. линейной неустойчивости основного круговорота) приводится к виду

$$c_D^2 \left(\frac{\chi}{2} - \operatorname{th} \frac{\chi}{2} \right) \left(\frac{\chi}{2} - \operatorname{cth} \frac{\chi}{2} \right) + \frac{1}{4} \operatorname{csch}^2 \chi < 0, \quad (10)$$

где c_D — нормированное значение доплеровского сдвига фазовой скорости при $z=0$. Это условие отличается лишь последним слагаемым от известного критерия бароклинной неустойчивости стратифицированного течения в модели Э. Иди [29], в которой U пропорционально z и $V=0$ (возмущений с непрерывным спектром мы здесь не рассматриваем, так как, согласно Дж. Педлоски [30], по аналогии с моделью Иди они не нарушают устойчивости круговорота). Область (10) линейной неустойчивости в плоскости $\ln |c_D^{(i)}|$, χ изображена на рис. 2 штриховой линией.

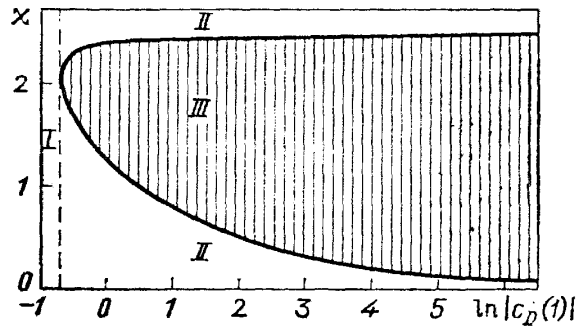


Рис. 2. Диаграмма неустойчивости гигантского круговорота в экспоненциально стратифицированном океане. I, II — области распадных и взрывных триадных взаимодействий, III — область линейной неустойчивости

Примеры дисперсионных кривых $\omega = \omega(k_x)$ линейно устойчивых волн при $k_y D = 10^{-2}$ были нами рассчитаны при $c_D = -1$ и при $c_D = -1/2$. Из их вида можно было заключить, что такие волны способны к триадным резонансным взаимодействиям. Так называемый адиабатический инвариант $\partial \Lambda / \partial \omega$ на кривых при $c_D = -1$ меняет знак, так что, как известно, волны с такими дисперсионными кривыми могут образовывать резонансные триады со взрывными взаимодействиями (в таких триадах амплитуды A_n образующих их волн могут, за конечное время обратиться в бесконечность, что приводит к «точечному коллапсу», т. е. к образованию сингулярности в некоторой точке пространства). На кривых при $c_D = -1/2$ адиабатический инвариант знакопостоянен, так что соответствующие волны могут образовывать триады с распадными взаимодействиями.

Чтобы построить уравнения для амплитуд $A_n(X, Y, T)$ волн в резонансной триаде

$$\psi_1 = \sum_{n=1}^3 A_n B_n(z) e^{i\theta_n} + \text{к. с.},$$

где фазы удовлетворяют условию резонанса $\theta_1 + \theta_2 = \theta_3$, будем искать в аналогичном виде второе приближение

$$\psi_2 = \sum_{n=1}^3 C_n(X, Y, T, z) e^{i\theta_n} + \text{к. с.}$$

Приравнявая в уравнениях второго приближения коэффициенты при одинаковых гармониках, мы получим для C_1, C_2, C_3 неоднородные уравнения с неоднородными краевыми условиями. Для этих неоднородных уравнений должны выполняться условия разрешимости, приводящиеся к следующему каноническому виду:

$$D_1 A_1 = \Gamma_1^{-1} A_2^* A_3^*, \quad D_2 A_2 = \Gamma_2^{-1} A_1 A_3, \quad D_3 A_3 = -\Gamma_3^{-1} A_1 A_2, \quad (11)$$

где D_n суть операторы дифференцирования по «медленным» переменным $\partial/\partial T - I_n^{-1} [(\partial\Lambda/\partial\mathbf{k})_n \nabla_{\mathbf{x},\mathbf{y}} + \nabla_{\mathbf{x},\mathbf{y}}(\partial\Lambda/\partial\mathbf{k})_n]$, причем $c_{gn} = -I_n^{-1}(\partial\Lambda/\partial\mathbf{k})_n$ — групповые скорости, $I_n = (\partial\Lambda/\partial\omega)_n$ — значения адиабатического инварианта, а Γ — коэффициент трехволнового взаимодействия, определяемый формулой

$$\Gamma = (k_{1x}k_{2y} - k_{1y}k_{2x}) \left[(\omega_{r1}(0) \omega'_{r2}(0) - \omega_{r2}(0) \omega'_{r1}(0)) \times \right. \\ \left. \times \prod_{n=1}^3 \omega_{rn}^{-1}(0) B_n(0) - (\omega_1 \omega'_{r2}(-D) - \omega_2 \omega'_{r1}(-D)) \prod_{n=1}^3 \omega_n^{-1} B_n(-D) \right]. \quad (12)$$

Методы аналитического решения уравнений (11) разработаны В.Е.Зарховым [31].

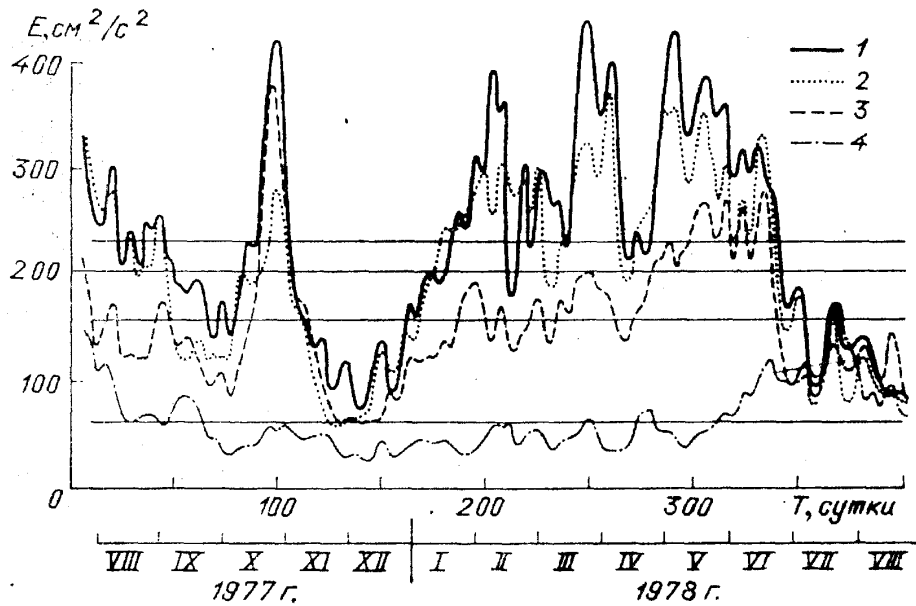


Рис. 3. Изменение по времени усредненной по полигону ПОЛИМОДЕ кинетической энергии синоптических течений на горизонтах (м): 100 (1), 400 (2), 700 (3) и 1400 (4). Прямые линии — соответствующие средние значения кинетической энергии на четырех горизонтах

Данные наблюдений показывают, что описанная здесь неустойчивость, по-видимому, не разрушает гигантские круговороты (или по меньшей мере их западные интенсифицированные звенья), но приводит ко квазипериодической (с периодами порядка нескольких месяцев) перекачке заметной части энергии (доступной потенциальной энергии) круговоротов в кинетическую энергию «бароклиных» синоптических вихрей. Это создает автоколебания интенсивности круговоротов и порождаемой ими противофазной совокупности синоптических вихрей, имеющие релаксационный характер (так как все время происходит накачка энергии извне — от ветра). В природе эти автоколебания налагаются на квазирегулярные сезонные колебания общей циркуляции атмосферы и океана (которые мы здесь в теории не учитывали), создавая в сумме на круговоротах с их большими (многолетними) периодами квазислучайные последовательности усиленных и ослабленных звеньев.

В качестве примера на рис. 3 приводятся заимствованные из [9] графики колебаний плотности кинетической энергии синоптических вихрей на четырех глубинах за 13 месяцев наблюдательного эксперимента

ПОЛИМОДЕ в Атлантике южнее Гольфстрима (см. ниже). Отметим, что резкие минимумы энергии в верхних слоях океана в ноябре — декабре 1977 г. и июле — августе 1978 г. явно не связаны с фазой сезонных колебаний; совпадение этих минимумов с периодами выравнивания энергии по вертикали («баротропизации») указывает, по-видимому, на существенную роль бароклинной неустойчивости крупномасштабного течения в генерации синоптических возмущений.

II. Синоптические вихри.

5. Меандры, ринги, вихри. Струйные течения в океане меандрируют, как реки на суше. Раньше всего и наиболее подробно были изучены меандры Гольфстрима (П. Черч (1937 г.); см. также знаменитую книгу Г. Стоммела «Гольфстрим» [32]). Это течение, несущее теплые воды от Флоридского пролива до южной оконечности Большой Ньюфаундлендской банки, при ширине 70—90 км распространяется практически до дна, имея у поверхности океана скорость до 3,5 м/с, быстро уменьшающуюся с глубиной (до 10—20 м/с на глубинах 1000—1500 м), с полным расходом порядка 0,1 км³/с. Оно разделяет холодную и несколько распресненную воду на севере и теплую соленую воду Саргассова моря на юге (см. температурный разрез на рис. 4): на глубине 300 м температура падает поперек течения с юга на север от 17—18 до 8—9°C, особенно резко на севере («холодная стена» Гольфстрима). На траверсе мыса Гаттерас (35° с. ш.) Гольфстрим уходит от континентального склона в открытый океан и начинает меандрировать (рис. 5).

Меандры Гольфстрима имеют длины 300—400 км и размахи до 500 км; они смещаются вниз по течению со скоростями 6—10 см/с. Аналогично меандрируют Куроисио, ЦАТ и другие струйные течения. Главными причинами меандрирования являются бароклинная неустойчивость струйных течений и влияние рельефа дна. При рельефе $z = -H + Sy$ и течении со скоростью $U(z)$ вдоль изобат $y = \text{const}$ из линеаризованного уравнения (4) для поперечной волны $v \sim \exp[i(kx - \omega t)]$ выводится дисперсионное соотношение

$$\omega^2 + \left(\frac{fS}{kH} - 2k\bar{U} \right) \omega + k^2 \bar{U}^2 - \frac{fS U_b}{H} = 0, \quad (13)$$

где черточка над буквами обозначает осреднение по глубине, а индекс «b» — значение на дне. Отсюда видно, что:

- 1) возможны стационарные «топографические» меандры ($\omega = 0$) с волновым числом $k = (fS U_b / H \bar{U}^2)^{1/2}$;
- 2) при $U = \text{const}$ («баротропное» течение) все частоты ω вещественны, т. е. все меандры устойчивы;
- 3) при $U \neq \text{const}$ («бароклинное» течение) и достаточно малых fS/H частоты ω комплексны, т. е. меандры неустойчивы.

Разросшиеся меандры способны отсекаться от основного течения, которое при этом перезамыкается по кратчайшему пути. Отсеченные меандры рек на суше называются старицами; течение в них прекращается, и они постепенно зарастают. Совершенно по-другому ведут себя отсеченные меандры струйных течений в океане: их концы соединяются и образуются так называемые ринги — кольцевые течения, внутри которых находится малоподвижная вода, захваченная с другой стороны от основного течения. Так, к югу от Гольфстрима образуются циклонические ринги (с течением против часовой стрелки), содержащие внутри себя северную (холодную) воду, а к северу от Гольфстрима, наоборот, образуются антициклонические ринги (с течением по часовой стрелке), содержащие внутри себя южную (теплую) воду.

На температурном разрезе рис. 4 справа от Гольфстрима (находящегося здесь на широте около 39°) виден холодный циклонический ринг (на широте около 36°), прослеживающийся до глубин свыше 3500 м. Четыре теплых и несколько холодных рингов Гольфстрима видны на карте рис. 5.

Ринги Гольфстрима были описаны Ф. Фуглистером и Л. Уорсингтоном (см. [33]). Молодые циклонические ринги имеют диаметры порядка 200 км, горизонтальные разности температур до $10\text{--}12^\circ\text{C}$ (что соответствует перепадам глубин изотермических поверхностей в интервале

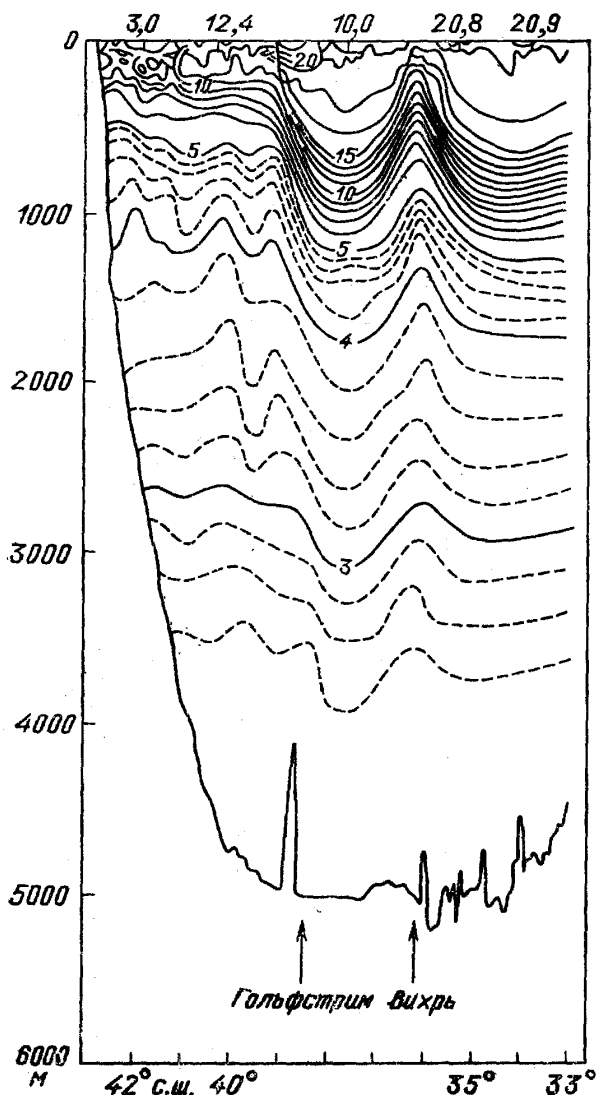


Рис. 4. Распределение температуры (в $^\circ\text{C}$) на разрезе вдоль $64^\circ30'$ з. д. в апреле 1960 г. Разрез пересекает Гольфстрим и порожденный им циклонический вихрь

$6\text{--}17^\circ\text{C}$ до 600—700 м) и линейные скорости вращения в верхних слоях океана до 3 м/с, а на глубинах 1—2 км — порядка 10 см/с, так что в них имеет место спиральное закручивание. Они проникают по меньшей мере до глубины 3 км и, возможно, даже до дна. Они движутся на запад или юго-запад со скоростями порядка 3 см/с, в верхнем 700—1000-м слое океана, неся с собой свою воду (и служа своеобразными «инкубаторами» для планктона и организмов более высоких трофических уровней), а на глубинах, возможно, перемещаясь по воде волновым образом (этот вопрос еще требует исследования). Их средние времена жизни составляют 2—3 года (они исчезают, поглощаясь Флоридским течением или полностью затухая), и, поскольку ежегодно образуется 5—6 таких рингов; в Саргассовом море их может наблюдаться одновременно 10—15 штук.

Антициклонические ринги Гольфстрима несколько меньше (диаметры 150—200 км), горизонтальные разности температур в них составляют 9—10° (перепады глубин изотермических поверхностей 400—500 м), линейные скорости вращения в их верхних слоях могут быть выше 1 м/с, они движутся на запад или юго-запад со скоростями порядка 5 см/с и исчезают, поглощаясь Гольфстримом около мыса Гаттерас. Их времена жизни —порядка полугода, так что одновременно могут

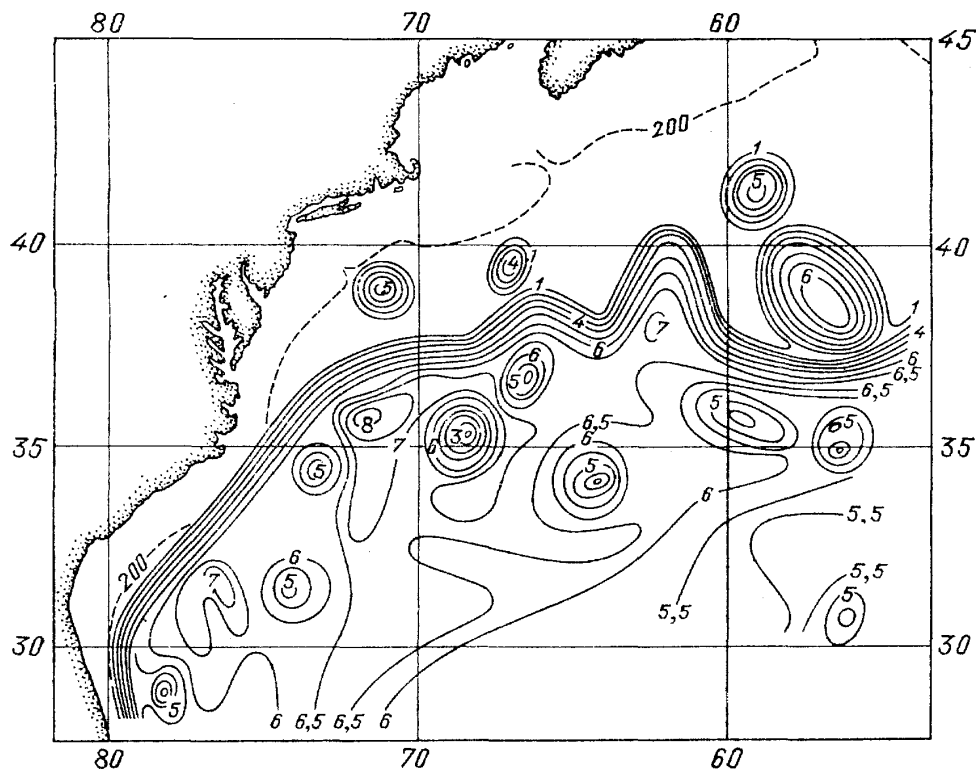


Рис. 5. Топография (в сотнях метров) изотермической поверхности 15° С по данным батитермографных, батитермосезондных и батометрических наблюдений, выполненных в период с 15 марта по 9 июля 1975 г. Вытянутый лентообразный пучок изотерм обозначает Гольфстрим. К югу от Гольфстрима видны холодные циклонические вихри, к северу — теплые антициклонические

наблюдаться 2—4 таких ринга (отметим, что все молодые ринги хорошо видны на инфракрасных спутниковых фотографиях). Аналогичный характер имеют ринги Курошио и других струйных течений (см. [9]), но накопленная по ним статистика, особенно по ЦАТ, гораздо беднее.

По осям циклонических рингов (Ц) должен происходить подъем глубинных вод (апвеллинг), в антициклонических рингах (А) — опускание поверхностных вод (даунвеллинг), так что в меридианальных сечениях рингов должна иметь место компенсационная полоидальная циркуляция; см. рис. 6 из работы А. С. Мони́на и К. Н. Федорова [34]. Таким образом, гидродинамическая модель рингов оказывается довольно сложной.

Меандры на струйных течениях и ринги суть синоптические возмущения фронтального происхождения (западных пограничных течений). Оказалось, что возмущения таких же масштабов возникают и в открытом океа-

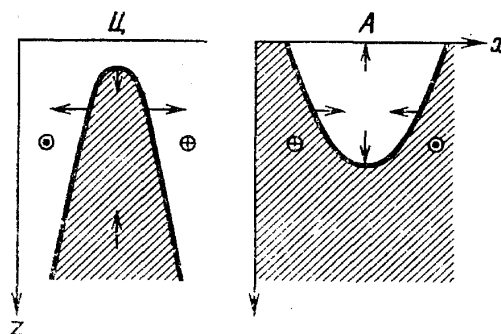


Рис. 6. Полоидальная циркуляция в рингах [34]

не вдали от каких-либо струйных течений и что такие синоптические вихри открытого океана распространены весьма широко и содержат большую долю кинетической энергии океанских течений. Их открытие явилось крупнейшим событием в гидродинамике океана за послевоенные годы. Оно было предсказано советским океанологом В. Б. Штокманом в результате анализа материалов долговременных измерений течений в 1935 г. в Каспийском море, продолженных в 1956 г. в Черном море и в 1958 г. в Северной Атлантике.

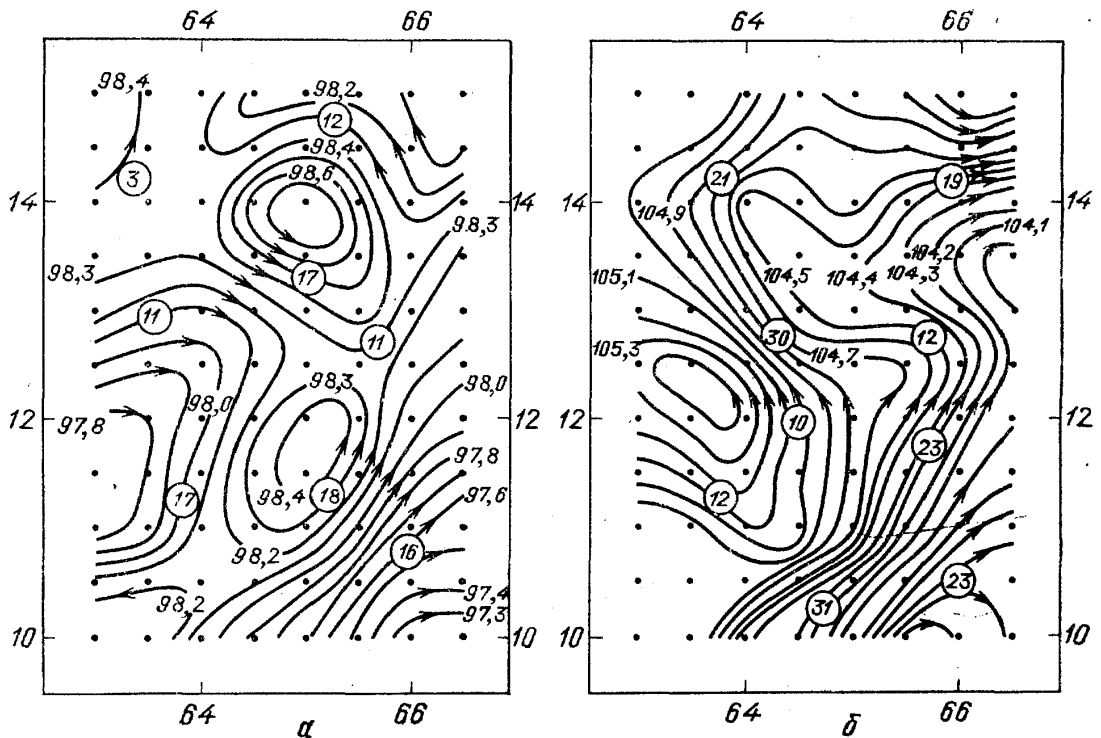


Рис. 7. Геоострофические течения на глубине 150 м по данным первой (а; 21 января — 7 февраля 1967 г.) и второй (б; 20 марта — 6 апреля 1967 г.) гидрологических съемок «Полигона-67»

Затем появились указания на интенсивную синоптическую изменчивость течений в открытом океане и в работах других авторов. Большой резонанс вызвали исследования английского океанолога Дж. Сваллоу [35], который в 1959—1960 гг. в районе к юго-западу от Бермудских островов запускал поплавки нейтральной плавучести на глубинах 2 и 4 км и обнаружил вместо слабого постоянного переноса глубинных вод на юг сильное нестационарное течение волнового характера, причем период волновых движений составлял около 20 суток, а длина волны — около 100 км. Аналогичные результаты дала обработка измерений течений и температуры американскими океанологами в 1954—1969 гг. в том же районе Бермудских островов, а также в 1965—1967 гг. к северу от Гольфстрима. К. Виртки [36] описал колебания температуры с длиной волны около 500 км на 44 меридианальных разрезах поперек Северного пассатного течения в районе к юго-востоку от Гавайских островов в Тихом океане в 1964—1965 гг.

Для систематического изучения синоптических течений в океане В. Б. Штокман предложил методику длительных измерений на ограниченных акваториях океана — так называемых полигонах. Наряду с гидрологическими съемками на таких полигонах используются автономные буйковые станции (АБС) для прямого измерения скоростей течений на различных горизонтах. В 1967 г. с участием В. Б. Штокмана Институт океанологии АН СССР организовал первую экспедицию такого

рода («Полигон-67») в Аравийском море [37]. Результаты расчета течений по данным двух гидрологических съемок, приведенные на рис. 7, позволили впервые зафиксировать синоптические вихри открытого океана. Расстояние a от центра вихрей до области с наибольшей скоростью течения составляло порядка 100 км, что хорошо согласуется с величиной радиуса деформации Россби L_R , равной на полигоне приблизительно 70 км (если интерпретировать a как четверть длины волны в поле скорости течения, то длина волны возмущения, деленная на 2π , близка к L_R). Оценки средней по площади полигона скорости трансформации доступной потенциальной энергии (ДПЭ) крупномасштабного течения в ДПЭ вихрей указали на устойчивый максимум на глубинах 500–600 м [38]. Это позволяло высказать предположение, что синоптические вихри образовывались в основном благодаря бароклинной неустойчивости крупномасштабного течения. Однако промежуток времени между двумя съемками (около двух месяцев) был слишком большим для прослеживания за эволюцией вихрей, да и карты течений были построены лишь по косвенным данным.

Важным дополнением к «Полигону-67» стал «Полигон-70», проведенный Институтом океанологии АН СССР в феврале — сентябре 1970 г. на южной периферии Северного пассатного течения в Атлантическом океане [39]. Основные наблюдения проводились на 17 АБС, в районе которых было сделано несколько гидрологических съемок. Основным результатом экспедиции было обнаружение антициклонического вихря, прошедшего прямо через центр полигона в направлении на запад-юго-запад со скоростью около 5 см/с за период с начала апреля до начала июля 1970 г. (рис. 8). Кроме него были зафиксированы тыловая часть еще одного антициклона и фронтальная область циклона, которые перемещались вслед за первым антициклоном. Нестационарное поле скорости синоптических вихрей значительно превосходило по величине скорость слабого Северного пассатного течения. Вихрь, обнаруженный на полигоне, имел эллиптическую форму с малой полуосью около 100 км, что неплохо согласуется с радиусом Россби $L_R=65$ км [40]. Кроме хорошего согласования этих масштабов на происхождение вихря в результате бароклинной неустойчивости указывал также наклон его оси с глубиной [41].

Американские ученые повторили эти результаты (в меньшем масштабе) во время эксперимента МОДЕ (Mid-Ocean Dynamics Experiment) в Саргассовом море в марте — июне 1973 г. Течения измерялись на 20 АБС, и параллельно проводились гидрологические съемки. Важной новинкой было изменение течений с помощью поплавков нейтральной плавучести на глубине 1500 м. Так же как и на «Полигоне-70», в эксперименте МОДЕ был обнаружен антициклонический вихрь в верхней половине толщи океана. Его горизонтальный масштаб составлял около 80 км — несколько меньше, чем на «Полигоне-70» (из-за меньшей величины радиуса Россби, а именно $L_R=50$ км в районе МОДЕ и $L_R=65$ км на «Полигоне-70»). Вихрь дрейфовал на запад со средней скоростью около 3 см/с; его орбитальная скорость оказалась примерно в полтора раза больше, чем у антициклона «Полигона-70». Динамика течений оказалась существенно нелинейной. По

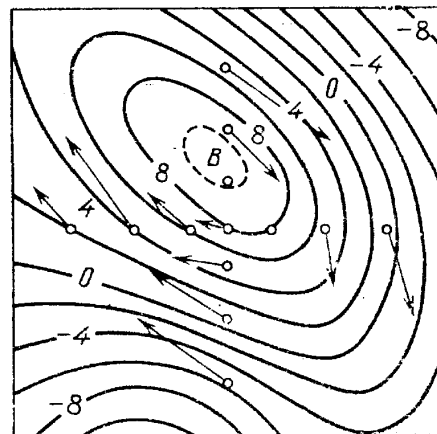


Рис. 8. Карта синоптических течений на глубине 300 м на «Полигоне-70» за 24 мая 1970 г. (по Ю. М. Грачеву и М. Н. Кошлякову)

оценкам Мак-Вильямса [42], основной вклад в баланс потенциальной завихренности давали вертикальное растяжение вихревых нитей и локальное изменение вихря, а бета-эффект был относительно мал. Расчеты частотных спектров колебаний температуры воды обнаружили максимум на периоде около 140 суток, что согласуется с приведенной выше оценкой размеров вихря МОДЕ и скорости его западного дрейфа.

Более обстоятельные измерения синоптических вихрей открытого океана были выполнены в советско-американском эксперименте ПОЛИМОДЕ в Саргассовом море с июля 1977 г. по сентябрь 1978 г. Параллельно с советскими эйлеровыми измерениями поля скорости на 19 АБС с 76 измерителями течений (на глубинах 100, 400, 700 и 1400 м) проводились американские лагранжевы измерения с помощью поплавков нейтральной плавучести типа СОФАР на глубинах 700 и 1300 м. На рис. 9 приведены частотные спектры кинетической энергии на полигоне в среднем по всем АБС (по работе [43]). Кроме двух узких пиков на периодах 12,4 ч (полусуточный прилив) и 24 ч (суточный прилив и инерционные колебания) эти спектры имеют широкий максимум на синоптических периодах от 30 до 170 суток. Всего за период наблюдений на полигоне зафиксировано 13 синоптических вихрей, из которых 6 антициклонов имели размеры, соответствующие радиусу Россби $L_R = 50$ км.

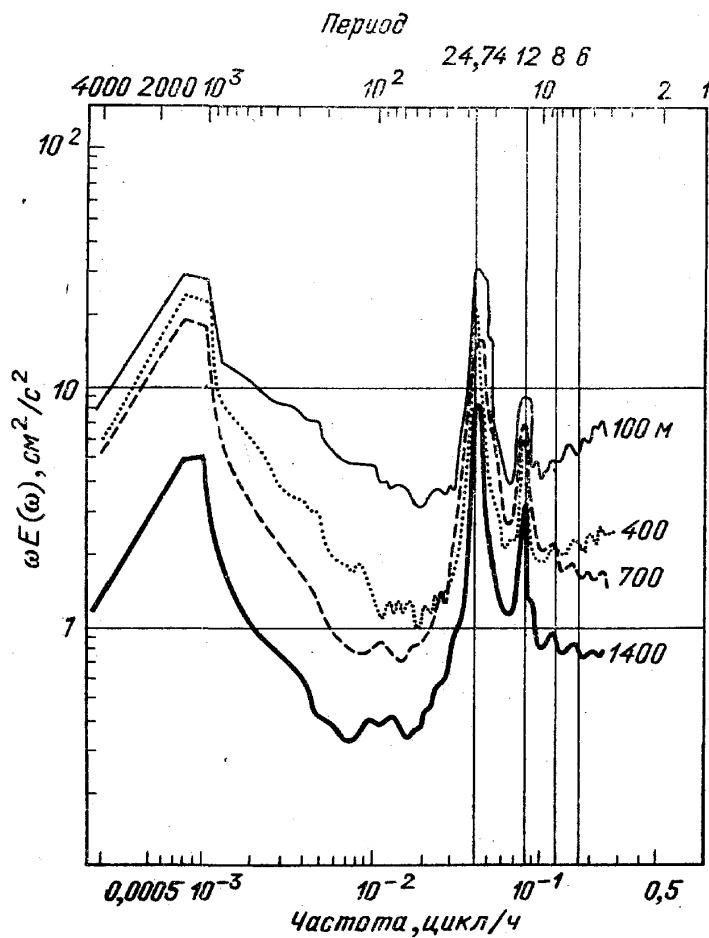


Рис. 9. Частотные спектры кинетической энергии течений на горизонтах 100, 400, 700 и 1400 м по данным измерений течений на буйковой системе ПОЛИМОДЕ [37]. По горизонтальной оси — циклическая частота, по вертикальной — произведение спектральной плотности на частоту

Вихри оказались плотно упакованными (полные данные такого рода недавно опубликованы в атласе Ю. М. Грачева и др. [44]) и в большинстве существенно бароклинными, т. е. заметно меняющимися с глубиной (см. пример на рис. 10). Синоптические карты температуры и солености, построенные по гидрологическим данным, в целом неплохо согласовывались с вихрями в поле скорости течения: центральным час-

тям сильных антициклонов соответствовали области повышенной температуры и солености, а центральным частям циклонов — области пониженных значений, что связано, по-видимому, с вертикальными движениями в синоптических вихрях. Все вихри перемещались преимущественно на запад со средней скоростью от 2 до 7 см/с. Расчеты показали, что кинетическая энергия вихрей на полигоне существенно колебалась; см. выше, рис. 3 и его обсуждение. Обширная сводка данных наблюдений опубликована в 1986 г. в советско-американском «Атласе ПОЛИМОДЕ» [45].

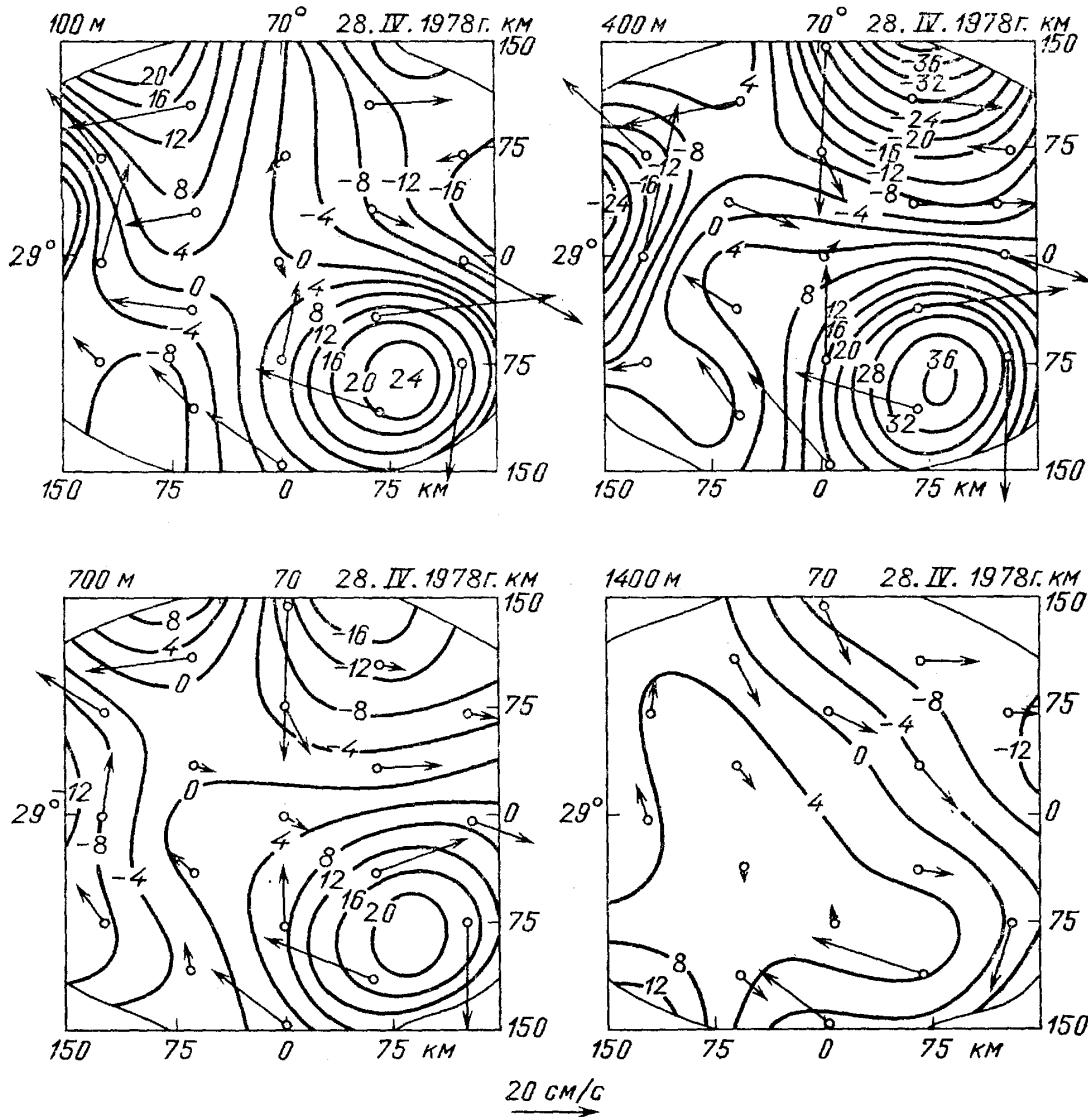


Рис. 10. Векторы скорости и линии тока синоптических течений на горизонтах 100, 400, 700 и 1400 м в районе ПОЛИМОДЕ 28 апреля 1978 г.

Наблюдательный эксперимент еще большего пространственного масштаба был организован Институтом океанологии АН СССР в межведомственной экспедиции «Мегаполигон» (июнь — ноябрь 1987 г.) с главной задачей изучения поля синоптических вихрей и процессов его эволюции на большой площади. Для этого был избран регион с совершенно иной гидродинамической обстановкой, чем на эксперименте ПОЛИМОДЕ, а именно площадь около 500×500 км в Тихом океане восточнее Японии и к северу от течения Курошио с центром 40°53' с. ш., 154°34' в. д. около точки раздвоения Субарктического течения (рис. 11).

Главной работой, отличавшей до последнего времени советскую океанологию вообще и Институт океанологии АН СССР в особенности.

было прямое измерение течений. Для этого на площади «Мегаполигона» было выставлено около 180 АБС с 440 измерителями течений (эти цифры являются рекордными для мировой океанологии), помещенными на глубинах 120 и 1200 м, а на некоторых из АБС также 400 и 4500 м. Измерения на сети АБС проводились в основном в период 10 августа — 13 октября 1987 г. Кроме того, в период 14 июня — 2 ноября 1987 г. на «Мегаполигоне» было выполнено шесть гидрологических съемок STD-зондами до глубины 1500 м с расстояниями между станциями 20 миль и было принято по радио из Токио 46 трехдневных факсимильных карт температуры поверхности океана (ТПО).

Поле океанских вихрей на «Мегаполигоне» оказалось существенно иным [12], чем в районе ПОЛИМОДЕ. В качестве примера на рис. 12 приводится карта изолиний функции тока и векторов скорости течения на глубине 120 м за 1 октября 1987 г.; области с циклонической завихренностью течений на ней маркированы точками. На этой карте видны 6 циклонических и 7 антициклонических вихрей. По наиболее подробным данным измерений за период 10 августа — 13 октября 1987 г. все эти вихри не проявляли тенденции двигаться на запад. Три видимых на рис. 12 крупнейших вихря — циклонические северо-западный и северо-восточный и антициклонический юго-западный — квазистационарны. Основную динамическую активность проявлял так называемый Северный Субарктический фронт, проходивший между двумя названными квазистационарными циклоническими вихрями — северо-западным и северо-восточным.

Фронтальная зона между двумя вихрями одного знака — это, по существу, несколько размытая зона тангенциального разрыва скорости. Она гидродинамически неустойчива (эта ее особенность называется неустойчивостью Гельмгольца), и при потере устойчивости в ней образуется цепочка вихрей противоположного знака (на рис. 12 — цепочка небольших антициклонов). Между ними образуются фронтальные зоны второго порядка, в них — цепочки вихрей одного знака третьего порядка

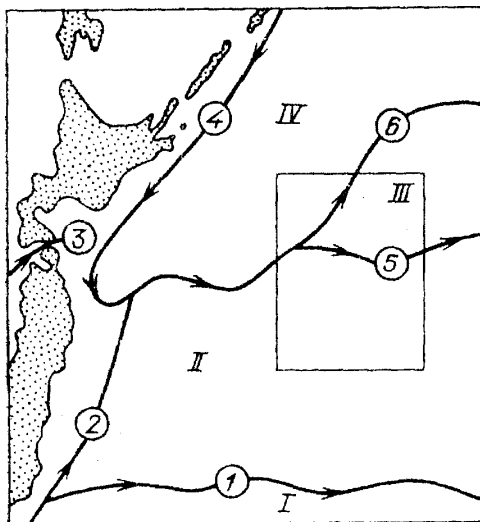


Рис. 11. «Мегаполигон»

ка и т. д.; В результате формируется известный каскадный процесс переноса завихренности по спектру масштабов от больших масштабов к малым. По сети АБС «Мегаполигона» может быть прослежен, конечно, только первый каскад этого процесса — с вихрями первого и второго порядков.

За указанный выше период измерений на «Мегаполигоне» видимая на рис. 12 цепочка антициклонических вихрей второго порядка дважды разрушалась (с образованием между циклоническими вихрями первого порядка циклонической же перемычки, прерывающей Северный Субарктический фронт, но зато восстанавливающей вдоль своей южной периферии Южный Субарктический фронт; все

поле течений при этом ослабевало) и дважды восстанавливалась (прерывая Южный Субарктический фронт, но восстанавливая Северный, с общим усилением течений).

Важно отметить вполне удовлетворительное согласие карт ТПО с картами синоптических течений на глубине 120 м: областям с циклонической завихренностью и особенно циклоническим вихрям, как правило, соответствуют пониженные, а антициклоническим областям — повы-

шенные значения ТПО. Это можно объяснить тем, что в циклонических вихрях имеется апвеллинг, выносящий к поверхности холодные глубинные воды (а в антициклонических вихрях имеет место, наоборот, даунвеллинг). В качестве примера на рис. 13 приведены по работе [46] карты функции тока ψ (нуль который выбран так, чтобы изолиния $\psi=0$

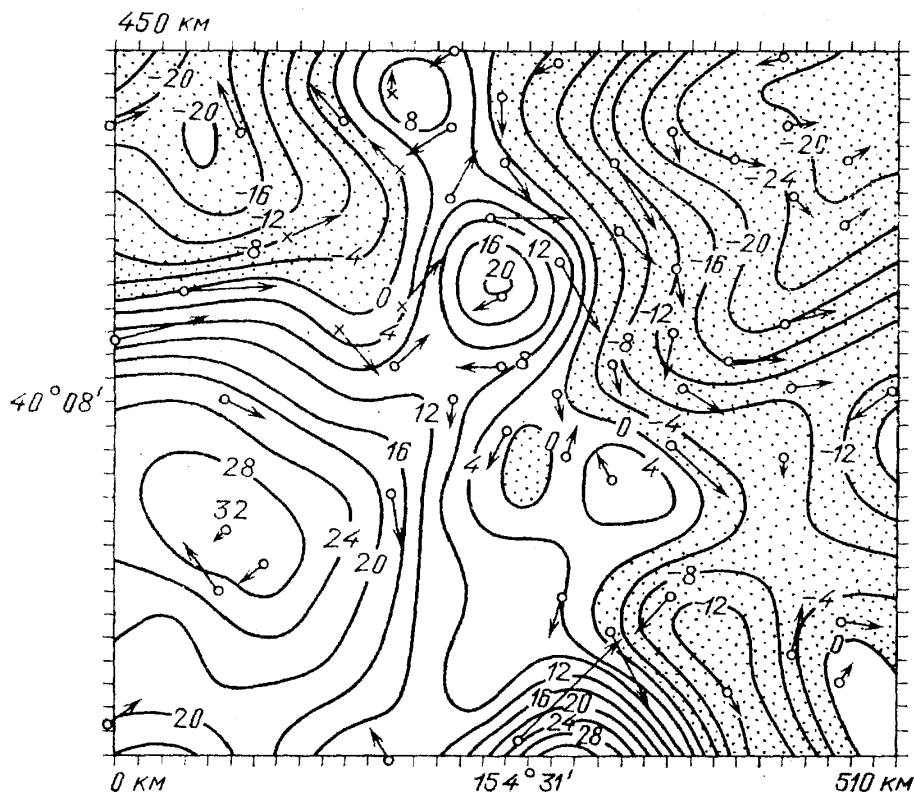


Рис. 12. Поле скорости на глубине 120 м на «Мегаполигоне» 1 октября 1987 г.

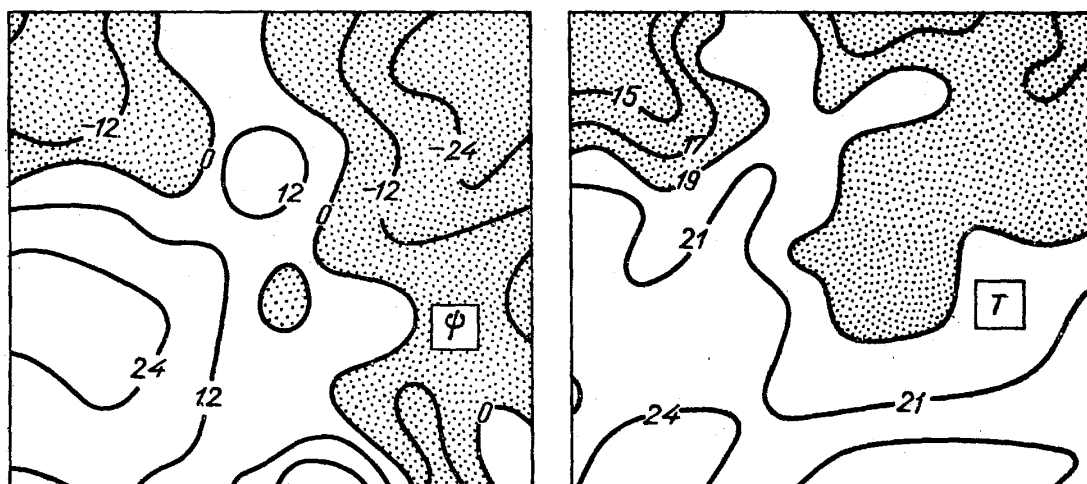


Рис. 13. Корреляция между картами функции тока ψ и температуры поверхности океана T на «Мегаполигоне» 29 сентября — 2 октября 1987 г.

наилучшим образом разделяла циклонические и антициклонические области) и ТПО за 1 октября 1987 г. Коэффициент корреляции между этими картами равен 0,72, уравнения линейной регрессии имеют вид

$$\psi = 0,5 + 5,07(T - 19,9), \quad T = 19,9 + 0,103(\psi - 0,5).$$

Хорошее согласие аномалий ТПО и значений завихренности $\Delta\psi$ означает, что другие факторы формирования ТПО (т. е. теплообмен и влагообмен океана с атмосферой) оказываются более слабыми.

Если этот последний вывод верен не только в данном районе и сезоне, на что можно надеяться, то он сможет дать научную основу для использования материалов программы «Разрезы» (выполнявшейся в последнее пятилетие) в целях долгосрочного прогноза погоды. Для ДПП нужен прогноз ТПО, а он в принципе возможен в океанских синоптических масштабах времени — недель и месяцев — по следующей схеме: начальное поле ТПО измеряется аэрокосмическими методами;

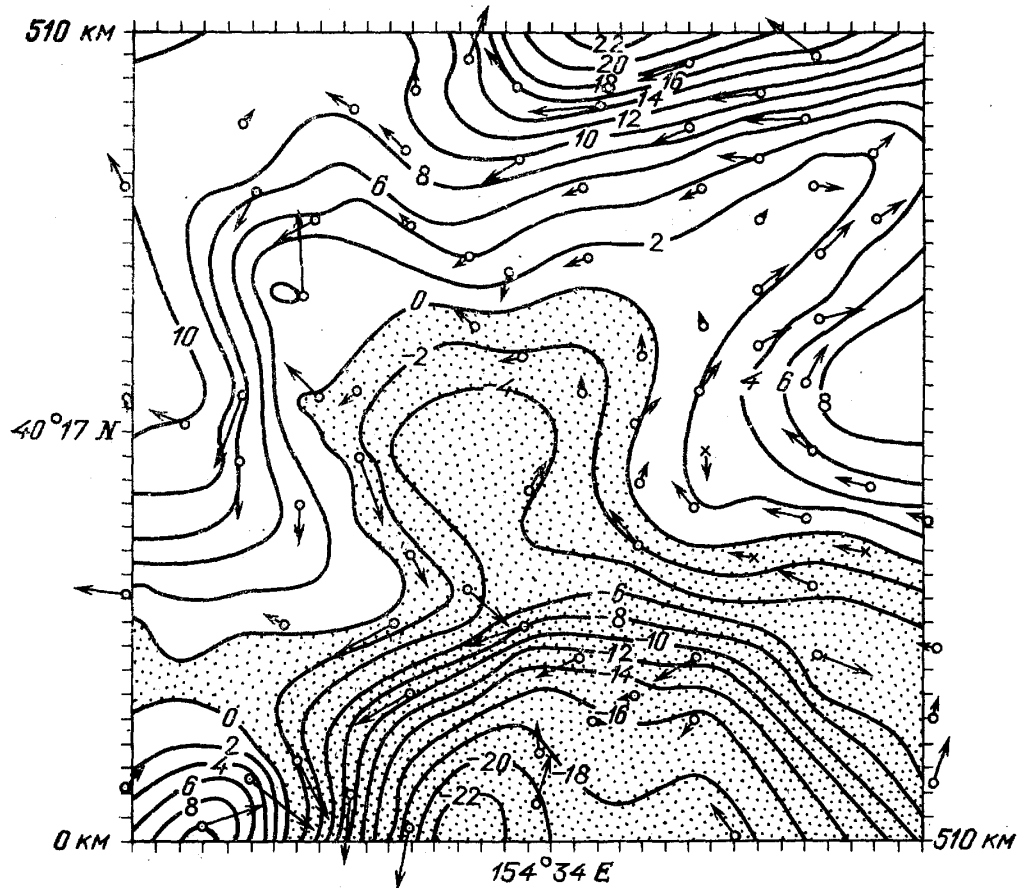


Рис. 14. Поле скорости на глубине 1200 м на «Мегаполигоне» 19 сентября 1987 г.

по нему, скажем по уравнениям регрессии, реконструируется начальное поле синоптических течений в верхнем слое океана; по нему при помощи вихреразрешающих моделей дается прогноз поля синоптических течений на будущее; по нему по уравнениям регрессии строятся прогнозные поля ТПО. В эту схему можно еще ввести усовершенствования двух типов. Первое, более простое, — это добавление трехмерного, по (x, y, t) , усвоения полей ТПО, оперативно измеряемых аэрокосмическими методами. Второе, более глубокое, это — объединение изложенной схемы с ДПП с учетом обратной связи — воздействия атмосферы на океан посредством напряжения трения ветра, а также путем теплообмена и влагообмена.

Другим существенным результатом «Мегаполигона» явилось обнаружение довольно сильных — временами и местами до 40–50 см/с — синоптических течений на глубине 1200 м со значительно более крупными вихрями, чем в верхнем слое океана (в котором меандры фронтов проникают неглубоко, так как T, S -кривые разделяемых фронтами вод с глубиной быстро сближаются), имеющими некоторую тенденцию смещаться на запад и обладающими довольно сильной (иногда даже стремительной) изменчивостью во времени. В противоположность верхнему

слою глубинная циркуляция нередко оказывалась циклонической в южной и антициклонической в северной половине «Мегаполигона». Так было, например, 19 сентября 1987 г., когда весь «Мегаполигон» занимала гигантская волна на направленном на запад течении с глубокой циклонической ложбиной, проникавшей с юга на север в середине «Мегаполигона», и направленными с севера на юг антициклоническими гребнями по краям (рис. 14). В целом складывается впечатление, что глубинное течение, направленное в среднем на запад, является компенсирующим противотечением для суммарного течения в верхнем слое, направленного на восток. В этом, по-видимому, проявляется свойственная океанским течениям тенденция к локальной компенсации расходов воды.

Отметим, что синоптические течения на глубине 4500 м, измеренные на прямоугольнике 350x210 км² в юго-восточной части «Мегаполигона» за период 15 сентября — 13 октября 1987 г., по конфигурации неплохо соответствовали течениям на глубине 1200 м и оказались не слабыми — до 20—30 см/с. В южной половине и на самом севере указанного прямоугольника они были направлены на запад, а в полосе между ними наблюдалась цепочка антициклонических вихрей, медленно смещавшихся на запад (см. пример на рис. 15). Вероятно, синоптическую компоненту этих течений составляют волны Россби, создаваемые бета-эффектом и, возможно, рельефом дна.

Наблюдательные эксперименты типа «мегаполигона», несомненно, должны быть продолжены.

Синоптические вихри в океане образуются в результате бароклинной и баротропной неустойчивости крупномасштабных течений, а также из-за эффектов обтекания неровностей рельефа дна и атмосферных воздействий. Эта многообразность механизмов генерации и делает понятной наблюдаемую повсеместную распространенность синоптических вихрей. Для обсуждения условий неустойчивости течений с функцией тока ψ , удовлетворяющей уравнению (4), рассмотрим их полную (удельную) энергию (являющуюся, конечно, адиабатическим инвариантом):

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2H} \int \left[|\nabla\psi|^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(\frac{\partial\psi}{\partial z} \right)^2 \right] dx dy dz + \frac{1}{2} \int k_0^2 |\psi|^2 dx dy, \quad (14)$$

где $k_0^2 = f_0^2/gH$. Первое слагаемое здесь соответствует кинетической энергии K , второе и третье — доступной (т. е. способной адиабатически превращаться в K) потенциальной энергии P (второе P_1 — бароклинной и третье P_2 — баротропной). Для течений с горизонтальным масштабом L их отношения равны $K:P_1:P_2 = 1:(L/L_R)^2:(L/L_0)^2$, где $L_0 = k_0^{-1}$. В океане $L_R \sim 50$ км (и $L_0 \gg L_R$, так что $P_2 \ll P_1$), и у крупномас-

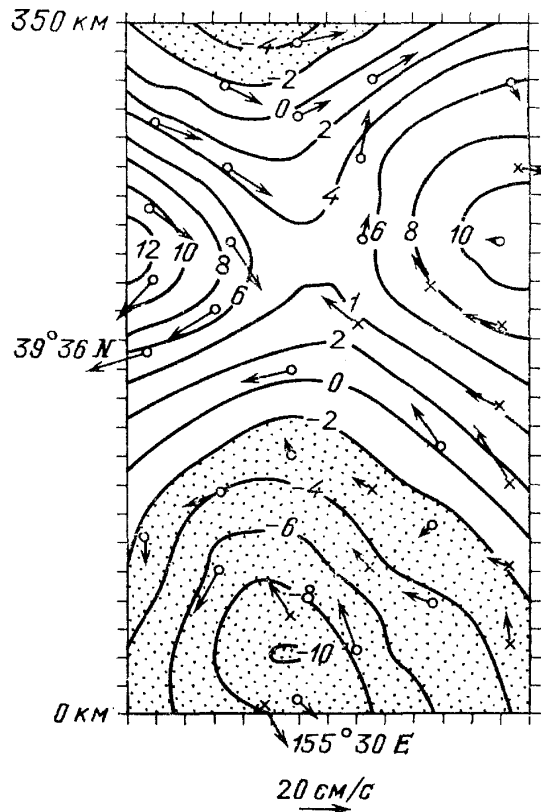


Рис. 15. Поле скорости на глубине 4500 м на «Мегаполигоне» 13 октября 1987 г.

штабных течений с $L \sim 1000$ км получается $\bar{P} \sim 400\bar{K}$ порядка $7 \cdot 10^2$ Дж/м³ по эмпирической оценке И. Л. Вулис и А. С. Монины [47], а у синоптических течений с $L \sim L_R$ получается $P' \sim K'$ порядка 20 Дж/м³ по эмпирической оценке К. Виртки, Л. Магаарда и Дж. Хагера [48], т. е. кинетическая энергия синоптических вихрей K' в среднем на порядок больше, чем значение \bar{K} у крупномасштабных течений, но $K' + P'$ на порядок меньше, чем \bar{P} ; последнее означает, что генерация вихрей мало меняет крупномасштабные наклоны изэнтропических поверхностей.

С помощью уравнений гидродинамики можно убедиться, что в бароклинно-неустойчивых возмущениях зонального течения $U(y, z)$ жидкие частицы должны двигаться с наклоном к горизонту в меридианальной плоскости $w'/v' \sim (UH/L)/f_0L$, ограниченным наклоном изэнтроп f_0U/N^2H , откуда получается $(L_R/L)^2 \ll 1$, т. е. масштабы L бароклинно-неустойчивых возмущений не могут быть существенно меньше L_R . Дж. Педлоски [49] установил, что при увеличении L инкремент роста неустойчивых возмущений уменьшается, так что можно ожидать, что и у развитых возмущений будет $L \sim L_R$. Ряд необходимых условий неустойчивости может быть сформулирован в терминах меридианального градиента потенциального вихря зонального течения $B = \beta - \partial^2 U / \partial y^2 - (\partial / \partial z)(f_0^2 / N^2) \partial U / \partial z$: 1) либо B знакопеременно, либо где-то $(\partial U / \partial z)_{z=-H}$ совпадает по знаку с B , либо где-то $(\partial U / \partial z)_{z=0}$ отличается по знаку от B ; 2) либо где-то $UB > 0$, либо где-то $(U \partial U / \partial z)_{z=-H} < 0$, либо где-то $(U \partial U / \partial z)_{z=0} > 0$.

В двуслойной модели можно указать необходимое и достаточное условие [49]: значения $U_1 - U_2$ должны находиться вне интервала $(-FH_1, FH_2)$, где $F = \beta f_0^2 g (\rho_2 - \rho_1) \rho_1^{-1}$, причем индекс 1 соответствует верхнему слою, а 2 — нижнему. Г. М. Жихарев [50] рассмотрел в такой модели устойчивость простейшего незонального течения $U_1 = \text{const}$, $U_2 = 0$ над волнистым рельефом дна $H = H_0 \sin(\mathbf{kx})$ (см. также работы Дж. Чарни и Дж. Флерла [51], А. Баззи и др. [52], Дж. Педлоски [49]). На рассчитанных примерах он убедился, что при фиксированном $|\mathbf{k}|$ увеличение сдвига $|U_1|$ приводит сначала к орографической, а затем к бароклинной неустойчивости, т. е. первая является как бы катализатором для второй.

Эффекты обтекания неровностей H' рельефа дна $z = -H + H'$ становятся сравнимыми с β -эффектом при $H'/H \sim L/R_0$ (где R_0 — радиус Земли), и критическое значение $H' = HL/R_0$ в океане оказывается в десятки раз меньше, чем в атмосфере, что и создает гораздо большую распространенность в нем топографических вихрей. Вследствие малости H'/H они удовлетворяют краевому условию $\omega \equiv - (f_0^2 / N^2) \partial^2 \psi / \partial z \partial t = J(\psi, H')$ при $z = -H$. Ограничимся пока что баротропными возмущениями. Для них теперь вместо (4) получается (см. п. 39 из [4]) закон сохранения величины $q = (f + \Delta\psi - k_0^2 \psi) H_0^{-1}$, где $H_0 = \xi + H - H'$ — полная толщина океана ($z = \xi$ — возмущенный уровень океана, которым далее пренебрежем). В линеаризованном виде он выражается уравнением

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} + J(\psi, H') = 0, \quad (15)$$

которое показывает, что неровности $H'(\mathbf{x})$ играют роль, аналогичную β -эффекту. Если их горизонтальный масштаб $L_h \gg L$, то дно называется *наклонным*, и $\nabla H'$ можно считать локально постоянным. Для волновых возмущений в этом случае получаются частоты $\omega = (F_x k_y - F_y k_x) k^{-2}$, где $F = \beta y + (f_0 H' / H)$. Если $L_h \ll L$, то дно называется *шероховатым*. При

цилиндрическом рельефе $H'(y)$ [53] дисперсионное соотношение получается в виде

$$\omega^2 + \omega\beta k_x k^{-2} - f_0^2 \left(\frac{k_x}{k}\right)^2 \frac{\overline{H'^2}}{H^2} = 0, \quad (16)$$

так что мелкомасштабная шероховатость дна способна породить крупномасштабные волны (и этот парадокс усиливается тем, что энергии крупномасштабных и мелкомасштабных движений здесь оказываются сравнимыми, так что сглаживание рельефа дна при расчетах крупномасштабных течений может породить существенные ошибки).

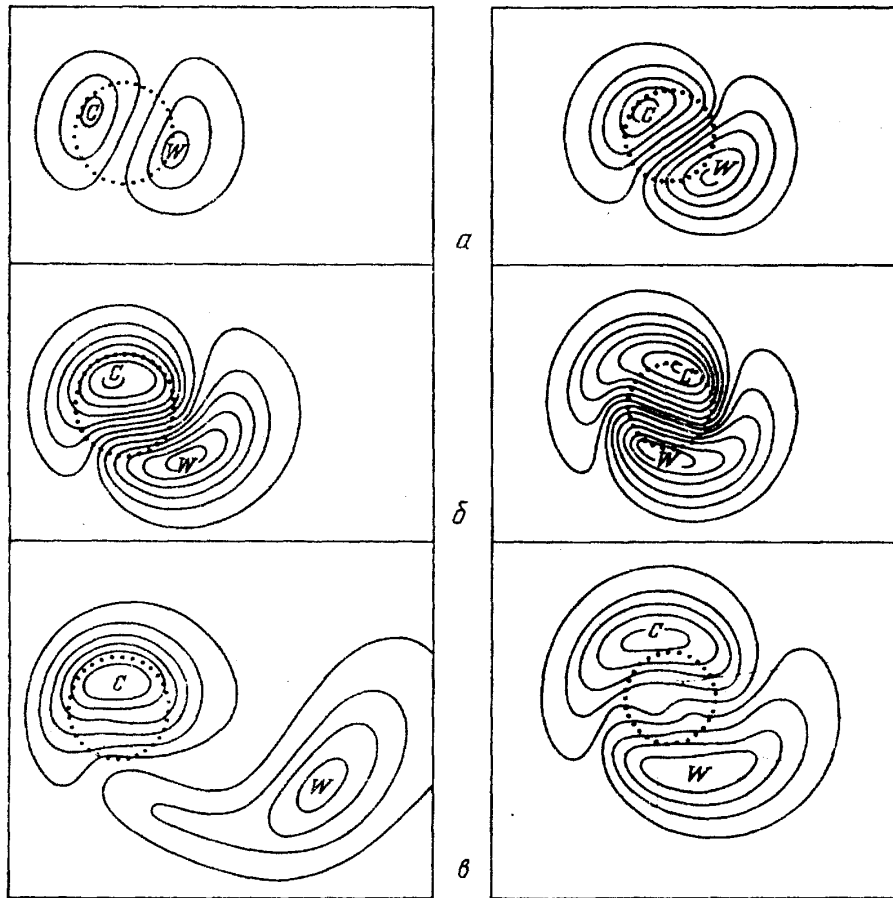


Рис. 16. Распределение изопаки на глубине 3720 м через промежутки времени с момента развития потока 4,6 сут (а), 9,3 сут (б) и 23,1 сут (в) [50]

При $L_n \sim L$ дно называется *волнистым*. Оно способно как частично отражать волны, так и породить захваченные моды [54–56]. Рассмотрим последний эффект на примере бароклинного обтекания одиночной горы по Г. Хапперту и К. Брайену [57].

Вследствие сохранения потенциального вихря (при $\beta=0$ и $N=\text{const}$) при подъеме холодных вод по склону $-\partial\rho'/\partial z$ увеличивается, и относительный вихрь $\Delta\psi$ уменьшается, а при опускании $\Delta\psi$ увеличивается. В результате над горой образуется холодный антициклонический вихрь, а за ней вниз по течению — теплый циклонический вихрь. Антициклонический вихрь всегда остается над вершиной, а циклонический при небольших $NH'/U \sim 1$ сносится течением вниз (вихри при этом более интенсивны), а при $NH'/U \sim 10$ остается «привязанным» около антициклонического (и вихри менее интенсивны — этот случай, по-видимому, типичен для реального океана); примеры численного расчета см, на рис. 16.

Дж. Веррон [58] усложнил эту задачу, рассмотрев периодически меняющееся со временем течение $U = U_0(1 - \cos \omega t)$. Расчеты показали, что как в баротропном случае (с потенциальным вихрем $\Delta\psi + (f_0 H'/H)$), так и в бароклинном случае при малых U над горой образуются антициклон и циклон. Но когда U превышает некоторое критическое значение (и при этом период $2\pi/\omega$ меньше, чем типичное время адвекции L/U_0 , где L — диаметр горы), то может происходить отрыв не только циклонического вихря, но и всей пары циклон — антициклон. За горой при этом возникает цепочка пар вихрей (влияние там Веррона, эту картину качественно не меняет). Такое обтекание подводной возвышенности Конер-Райз, возможно, объясняло вращательные траектории четырех буев в районе возвратного течения Гольфстрима [59].

Синоптические вихри могут генерироваться и прямыми атмосферными воздействиями — напряжением трения ветра, неоднородностями атмосферного давления и потоками тепла и соли (создающими «поток плавучести»). Эмпирические данные о пространственно-временных спектрах этих полей в диапазоне масштабов синоптических движений были изучены Л. Магаардом [60], Дж. Виллебрандом [61] и особенно детально С. Франкиньюлем и П. Мюллером [62] (подробности см. в п. 3.3 из [9] или п. 42 из [4]). Эти исследования показали, что из названных выше факторов основную роль играет напряжение ветра. В умеренных широтах спектры атмосферных воздействий имеют максимумы в области периодов в несколько суток и длин волн 3—6 тыс. км, свойственных атмосферным синоптическим процессам, но содержат значительную энергию и на более низких частотах и меньших пространственных масштабах. На периодах более 10—20 суток временные спектры становятся слабо зависимыми от частоты, а при длинах волн меньше 3000 км пространственные спектры приближаются к изотропным. Для пространственно-временного спектра вихря напряжения ветра при малых частотах пригодна эмпирическая модель $F_k = F_0 k^2 S_k$, $F_0 = 10^4 H^2 (m^4 \Gamma \zeta)^{-1}$, где S_k — нормированный на единицу пространственный спектр, при длинах волн меньше 5000 км пропорциональный k^{-3} . Здесь учтены и движения атмосферных возмущений на запад, способные резонансно возбуждать волны Россби — Блиновой в океане с плоским дном. Соответствующие потоки энергии (в интервале длин волн от 4 до 50 км) к баротропной моде полной и кинетической энергии оказались равными $2,9 \cdot 10^{-4}$ и $2,85 \cdot 10^{-4}$ Вт/м², т. е. почти весь поток идет на увеличение кинетической энергии длинных волн. Аналогичные потоки к бароклинной моде равны $1,5 \cdot 10^{-4}$ и $0,5 \cdot 10^{-4}$ Вт/м², т. е. основная их часть идет на увеличение доступной потенциальной энергии. Суммарный поток $0,44 \cdot 10^{-3}$ Вт/м² сравним с осредненной по пространству оценкой 10^{-3} Вт/м² потока от бароклинной неустойчивости [63], но в зонах струйных течений последний намного больше. Таким образом, в результате прямого атмосферного воздействия возможна генерация баротропных синоптических возмущений в открытом океане. Если дно океана неровное, то резонансная генерация возможна и от атмосферных возмущений, перемещающихся на восток.

6. Вихреразрешающие модели. Математическое моделирование циркуляции океана — это расчет его основных гидродинамических полей (скорости течений, уровня поверхности, температуры, солености и плотности воды) по заданным внешним воздействиям (главным образом атмосферным).

Эта очевидная формулировка приведена здесь потому, что в литературе имеются работы (просуммированные в книге [7] и предшествовавших ей публикациях [64]), в которых предложена иная, так назы-

ваемая диагностическая задача — расчет поля скорости крупномасштабных течений по заданным полям температуры и солености воды и ветрового воздействия. Однако в рамках гидродинамики задавать поля плотности (температуры и солености) и внешних воздействий независимо друг от друга нельзя — первые являются функционалами от вторых. В [7, 64] диагностические расчеты производились по произвольно упрощенным уравнениям (не учитывались зависимость плотности от давления, боковое перемешивание и т. п.). В ряде районов их результаты оказались противоречащими материалам измерений (например, рассчитанное противотечение под Гольфстримом в природе не наблюдается).

Возвращаясь к гидродинамике, упомянем математические модели крупномасштабной циркуляции океана, в которых создаваемое синоптическими вихрями боковое перемешивание «параметризовалось», как эффект «горизонтальной» турбулентной вязкости с большим постоянным положительным коэффициентом $\mathcal{K}_h \sim 10^7 - 10^8 \text{ см}^2/\text{с}$ (см. краткие обзоры таких моделей, например, в [4, 21]). Из наиболее детальных таких моделей укажем 12-уровневую модель К. Брайена, С. Манабэ и Р. Пакановского [65], использованную К. Брайеном и Л. Льюисом [66] для расчета состояния океана при заданных атмосферных воздействиях с сезонным ходом (на сетке с горизонтальным шагом 500 км). Отметим, что по этому расчету температура в глубоких слоях океана даже после 1200 лет модельного времени еще не установилась (а продолжала расти со скоростью около $0,1^\circ \text{C}/100 \text{ лет}$, что соответствует потоку тепла из атмосферы менее 0,25% солнечной постоянной): глубокий океан приспособляется к атмосферным воздействиям очень медленно.

Однако задание положительных \mathcal{K}_h исключает действие «отрицательной вязкости», т. е. свойственной ансамблю синоптических вихрей способности переносить статистически осредненное количество движения из областей пространства, где его плотность меньше, в зоны, где она больше, и тем самым формировать наблюдаемую узкоструйность главных океанских течений (например, ширину Гольфстрима всего в 70—90 км).

Отрицательная вязкость в ансамблях синоптических вихрей является важным явлением природы. По-видимому, именно она объясняет дифференциальное вращение в земной атмосфере (субтропические струйные течения) и на поверхностях больших планет и Солнца (экваториальное ускорение) с образованием тороидальных магнитных полей из полоидальных, т. е. половину цикла гидромагнитного динамо,— все это, возможно, является универсальным свойством сферических вращающихся газовых электропроводных тел [67].

Отрицательная вязкость в Мировом океане была обнаружена Ф. Вебстером [68], В. Старром [69], Р. В. Озмидовым и др. [70], А. С. Мониним и Д. Г. Сеидовым [71]. Ее «параметризация» для океана еще не разрабатывалась (тогда как для зональных моделей атмосферы предложена, например, формула Дж. Виллиамса и Д. Дэвиса [72]), но имеется возможность ее полностью учесть, описывая индивидуально все создающие ее синоптические вихри. Такая *вихреразрешающая* модель циркуляции океана должна строиться на пространственной сетке с горизонтальным шагом не более радиуса деформации Россби L_R , т. е. не более нескольких десятков километров.

Первая вихреразрешающая модель была построена в 1975 г. В. Холландом и Л. Лином [73] — двуслойная модель с полными уравнениями на сетке из 51×51 точек в океане постоянной глубины размером $1000 \times 1000 \text{ км}^2$ с ветровым возбуждением, создававшим антициклонический круговорот. В северном его звене, а также в возвратном течении в восточной и южной областях возникали синоптические вихри, ба-

ротропные и иногда в возвратном течении также бароклинные. Аналогичные результаты дала квазигеострофическая двуслойная модель В. Холланда [74].

Большую роль в понимании статистической динамики синоптических течений, описываемых уравнением (4), сыграли численные эксперименты П. Райнса с однослойной [75] и двуслойной [76] вихреразрешающими моделями. В них было установлено, что в среднем статистическом с течением времени синоптические вихри эволюционируют следующим образом:

- 1) растут по величине;
- 2) приобретают тенденцию двигаться на запад и анизотропизироваться, приближаясь к зональным течениям;
- 3) баротропизируются, т. е. выравниваются по вертикали.

Первые две из этих закономерностей можно понять с помощью простейшей баротропной модели (с вязкостью ν). В ней полная кинетическая энергия $E = (1/2) \langle |\nabla\psi|^2 \rangle$ вырождается по закону $\partial E / \partial t = -2\nu\Omega$, где $\Omega = (1/2) \langle (\Delta\psi)^2 \rangle$ — энтрофия (половина полного квадрата вихря). При малых ν величина E будет приблизительно постоянной, и в энергонесущем интервале волновых чисел k спектр энергии будет иметь автомодельный вид $E^{3/2} f(E^{1/2} kt)$ (Дж. Бэтчелор [77]). Тогда для среднего по этому спектру волнового числа k_* получается уравнение $\partial k_*^{-1} / \partial t = cU$, где $(1/2)U^2 = E$, а c — положительное число, так что средний масштаб вихрей $L_* = 2\pi k_*^{-1}$ растет со временем.

Уравнение (4) благодаря имеющемуся в нем слагаемому $J(\psi, f) = \beta \partial\psi / \partial x$ (бета-эффект) описывает не только вихри (несущие с собой воду), но и создаваемые бета-эффектом волны Россби — Блиновой (бегущие по воде). Их относительная роль $J(\psi, f) : J(\psi, \Delta\psi)$ равна c_0/U , где $c_0 = \beta / (2k^2)$ — фазовая скорость волн, так что при $k > k_\beta = (\beta/2U)^{1/2}$ преобладают вихри, а при $k < k_\beta$ — волны. В [75] в качестве начального бралось плотно упакованное поле вихрей с узким спектральным пиком при $k_0 > k_\beta$ и масштаб вихрей L_* рос со временем по указанному выше закону с коэффициентом $c \approx 3 \cdot 10^{-2}$, но после достижения масштаба $L_\beta = 2\pi k_\beta^{-1}$ этот рост продолжался замедленно — с коэффициентом $c \approx 6 \cdot 10^{-3}$.

Волны растут медленнее, так как их взаимодействия требуют и наложения троек волн в пространстве, и резонансного соотношения между их частотами и волновыми векторами, причем эти взаимодействия имеют тенденцию к передаче энергии волне с наименьшей частотой $\omega = -\beta k_x k^{-2}$ и с направлением движений \mathbf{k} , наиболее близким к зональному (анизотропизация, имеющая пределом полосчастую зональную циркуляцию, как на больших планетах). Превращение вихрей в волны (главным образом появление тенденции к смещению на запад) хорошо видно на заимствованном из [75] рис. 17.

В бароклинной модели в [4] надо сравнивать два слагаемых в относительном вихре $\mathcal{L}\psi$. При $k > k_R = 2\pi L_R^{-1}$ доминирует слагаемое $\Delta\psi$, а вертикальные взаимодействия между различными слоями жидкости играют малую роль, так что течения в этих слоях эволюционируют приблизительно независимо друг от друга (бароклинные вихри). Наоборот, при $k < k_R$ доминирует взаимодействие по вертикали между различными слоями, и они эволюционируют как единый слой (баротропные вихри). В двуслойной модели [76] при $k_0 > k_R$ по возрастанию k_* до значения k_R баротропизация происходила тотально и очень быстро (детальнее см. п. 3.5.7 в [9]). В Мировом океане, как правило, $L_\beta > L_R$, так что эволюция происходит по схеме бароклинные вихри \rightarrow баротропные вихри \rightarrow баротропные волны (а линейные бароклинные волны могут возникать в основном лишь от внешних воздействий — атмосферы, дна и берегов).

Сразу же были построены и многослойные вихререзающие модели. В СССР первой вихререзающей моделью явилась пятиуровневая модель Д. Г. Сеидова [78] циркуляции в бассейне размером $960 \times 1440 \times 5 \text{ км}^3$, причем течения были разделены на средние по глубине и сдвиговые квазигеострофические, зональное ветровое воздействие создавало около средней широты направленное на восток струйное течение, и на поверхности бассейна задавался вертикальный поток тепла, пропорциональный разности температур воды и воздуха. Модель интегрировалась на пространственной сетке из $25 \times 37 \times 5$ узлов на срок 10 лет шагами по времени по 6 ч (рассчитывались и другие варианты).

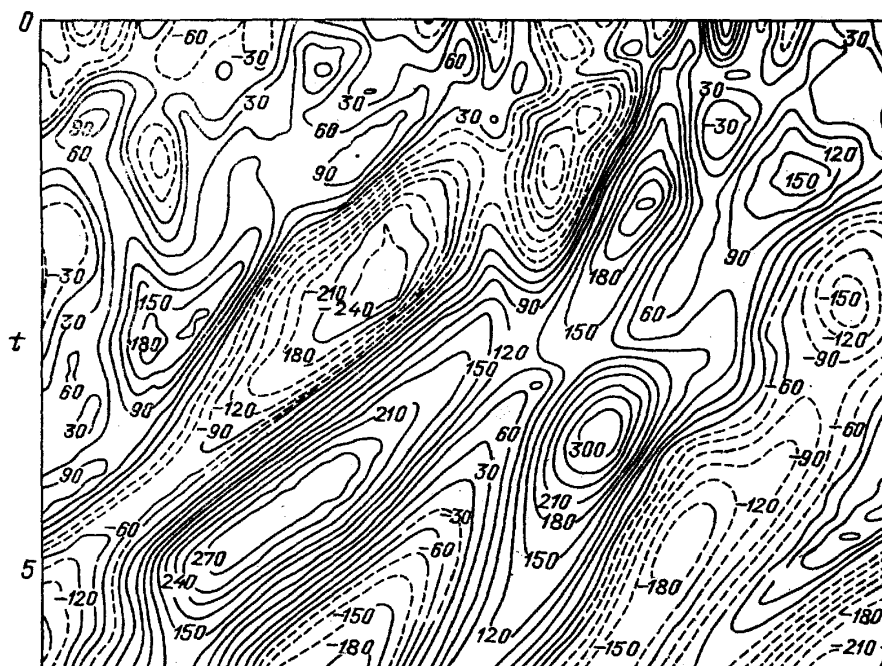


Рис. 17. Эволюция поля функции тока в координатах время — долгота по Райнсу [75]

Численные эксперименты с этой моделью привели к следующим выводам:

1) нелинейные (инерционные) эффекты для синоптических вихрей оказались существенными (в отличие от крупномасштабных круговоротов);

2) вихри создавали «туннельный» эффект переноса тепла через зональные струи, а также концентрацию тепла в западных пограничных течениях;

3) превращения энергии оказались резко пространственно неоднородными, причем в зонах струйных течений важную роль играла отрицательная вязкость — средний по объему энергетический цикл имел вид $\bar{K} \rightarrow P \rightarrow K' \rightarrow \bar{K}$ (причем обратная связь была малой лишь в среднем по объему, а в зонах струйных течений играла решающую роль);

4) энергетический цикл в системе полные потоки — сдвиговые течения имел вид $K' \rightarrow (P, \bar{K})$, причем и P , и \bar{K} получали из K' (т. е. за счет баротропизации) значительно больше энергии, чем от внешних источников;

5) в циркуляции возникали релаксационные колебания с периодами накопления и сбрасывания энергии, качественно сходные с фактически наблюдаемыми, показанными на рис. 3.

Вскоре Д. Г. Сеидов, А. Д. Марушкевич и Д. А. Нечаев [79] построили первую в мире вихререзающую модель целого океана с реальными очертаниями берегов и рельефа дна — Северной Атлантики в

пределах 13—61° с. ш. Модель содержала семь расчетных горизонтов — 0, 200, 500, 800, 1200, 2000 и 3000 м — и горизонтальную сетку 40×40' и интегрировалась шагами по времени по 12 ч сроком на 5 лет. Расчеты продемонстрировали активное вихреобразование в зоне Гольфстрима и Лабрадорского течения, а также при перетекании течениями Срединно-Атлантического хребта. Вихри приводили к усилению Гольфстрима в 1,5—2 раза и Лабрадорского течения втрое, а также поддерживали в этих областях высокие горизонтальные градиенты температуры. В [4] была предложена схема реализации этого опыта для вихреразрешающего моделирования всего Мирового океана. Однако в ИОАН эта работа была заторможена.

Первая вихреразрешающая модель всего Мирового океана (без Арктического бассейна) была построена в 1988 г. А. Семтнером и Р. Червином [16]. В этой модели используется даже более детальная, чем в [79], пространственная сетка: 20 расчетных горизонтов по вертикали (из них 10 в верхних 710 м) и шаг по горизонтали 30'. Интегрирование (на ЭВМ «Крей X-MP/48») уравнений движения и бюджета тепла и соли проводилось на 20 лет (и заняло 250 ч машинного времени) при среднем годовом ветровом возбуждении. Последние десять лет модель находилась в статистически установившемся режиме (в последние два расчетных года в целях интенсификации генерируемых моделью синоптических процессов гармонические диссипативные операторы $\mathcal{H}_h \Delta$ заменялись бигармоническими $\mathcal{H}_h L^2 \Delta \Delta$). Рассчитанные гидрофизические поля получились вполне сходными с данными природных наблюдений. Отметим в первую очередь нестационарные западные пограничные течения, в процессе меандрирования которых рождались теплые и холодные ринги. Помимо Гольфстрима, Куроисио и Ойяисио такие вихри появлялись в результате развития неустойчивости и других течений, как Восточно-Австралийское, Бразильское и Фолклендское течения; существенная вихревая активность была отмечена и в некоторых фронтальных зонах ЦАТ.

Наиболее удивительным результатом оказался «Индоокеанский экспресс» — поток теплых термохалинных вод из тропиков Тихого океана через Индийский океан и далее в Атлантику вокруг южной оконечности Африки (с противоположным распространением холодных глубинных абиссальных вод из Северной Атлантики, уже давно заподозренным В. И. Степановым в ИОАН и могущим объяснить существенное различие в концентрациях биогенных элементов в трех океанах); см. схематическую сводку соответствующих фактических данных на рис. 18.

Авторы модели [16] считают реальным построение к 1993 г. вихреразрешающей модели Мирового океана с 40 расчетными горизонтами и горизонтальным шагом в 7,5', причем расчет на десятилетие потребует не более 500ч машинного времени. По сравнению с [16] вышедшая одновременно книга [7] явно запоздала.

7. Гамильтонов формализм. Уравнение (4) для функции тока ψ синоптических течений в адиабатическом случае $\Phi \equiv 0$ может быть приведено к гамильтонову виду, так что на него распространяются все выводы общей теории гамильтоновых систем (В. Е. Захаров и Е. А. Кузнецов [80], А. Вэйнштейн [81]). Именно, обозначив через $\Omega = \mathcal{L}\psi$ относительный потенциальный вихрь (для баротропных течений $\Omega = \Delta\psi - k_0^2\psi$, где $k_0^2 = f_0^2/gH$), уравнение (4) можно записать в виде $\partial\Omega/\partial t = \{\Omega, \mathcal{H}\}$, где \mathcal{H} — гамильтониан, а фигурные скобки суть так называемые скобки Пуассона, в данном случае, согласно [80, 81], определяемые для любых двух функционалов $F[\Omega]$ и $G[\Omega]$ формулой

$$\{F, G\} = \int (\Omega + \beta y) J \left(\frac{\delta F}{\delta \Omega}, \frac{\delta G}{\delta \Omega} \right) dx dy dz. \quad (17)$$

При $\beta=0$ получается скобка $\{F, G\}_0$ с переменным коэффициентом Ω , задающая гамильтонову структуру двумерной гидродинамики несжимаемой жидкости (в математике она известна как скобка Ли для группы диффеоморфизмов плоскости, сохраняющих площадь), а скобка $\{F, G\}_1 = \{F, G\} - \{F, G\}_0$ есть известная скобка Гарднера из теории интегрируемых систем. Для использования общей теории в гамильтоновой системе необходимо ввести так называемые нормальные канонические переменные, «диагонализирующие» скобку Пуассона, но общего рецепта для этого не существует.

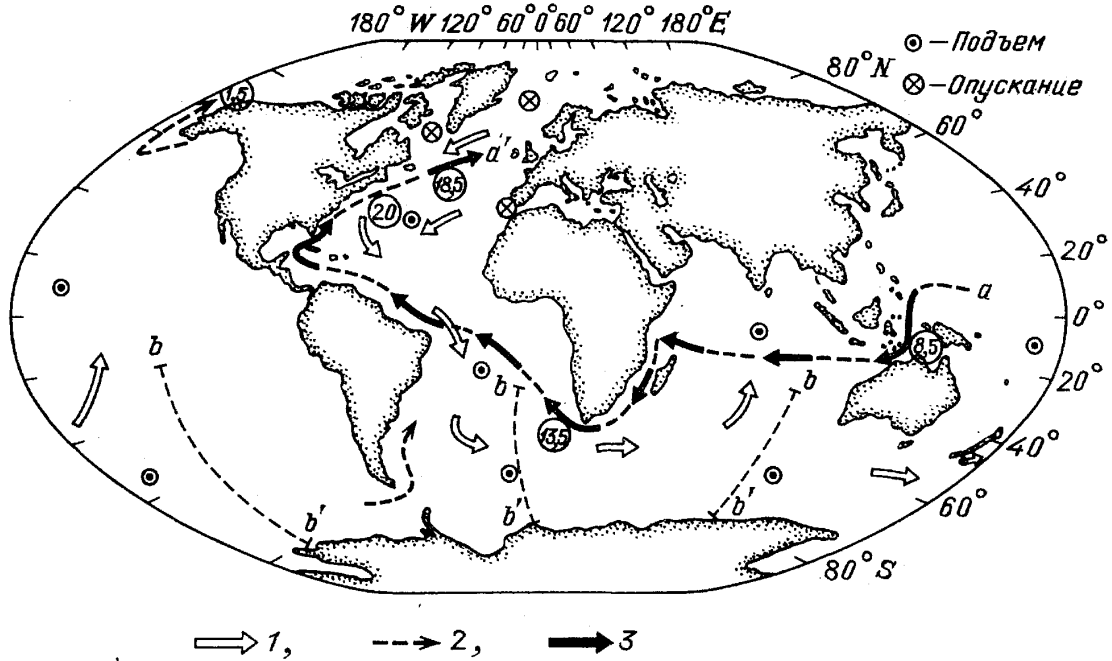


Рис. 18. Схема меж океанского обмена глубинных вод и вод термоклина по Гордону (см. [16]). 1 — течение глубинных вод, 2 — перенос «холодных» вод в Атлантический океан, 3 — перенос «теплых» вод поверхностного слоя

Для уравнения (4) эта задача была решена В. Е. Захаровым, А. С. Мониным и Л. И. Питербаргом (см. [13–15]) при помощи функционального преобразования $\Omega(x, y, z) = \eta[x, \omega(x, y, z), z]$, где $\omega = y + \beta^{-1}\Omega$. При этом (4) приводится к виду $\partial\eta/\partial t = \beta(\partial/\partial x)\delta\mathcal{H}/\delta\eta$, и в баротропном случае, которым мы здесь ограничимся для краткости изложения, нормальные канонические переменные получаются в виде $a_k = (-2\beta k_x)^{-1/2} \eta_k$, где η_k суть коэффициенты Фурье функции $\eta(x, y)$. В этих переменных уже и получаются стандартные гамильтоновы уравнения $\partial a_k/\partial t = -i\delta\mathcal{H}/\delta a_k^*$. Разложив \mathcal{H} в функциональный степенной ряд по a_k, a_k^* , коэффициентами при квадратичном члене получаем частоты $\omega_k = -\beta k_x(k^2 + k_0^2)^{-1}$ (причем оказывается, что возможны резонансные трехволновые взаимодействия), при кубических членах — коэффициенты трехволновых взаимодействий и т. д.

В приближении слабой нелинейности (когда при нелинейном слагаемом в (4) вводится малый параметр ϵ , функция тока ищется в виде $\epsilon\psi_1 + \epsilon^2\psi_2 + \dots$ и вводится медленное время $T = \epsilon^2 t$) достаточно ограничиться кубическим гамильтонианом, и для пространственной спектральной плотности энергии F_k , определяемой соотношением $\omega_k \langle a_k a_{k_1}^* \rangle = F_k \delta_{k-k_1}$, выводится кинетическое уравнение, приводящееся к виду

$$\frac{\partial F_k}{\partial T} = 8\pi \int (D_{k_1 k_2} F_{k_1} F_{k_2} + D_{k k_1} F_k F_{k_1} + D_{k k_2} F_k F_{k_2}) \times (k^2 + k_0^2)^{-1} (k_1^2 + k_0^2)^{-1} (k_2^2 + k_0^2)^{-1} \delta_{k+k_1+k_2} \delta_{\sigma_k + \sigma_{k_1} + \sigma_{k_2}} dk_1 dk_2, \quad (18)$$

где $D_{k_1 k_2} = (1/2)(k_1^2 - k_2^2)(k_{1x}k_{2y} - k_{1y}k_{2x})$ (разложением по ε оно получено при $k_0 = 0$ К. Кенионом [82], при $k_0 \neq 0$ М. Лонге-Хиггинсом и А. Гиллом [83] и наиболее детально Г. М. Резником [84]; см. также его работу с Т. Э. Сомере [85], а гамильтонов вывод см. в [15]).

Уравнение (18), как и точное уравнение; сохраняет полную энергию и потенциальную энтрофию. Последнее эквивалентно сохранению зонального импульса $\int k_x F_k \sigma_k^{-1} dk$. Сохраняется также и меридианальный импульс $\int k_y F_k \sigma_k^{-1} dk$. Скорость изменения полной энтропии $\int \ln F_k dk$ оказывается равной некоторому взвешенному интегралу от квадрата величины $A = \sigma_k F_k^{-1} + \sigma_{k_1} F_{k_1}^{-1} + \sigma_{k_2} F_{k_2}^{-1}$. Поэтому термодинамически равновесные спектры суть решения уравнения $A=0$ на «резонансной линии» $k+k_1+k_2 = \sigma_k + \sigma_{k_1} + \sigma_{k_2} = 0$. Единственным дифференцируемым решением является такой же, как у двумерной турбулентности, изотропный спектр $(a+bk^2)^{-1}$, где a и b — постоянные («температуры»).

Однако в отличие от двумерной турбулентности решениями являются также сингулярные спектры произвольных зональных течений $\delta(k_x)\varphi(k_y)$, а также их суммы с вышеуказанным изотропным спектром. Правда, при произвольных начальных данных они, вообще говоря, недостижимы, так как на оси k_y спектр F_k вообще не меняется со временем. Но численные эксперименты в [84, 85] показали, что произвольные начальные спектры имеют тенденцию эволюционировать к каким-то из вышеуказанных термодинамически равновесных спектров.

При этом происходит анизотропизация энергии — почти вся энергия концентрируется около оси k_y , т. е. в зональном течении (явление отрицательной вязкости, создаваемое нелинейностью и бета-эффектом), а остающаяся энергия и почти вся энтропия распределяются по области $|k_x| > \delta > 0$ волнового пространства равномерно по всем направлениям волновых векторов в соответствии со спектром $F_k = (a+bk^2)^{-1}$ (изотропизация энтропии). Эти рассуждения проясняют изложенные в п. 6 результаты численных экспериментов с вихреразрешающими моделями. Природными аналогами, по-видимому, могут служить циркуляции на всех четырех больших планетах, столь наглядно представленные на изображениях, полученных в великолепных наблюдательных экспериментах «Вояджер».

8. Солитоны Россби. Имеющуюся у волновых решений ψ уравнения переноса потенциального вихря (4) дисперсию, описываемую линейными членами $\partial \mathcal{L}\psi/\partial t + \beta \partial \psi/\partial x$, может компенсировать нелинейность $J(\psi, \mathcal{L}\psi)$, в результате чего могут существовать установившиеся решения, эволюционирующие только путем переноса поля ψ без изменения его формы и с постоянной скоростью, скажем со скоростью c по направлению x , так что $\psi = \psi(x-ct, y, z)$. Они, следовательно, удовлетворяют уравнению $J(\psi+cy, q) = 0$, имеющему общее решение $q = F(\psi+cy)$, где F — произвольная функция.

При этом краевое условие на свободной поверхности, снесенное на ее равновесный уровень $z=0$, должно сводиться к тому, чтобы там $\partial \psi/\partial z + \psi N^2/g$ было произвольной функцией $F_0(\psi+cy)$, а в приближении «твердой крышки» это относится только к $\partial \psi/\partial z$; аналогично краевое условие на дне, которое здесь должно быть цилиндрическим, т. е. задаваться уравнением $z = -H + H'(y)$, снесенное на его средний уровень $z = -H$, должно сводиться к тому, чтобы там $\partial \psi/\partial z + H'N^2/f$ было произвольной функцией $F_H(\psi+cy)$, а при плоском дне это относится только к $\partial \psi/\partial z$.

Нелинейность $J(\psi, q)$ распадается на «скалярную» $J(\psi, \mathcal{L}\psi - \Delta \psi)$ и «векторную» $J(\psi, \Delta \psi)$ — по терминологии М. В. Незлина; см. его об-

зор [86] и приведенную там библиографию работ, в особенности его группы). В баротропной модели со свободной поверхностью $\mathcal{L} - \Delta = -k_0^2 = -f^2/gH$, и «скалярная» нелинейность имеет вид $-(\psi \partial\psi/\partial x) \times \partial k_0^2/\partial y$ такой же, как в известном уравнении Кортевега — де Фриса (в приближении «твердой крышки» она пропадает; в бароклинической модели H надо заменить «эквивалентной глубиной» $g^{-1}(NH/m\pi)^2$, где m — номер бароклинической моды).

Как и в случае КдФ, на «мелкой воде» эта нелинейность порождает установившиеся уединенные волны — «скалярные» солитоны *возвышения* с $0 < \xi \ll H$, в нашем случае — антициклонические; см. работы Л. Редкоппа [87], Д. Андерсона и П. Килвортса [88], В. И. Петвиашвили [89], П. Риццоли и М. Хендершотта [90], Дж. Чарни и Дж. Флерла [51], Т. Матсууры и Т. Ямагаты [91], Дж. Вильямса и Т. Ямагаты [92], Дж. Вильямса [93] и других авторов. Количественно несколько иные «скалярные солитоны» — с захваченной в их центральных частях жидкостью (из-за чего у них амплитуда не связана с диаметром) и в отличие от предыдущих с могущим быть не малым относительным возвышением $\xi(H + \xi)^{-1}$ — получили Г. Г. Сутырин и И. Г. Юшина [94]; в [86] они рассматриваются как более общий случай, но нам представляется, что это уже не солитоны (уединенные волны, бегущие по воде), а уединенные вихри, несущие «свою» воду.

Все они антициклонические, потому что при другом знаке «скалярная» нелинейность не может компенсировать дисперсию. Их реальность подтверждается теоретическим доказательством их устойчивости в «бета-плоскости» [95] и их воспроизведением в лабораторных экспериментах в слое мелкой жидкости во вращающемся параболоиде ($z \approx pr^2$, $p \approx \Omega^2/2g$) группой М. В. Незлина [86] (с довольно мелкой водой и потому небольшим временем вязкого затухания вихрей $\nu^{-1}H^2$) и группой Абастуманской обсерватории под руководством В. И. Петвиашвили [96] (по мнению автора [86], со слишком пологим параболоидом).

В работе [86] использовались малый параболоид — с диаметром $D = 28$ см, периодом вращения $2\pi/\Omega = 0,58$ с, толщиной слоя жидкости $H = 0,3 - 1,2$ см и временем дисперсионного расплывания круглого пакета волн Россби $\tau \approx 8(\beta L_R)^{-1} \approx 7,6$ с, а также большой параболоид — с $D = 70$ см, $2\pi/\Omega = 0,84$ с, $H = 1 - 5$ см и $\tau \approx 6,6$ с. Вихри создавались кратковременным включением «диска накачки»; они дрейфовали против течения, причем антициклоны с диаметрами порядка $2,5L_R$ образовывались как аттракторы и прослеживались много дольше времени τ (до времени $\nu^{-1}H^2$) и при $\xi(H + \xi)^{-1} \gtrsim 0,15$ переносили «свою» воду. Их столкновения были неупругими. Циклоны (в большом параболоиде) образовывались с трудом и затухали за время t . Все это, похоже, подтверждает наше мнение, что здесь образовывались не солитоны, а уединенные вихри Россби.

В [86] описаны также эксперименты по генерации вихрей в зональном течении со сдвигом, создаваемым дифференциальными вращениями двух зон дна параболоида. При резком сдвиге — антициклоническом или циклоническом — одинаково успешно образовывались цепочки установившихся вихрей — антициклонов или циклонов (неустойчивость Гельмгольца). Но при плавном сдвиге проявляется и бета-эффект, и из крупных вихрей масштаба $L > L_R$ образовываться могли лишь антициклоны, при подходящем сдвиге — одиночный «автосолитон» с диаметром около $3,5L_R$ и возвышением $\xi \approx H$, моделирующий Большое Красное Пятно (БКП) Юпитера (как это предлагалось еще Г. С. Голицыным [97]).

Согласно астрономическим данным, БКП есть наблюдаемый уже более 300 лет антициклон с периодом собственного вращения около недели, размером 13×26 тыс. км в зоне около 22° ю. ш. и в приблизительно

изотермическом экстремально холодном слое облаков с эффективной толщиной $H \sim 20$ км, дрейфующий на запад со скоростью около 3 м/с (по [86] всем этим параметрам удовлетворительно соответствует первая бароклинная мода «скалярных» вихрей Россби на зональном течении с антициклоническим сдвигом). Аналогично объясняются антициклонические Белые Овалы Юпитера в зоне около 34° ю. ш., тогда как его Коричневые Овалы («баржи») на 14° с. ш. суть дрейфующие на восток циклоны в зоне с резким циклоническим сдвигом. Важность всех этих рассуждений усиливается после открытия «Вояджерами» вихрей и на других больших планетах, в том числе аналога БКП на Нептуне.

Перейдем теперь к солитонам, создаваемым «векторной» нелинейностью (см. обзор А. Л. Берестова и А. С. Мониной [98], п. 2.3 в [9] и п. 40 в [4]). Рассмотрим сначала для простоты баротропную модель в приближении «твердой крышки», так что для установившегося решения уравнение (4) будет иметь вид $J(\psi + cy, \Delta\psi + \beta y) = 0$ (впрочем, можно сохранить свободную поверхность и наклонное дно, заменив β на $\beta + (f_0^2 c / gH) + (f_0 / H) \partial H' / \partial y$). Здесь удобно перейти к полярным координатам, положив $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$. Ограничимся рассмотрением лишь решений, имеющих форму $\psi = \Psi(r) \sin \theta$. Тогда наше уравнение придет к виду

$$\xi \frac{\partial \eta}{\partial \xi} - \eta = 0, \quad \xi = \Psi(r) + cr, \quad (19)$$

$$\eta = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \right) \Psi + \beta r. \quad (20)$$

Решение можно построить по образцу при $\beta = 0$ из п. 165 монографии Г. Ламба [99]: $c^{-2} \Psi = 2J_1(kr) / (kJ_1'(kr)) - r$ при $r < a$ и $c^{-2} \Psi = -a^2 r^{-1}$ при $r > a$, где $J_1(ka) = 0$, а c произвольно; здесь Ψ , $\partial \Psi / \partial r$ и $\partial^2 \Psi / \partial r^2$ непрерывны при $r = a$. Обобщение на случай $\beta \neq 0$, но $c = 0$ получил М. Стерн [100], положив $\eta = -k^2 \xi$ при $\xi < 0$, откуда $\Psi = AJ_1(kr) - \beta k^{-2} r$, причем a выбирается так, чтобы было $\Psi(a) = 0$, а затем k выбирается так, чтобы было $\Psi'(a) = 0$. Для этого ka должно быть корнем функции $J_2(z)$, причем только первый из этих корней обеспечивает выполнение условия $\Psi < 0$ при $r < a$, необходимого здесь для того, чтобы η зависело только от ξ , а не от ξ и r (это обстоятельство Стерн не отметил). При $r > a$ Стерн положил $\Psi = 0$, что обеспечило при $r = a$ непрерывность Ψ и $\partial \Psi / \partial r$, но не $\partial^2 \Psi / \partial r^2$ (разрыв завихренности).

Обобщение на случай $\beta \neq 0$, $c \neq 0$, т. е. дрейфующий солитон Россби, получили В. Д. Ларичев и Г. М. Резник [101]. Для демонстрации их решения положим $\eta = -k^2 \xi$ при $\xi < 0$ и $\eta = l^2 \xi$ при $\xi > 0$. Оказывается, что для экспоненциального затухания Ψ при $r \rightarrow \infty$ надо положить $l = (\beta/c)^{1/2}$, причем должно быть $\beta/c > 0$, для чего c должно находиться вне интервала

$$\left[-\left(\beta + \frac{f_0}{H} \frac{\partial H'}{\partial y} \right) \frac{gH}{f_0^2}, 0 \right]$$

(при $c > 0$ солитон дрейфует на восток; в самом же интервале лежат скорости периодических волн Россби). Уравнение (20) решается в цилиндрических функциях, причем константы интегрирования выбираются так, чтобы при $r = a$ функции Ψ и $\partial \Psi / \partial r$ были непрерывными; последнее дает дисперсионное соотношение $c = c(k, a)$ в виде $-(ka)^{-1} J_2(ka) / J_1(ka) = (la)^{-1} K_2(ka) / K_1(ka)$ (причем для совпадения условий $\xi < 0$ и $r < a$ величина ka должна находиться между первым нулем и первым минимумом функции $(kr)^{-1} J_1(kr)$; см., например, [98]). Отметим, что $\partial^2 \Psi / \partial r^2$ здесь оказывается непрерывным при $r = a$, но $\partial^3 \Psi / \partial r^3$ терпит

разрыв. Из-за множителя $\sin \theta$ солитон, конечно, является диполем.

Устойчивость формы солитонов указанного вида («модонов») аналитически доказана В. А. Гординым и В. И. Петвиашвили [102]. Они были получены в лабораторных экспериментах Р. Дэвиса и А. Акривоса [103], а также в [86, 96]. В [86] они получались (хотя и недостаточно долгоживущими) только на наиболее глубокой воде ($H \geq 4$ см) в большом параболоиде — диск накачки порождал циклоническое возмущение. Оно распалось на два циклона, каждый из которых формировал себе антициклонического соседа, и диполь со внешним циклоном дрейфовал на запад, а с внешним антициклоном — на восток. Эти диполи несли «свою» воду, т. е. являлись более вихрями, чем волнами (т. е. в них «векторная» нелинейность сказывалась сильнее, чем бета-эффект).

Взаимодействия диполей изучались в численных экспериментах В. Д. Ларичева и Г. М. Резника [104] и М. Макино, Т. Камимур и Т. Таниути [105] (пример на рис. 19 — обгон небольшого солитона большим). В [105] установлено также, что при начальном наклоне оси диполя к оси x его траектория волнообразно колеблется около этой оси, и попеременно колеблются интенсивности пары вихрей.

В работах [106, 107] показано, что в солитоне Ларичева и Резника к функции тока $\psi = \Psi(r) \sin \theta$ можно прибавить $\Psi_1(r) = M_1 J_0(kr) - M_2$ при $r < a$ и $K_0(lr)$ при $r > a$ с некоторыми определенными постоянными M_1 и M_2 (но при этом у $\partial^2 \psi / \partial r^2$ появляется разрыв). А. Л. Берестов [108] указал трехзонный солитон с разными $\Psi(r)$ при $r < a$, $a < r < b$ и $r > b$ и с непрерывной завихренностью $\partial^2 \psi / \partial r^2$; здесь к ψ также можно прибавить некоторую функцию $\Psi_1(r)$.

В [107] построено семейство дипольных солитонов в двуслойном океане. В [108] построен трехмерный солитон: в сферических координатах $x = r \sin \theta \cos \lambda$, $y = r \sin \theta \sin \lambda$, $z = f_0 N^{-2} r \cos \theta$ при $\psi = \Psi(r, \theta) \sin \lambda$ уравнение для потенциального вихря приводится к виду (20) при $\xi = (\Psi_1(r) + cr) \sin \theta$ и $\eta = \mathcal{L}_1 \Psi + \beta r \sin \theta$, и ищется кусочно-линейное решение $\eta(\xi)$. Результат показан на рис. 20. Там же построен и трехзонный трехмерный солитон (и показано, что больше трех зон создать, вообще говоря, невозможно). В трехмерных солитонах к ψ также можно добавить некоторые чисто радиальные слагаемые (но с нарушением непрерывности $\partial^2 \psi / \partial r^2$).

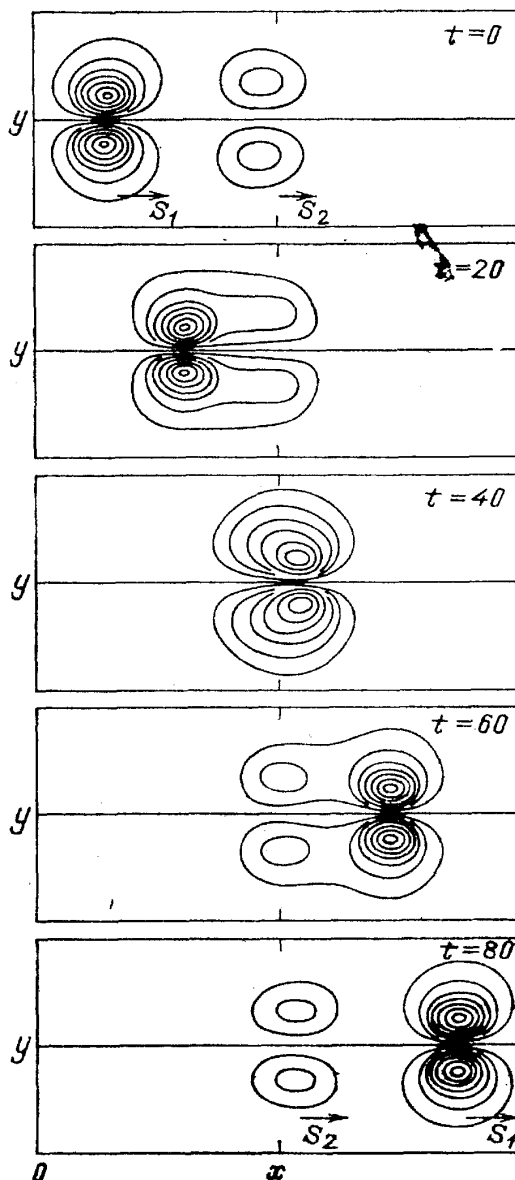


Рис. 19. Прохождение одного баротропного солитона S_1 через другой баротропный солитон S_2 по результатам численных экспериментов Макино и др. [105]

Согласно З. И. Кизнеру [109, 110], нижние половины всех этих трехмерных солитонов удовлетворяют на поверхности океана условию «твердой крышки» и, следовательно, могут рассматриваться как само-

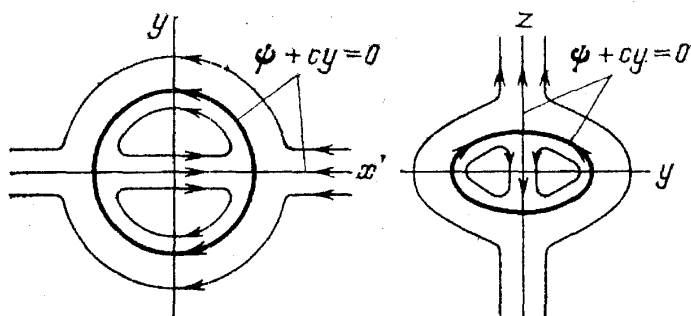


Рис. 20. Трехмерный солитон А. Л. Берестова [108]

стоятельные солитоны. В этих работах построены также другие трехмерные солитоны $\psi = \psi_0(r, \theta) + \Phi(r)F(z)$, где ψ_0 — «модон», $F(z)$ — решение задачи Штурма — Лиувилля для амплитуд внутренних волн, а $\Phi(r)$ определяются по-разному при $r < a$ и $r > a$. Упомянем, наконец, солитоны, «захваченные»

особенностями рельефа дна или иными локализованными возмущениями функции тока, рассматривавшиеся, например, А. Патуаном и Т. Ворном [111], Т. Борном и Б. Браснетом [112], Р. Пьерхумбертом и П. Маллузи [113].

III. Мезомасштабные вихри.

9. «Мезополигон». Мезомасштабные океанские вихри по определению имеют горизонтальные размеры $L \gtrsim H$, т. е. от километров до десятков километров, и периоды (эйлеровы) от многих часов до многих суток (см. работу [17]). Такие вихри обнаруживались во время эксперимента ПОЛИМОДЕ и в других экспедициях, но только эпизодически, создавая впечатление, что они являются относительно редкими образованиями. Для выяснения этого вопроса представлялся нужным специальный наблюдательный эксперимент с учащенной сетью АБС.

Такой эксперимент был поставлен в экспедиции Института океанологии АН СССР «Мезополигон» в апреле — июне 1985 г. в пассатной зоне Северной Атлантики [17], где на площади 68×80 кв. миль было поставлено 76 АБС с 215 измерителями течений, и за 35 суток выполнены четыре гидрологические съемки. В результате были обнаружены как синоптические, так и мезомасштабные вихри с диаметрами до 30—50 миль и со скоростями внутривихревых течений до 20—25 см/с, эпизодически возникавшие в зонах тангенциального сдвига скоростей между соседствовавшими иногда синоптическими вихрями одинакового знака (возникавшие, по-видимому, вследствие неустойчивости Гельмгольца). Но главное, было обнаружено образование, названное Линзой, и оно было прослежено в течение трех месяцев путем восьми гидрологических съемок, дополнительного мезополигона из 16 АБС и многочисленных зондирований. Это был чечевицеобразный объем аномально теплой и соленой воды в слое между глубинами 800 и 1300 м.

В плане Линза имела овальную форму со средним диаметром около 30 км и объемом порядка 10^3 км^3 . В хорошо перемешанном ядре Линзы, расположенном в слое от 960 до 1060 м, были обнаружены максимальные для этого региона океана аномалии температуры и солености, равные $4,5^\circ\text{C}$ и $0,87\text{‰}$. Распределение температуры на зональном разрезе через центр Линзы приведено на рис. 21. В распределении плотности выделялась область высокой гидростатической устойчивости непосредственно над ядром Линзы, ниже ее располагалась область малых вертикальных градиентов, а выше нее — вторичная «надстройка» перемешанных вод также с малыми вертикальными градиентами. Более детально можно разглядеть 6—7 квазиоднородных слоев, разделенных вторичными пикноклинами. Вероятно, с течением времени слои, отде-

ленные друг от друга скачками плотности, через которые перемешивание вод затруднено, становятся все более независимыми друг от друга. Таким образом, старение Линзы проявляется в ее распаде на квазинезависимые слои. На основании этого можно предположить, что эта Линза довольно старая.

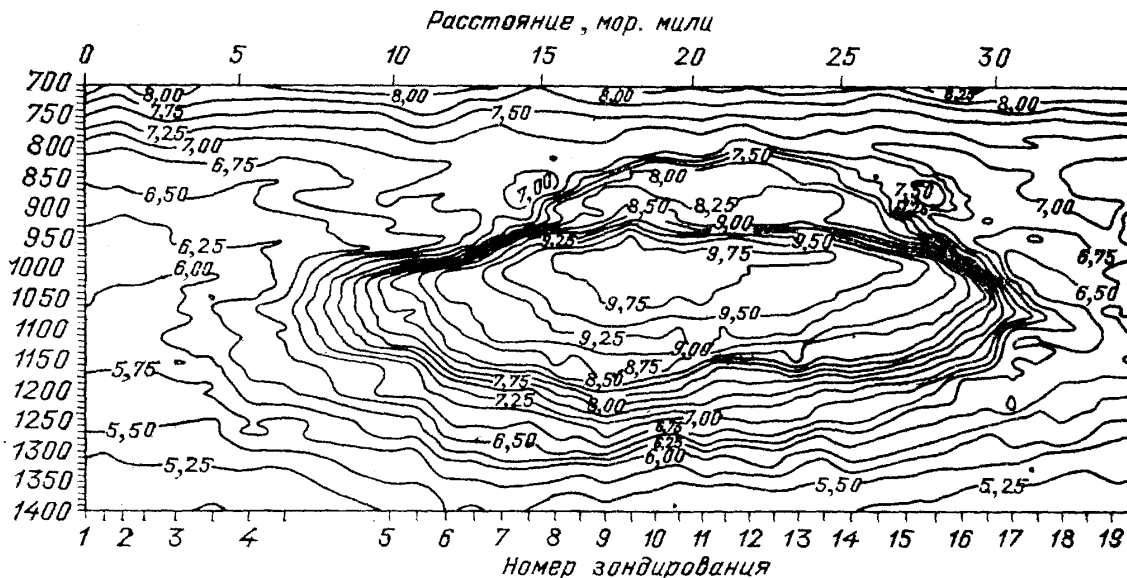


Рис. 21. Распределение температуры на разрезе через центр линзы «Мезополигона»

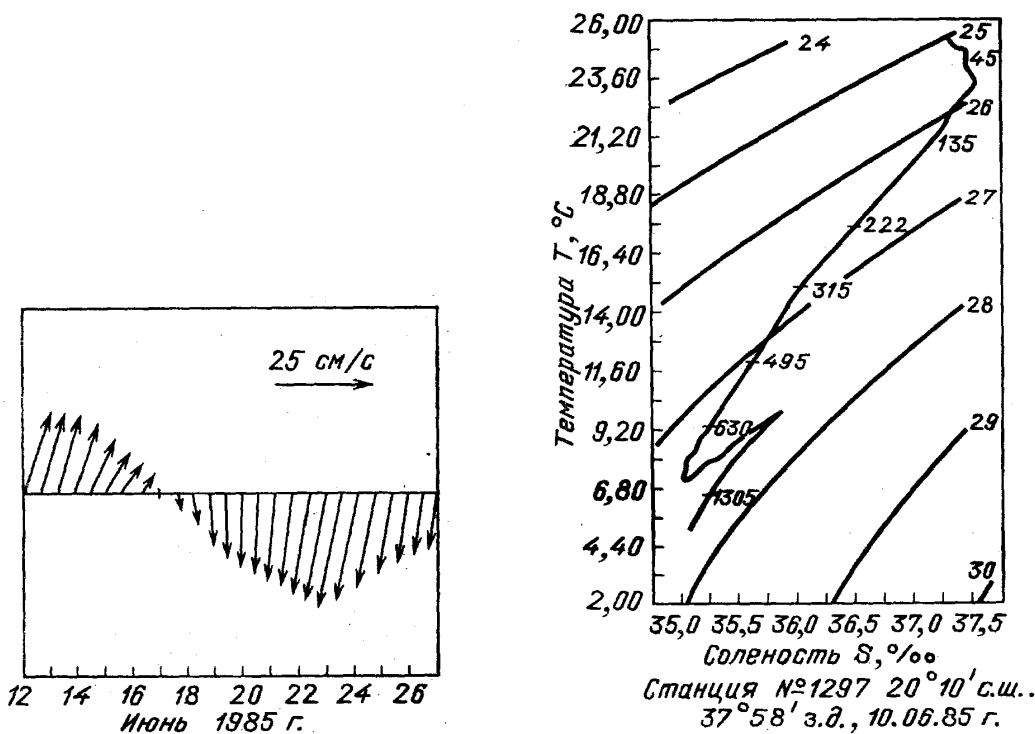


Рис. 22. Векторный годограф течений на глубине 1000 м (по данным АБС)

Рис. 23. T, S-кривая в центре Линзы. Станция № 1297 (20°10' с. ш., 37°58' з. д.)

Особенность распределения плотности в Линзе вполне соответствует измеренному при помощи АБС антициклоническому вихревому движению вод в ней, скорость которого достигала 29 см/с на глубине 1000 м (рис.22). Фоновое крупномасштабное течение увлекало Линзу на северо-запад со средней скоростью около 2,4 км в сутки. Происхождение Линзы можно пытаться установить по ее T, S-кривой, т. е. графике с координа-

тами T и S , на который последовательно наносятся точки, соответствующие возрастающим глубинам. Эти T , S -кривые в разных районах океана весьма разнообразны. На рис. 23 видно, что в слое 800—1300 м на T, S -кривой в области Линзы имеется весьма резкая аномалия, приближающая эту кривую к средиземноморской [114]. Это же относится к измеренным в Линзе концентрациям кислорода, нитратов, фосфора, кремния, рН и щелочности. Большое удаление Линзы от района ее зарождения к западу от Гибралтарского пролива (около 2500 км) в сочетании с большими значениями аномалий температуры и солености в ее ядре свидетельствует о большой устойчивости подобных вихрей и их способности существовать в океане многие месяцы и, возможно, годы и преодолевать расстояния в тысячи километров.

Истекающая средиземноморская вода является, по-видимому, одним из основных источников образования линз в Северной Атлантике. Однако механизм формирования линз пока еще однозначно не установлен. Возможно, что линзы возникают в результате неустойчивости фронта интрузивных вод аналогично тому, как происходит образование и отсечение меандров струйных течений. Из-за большого объема ($\sim 10^3$ км³, т. е. порядка месячного расхода истечения средиземноморских вод через Гибралтарский пролив) представляется менее вероятным, чтобы линзы образовывались как дискретные порции воды, поступающие из Средиземного моря под действием переменного ветра и/или приливов. Но возможно формирование линз в открытом океане в результате изопикнической интрузии аномальных вод, сформировавшихся на океанском шельфе [115].

Обнаружение Линзы на «Мезополигоне» привлекло повторное внимание к более ранним наблюдениям линз. По-видимому, первые натурные данные о линзах были получены в арктическом бассейне советскими океанологами еще в 30-е годы [116]. Позднее они были обнаружены во всех океанах, однако наиболее подробные исследования проведены в Северной Атлантике, что связано, видимо, с большим числом различных научных экспедиций в этом районе Мирового океана в 70-х и 80-х годах. Опишем несколько наиболее интересных результатов. Интерес к линзам значительно возрос после того, как в юго-западной части Саргассова моря в рамках эксперимента ПОЛИМОДЕ был обнаружен и описан уединенный бароклинный вихрь [117]. Линза была сосредоточена в слое от 200 до 1400 м и имела в поперечнике около 100 км. Скорость вращения воды в ней достигала 20—30 см/с на глубине 500—600 м, а поплавки нейтральной плавучести, находившиеся в ее ядре, показали, что она дрейфовала в течение 300 суток на юго-запад со скоростью около 6 см/с. Кроме того, оказалось, что ядро было сформировано водой, которая своими гидрофизическими характеристиками резко отличалась от окружающих вод Саргассова моря и была весьма схожа с водами средиземноморского происхождения. Результат позволил высказать предположение о том, что Средиземное море является постоянным источником линз для Северной Атлантики. Эта гипотеза была позднее подтверждена результатами более подробных исследований Л. Арми и В. Ценка [118]. В районе к юго-западу от Гибралтарского пролива (северная часть Канарской котловины) они обнаружили по данным гидрологических съемок сразу три линзы, которые имели хорошо перемешанные ядра и располагались друг от друга на расстояниях 250—500 км. Их диаметры составляли около 100 км, по глубине они были сосредоточены в слое от 700 до 1500 м. Скорость антициклонического вращения в них достигала 25—30 см/с. Глубина расположения этих линз, а также температура (11,65°C), соленость (36,2‰) и плотность ($\sigma_t \approx 27,69$ г/см³) перемешанных вод указывали на то, что эти вихри возникли в районе Кадисского залива на внешнем крае интрузионного слоя средиземноморской воды.

земноморских вод. Соленые и теплые воды ($11\text{--}12^\circ\text{C}$, $36,3\text{--}36,6\text{‰}$, $\sigma_t \approx 27,75\text{--}27,85 \text{ г/см}^3$), поступающие из Гибралтарского пролива, опускаются на глубину 500 — 1600 м и сначала двигаются на запад, а затем распространяются в основном к северу. Эти воды, по мнению Арми и Ценка, и служат источником формирования линз, которые покрывают до 8% площади Канарского бассейна.

В морях Арктического бассейна и в Северном Ледовитом океане один из возможных путей формирования линз связан с проникновением теплых соленых вод из Тихого океана через Берингов пролив и из Атлантики через пролив Фрама (между Гренландией и Шпицбергенем). Две экспедиции в проливе Фрама обнаружили три линзы с положительными аномалиями температуры и солености, порожденные, по-видимому, в результате бароклинной неустойчивости Полярного фронта (Т. Мэнли и др. [119]). Наибольшая часть всех линз в Арктике была обнаружена в Амеразийском бассейне. П. Н. Беляков и В. А. Волков [120] проанализировали измерения скорости течений на станциях «Северный полюс» в Чукотско-Аляскинском секторе Арктики и зафиксировали 350 локальных увеличений скорости течения на промежуточных горизонтах. Во многих случаях им удалось установить также и вихревую структуру циркуляции. Оказалось, что насыщенность океана вихрями (как и по большинству уже описанных линз) особенно велика в области повышенных значений вертикального градиента плотности воды в верхней части главного пикноклина. Близкие к описанным результаты были получены Дж. Ньютоном и др. [121] и К. Ханкинсом [122] по наблюдениям с трех дрейфующих ледовых станций весной 1972 г. в море Бофорта. Измерения температуры, солености и скорости течений позволили зафиксировать три антициклонических и один циклонический вихрь, имевшие в поперечнике 15—30 км, сосредоточенные в слое 30—350 м и имевшие скорость орбитального движения до 40 см/с на глубине около 150 м. Более продолжительные наблюдения приблизительно в том же месте были выполнены с четырех ледовых станций в период с апреля 1975-го по апрель 1976 г. [123]. В результате было зафиксировано в сумме 128 линз, 95 из которых были антициклонами. Их перемещения по акватории моря определялись главным образом крупномасштабными геострофическими течениями и имели скорости около 2 см/с. Авторы [123] предполагают, что эти вихри формируются в результате бароклинной неустойчивости крупномасштабного течения, идущего на восток вдоль кромки шельфа северного побережья Аляски и несущего в своей верхней части воду тихоокеанского происхождения.

Аналогично должны вести себя красноморские воды в Индийском океане и другие аномальные водные массы регионального формирования, проникающие в определенные слои океана через проливы или с шельфов. Из-за слабости и перемежаемости мелкомасштабной океанской турбулентности все эти воды можно рассматривать как слабо перемешивающиеся жидкости, дробление которых должно порождать в каждом регионе специфическую для него мезомасштабную пятнистость, могущую иметь последствия для ряда теоретических и практических задач. Ясно, что здесь открывается широкая программа экспедиционных исследований.

Во введении мы уже отмечали, что для адекватного описания мезомасштабных вихрей квазигеострофическое приближение может быть недостаточным. В то же время заведомо достаточным будет квазисоленоидальное приближение, учитывающее слагаемые более высокого порядка по K_i , чем квазигеострофическое. В квазисоленоидальном приближении дивергенция скорости горизонтального течения оказывается малой величиной — порядка $(K_i)^2$ — по сравнению с вертикальной компонентой относительного вихря скорости, и уравнение потенциального

вихря принимает вид (3). Для определения связи между полями функции тока и давления воспользуемся уравнением для дивергенции горизонтальной скорости, в котором сохраним лишь слагаемые порядка $(Ki)^2 f^2$. В результате получается уравнение баланса

$$\nabla(f\nabla\psi) + 2J\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}, \frac{\partial\psi}{\partial y}\right) = \rho_0^{-1}\Delta p', \quad (21)$$

относительно ψ являющееся известным в математике уравнением типа Монжа — Ампера. В квазигеострофическом приближении второе слагаемое в его левой части оказывается малым. Уравнения квазисоленогоидального приближения (3), (21) описывают медленные (с типичным масштабом времени L/U) движения синоптических и мезомасштабов не только в средних и высоких широтах, но и в экваториальной области, где параметр Кориолиса f становится пренебрежимо малым (подробнее см. [6, 124, 127]).

10. *CTD*-сканирование. Помимо линз в океане наблюдается целое многообразие мезомасштабных вихрей, вертикальные размеры которых составляют многие десятки и немногие сотни метров и которые сосредоточены в основном в главном термоклине. Эти вихри переносят с собой воду, однако в отличие от линз контрасты между водой их центральной части (ядра) и окружающей вихрь водной массой не так значительны. В то же время, как и для линз, им свойственны слабая зависимость от бета-эффекта (из-за небольших горизонтальных масштабов), а также возможное нарушение геострофического равновесия между градиентом давления и силой Кориолиса (так что для их описания может быть использовано лишь квазисоленоеидальное приближение).

Целый класс таких вихрей был открыт в 1986—1987 гг. при помощи *CTD*-сканирования [128, 129], т. е. непрерывных спусков и подъемов *CTD*-зонда (C — электропроводность морской воды, T — температура, D — глубина) в слое с глубинами, скажем, от 0 до 500—600 м с движущегося судна, скажем, со скоростью 6 узлов, при которой при скорости спусков и подъемов зонда около 1—1,5 м/с полный цикл сканирования приходится на каждые 1,5—2 мили (а при слое сканирования в 100 м — на каждые 0,2 мили). Это повышает горизонтальное разрешение на порядок против обычных гидрологических станций, берущихся через 10—20 миль, и по сравнению с измерениями буксируемым прибором на фиксированной глубине дает полный, хотя и не вполне синхронный (x, z) -разрез гидрофизических полей океана.

В [129] использовался *CTD*-зонд, «Марк-III» фирмы «Нийл Браун» с точностью измерения электропроводности воды $5 \cdot 10^{-3}$ мсм/см, температуры $5 \cdot 10^{-3}$ °C и давления 0,5%, причем датчики опрашивались с частотой 31 с^{-1} , что обеспечивало разрешение по вертикали в несколько см. По *CTD*-сигналам рассчитывались соленость s , плотность ρ и вертикальная скорость движения зонда и строились изолинии на графиках $T, S, \rho|_{x,z}$ и $T, S|_{x,\rho}$ (последние исключают колебания изолиний T и S , создаваемые линейными внутренними волнами: в таких колебаниях δT и δs пропорциональны $\delta\rho$).

Приведем ряд результатов *CTD*-сканирования, полученных в 13-м рейсе судна АН СССР «Академик Мстислав Келдыш» в январе — апреле 1987 г. в Атлантике и изложенных в серии работ А. С. Мониной, Р. В. Озмидова и В. Т. Паки [19].

В зоне Канарского апвеллинга около северо-западного побережья Африки преобладающие вдольбереговые ветры производят дрейфовые течения, которые отклоняются от берега силой Кориолиса и создают условия для сгона поверхностных вод. Это приводит к подъему на их место глубинных более холодных и менее соленых вод, которые отделя-

ются от окружающих поверхностных вод фронтальной зоной, вытянутой приблизительно вдоль береговой линии. Перепады температуры и солености при переходе через фронтальную область достигают $1,3^{\circ}\text{C}$ и $0,33\text{‰}$ соответственно (В. И. Войтов, В. М. Журбас [130]). С помощью CTD-сканирования были получены данные о мезоструктуре этой зоны апвеллинга. На рис. 24 приведен разрез поля температуры через фронт апвеллинга вдоль параллели 21° с. ш., а на рис. 25 — разрез вдоль берега в водах апвеллинга. Главной особенностью этих разрезов является наличие на них резких колебаний изотермических поверхностей, обрисовывающих «купола» холодной воды и «ямы» с теплой водой с диаметрами от 7—8 до 30—35 км, преимущественно на глубинах 100—350 м, с размахами колебаний изотерм до 100 м и крутизной до 0,1—0,3. Горизонтальные градиенты температуры в «стенках» этих «куполов» и «ям» имели порядок $1^{\circ}\text{C}/\text{км}$.

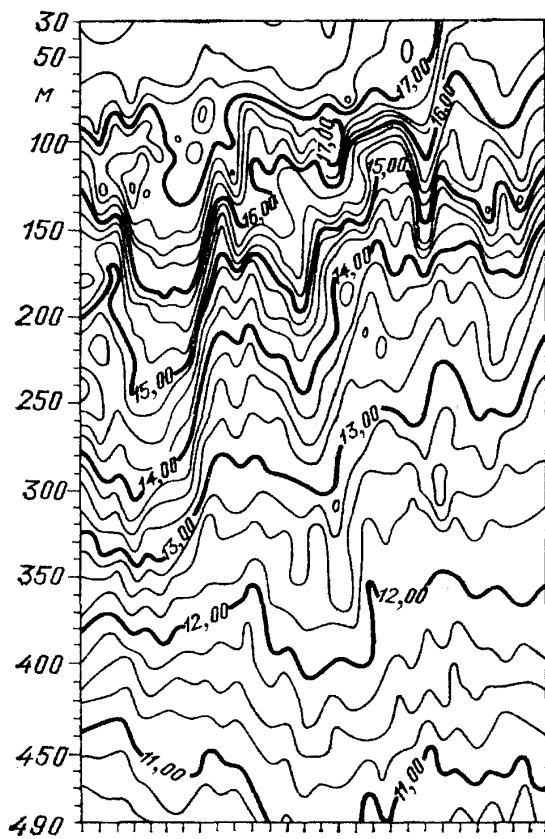


Рис. 24. Канарский апвеллинг. Температурный разрез через фронт

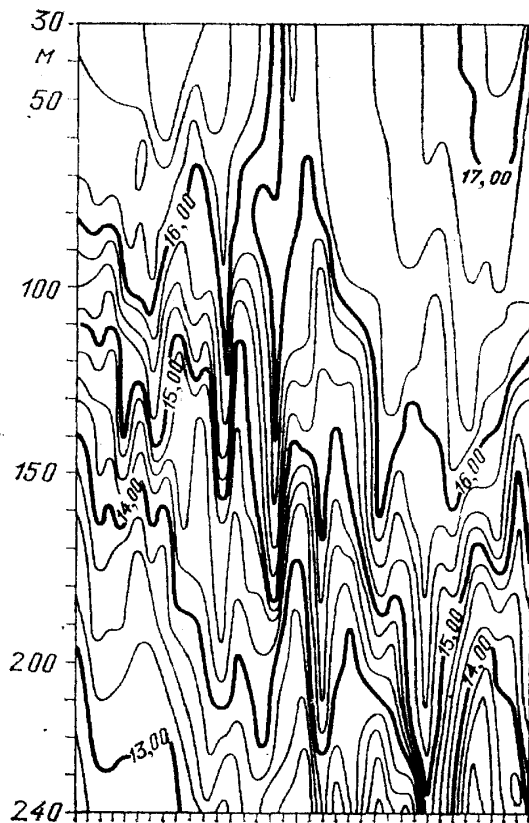


Рис. 25. Канарский апвеллинг. Температурный разрез вдоль берега

Вдольбереговой разрез рис. 25 также содержал «купола» и «ямы», причем отмечалось их заглубление при движении с юга на север. Эти неоднородности поля температуры на обоих разрезах имеют квазиизотропный характер и, вероятно, не связаны с топографическими эффектами, поскольку наблюдались главным образом в слое верхнего термоклина. Совершенно аналогично на этих разрезах выглядели изолинии солености, т. е. на них были видны «купола» и «ямы» относительно более пресной и соленой вод соответственно. Приблизительное совпадение колебаний изотермических и изохалинных поверхностей при одинаковых знаках вариаций температуры и солености (повышение в «ямах» и понижение в «куполах») в основном компенсирует вариации плотности на разрезе через фронт апвеллинга, однако на вдольбереговом разрезе

они оставались заметными и в поле плотности. Наибольшей по размерам оказалась «яма» диаметром около 6 км и глубиной около 100 м (указана стрелкой на рис. 25). Плотность на ее оси была на $(0,12-0,15)\sigma_t$ меньше, чем в окружающих «яму» водах. Формирование подобных «куполов» и «ям», по-видимому, не связано с внутренними волнами. Действительно, поля температуры и солёности разрезов рис. 24 и 25 были пересчитаны с использованием в качестве вертикальной координаты плотности σ_t . Резкие колебания температуры и солёности при этом сохранились почти без изменений.

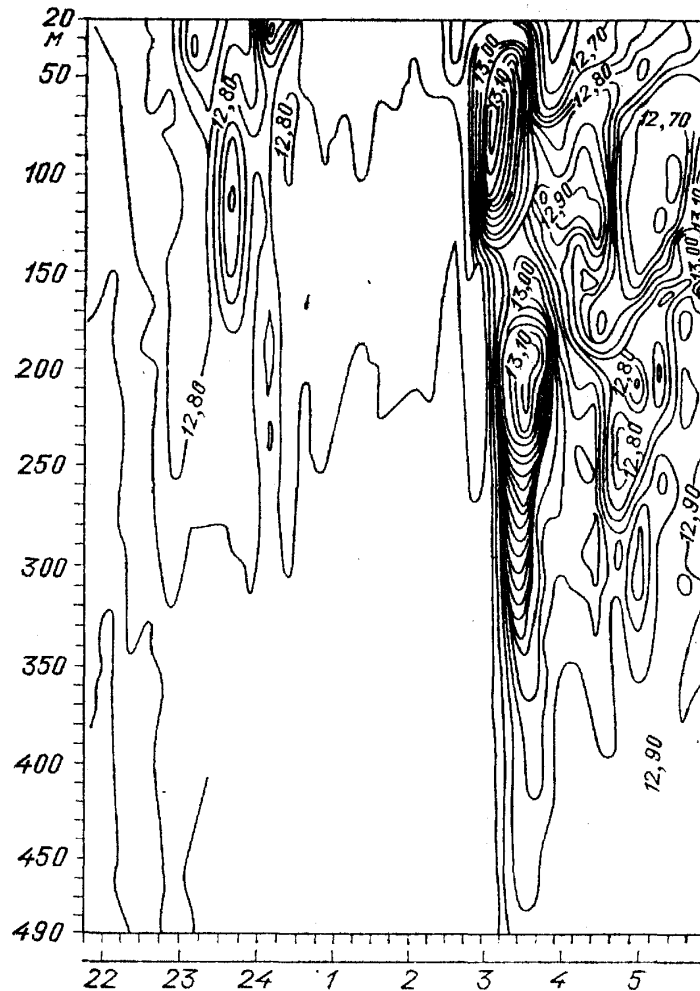


Рис. 26. Конвекция в Средиземном море

Возможным объяснением таких неоднородностей может быть действие вертикальных движений w_E , создаваемых неоднородной и нестационарной экмановской «накачкой» в поле вихря $rot\tau$ касательного напряжения трения ветра над океаном; см. формулу (5) в п. 2. В пользу гипотезы о вынужденной конвекции говорит асимметрия восходящих и нисходящих движений: восходящие струи («купола») шире и слабее, чем нисходящие («ямы»). Для создания такой экмановской накачки поле напряжения трения ветра должно содержать достаточно развитые мезомасштабные возмущения. Возможно, ими являются «когерентные структуры» (т. е. наименее неустойчивые крупномасштабные возмущения) в атмосферном пограничном слое, имеющие горизонтальные размеры порядка километров.

Аналогичная мезоструктура была обнаружена в Средиземном море к югу от Лионского залива. Результаты зондирования приведены на рис. 26 в виде разреза в поле температуры верхнего, 490-м слоя. Во

время наблюдений в море происходила довольно редкая в этом районе зимне-весенняя конвекция, распространявшаяся до глубин 2—2,5 км (до дна), которая разрушила мезоструктуру верхнего слоя и привела к формированию перемешанных вод с температурой около 12,8 °С, соленостью 38,45‰ и условной плотностью 29,11, расположенных в левой части разреза. Однако за фронтом конвекции, при пересечении которого перепады температуры составляли около 0,3 °С и солености около 0,05‰ мезоструктура сохранялась (правая часть разреза). Она имела ту же форму «куполов», «ям» и «капель» относительно холодных и теплых вод в слое от поверхности до глубин 300—350 м.

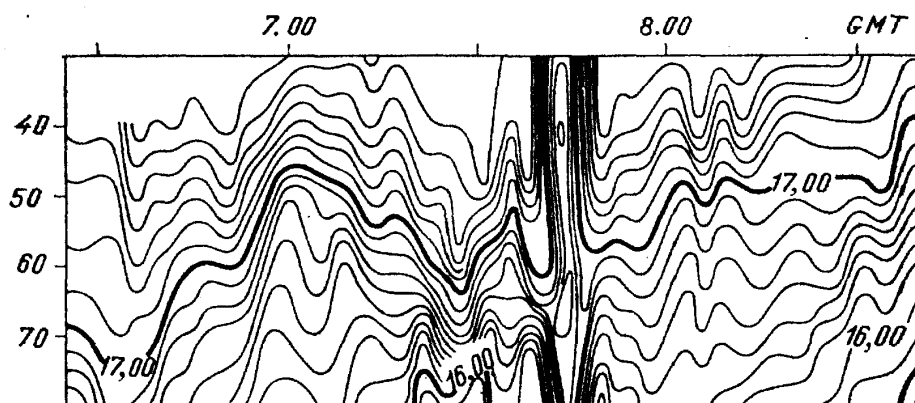


Рис. 27. Акватория горы Ампер. Разрез поля температуры

Хорошо выраженная мезоструктура была обнаружена в районе подводной горы Ампер, расположенной приблизительно в 400 милях западнее Гибралтарского пролива и возвышающейся над окружающим дном на 2,5 км (ее вершина находится на глубине 65 м). На меридиальных разрезах к западу от ее вершины мезоструктура в слое 20-200 м включала чередование относительно широких «куполов» холодной и менее соленой воды и «ям» теплой и более соленой воды. Вариации температуры и солености не компенсировали друг друга, и аналогичные колебания были обнаружены и в поле плотности (повторное зондирование через 4,5 ч дало такую же мезоструктуру). Измерения на АБС обнаружили генеральное течение с северо-запада на юго-восток с наложенной на него сильной полусуточной приливной составляющей. Годограф скоростей течения показал, что за время около двух суток течение обернулось вокруг горы четыре раза, причем при направлении на северо-запад оно ослабевало, а при направлении на юго-восток усиливалось (сложение квазистационарного генерального и нестационарного приливного течения). Очевидно, что так же должен оборачиваться вокруг горы спутный след от ее обтекания, внося в обычную мезоструктуру главного термоклина нестационарную периодическую составляющую.

Спутный след за горой был виден на разрезе *CTD*-зондирования к юго-западу от возвышенности. Результаты наблюдений на глубинах 30—80 м приведены на рис. 27. На температурном разрезе рис. 27 видно, что на фоне нерегулярной мезоструктуры след проявляется в виде холодного «купола» над теплой «ямой» с почти вертикальными резкими стенками. Разделяющая эти возмущения «гиперболическая точка» находилась на глубине 65 м, т. е. на уровне вершины горы; на рис. 27 эта точка находится на оси следа. На разрезе поля солености след имел аналогичный вид относительно пресного «купола» над соленой «ямой», «зажатых» между двумя более широкими «куполами». Вариации солености и температуры не компенсировали друг друга, и след отчетливо прояв-

лялся также и в поле плотности воды. На разрезе поля условной плотности след был виден в форме резкого «купола» плотной воды над разуплотненной «ямой» умеренной плотности, разделенных изопикной около $\sigma_t = 26,585$ и зажатых между двумя широкими «ямами» вод пониженной плотности.

Этот разрез наглядно показывает, что след образуется в результате подъема плотных глубинных вод по наветренному склону горы, который компенсируется опусканием с обеих сторон от следа. Такое опускание, по-видимому, способно порождать два цилиндрических или «роликовых» вихря с горизонтальными осями, квазипараллельными следу; судя по рис. 27, под ними, по-видимому, имеются вихри с противоположным вращением, возможно, индуцированные верхними вихрями, — тогда эти индуцированные вихри объясняют «яму» под «гиперболической точкой». Пересчет разрезов температуры и солености с использованием в качестве вертикальной координаты σ_t позволил исключить влияние внутренних гравитационных волн и выделить некоторые особенности мезоструктуры полей верхнего слоя. Такой разрез поля температуры показывает, что мезоструктура в районе горы Ампер не обязана своим происхождением линейным внутренним волнам. На нем были видны два широких «купола» холодных и распресненных глубинных вод, разделенные тепловой и соленой «ямами», а также более мелкие детали (из-за некоторого «растяжения» изолиний в новой системе отсчета). Отметим, что вместо расположенного выше «гиперболической точки» на рис. 27 «купола» глубинной воды между теплыми и солеными «ямами» в координате σ_t была видна противоположная, компенсационная, картина. «Яма», однако, не вполне соответствовала следу, ось которого попадала на левый склон «ямы»; возможно, что эта асимметрия связана с нестационарностью следа — его вращения по часовой стрелке вместе с приливным течением.

Поскольку описанный спутный след за горой явно не образован внутренними волнами, но, по-видимому, завихрен, представляется, что его можно приближенно рассматривать как результат в первую очередь переноса над горой квазигеострофического бароклинного потенциально-вихря вприближении f -плоскости. Такая динамика вместе с наложенным приливным течением заметно усложняет общую мезомасштабную картину течений, которая, возможно, имеет непериодический характер и требует для более полного исследования как дополнительных натуральных данных, так и математического и лабораторного моделирования.

Своеобразная слоистая мезоструктура верхнего слоя океана была обнаружена еще в двух районах Мирового океана. В первом случае речь идет о данных, полученных на меридианальном разрезе через экватор в Атлантическом океане по 35° з. д. от 2° с. ш. до $0^\circ 26'$ ю. ш. Интересным объектом на разрезе было экваториальное подповерхностное течение, носящее в Атлантике имя Ломоносова, которое лучше всего выделялось по данным солености воды. По этой причине для анализа мезоструктуры был использован разрез в поле солености. На разрезе, представленном на рис. 28, почти всюду соленость убывает с глубиной — в среднем от значений около $36,4\text{‰}$ на поверхности океана до $34,7\text{‰}$ на глубине 400 м. Разрез демонстрирует необычную картину трех халоклинов: верхний расположен на глубинах около 100—150 м, средний имеется только в правой половине разреза на глубинах 200—230 м, а нижний находится в среднем на глубинах 280—310 м и в своей южной части сильно расширен. Общая картина растяжений, сжатий и наклонов изохалин напоминает меха гармони и позволяет предположить, что в ее формировании значительную роль сыграли внутренние волны. Аналогично выглядит и разрез в поле температуры с той лишь разницей, что там течение Ломоносова не выделяется (на рис. 28 оно ограничено изохалиной $36,5\text{‰}$).

В вертикальной координате σ_t разрез солености представлен на рис. 29. На нем проявляется новая неизопикническая мезоструктура верхнего слоя. Это, во-первых, течение Ломоносова и, во-вторых, весьма резкий соленостный фронт на $1^{\circ}40'$ с. ш. с горизонтальным перепадом солености от $35,8$ — $35,9$ до $36,1$ ‰.

Приведем в заключение данные, полученные на разрезах через Полярный фронт в Северной Атлантике в 48-м рейсе судна АН СССР «Академик Курчатов» в марте 1988 г. (Н. Н. Голенко и др. [131]). Район

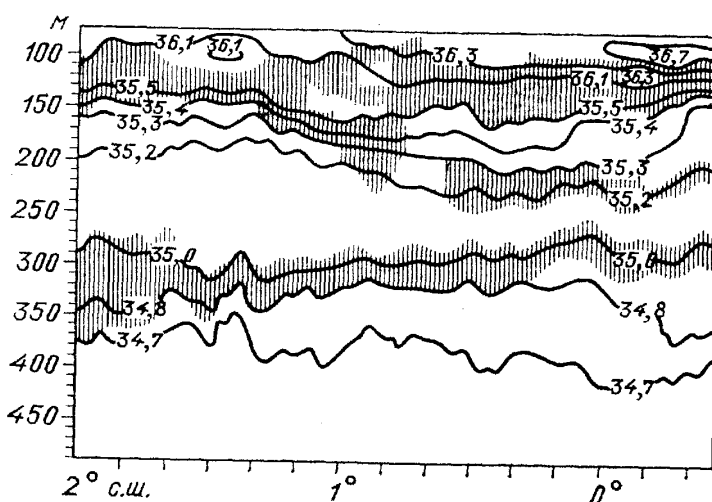


Рис. 28. Экваториальная мезоструктура. Разрез поля солености

работ находился в Ньюфаундлендской зоне (см. вставку на рис. 30). Фронт проходил с юго-запада на северо-восток, разделяя теплые и соленые воды Северо-Атлантического течения и холодные и слегка распресненные Лабрадорские воды. Из рис. 30 видно, что фронт сильно меандрирует, образуя теплые меандры с осями, направленными на север («гребни» в поле температуры поверхности океана), и холодные меандры («ложбины»). Разрез в поле температуры был сделан через теплый меандр приблизительно вдоль его оси. Фронт наклонен с севера на юг с углом наклона около $0,5^{\circ}$, причем его толщина и интенсивность убывают с глубиной. Перепады температуры поперек фронта частично компенсируются противоположными перепадами солености, и условная плотность сравнительно гладко возрастает от значений $26,5$ на малых глубинах в южных водах до $27,5$ на больших глубинах в северных водах, причем фронту, точнее, подфронтальным холодным водам, соответствует интервал условной плотности $27,2$ — $27,3$ (см. рис. 30, где изопикны изображены кружочками).

Наклон фронтальной поверхности и общее расположение теплых масс над холодными такие же, как и у атмосферных фронтов, однако океанский фронт отличаются две особенности: во-первых, расположение самых холодных вод (с температурами $3,5$ — $4,5^{\circ}\text{C}$) и с наименьшими значениями солености ($34,2$ — $34,4$ ‰) непосредственно под фронтальной зоной и над чуть более теплыми и солеными водами (5 — 6°C , $34,6$ — $34,9$ ‰) и, во-вторых, расслоенность фронтальной зоны по вертикали на квазиоднородные слои толщиной 50 — 100 м, разделенные тонкими вертикальными прослойками с большими вертикальными градиентами температуры, где температура с глубиной либо возрастает, либо убывает. Такие микротермоклины указаны на рис. 30 стрелками, направленными направо, когда температура в них уменьшается, и налево, когда увеличивается. В последнем случае имели место температурные инверсии, самая значительная из которых находилась на глубинах 260 — 280 м.

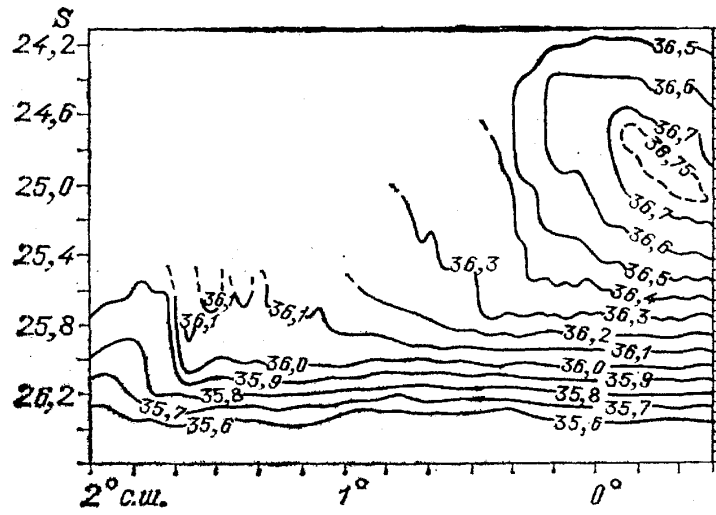


Рис. 29. Экваториальная мезоструктура. Соленость в координатах σ_t

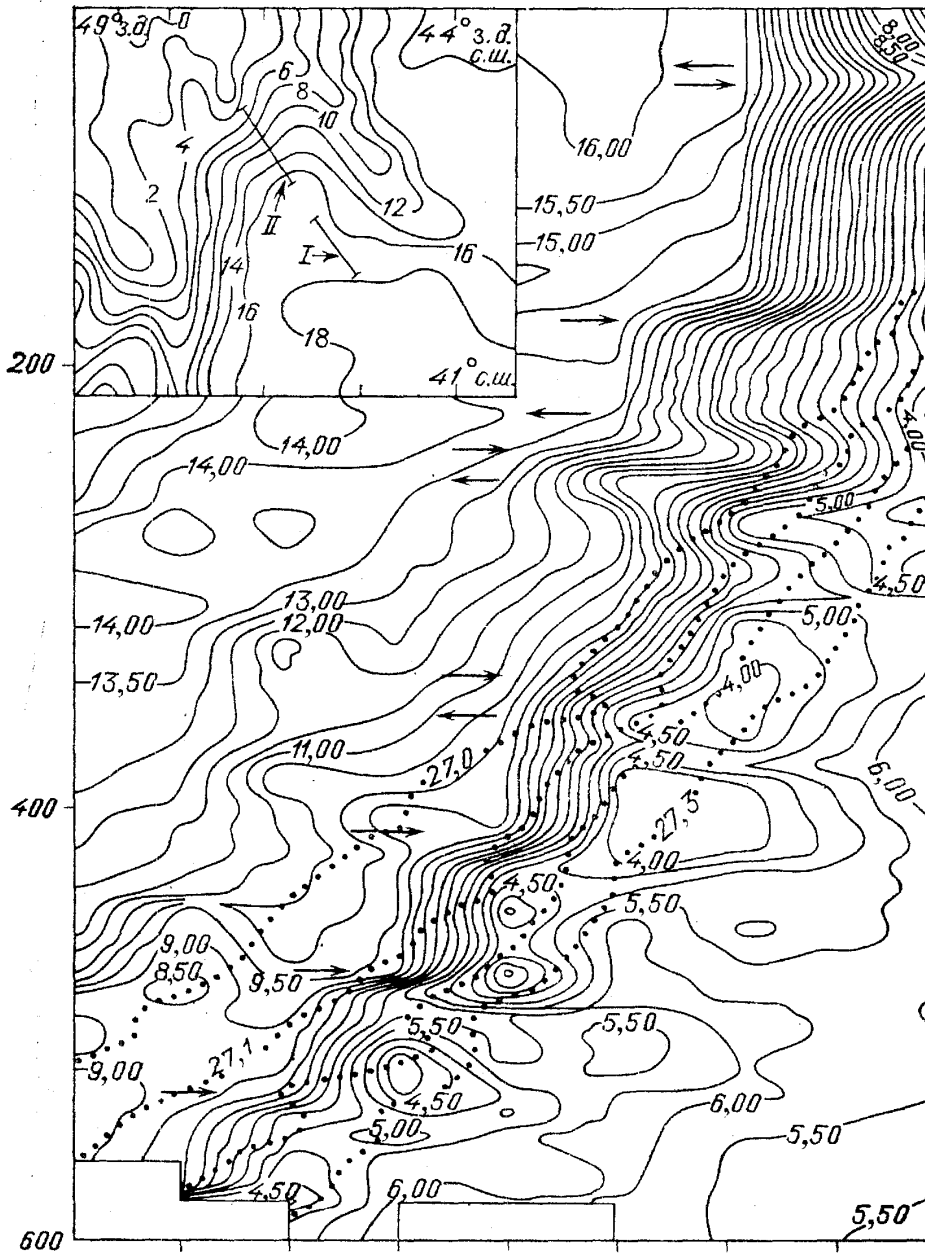


Рис. 30. Полярный фронт. Разрез поля температуры и факсимильная карта (вставка)

Первая особенность связана, по-видимому, с изопикнической интрузией поверхностных холодных и плотных ($\sigma_t = 27,2-27,3$) Лабрадорских вод в толщу наступающих теплых и соленых вод Северо-Атлантического течения. Вторая особенность — расслоение в среднем наклонной фронтальной зоны — указывает на ее своеобразную неустойчивость, тенденцию теплых вод продвигаться на север сравнительно толстыми квазиоднородными, а иногда даже температурно-инверсионными слоями по тонким квазиизопикническим прослойкам. Расслоение охватывает и подфронтальную холодную интрузию, как бы разделяя ее на отдельные порции; впрочем, при использовании плотности вместо глубины в качестве вертикальной координаты это впечатление ослабевает. Эти две особенности представляют собой, по-видимому, один и тот же динамический процесс продвижения водных масс в океане, которое сопровождается формированием мезомасштабных структур слоистой формы с вертикальными размерами до 100—150 м. При этом возможно развитие неустойчивости и возникновение вихревых структур, какими, возможно, являются порции интрузии Лабрадорских вод, которые на рис. 30 образуют «капли» в нижней половине подфронтального слоя.

Приведенные в этом разделе данные о мезомасштабных неоднородностях в океане являются самыми первыми результатами, полученными при помощи *CTD*-сканирования. Продолжение этих работ в океанских экспедициях может дать новые открытия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [11] *Helmgoltz H., von//Crelle's J.* 1858. V. 55.
2. *Фридман А. А.* Опыт гидромеханики сжимаемой жидкости. — Л.; М.: 1934.
3. *Гур А. В., Яновский В. В.* Препринт ИКИ АН СССР.— Москва, 1989.
4. *Монин А. С.* Теоретические основы геофизической гидродинамики. — Л.: Гидрометеиздат, 1988.
5. *Монин А. С., Озмидов Р. В.* Океанская турбулентность.— Л.: Гидрометеиздат, 1982.
6. *Монин А. С.* Прогноз погоды как задача физики. — М.: Наука, 1969.
7. *Марчук Г. И., Саркисян А. С.* Математическое моделирование циркуляции океана. — М.: Наука, 1988.
8. *Океанология, физика океана.* Т. 1. — М.: Наука, 1979.
9. *Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С.* Синоптические вихри в океане.— Л.: Гидрометеиздат, 1982; 2-е изд., 1987.
10. *Мирабель А. П., Монин А. С.* ИДАН СССР, 1988. Т. 303. С. 976.
- [11] —»—//*Ibidem.* 1989. Т. 309. С. 716.
12. *Бубнов В. А., Иванов Ю. А., Кошляков М. Н., Корт В. Г., Монин А. С., Овчинников И. М.*//*Ibidem.* 1988. Т. 301. С. 1468.
13. *Захаров В. Е., Питербарг Л. И.*//*Ibidem.* 1987. Т. 295. С. 86.
14. *Монин А. С., Питербарг Л. И.*//*Ibidem.* С. 712.
15. *Захаров В. Е., Монин А. С., Питербарг Л. И.*//*Ibidem.* С. 1061.
16. *Semtner A. L., Chervin R. M.*//*J. Geophys. Res. Ser. C.* 1988. V. 93. P. 15502.
17. *Иванов Ю. А., Корт В. Г., Монин А. С., Овчинников И. М., Шадрин И. Ф.*//*ДАН СССР.* 1986. Т. 289. С. 706.
18. *Берестов А. П., Егорихин В. Д., Иванов Ю. А., Корт В. Г., Кошляков М. Н., Лукашев Ю. Ф., Монин А. С., Морозов Е. Г., Морошкин К. В., Овчинников И. М., Пака В. Т., Цыбанева Т. Б., Шадрин И. Ф., Шаповалов С. М., Шербинин А. Д., Яремчук М. И.*//*Внутритермоклинные вихри в океане/Ред. К. Н. Федоров.*— М.: Институт океанологии АН СССР, 1986.— С. 35.
19. *Монин А. С., Озмидов Р. В., Пака В. Т.*//*ДАН СССР.* 1987. Т. 297. С. 706, 1469; Т. 298. С. 721; 1989. Т. 308. С. 192; *Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана».* 1989. Т. 25. С. 1308.
20. *Каменкович В. М.* Основы динамики океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1973.
- [21] *Монин А. С.* Введение в теорию климата.— Л.: Гидрометеиздат, 1982.
22. *Priestley C. H. B.*//*Ass. Intern. de meteorologie.*—Bruxelles, 1951.
23. *Ильин А. М., Каменкович В. М.*//*ДАН СССР.* 1963. Т. 150. С. 1274.
24. *Moore D. W.*//*Deep-Sea Res.* 1963. V. 10. P. 735.
25. *Batchelor G. R.*//*J. Fluid Mech.* 1956. V. 1. P. 177.
26. *Rhines P., Young W.*//*Ibidem.* 1982. V. 122. P. 347.
27. *Rhines P., Holland W. R.*//*Dynam. Atmos. and Ocean.* 1979. V. 3. P. 285.
28. *McDowell S., Rhines P., Keffer T.*// *J. Phys. Oceanogr.* 1982. V. 12. P. 1417.

29. *Eady E.T.*//Tellus. 1949. V. 1. P. 33.
 30. *Pedlosky J.*//Tellus. 1964. V. 16. P. 12.
 [31] *Захаров В.Е.*//ДАН СССР. 1976. Т. 228. С. 1314.
 32. *Stommel H.* The Gulf Stream. A physical and Dynamical Description.—2nd ed.—Univ. of California, 1965.
 33. *Fuglister K.C., Worthington L.V.*//Tellus. 1951. V. 3. P. 1.
 34. *Монин А. С., Федоров К.Н.*//ДАН СССР. 1983. Т. 270. С. 1213.
 35. *Swallow J. C.*//Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A. 1971. V. 270. P. 451
 36. *Wyrtki R.*//Deutsch. Hydr. Zs. 1967. Bd 20. S. 176.
 37. *Штокман В. Б., Кошляков М. И., Озмидов Р. В. и др.*// ДАН СССР 1969 Т. 186 С. 1070.
 38. *Сажина Т. Г.*// Изв. АН СССР. Сер. "Физика атмосферы и океана". 1984 Т 20 С. 776.
 39. *Бреховских Л. М., Кошляков М. И., Федоров К. Н. и др.*// ДАН СССР. 1971. Т. 198. С. 1434.
 40. *Котляков М.Н.*//Океанология. 1973. Т. 13. С. 760.
 [41] *Каменкович В. М., Резник Г. М.*// Физика океана. Т. 2: Гидродинамика океана.— М.: Наука, 1978.— Гл. 7.
 42. *McWilliams J. C.*// J. Phys. Oceanogr. 1976. V. 6. P. 810.
 43. *Дроздов В. Н., Монин А. С., Юшина И. Г.*//ДАН СССР. 1981. Т. 258. С. 331.
 44. *Грачев Ю. М., Кошляков М. Н., Михаиличенко Ю. Г.* Синоптические вихри в Саргассовом море.— М.: Наука, 1988.
 45. Атлас ПОЛИМОДЕ//Под ред. А. Д. Буриса, В. М. Каменковича, А. С. Моника.—WHOI Contribution. No. 6077, 1986.
 46. *Борисов С. Б., Монин А. С.*//ДАН СССР. 1989. Т. 306. С. 1230.
 47. *Вулис И. А., Монин А. С.*// ДАН СССР. 1975. Т. 221. С. 597.
 48. *Wyrtki K., Magaard L., Hager J.*//J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 2641.
 49. *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика.— М.: Мир, 1984.
 50. *Жихарев Г. М.*// Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1990. Т. 26.
 [61] *Charney J. G., Flierl G. R.*// Evolution of Physical Oceanography/Eds V. A. Warren, C. Wunsch.—Berkeley, Ca.: The MIT Press, 1981.—P. 504.
 52. *Buzzi A., Trevisan A., Speranza A.*// J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. P. 637.
 53. *Rhines P. B., Bretherton F.*// J. Fluid Mech. 1973. V. 61. P. 583.
 54. *Rhines P.B.*//Geophys. Fluid Dynam. 1970. V. 1. P. 273.
 55. *Hogg N. G.*//GARP Publ. Ser. 1980. V. 23. P. 167.
 56. *Kalnay-Rivas E., Merkin L. O.*// J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 2077.
 57. *Huppert H. E., Bryan K.*// Deep-Sea Res. 1976. V. 23. P. 655.
 58. *Verron J.*//Geophys. and Astrophys. Fluid Dynam. 1986. V. 35. P. 257.
 59. *Richardson P. L.*// J. Mar. Res. 1980. V. 38. P. 673.
 60. *Magaard L.*// J. Phys. Oceanogr. 1977. V. 7. P. 359.
 [61] *Willebrand J.*//Ibidem. 1978. V. 8. P. 1080.
 62. *Frankignoul C., Mutter P.*//Ibidem. 1979. V. 9. P. 104.
 63. *Gill A. E., Green J. S., Simmons A.J.*//Deep-Sea Res. 1974. V. 21. P. 499.
 64. *Саркисян А. С. а)* Численный анализ и прогноз морских течений.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977; *б)*//The Sea: Ideas and Observations on Progress in the Study of the Seas. 6: Marine Modelling/Eds E. D. Goldberg, I. N. McCave, J. J. O'Brien, J. H. Steele.—New York: Wiley Interscience, 1977.—P. 363.
 65. *Bryan K., Manabe S., Pacanowski R. C.*// J. Phys. Ocean. 1975. V. 5. P. 30.
 66. *Bryan K., Levis L.*// J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 2503.
 67. *Монин А. С.*// ДАН СССР. 1971. Т. 200. С. 91.
 68. *Webster F.*//Tellus. 1965. V. 17. P. 239.
 69. *Старр В.* Физика явлений с отрицательной вязкостью.— М.: Мир, 1971.
 70. *Озмидов Р. В., Беляев В. С., Ямпольский А. Д.*// Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1970. Т. 6. С. 285.
 [71] *Монин А. С., Сеидов Д.Г.*//ДАН СССР. 1982. Т. 268. С. 454.
 72. *Williams G. P., Davis D.R.*//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1965. V. 91. P. 471.
 73. *Holland W. R., Lin L. B.*// J. Phys. Oceanogr. 1975. V. 5. P. 658.
 74. *Holland W. R.*//Ibidem. 1978. V. 8. P. 363.
 75. *Rhines P.*// J. Fluid. Mech. 1975. V. 69. P. 417.
 76. —»—»—»//[646].—P. 189.
 77. *Batchelor G.K.*//Phys. Fluids. Suppl. II. 1969. V. 12. P. 233.
 78. *Сеидов Д. Г.*//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1978. Т. 14. С. 757; 1980. Т. 16. С. 73.
 79. *Сеидов Д. Г., Марушкевич А. Д., Нечаев Д.А.*//Океанология. 1986. Т. 26. С. 885; ДАН СССР. 1986. Т. 289. С. 980.
 80. *Захаров В. Е., Кузнецов Е. А.* Препринт ИАЭ СО АН СССР № 185.—Новосибирск, 1983.
 [81] *Veinstein A.*//Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 388.
 82. *Kenyan K.*//Notes on the 1964 Summer Study Program in Geophysical/Fluid Dynamics at the Woods Hole Oceanographical Institute: Student Lectures.—1964.—V. II. P. 69.

- 83 *Landuet-Higgins M., Gill A.E.*//Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1967. V. 299. P. 120.
84 *Reznik G. M.*//Intern. J. Nonlinear Mech. 1984. V. 19. P. 95.
85 *Резник Г. М., Соомере Т.Э.*//Океанология. 1984. Т. 24. С. 373.
86 *Незлин М. В.*//УФН. 1986. Т. 150. С. 3. Поправки. С. 665.
87 *Redecopp L. G.*//J. Fluid Mech. 1977. V. 82. P. 725.
88 *Andersen D. L. T., Killworth P. D.*//Deep-Sea Res. 1979. V. 26. P. 1033.
89. *Петвиашвили В.И.*//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 632.
90 *Rizzoli P. M., Hendershott M. C.*//Dynam. Atmos. and Oceans. 1980. V. 4. P. 247.
[91] *Matsuura T., Yamagata T.*//J. Phys. Oceanogr. 1982. V. 12. P. 440.
92 *Williams G. P., Yamagata T.*//J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. P. 453.
93. *Williams G. P.*//Ibidem. 1985. V. 42. P. 1237.
94. *Сутырин Г. Г.*//ДАН СССР. 1985. Т. 280. С. 1101; Изв. АН СССР. Сер. «Механика жидкости и газа». 1985. Т. 4. С. 119.
Сутырин Г. Г., Юшина И. Г.//ДАН СССР. 1986. Т. 288. С. 585.
95 *Данилов Ю. А., Петвиашвили В. Я.*//Итоги науки и техники. Сер. «Физика плазмы»/Под ред. В. Д. Шафранова — М.: ВИНТИ АН СССР, 1983 — Вып. 4. С. 5.
96 *Антонова Р. А., Жвания В. П., Ломинадзе Д. Г., Нонабашвили Д. И., Петвиашвили В.И.*// Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 545.
Петвиашвили В. И., Яньков В. В.//Вопросы теории плазмы.— М.: Энергоатомиздат, 1985.—Т. 14. С. 3.
97. *Golitsyn G. S.*//Icarus. 1970. V. 13. P. 1.
98 *Берестов А. Л., Монин А. С.*//Успехи механики = Advances in Mechanics. 1980. Т. 3. С. 3.
99. *Ламб Г.* Гидродинамика.— М.— Л.: Гостехиздат, 1947.
100. *Stern M.*//J. Mar. Res. 1975. V. 33. P. 1.
[101] *Ларичев В. Д., Резник Г. М.*//ДАН СССР. 1976. Т. 231. С. 1077.
102. *Гордин В. А., Петвиашвили В.И.*//Ibidem. 1985. Т. 285. С. 857.
103. *Daws R. E., Acrivos A.*// J Fluid Mech. 1967. V. 29. P. 593.
104. *Ларичев В. Д., Резник Г. М.*//ДАН СССР. 1982. Т. 264. С. 229.
105. *Makino M., Kamimura T., Taniuti T.*// J. Phys. Soc. Japan. 1981. V. 50. P. 984.
106. *Flierl G.*//Исследования синоптической изменчивости океана. Материалы советско-американского института ПОЛИМОДЕ. Ялта, 1976/Под ред. А. С. Монина, Б. А. Нелепо.— Севастополь: МГИ АН УССР.— С. 373.
107. *Flierl G. R., Larichev V. D., McWilliams J. C., Reznik G.M.*// Dyn. Atmos. and Ocean. 1980. V. 5. P. 1.
108. *Берестов А. Л.*//Изв. АН СССР. Сер. «Физика атмосферы и океана». 1979. Т. 15. С. 648.
109. *Кизнер З.И.*//Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума.— Таллин, 1984.— Ч. II. С. 19.
110. *Кизнер З.И.*//Ibidem.—С. 22; ДАН СССР. 1984. Т. 275. С. 1495.
[111] *Patoine A., Warn T.*// J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. P. 1018.
112. *Warn T., Brasnet B.*//Ibidem. 1983. V. 40. P. 28.
113. *Pierrehumbert R., Malguzzi P.*//Ibidem. 1984. V. 41. P. 246.
114. *Плахин Е. А.*, Гидрология средиземных морей.— Л.: Гидрометеоздат, 1989.
115. *Cooper L. H.N.*//Oceanography, AAAS.—Washington D. C., 1961.—P. 599.
116. *Ширшов П. П.*//ДАН СССР. 1938. Т. 19. С. 569.
117. *McDowell S. E., Rossby H. T.*//Science. 1978. V. 202. P. 1085.
118. *Armi L., Zenk W.*// J. Phys. Oceanogr. 1984. V. 14. P. 1560.
119. *Manly T. et al.*// Europ. Ocean. Soc. 1982. V. 62. P. 627.
120. *Беляков П. Н., Волков В. А.*//ДАН СССР. 1980. Т. 254. С. 752.
[121] *Newton J., Aagaard K., Coachman L.*// Deep-Sea Res. 1974. V. 21. P. 707.
122. *Hunkins K.*//Ibidem. P. 1017.
123. *Manly T., Hunkins K.*// J. Geophys. Res. Ser. C. 1985. V. 90. P. 4911.
124. *Монин А. С.*// Изв. АН СССР. Сер. «Физика Земли». 1952. № 4. С. 76; 1958. № 4. С. 497.
125. *Charney J.G.*//Proc. of the Intern. Symposium on Numerical Weather Prediction.— Tokyo: Met. Soc. Japan, 1962.
126. *Bolin B.*//Tellus, 1955. V. 7. P. 27.
127. *Thompson P. D.*//J. Meteorol. 1956. V. 13. P. 251.
128. *Pollard R.*//Nature, London. 1986. V. 323. P. 433.
129. *Озмидов Р.В.*//Океанология. 1988. Т. 28. С. 182.
130. *Войтов В. И., Журбас В. М.*//Физические и океанологические исследования в тропической Атлантике.— М.: Наука. 1986. С. 112.
131. *Голенко Н. Н., Монин А. С., Озмидов Р. В.*//ДАН СССР. 1989. Т. 309. С. 1207.