

ДОЛГОПЕРИОДНАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ СИСТЕМЫ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ОКЕАНА И МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ КАК ЯВЛЕНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ

Федотов А.Б.

*Институт природно-технических систем РАН, Севастополь, 299011, Россия
e-mail: fedotov57@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 11.01.2019, одобрена к печати 30.08.2019

В рамках численной модели двухслойного океана с глубиной слоев, соответствующих средним океаническим условиям, проведено исследование эволюции крупномасштабной циркуляции под действием внешнего стационарного потока завихренности при постоянных параметрах диссипации, проанализированы временные масштабы долгопериодных осцилляций энергии течений. Рассмотрена временная изменчивость спектра энтропии системы течений, выявлена связь осцилляций полной энергии крупномасштабной циркуляции с осцилляциями положения центра масс спектра энтропии.

Ключевые слова: синоптическая изменчивость, струйные течения, ветровые течения, самоорганизация

Введение

Долгопериодная изменчивость океана, в частности, Северной Атлантики, является предметом исследования многих океанологов различного профиля (Полонский, Сухонос, 2018). Наряду с традиционными взглядами на роль динамики крупномасштабной океанической циркуляции предметом исследования становится изучение совокупного воздействия океанических вихрей на изменчивость климата (Kondrashev, Berloff, 2015). В отличие от исследований, проводимых с помощью полных моделей океанической циркуляции (Gula et al., 2015), учитывающих все многообразие факторов, имеющих существенное влияние на циркуляцию океана, заметный вклад в изучение проблемы вносят относительно простые модели циркуляции (Shevchenko, Berloff, 2017). Это, прежде всего, задачи исследования геострофических течений открытого океана и задачи динамики интенсивных пограничных течений у западных берегов океанов, а именно, исследование неустойчивости океанских течений, а также возможности возникновения структурных образований, изучение их характерных пространственно-временных масштабов, их роли в процессах переноса массы, импульса, энергии в океане.

Хорошо известно, что океаническая циркуляция описывается преимущественно баротропной и первой бароклинной модами, при том, что структура течений имеет модовый состав более высокого порядка, однако доля этой энергии достаточно

быстро убывает с ростом номера моды. В частности, ряд исследователей проводят сравнительные численные эксперименты с использованием 3-х, 6-ти и 12-слойных моделей (Shevchenko, Berloff, 2017).

Работа посвящена исследованию эволюции океанических течений в рамках классической квазигеострофической вихреразрешающей численной двухслойной модели циркуляции под воздействием стационарного пространственно неоднородного ветра. Целью работы является исследование механизмов формирования в поле течений долгопериодных структурных образований, изучение их пространственных и временных характеристик, а также в перспективе оценка возможности этих образований оказывать влияние на термодинамические процессы в атмосфере.

Отличие данной работы от цитируемых выше (Kondrashev, Berloff, 2015) и (Shevchenko, Berloff, 2017) состоит в подходе к анализу результатов численных экспериментов. Указанные авторы проводят подробный анализ временного хода полной энергии и качественный и количественный анализы полей функции тока. Такой подход обусловлен, в том числе, использованием обычной вязкости в качестве диссипативного члена численной модели. В данной работе акцент делается на анализе более мелкомасштабных движений, что обеспечивается использованием бигармонической вязкости в качестве диссипативного члена численной модели. Предметом анализа является спектр энстрофии и параметры этого спектра, а не спектра энергии; визуальный анализ проведен на основе полей относительной завихренности, что дает лучшую и более адекватную проработку пространственных вихревых полей.

Описание модели и численная схема

Использована модель эволюции потенциального вихря (Rhines, 1979) в двух-слойной жидкости для случая глубин верхнего слоя 100 м, нижнего — 3866 м:

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial t} + J(\psi_j, \omega_j) + \beta \frac{\partial \psi_j}{\partial x} = -\lambda_j \cdot \delta_{j2} + W_j \delta_{j1} + D_j, \quad (1)$$

$$\omega_j = \Delta \psi_j + F_j(\psi_i - \psi_j); \quad j = 1, 2; \quad i = 3 - j, \quad (2)$$

где ψ_j – поле функции тока в слое j , ω_j – поле завихренности в слое j ; λ_j – коэффициент придонного трения, δ_{ji} – символ Кронекера, D_j – диссипация; W_j – поток завихренности, генерируемый ветром. Здесь использованы общепринятые обозначения: F_j – параметры стратификации для каждого из слоев, β – меридиональный градиент параметра Кориолиса. Индексу $j = 1$ соответствует верхний слой, подверженный воздействию ветра, индексу $j = 2$ соответствует нижний слой, испытывающий сопротивление дна. Диссипация в модели реализована посредством включения в расчетную схему бигармонической вязкости.

Уравнения модели были стандартным образом приведены к безразмерному виду. Положительные значения оси X соответствуют направлению на восток,

положительные значения оси Y соответствуют направлению на север. Поток завихренности, поступающей в верхний слой в единицу времени:

$$W_1 = -W_0 \sin \frac{x}{2} \sin y,$$

где W_0 – амплитуда потока завихренности. Таким образом, южная половина расчетной области подвергается воздействию антициклонической завихренности, а северная половина – циклонической, поток ветровой завихренности в нижний слой, согласно постановке задачи, тождественно равен нулю. В модели ставятся граничные условия непротекания и скольжения.

Для решения основного уравнения задачи (1) применена схема Аракавы (Arakawa, 1966). Эта девятиточечная схема имеет формальную погрешность пространственной аппроксимации четвертого порядка точности, производная по времени аппроксимируется по схеме *leapfrog*, или «чехарда». Данная схема обладает свойством сохранения завихренности и интегралов движения второго порядка – кинетической энергии и энстрофии, что делает эту схему удобной при решении задач гидродинамической неустойчивости. Эта схема с успехом применялась в задачах исследования негауссовых процессов в геострофической турбулентности (Ларичев, Федотов, 1988).

Решение системы уравнений (2) на каждом шаге выполнялось с помощью прямого метода интегрирования путем разложения полей функции тока и относительной завихренности по собственным функциям дифференциального оператора задачи для прямоугольных (квадратных) областей (Roache, 1972).

Результаты численных экспериментов

Численные эксперименты выполнялись в квадратной расчетной области с разрешением 513 узлов сетки по каждой из сторон квадрата. Ниже представлены результаты экспериментов при безразмерных параметрах $\beta = 1$, $F_1 = 2900$ и $F_2 = 75$, шаг по времени был равен 0.025 безразмерной единицы, амплитуда потока завихренности $W_0 = 0.008$, коэффициент придонного трения $\lambda_2 = 0.04$. Отношение $F_1/F_2 = H_2/H_1$ определяет соотношение глубин нижнего и верхнего слоев соответственно, а абсолютные значения F_1 и F_2 определяют численное значение радиуса деформации Россби $R = 2\pi (F_1 + F_2)^{-1/2}$.

Если размер расчетной области, по аналогии с (Kondrashev, Berloff, 2015; Shevchenko, Berloff, 2017), принять равным 3840 км, то из $2\pi L = 3840$ км масштаб длины для перехода к безразмерным единицам $L = 611$ км. Тогда, при $\beta = 2.0 \times 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$, масштаб скорости равен $U = \beta L^2 = 7.46$ м/с, а масштаб времени $T = (\beta L)^{-1} = 0.95$ сут, радиус деформации Россби равен 70 км, пространственный шаг сетки расчетной области при данном разрешении равнялся 7.5 км.

Ниже приводятся поля завихренности только для верхнего слоя как более показательные. Как уже было указано выше, расчеты, в отличие от (Kondrashev,

Berloff, 2015), выполнялись с использованием бигармонической вязкости в качестве диссипативного члена уравнения (1), значения безразмерного коэффициента вязкости для обоих слоев $j = 1, 2$ было выбрано равным 1.0×10^{-8} , что соответствует $1.0 \times 10^{-8} \times L^4 \times T^{-1} = 1.7 \times 10^{10} \text{ м}^4/\text{с}$ в размерном виде.

Постоянный поток завихренности в верхний слой жидкости и постоянные в ходе каждого из экспериментов коэффициенты вязкости и донного трения обеспечивают постоянный приток энергии в систему и стабильный режим диссипации. При таких условиях в качестве основного индикатора состояния системы геострофических течений была выбрана полная удельная энергия течений как сумма кинетических энергий каждого из двух слоев и доступной потенциальной энергии, приведенная к единице площади расчетной области.

Кинетическая энергия каждого из слоев рассчитывается как:

$$E_j = \frac{1}{8\pi L^2} \frac{H_j}{H_1 + H_2} \iint (u_j^2(x, y) + v_j^2(x, y)) dx dy,$$

где $u_j(x, y)$ и $v_j(x, y)$ соответственно зональная и меридиональная компоненты скорости течения для слоя j ; доступная потенциальная энергия рассчитывается как:

$$P = \frac{1}{8\pi L^2} \frac{F_1 H_1 + F_2 H_2}{H_1 + H_2} \iint (\psi_1(x, y) - \psi_2(x, y))^2 dx dy,$$

интегрирование осуществляется по всей расчетной области.

Расчеты выполнялись от начального состояния полного покоя на период 320 лет модельного времени, при этом начальный адаптационный период модели составил около 114 лет. Анализ процесса начальной адаптации модели не является предметом настоящей работы и ниже не обсуждается.

Как видно из рис. 1, полная энергия осциллирует в интервале величин от 6.5×10^{-4} до 8.5×10^{-4} , что соответствует интервалу изменчивости средней скорости от 0.255 до 0.292, или в размерных величинах от 0.19 до 0.22 м/с.

Визуальный анализ временного хода полной энергии на рис. 1 указывает на наличие изменчивости интенсивности течений на временных масштабах нескольких лет. Для оценки величины характерных периодов данной изменчивости была построена периодограмма этой временной зависимости (рис. 2). Был выбран временной интервал, эквивалентный приблизительно 200 годам, таким образом,

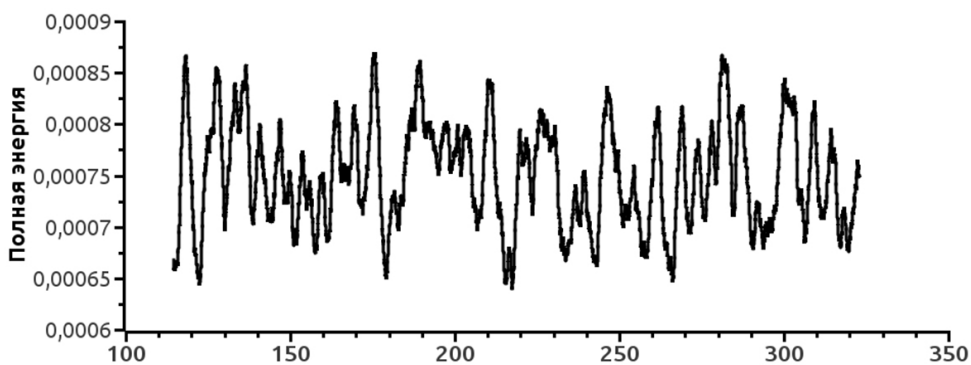


Рис. 1. Временной ход полной удельной энергии.

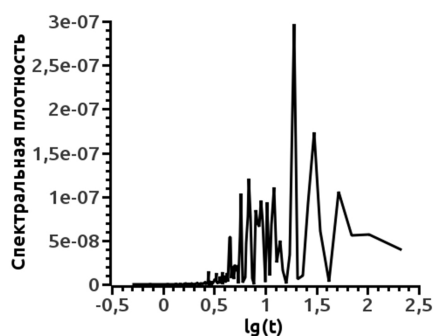


Рис. 2. Периодограмма временного хода полной энергии, по оси абсцисс – логарифмическая шкала.

что значения функции полной энергии и ее производной по времени на обоих концах интервала совпадали, и на выбранном интервале функция полной энергии рассматривалась как периодическая.

Важно отметить, что периоды собственных колебаний в системе (1) для волн Россби лежат в интервале нескольких десятков суток и в данных численных экспериментах не наблюдаются, при том, что дискретность числового ряда значений, использованных для построения периодограммы, – менее суток.

Появление подобных пиков временного хода энергии является фактом нетривиальным, поскольку, как уже отмечалось выше, поток энергии в систему геострофических течений постоянен. Следовательно, накопление энергии с последующим быстрым стоком последней при постоянном коэффициенте вязкости может быть связан с явлением блокировки турбулентного каскада таким образом, что значительная доля энергии просто не поступает в интервал волновых чисел, в котором диссипация существенна. И наоборот, наступает режим, при котором энергия интенсивно поступает в коротковолновый диапазон, интенсивно диссипируя.

Для дальнейшего изучения явления изменчивости целесообразно перейти к анализу собственно геофизических полей, рассчитываемых в эксперименте. Следует обратить внимание на поля относительной завихренности. Анализ полей данной величины здесь более информативен, нежели анализ полей функции тока, представляющих собой два крупных круговорота: циклонического в северной части расчетной области и антициклонического в ее южной части.

Здесь приведены поля завихренности для верхнего слоя для $t = 116$ лет, что (см. рис. 1) соответствует состоянию системы в момент времени, предшествующий росту полной энергии.

Поле завихренности демонстрирует достаточно интенсивное струйное течение в зональном направлении, окруженное нерегулярно расположенными циклоническими и антициклоническими вихрями. В самой удаленной от западного берега области струйного течения наблюдается интенсивное меандрирование струи как результат бароклинной неустойчивости. В северной части расчетной области – в зоне циклонической циркуляции – наблюдаются интенсивные антициклоны, соответственно в южной части с антициклонической циркуляцией – циклоны.

Структура течений на рис. 3б для момента времени, соответствующего локальному максимуму полной энергии, в основных чертах качественно повторяет структуру течений на рис. 3а, и визуально отличается несколько большим

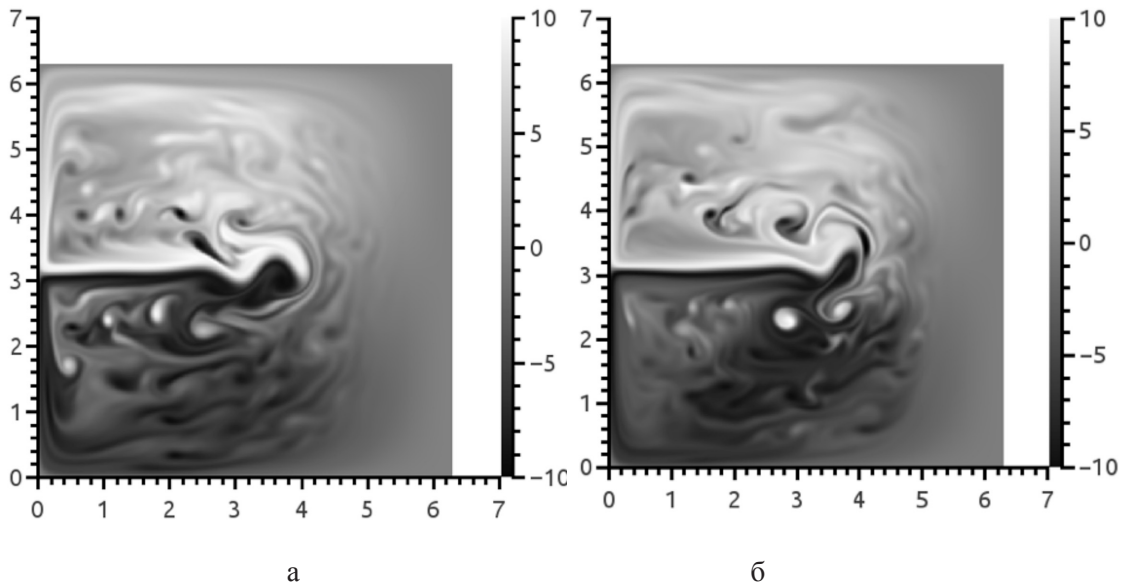


Рис. 3. а – Поле относительной завихренности в верхнем слое для $t = 116$ лет;
 б – поле относительной завихренности в верхнем слое при $t = 118$ лет.

количеством вихрей к северу и югу от струйного течения. Есть все основания полагать, что рост полной энергии связан с накоплением энергии в интенсивной струе, однако пренебрегать ролью вихрей в накоплении энергии в системе также не следует. Поскольку эти вихри многочисленны и движутся в поле сдвигового течения, их динамика является достаточно сложной, так как определяется, помимо бета-эффекта, структурой течения, и установление границ вихрей методом построения сепаратриссы течения (Korotaev, Fedotov, 1994) затруднена.

Дальнейший анализ описываемого процесса выполнялся путем изучения пространственных спектров энергии и энтропии для каждого момента времени. Общая идеология анализа двумерных спектров хорошо известна и может быть использована для анализа процессов долгопериодной изменчивости океанической циркуляции.

Определим, согласно (Rhines, 1979), величину $\epsilon(k)dk$ как энтрофию $\frac{1}{2} \omega_j^2$, содержащуюся в компонентах Фурье с волновыми числами $|\mathbf{k}|$, заключенными между k и $k+dk$. В качестве количественной характеристики спектра определим значение центра масс спектра стандартным образом:

$$k_\epsilon = \frac{\int k \epsilon(k) dk}{\int \epsilon(k) dk},$$

где интегрирование осуществляется по всем волновым числам диапазона $1 < k < 256$.

С точки зрения ожидания поведения спектральных характеристик формирование диссипативной структуры может приводить к сужению пространственного спектра, а распад диссипативной структуры может являться аналогом «свободной» турбулентности с одновременным расширением спектра. Такое расширение спектра увеличивает поступление энергии и энтропии в диссипативный интервал с последующим уменьшением полной удельной энергии системы. Известный из теории двумерной турбулентности эффект «отрицательной вязкости» (Rhines,

1979) не позволяет использовать в качестве индикатора состояния спектра значение центра масс спектра энергии; напротив, значение центра масс спектра энтропии k_ϵ представляется вполне адекватной изучаемому явлению физической величиной. В (Ларичев, Федотов, 1988) продемонстрировано, что временной ход центра масс спектра энтропии повторяет временной ход информационной энтропии и может рассматриваться как критерий упорядоченности системы течений.

Расчеты, как уже указано выше, базируются на результатах анализа временного хода полной удельной энергии, однако для последующего анализа был выбран фрагмент расчетов продолжительностью 41 год, а именно от $t = 115$ лет до $t = 156$ лет.

Визуальный анализ временного хода полной энергии на рис. 4 указывает на наличие изменчивости интенсивности течений на временных масштабах нескольких лет. Для оценки величины характерных периодов данной изменчивости была построена периодограмма этой временной зависимости.

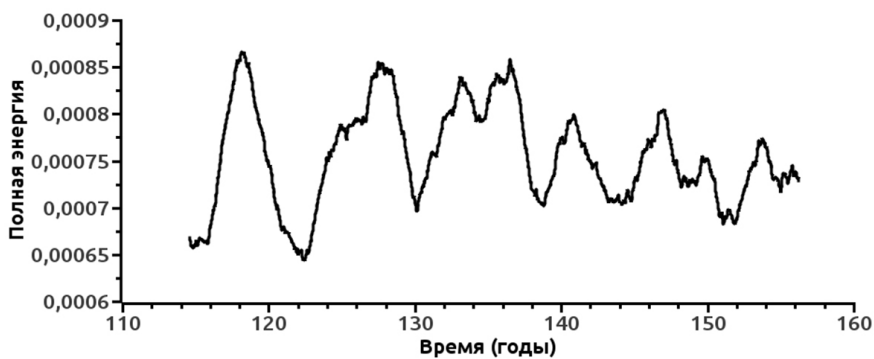


Рис. 4. Временной ход полной удельной энергии.

Логарифмическая шкала (десятичный логарифм) на рис. 5 применена для детального анализа короткопериодной изменчивости полной энергии. Из графика видно, что осцилляции полной энергии с периодом менее 3 лет практически отсутствуют.

Рассмотрим временной ход значений центра масс спектра энтропии k_ϵ в те же моменты времени.

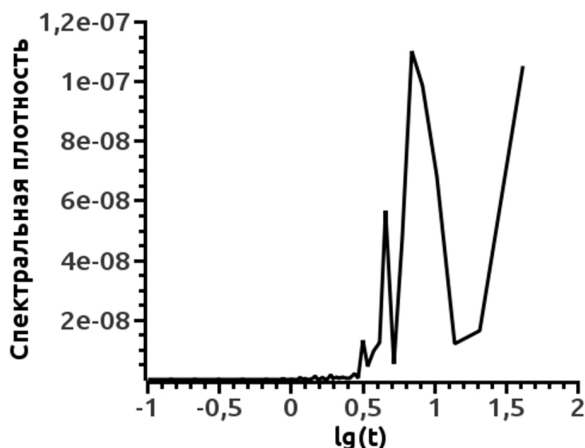


Рис. 5. Периодограмма временного хода полной энергии. По оси абсцисс логарифмическая шкала времени в годах.

На рис. 6 приведен временной ход центра масс спектра энтропии для верхнего слоя, что достаточно для дальнейшего анализа, исходя из самой логики постановки задачи и выполняемого исследования. В случае конечного радиуса деформации Россби поток энтропии блокируется на малых масштабах из верхнего слоя в нижний. Нас же интересует в данном аспекте поведение энтропии на масштабах, близких к масштабу диссипации.

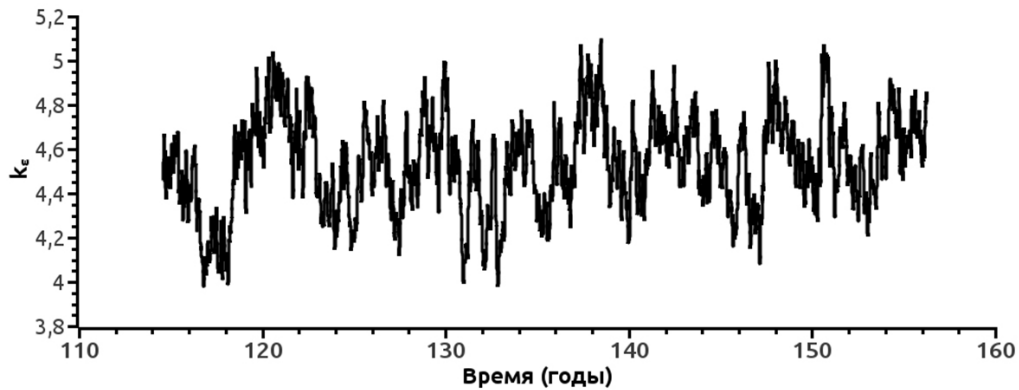


Рис. 6. Временной ход центра масс спектра энтропии k_ϵ .

Рассмотрим периодограмму временного хода центра масс спектра энтропии. Следует ожидать, что данная периодограмма продемонстрирует большой набор периодов изменчивости по сравнению с предыдущей, так как может отражать процессы, происходящие с сохранением полной энергии.

На рис. 7 сразу обращают на себя внимание два факта: достаточно высокая интенсивность физических процессов для абсцисс < 0.5 , что соответствует модельному периоду времени около 3 лет, и такие процессы не отражаются на периодограмме полной энергии; приблизительно одинаковая интенсивность долгопериодных осцилляций в диапазоне 8–11 лет на обеих периодограммах.

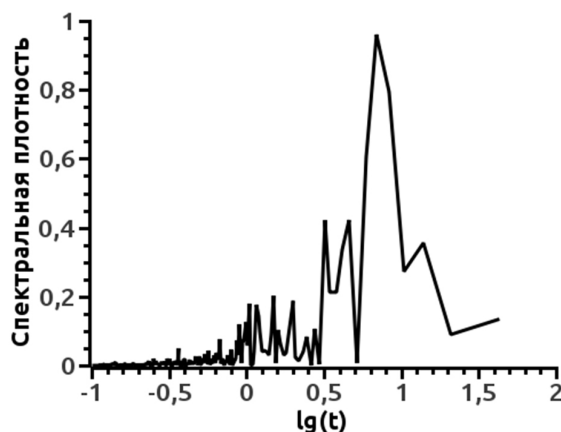


Рис. 7. Периодограмма временного хода центра масс спектра энтропии. По оси абсцисс – логарифмическая шкала периода колебаний в годах.

Представляется естественным, что периодограмма центра масс спектра энтропии отражает большую совокупность нелинейных процессов различных временных

масштабов. Причем короткопериодные процессы продолжительностью от месяца до 3 лет имеют иную физическую природу, нежели долгопериодная изменчивость океанической ветровой циркуляции. Такие процессы хорошо известны: это генерация вихрей в ходе процессов бароклинной неустойчивости и последующего поглощения этих вихрей средним циркуляционным потоком. Они характеризуются сохранением полной энергии, и в пространственном спектре будут демонстрировать уменьшение пространственного масштаба течения при генерации вихря и увеличением пространственного масштаба при поглощении вихря крупномасштабным течением.

Это обстоятельство позволяет отфильтровать по частотам процессы с периодами менее 3 лет и проанализировать долгопериодную изменчивость спектров энтропии одновременно с долгопериодной изменчивостью полной удельной энергии.

Таким образом, процессы на рис. 4 и рис. 8 имеют одинаковые масштабы изменчивости. Есть все основания полагать, что процессы, которые отражаются на рис. 8, оказывают значительное влияние на процессы, которые отражаются на рис. 4. Несмотря на то, что значения полной удельной энергии и значения центра масс спектра энтропии различаются на несколько порядков, путем несложной перенормировки оба графика можно совместить в одном.

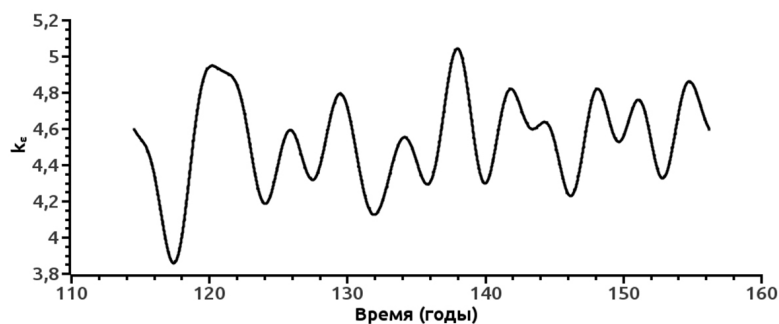


Рис. 8. Результат фильтрации временного хода центра масс спектра энтропии k_c для периодов менее 3 лет.

Представленный график (рис. 9) блестяще иллюстрирует гипотезу о влиянии структуры спектра поля крупномасштабной циркуляции на полную удельную

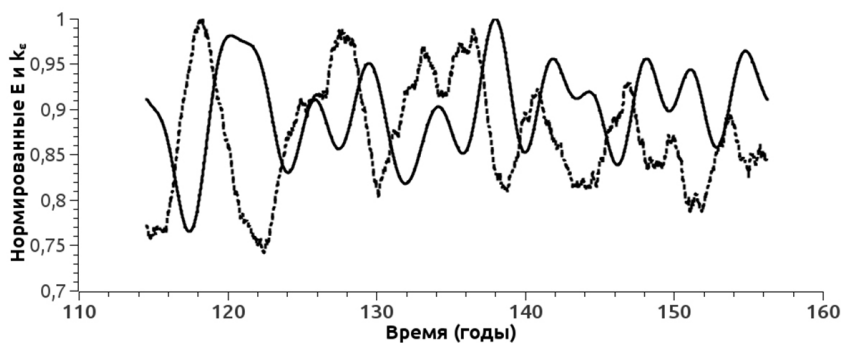


Рис. 9. Результат совмещения нормированных графиков временных ходов полной удельной энергии (пунктир) и центра масс спектра энтропии (сплошная).

энергию всей системы течений. Уменьшение значений k_ϵ свидетельствует о сужении пространственного спектра энтропии, а, следовательно, об уменьшении доли энтропии в интервале диссипации, что с некоторой задержкой во времени демонстрирует рост полной удельной энергии системы.

В частности, временной сдвиг между режимами минимума k_ϵ и максимума полной энергии составляет порядка 400 сут.

На рис. 10 представлены нормированные пространственные спектры энтропии для моментов времени $t = 117$ лет и $t = 120$ лет, соответствующих минимуму и максимуму центра масс спектра энтропии.

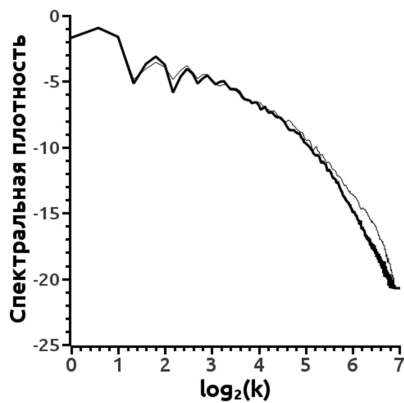


Рис. 10. Нормированные спектры энтропии для моментов времени $t = 117$ лет (жирная линия) и для $t = 120$ лет (тонкая линия).

Этот график явно демонстрирует сужение спектра энтропии для состояния системы с минимумом k_ϵ по сравнению с состоянием системы с максимумом k_ϵ , что подтверждает тезис о замедлении каскадного переноса энтропии в малые масштабы, предшествующего росту полной энергии в системе.

Ниже приведены поля относительной завихренности для верхнего слоя для этих же моментов времени, а именно для моментов минимума и максимума k_ϵ .

Поля завихренности на рис. 11а, б соответствуют состояниям системы течений в моменты времени максимального сужения и максимального расширения спектра

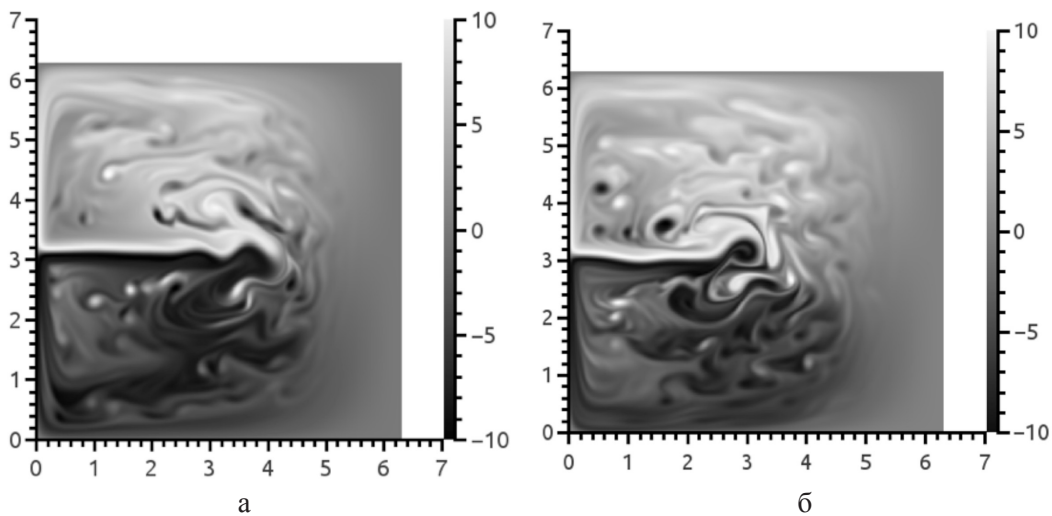


Рис. 11. а – поле относительной завихренности для верхнего слоя, $t = 117$ лет; б – поле относительной завихренности для верхнего слоя, $t = 120$ лет.

энтрофии рис. 10. Хорошо заметно отличие характера поля вихрей к северу и к югу от струйного течения; видно, что процесс накопления полной энергии системой течений происходит с уменьшением доли вихрей, а процесс потери энергии идет с интенсификацией передачи энергии от струйного течения к вихрям.

Заключение

В работе представлены результаты численного моделирования океана на стадии эволюции поля течений под действием пространственно неоднородного постоянного ветра при постоянных параметрах диссипации: придонного трения и коэффициента бигармонической вязкости. Для анализа численных результатов, представляющих интерес в контексте проводимого исследования долгопериодной изменчивости, изучена эволюция течений с момента времени, когда энергия системы прекращает монотонный рост.

Система течений при определенных параметрах вынуждающей силы ветра и диссипации переходит в режим долгопериодной осцилляции таким образом, что за каждым локальным минимумом k_{ϵ} следует локальный максимум полной удельной энергии. Характерное время, в течение которого система эволюционирует от одного локального минимума энергии до другого, можно рассматривать как оценку периода изменчивости; однако, в силу того, что осцилляции полной энергии не регулярны, более точную оценку может дать анализ периодограммы временного хода полной энергии. Данный анализ дает характерное время изменчивости порядка 8–11 лет в размерных единицах времени. Следует отметить, что изменчивость временного хода кинетической энергии каждого из слоев и доступной потенциальной энергии синфазна и наблюдаемый эффект долгопериодных колебаний энергии связан, прежде всего, с одновременной интенсификацией струйного течения как в верхнем, так и в нижнем слое. При этом характер описанного явления таков, что в ходе усиления и ослабления интенсивной струи изменяется режим крупномасштабных процессов переноса, что может рассматриваться как гидродинамический механизм долгопериодных колебаний переноса массы, импульса, энергии, тепла и соли в океане.

В системе интенсивное струйное течение – вихри наблюдаются два колебательных процесса. Первый связан с поочередной генерацией циклонических и антициклонических вихрей как проявление бароклинной неустойчивости в районе восточной оконечности струйного течения, которые затем движутся в западном направлении. В процессе своего движения на запад эти вихри ослабевают и поглощаются у западного берега крупномасштабным течением. Этот процесс относительно высокочастотный, он не приводит к изменчивости полной энергии системы, и ему условно можно приписать «локальный» характер неустойчивости.

Квазипериодический процесс усиления и ослабления собственно зонального струйного течения, сопровождающийся накоплением энергии в струе, является долгопериодным, он выражен в пространственной структуре поля завихренности как качественно (рис. 3б и 4), так и количественно, перепад уровня энергии от

максимального до минимального достигает величины 0,25 от среднего уровня энергии. В данном случае неустойчивость приводит к уменьшению интенсивности зональной струи, что и сопровождается уменьшением полной энергии. Последствия такой неустойчивости по пространственным характеристикам можно отнести к глобальным, и здесь следует говорить уже о «нелокальном» характере неустойчивости.

Необходимо отметить особенности, связанные с выбором коэффициента бигармонической вязкости. Априори этот коэффициент не известен для данного эксперимента. Поскольку бигармоническая вязкость не имеет физического аналога, ее функция носит служебный характер, заключающийся в обеспечении диссипации энергии и энтрофии на масштабах волновых чисел k рассчитываемых полей в диапазоне $N/4 < k < N/2$, где N — число узлов сетки, в данной работе $N = 512+1$. Таким образом, выбор коэффициента бигармонической вязкости определяется характером развития турбулентного каскада в системе, и он напрямую связан с другими параметрами задачи, такими как величина β , интенсивность и структура поля ветра, коэффициент придонного трения. Таким образом, коэффициент бигармонической вязкости выбирался по результатам анализа пространственного спектра энергии после выхода системы течений на квазиравновесный режим осцилляции.

Квазипериодический процесс усиления и ослабления собственно зонального струйного течения, сопровождающийся накоплением энергии в струе, является долгопериодным, и, как следует из результатов данной работы, является отражением сложных нелинейных процессов, связанных с изменением структуры пространственного спектра системы течений. Сам характер изменчивости пространственного спектра позволяет говорить о признаках самоорганизационных процессов в системе крупномасштабной циркуляции. Критерием самоорганизационных процессов являются осцилляции ширины спектра энтрофии, диагностируемые посредством оценки положения центра масс спектра энтрофии. А именно: сужение пространственного спектра энтрофии блокирует поступление энтрофии и энергии в диссипативный интервал, что, в свою очередь, приводит к росту полной удельной энергии течений; максимальное значение полной энергии достигается в системе приблизительно через 400 сут с момента максимального сужения пространственного спектра энтрофии. И наоборот, расширение спектра в режиме «свободной турбулентности» как фазы прекращения «когерентного» режима обеспечивает увеличение спектрального потока энергии и энтрофии в диссипативный спектральный интервал с последующим уменьшением полной энергии системы течений.

Также важным аспектом является техническая сторона исследования, а именно достаточно высокое пространственное и временное разрешение гидродинамического течения на сетке. Очевидно, что современное развитие океанографического приборостроения и методологии проведения натурных измерений в океане не позволяют получить соответствующие экспериментальные результаты, так что численные эксперименты с использованием достаточно простых численных моделей являются важным инструментом исследования динамики.

Перспективность дальнейших исследований связана, прежде всего, с проведением детального анализа пространственных спектров энергии поля течения для различных режимов интенсификации струйного течения, с исследованием системы под действием нестационарного ветра; причем интерес представляет как нестационарность по амплитуде, так и в большей степени нестационарность, связанная с сезонной изменчивостью поля ветра, с исследованием аналогичных процессов в многослойном океане.

Работа выполнялась в рамках бюджетной темы «Фундаментальные исследования процессов в системе океан–атмосфера–криосфера, определяющих пространственно-временную изменчивость глобального и регионального климата» № 0012-2016-0004).

Литература

- Ларичев В.Д., Федотов А.Б.* Явление самоорганизации в геострофической турбулентности на β -плоскости // Доклады АН СССР. 1988. Т. 298. № 4. С. 971–975.
- Полонский А.Б., Сухонос П.А.* К механизму формирования аномалий температуры в верхнем слое Северной Атлантики // Океанология. 2018. Т. 58. № 5. С. 709–718. DOI: 10.1134/S003015741805012X.
- Arakawa A.* Computational design of long-term numerical integration of the equations of fluid motion, two-dimensional incompressible flow // Journal of Comput. Physics. 1966. Vol. 1. No. 1. P. 119–143.
- Gula J., Moles M.J., McWilliams J.C.* Gulf Stream dynamics along the southeastern U.S. seaboard // J. Phys. Oceanogr. 2015. Vol. 45 (3). P. 690–715.
- Kondrashev D., Berloff P.* Stochastic modeling of decadal variability in ocean gyres // Geophysical Research Letters. 2015. Vol. 42. P. 1–14. DOI:10.1002/2014GL062871.
- Korotaev G.K., Fedotov A.B.* Dynamics of an isolated barotropic eddy on a beta-plane // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 264. P. 277–301.
- Rhines P.B.* Geostrophic turbulence // Ann. Rev. Fluid Mech. 1979. Vol. 11. P. 401–441.
- Roache, Patrick J.* Computational fluid dynamics. Albuquerque N.M.: Hermosa Publishers, 1972. 434 p.
- Shevchenko I., Berloff P.* On the role of baroclinic modes in eddy-resolving midlatitude ocean dynamics // Ocean Modeling. 2017. Vol. 111. P. 55–65.

**LONG-PERIOD VARIABILITY OF LARGE-SCALE CIRCULATION
SYSTEM AND MESOSCALE VORTICES AS
SELF-ORGANIZATION PHENOMENON**

Fedotov A.B.

*Institute of Natural and Technical Systems, Russian Federation, Sevastopol,
Lenin St., 28, e-mail: fedotov57@mail.ru
Submitted 11.01.2019, accepted 30.08.2019*

Within the framework of the numerical model of a two-layer ocean with the depth of layers corresponding to the average ocean conditions, the evolution of large-scale circulation under the action of an external stationary vorticity flow under constant dissipation parameters is studied, the time scales of long-period oscillations of the energy of flows are analyzed. The temporal variability of the enstrophy spectrum of the system of flows is considered, the connection of oscillations of the total energy of large-scale circulation with oscillations of the position of the center of mass of the enstrophy spectrum of the system is revealed.

Keywords: synoptic variability, large-scale variability, wind-forced currents, self-organization

References

- Arakawa A.* Computational design of long-term numerical integration of the equations of fluid motion, two-dimensional incompressible flow. *Journal of Comput. Physics*, 1966, Vol. 1, No. 1, pp. 119–143.
- Gula J., Molemaker M.J., and McWilliams J.C.* Gulf Stream dynamics along the southeastern U.S. seaboard. *J. Phys. Oceanogr.*, 2015, No. 45 (3), pp. 690–715.
- Kondrashev D. and Berloff P.* Stochastic modeling of decadal variability in ocean gyres. *Geophysical Research Letters*, 2015, No. 42, pp. 1–14, doi:10.1002/2014GL062871.
- Korotaev G.K. and Fedotov A.B.* Dynamics of an isolated barotropic eddy on a beta-plane. *J. Fluid Mech.* 1994, Vol. 264, pp. 277–301.
- Larichev V.D. and Fedotov A.B.* Yavlenie samoorganizatsii v geostroficheskoj turbulentnosti na β -ploskosti (Self-organization phenomenon in geostrophic turbulence on a β -plane). *Doklady AN SSSR*, 1988, Vol. 298, No. 4, pp. 971–975.
- Polonsky A.B. and Sukhonos P.A.* K mekhanizmu formirovaniya anomalii temperatury v verkhnem sloye Severnoy Atlantiki. (The Mechanism for the Formation of Temperature Anomalies in the Upper Layer of the North Atlantic). *Okeanologiya*, 2018, Vol. 58, No. 5, pp. 709–718, doi: 10.1134/S003015741805012X.2.
- Rhines P.B.* Geostrophic turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1979, Vol. 11, pp. 401–441.
- Roache Patrick J.* Computational fluid dynamics. Albuquerque N.M.: Hermosa Publishers, 1972, 434 p.
- Shevchenko I. and Berloff P.* On the role of baroclinic modes in eddy-resolving midlatitude ocean dynamics. *Ocean Modeling*, 111, 2017, pp. 55–65.