

Н.И. Глок, В.Н. Малинин

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СТЕРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ УРОВНЯ МИРОВОГО ОКЕАНА

NI. Glock, V.N. Malinin

STATISTICAL ANALYSIS OF STERIC SEA LEVEL CHANGES

Рассматривается частотная структура межгодовой изменчивости стерических колебаний уровня Мирового океана (СКУМО) по данным разных авторов. Показано, что определяющая роль в межгодовых колебаниях СКУМО принадлежит линейному тренду, описываемому по различным оценкам 60–90 % дисперсии исходных рядов. На основе вейвлет-анализа выявлен 57-летний цикл, который соответствует аналогичному периоду в рядах глобальной температуры воздуха и температуры поверхности океана.

Ключевые слова: стерические колебания, уровень Мирового океана, тренд, вейвлет-анализ, спектральный анализ, температура поверхности океана, циклы.

The frequency structure of the interannual variability of global steric sea level (GSSL) according to different authors is considered. It is shown that the determining role in the interannual variations GSSL belongs to a linear trend, which according to various estimates describes 60–90 % of the variance of the source time series. On the bases of the wavelet-analysis the 57-year cycle was identified, it corresponds to the same period in the series of global temperatures and sea surface temperature.

Key words: steric variation, global sea level, trend, wavelet analysis, spectral analysis, sea surface temperature, cycles.

Как известно, ярким следствием современных колебаний климата является постоянное повышение уровня Мирового океана (УМО). Если в течение XX в. его рост составлял 1,8 мм/год, то на рубеже XX–XXI вв. согласно данным альтиметрических наблюдений он повысился до 3,0–3,2 мм/год [Малинин, 2011]. Значительная роль в росте УМО принадлежит стерическим колебаниям, обусловленным изменениями плотности морской воды за счет соответствующих изменений температуры и солёности, причем вклад температуры воды является определяющим [Ishii et al., 2006]. Сравнительный вклад глобальных стерических колебаний в формирование тренда УМО для различных периодов времени по результатам зарубежных исследований дается в обобщающих отчетах МГЭИК [IPCC, 2007]. По этим оценкам, если тренд стерических колебаний уровня Мирового океана (СКУМО) в XX столетии (1910–1990 гг.) составлял 0,5 мм/год (0,33 от тренда УМО), то в 1993–2003 гг. он достигал 1,6 мм/год, что

составляет более 0,50 % от тренда УМО. Таким образом, на рубеже XX–XXI вв. отмечается заметный рост вклада стерических колебаний в повышение УМО.

В связи с этим проблема изучения СКУМО, особенно за длительный период времени, представляет собой очень сложную задачу хотя бы уже по той причине, что глубоководные данные температуры воды для многих районов океана просто отсутствуют. Кроме того, следует иметь в виду, что число наблюдений постоянно менялось во времени, причем год от года их число могло изменяться до 50 %. В среднем отмечается постепенный рост числа наблюдений. Так, в начале 50-х годов прошлого столетия оно составляло около 5×10^4 , в начале 80-х – около 10×10^4 , в начале XXI в. оно достигло 15×10^4 наблюдений [Ishii et al., 2006]. Хотя число глубоководных наблюдений возросло в три раза, однако для многих районов океана и, особенно в южном полушарии, их по-прежнему недостаточно. Естественно, все это должно существенно сказываться на точности оценок стерических колебаний.

Поэтому выполненные рядом зарубежных авторов (рис. 1) глобальные оценки СКУМО несмотря на то, что точность их вряд ли может быть высокой, имеют огромную ценность. Что касается отечественных исследований, то можно отметить две работы глобального характера. В первой из них предложена статистическая модель «быстрой» компоненты СКУМО, ответственной за ее случайные колебания и обусловленной синхронным взаимодействием системы океан-атмосфера [Малинин, Глок, 2009], а в другой – прогностическая физико-статистическая модель, позволяющая предвычислять значения СКУМО на два десятилетия по данным о температуре поверхности океана [Малинин, Гордеева, Глок, 2009].

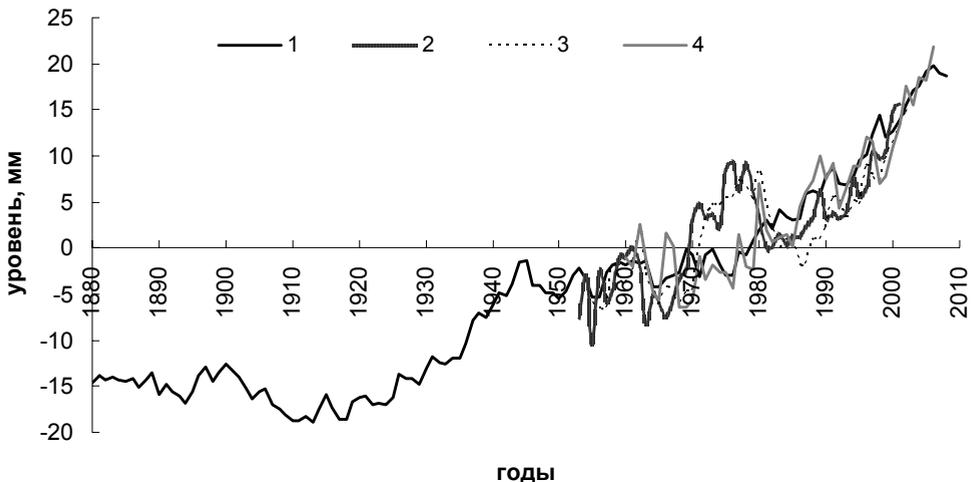


Рис. 1. Межгодовой ход стерических колебаний УМО, рассчитанный разными авторами.

1 – Марселиа [Marćelja, 2010], 2 – Антонов [Antonov et al., 2005],

3 – Ишии [Ishii et al., 2006], 4 – Домингес [Domingues et al., 2008]

Из рис. 1 видно, что временные ряды СКУМО, хорошо согласуются друг с другом, особенно это касается рядов [Antonov et al., 2005] и [Ishii et al., 2006], корреляция между которыми достигает $r = 0,96$ (табл. 1). Впрочем, это неудивительно, так как в основу расчетов были положены одни и те же глубоководные данные о температуре, различие заключалось лишь в методике их обработки. Поэтому в этой работе предпочтение было отдано данным Антонова и др. [Antonov et al., 2005].

В дальнейшем адекватность исходной информации по глубоководной температуре океана на основе зондов ХВТ, относящейся к середине прошлого столетия и используемой в работах [Antonov et al., 2005, Ishii et al., 2006], была поставлена под сомнение. Существенный недостаток ХВТ зондов заключался в расчете глубин океана по скорости падения прибора, что вносило дополнительную ошибку. При сравнении температур полученных с помощью ХВТ и STD зондов еще в середине 1970-х гг. было выявлено, что в данные ХВТ зондов необходимо вносить поправки при определении глубины, однако на то, что бы исправить архивные данные потребовалось более 30 лет [Wijffels et al., 2008]. При этом для различных видов прибора (шельфовых и глубоководных) требовались различные поправочные коэффициенты. В работе Домингес и др. [Domingues et al., 2008] архивные данные по температуре воды были пересмотрены и скорректированы с учетом внесенных поправок. Это позволило уточнить временной ряд СКУМО, корреляция которого с рядами [Antonov et al., 2005, Ishii et al., 2006] составляет $r = 0,71-0,73$ (табл. 1).

Таблица 1

Статистические характеристики временных рядов СКУМО, рассчитанных разными авторами за период 1960–2005 гг.

Автор	Коэффициент корреляции			Стандартное отклонение, мм/год	Коэффициент детерминации тренда, R^2	Величина тренда, T_r , мм/год
	[Antonov et al., 2005]	[Ishii et al., 2006]	[Domingues et al., 2008]			
Антонов [Antonov et al., 2005]	1			5,7	0,60	0,33
Ишии [Ishii et al., 2006]	0,96	1		5,6	0,58	0,33
Домингес [Domingues et al., 2008]	0,73	0,71	1	6,9	0,77	0,45
Марселия [Marcelja, 2010]	0,75	0,73	0,92	6,7	0,89	0,47

Применение спутников с середины 90-х годов и запущенная в 2000 г. система наблюдения за океаном Argo, позволяют получать более надежную информацию о температуре МО на большей площади [Lyman, Johnson, 2008], что привело к тому, что все значения стериических колебаний, рассчитанные за этот период времени разными авторами, имеют схожие величины.

Принципиально иной подход лежит в основе расчета временного ряда стерических колебаний УМО в работе Марселиа [Marčelja, 2010]. Марселиа предложил рассчитывать стерические колебания УМО на основании только температуры поверхности океана (ТПО), не прибегая к глубоководным данным. Это, с одной стороны, значительно облегчает расчеты, а с другой, позволяет получить оценки стерических колебаний УМО за более длительный многолетний период, поскольку наблюдения за ТПО начали проводиться намного раньше и имеют гораздо больший пространственный охват по сравнению с глубоководными наблюдениями. В результате такого подхода в работе [Marčelja, 2010] был получен временной ряд СКУМО с 1880 г.

Для расчета стерических колебаний Марселиа использовал уравнение Манка, основанное на балансе состояния устойчивости между турбулентной диффузией и апвеллингом:

$$\frac{\partial \psi(z, t)}{\partial t} = A_z \frac{\partial^2 \psi(z, t)}{\partial z^2} - W \frac{\partial \psi(z, t)}{\partial z}, \quad (1)$$

где $\psi(z, t)$ – потенциальная температура; A_z – вертикальная турбулентная диффузия; W – средняя вертикальная скорость. Решение данного уравнения позволяет определять изменения поверхностной температуры с глубиной, на основании которых по уравнению состояния морской воды и рассчитывается стерический уровень. Но поскольку в уравнении единственной переменной является поверхностная температура, а значения A_z , W и коэффициенты термического расширения для определенных глубин были заданными, то коэффициент корреляции временного ряда СКУМО с осредненной температурой поверхности Мирового океана [Marčelja, 2010] оказался равным $r = 0,95$. В результате модель линейной регрессии для ряда значений стерического уровня, рассчитанная по данным поверхностной температуры, описывает 90 % дисперсии исходного ряда СКУМО. Отсюда следует, что вклад глубинных изменений температуры составляет лишь 10 %. При этом временной ряд СКУМО [Marčelja, 2010] имеет очень высокую корреляцию с рядом СКУМО, рассчитанным Домингес и др. [Domingues et al., 2008], и несколько более худшую корреляцию с рядами [Antonov et al., 2005, Ishii et al., 2006] (табл. 1).

Несмотря на высокую корреляцию между рядами СКУМО, оценки линейных трендов заметно различаются, однако все они являются значимыми. Максимальный тренд в СКУМО ($Tr = 0,47$ мм/год) отмечается у Марселиа [Marčelja, 2010], который описывает 85 % дисперсии исходного ряда, а минимальный тренд проявляется в данных Антонова и др. [Antonov et al., 2005] и Ишии и др. [Ishii et al., 2006], составляющий $Tr = 0,33$ мм/год.

Если рассматривать самый длинный временной ряд СКУМО за 1880–2008 гг., то на фоне перманентного роста стерического уровня океана ($Tr = 0,26$ мм/год), можно выделить несколько промежутков времени, заметно отличающихся друг от друга характером колебаний уровня и, следовательно, величиной

локальных трендов. Первый промежуток (1880–1909 гг.), для которого трендовая компонента отрицательная и составляет $Tg = 0,065$ мм/год, второй (1910–1945 гг.), когда тренд равен $Tg = 0,47$ мм/год, третий (1946–1975 гг.) – $Tg = 0,11$ мм/год, и четвертый (1976–2008 гг.), когда наблюдается наиболее интенсивный рост уровня и величина тренда достигает $Tg = 0,66$ мм/год. Все тренды за данные периоды являются статистически значимыми и хорошо согласуются с изменениями ТПО и температуры воздуха, для которых второй и четвертый периоды соответствуют интенсивному потеплению, а первый и третий – относительно похолоданию.

Даже после удаления трендов временные ряды СКУМО остаются нестационарными, вследствие чего анализ их частотной структуры традиционными статистическими методами представляется нецелесообразным. В этом случае наиболее адекватным способом выявления их внутренних закономерностей может служить вейвлет-преобразование, основы которого достаточно подробно изложены в работах [Астафьева, 1998, Витязев, 2001].

Вейвлет-преобразование сигнала можно рассматривать как обобщение спектрального анализа, в основе которого лежит классическое преобразование Фурье. Применяемые для этой цели базисы названы вейвлетами, солитонобразными функциями двух аргументов – масштаба и сдвига. В вейвлет-анализе роль простых колебаний играют вейвлеты. Понятие частоты классического спектрального анализа здесь заменено масштабом, и, чтобы перекрыть короткими волнами всю временную ось, введен сдвиг функций во времени. В отличие от традиционного преобразования Фурье, вейвлет-преобразование обеспечивает двумерное представление исследуемого одномерного сигнала в частотной плоскости частота – положение. Аналогом частоты является масштаб аргумента базисной функции, а положение характеризуется ее сдвигом, при этом частота и координата рассматриваются как независимые переменные. Это позволяет локализовать крупные и мелкие детали сигналов, одновременно локализуя их на временной шкале. Иными словами, вейвлет-анализ можно охарактеризовать как локализованный спектральный анализ или спектральный анализ локальных возмущений [Астафьева, 1998]. В результате появляется возможность анализировать свойства сигнала одновременно в физическом и в частотном пространствах.

Интегральным вейвлет-преобразованием функции $f(t) \in L2(R)$ для произвольных базисных параметров называется выражение

$$W(a,b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \Psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (2)$$

где $a, b \in R, a \neq 0$.

Функция $\psi(t)$ называется вейвлетом, символ $*$ обозначает операцию комплексного сопряжения. Параметр a определяет размер вейвлета и называется масштабом (scale). Его аналогом в Фурье-анализе является период (частота) гармонического колебания. Однако понятие масштаба – более широкое, чем

понятие периода. Связано это с тем, что в Фурье-преобразовании функциональный вид ядра преобразования зафиксирован раз и навсегда, в то время как вейвлет-преобразование одной и той же функции можно получить с помощью различных базисных вейвлетов (т. е. в разных системах масштабов). Параметр b задает временную локализацию вейвлета и называется сдвигом (shift) [Витязев, 2001]. Этот параметр не имеет аналога в Фурье-преобразовании. Чтобы обеспечить обратимость вейвлет-преобразования, его нулевой момент должен быть равным нулю. Для практических приложений бывает важно, чтобы не только нулевой момент, но и m старших моментов тоже были равны нулю. Вейвлеты, обладающие таким свойством, оказываются полезными при анализе временных рядов с полиномиальными трендами. Игнорируя тренд, они сразу позволяют исследовать высокочастотные компоненты ряда.

Существует множество разновидностей вейвлетобразующих функций, в том числе: haar-вейвлет, fhat-вейвлет ("Французская шляпа" – French hat), wave – вейвлет, mhat – вейвлет ("Мексиканская шляпа" – Mexican hat), вейвлет Морле. Каждый вейвлет имеет характерные особенности во временном и в частотном пространстве. Поэтому выбор анализирующего вейвлета, определяется лишь тем, какую информацию необходимо извлечь из сигнала. Опыт использования вейвлетов применительно к изучению частотной структуры данных по морскому уровню [Белоненко, 2010] показал, что лучше всего соответствует этой задаче вейвлет Морле, представляющий собой уединенную плоскую волну, модулированную гауссианой

$$\psi(r) = \exp(ik_0r) \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right). \quad (3)$$

Параметр σ задает ширину гауссианы, параметр k_0 – частоту плоской волны. Обычно выбирают $\sigma = 2$ и $k_0 = 2\pi$. Этот вейвлет дает результаты, наиболее согласованные с терминами Фурье-анализа. В частности, понятие масштаба полностью соответствует периоду гармонических компонентов. Заметим, что зависимость вейвлета от масштаба, следующая из определения вейвлет-преобразования, в случае вейвлета Морле приводит к тому, что для каждого значения сдвига b в поле зрения преобразования находится участок ряда длиной $P\sqrt{2}$, где P – период гармонического компонента. Так же можно отметить, что у вейвлета Морле только первый момент равен нулю [Витязев, 2001].

На рис. 2 представлено вейвлет-преобразование ряда СКУМО Марселиа за период 1880–2005 гг. после исключения линейного тренда на основе вейвлета Морле. Отрицательным значениям на рисунке соответствуют темные области, а положительным соответственно светлые. Из рис. 2 видно, что можно выделить три цикла, наиболее мощный из которых 57-летний, проявляющийся на всем протяжении временного отрезка и остающийся постоянным по времени. Значительно слабее выражен 19–20-летний цикл, который проявляется почти на

всем интервале до середины 1980-годов. Кроме того, есть слабые 6–8-летние колебания, которые наблюдаются с середины прошлого столетия. Вейвлет-анализ временного ряда температуры поверхности Мирового океана выявил циклы с близкими периодами с небольшим опережением максимумов относительно уровня. В частности, для основного 57-летнего цикла уровень отстает от ТПО на 3–4 года. Корреляция между вейвлет-коэффициентами на этих сдвигах составляет $r = 0,99$.

Отметим также, что 60-летний цикл отчетливо выражен в изменениях глобальной температуры воздуха [Гудкович и др., 2010, Малинин, Гордеева, 2011] и опережает СКУМО на 7–8 лет. Коэффициент корреляции между вейвлет-коэффициентами для данных сдвигов составил $r = 0,96$. Естественно, что 60-летний цикл в изменениях глобальной температуры воздуха опережает аналогичный цикл в ТПО на 4 года ($r = 0,98$). Следовательно, этот цикл имеет атмосферное происхождение.

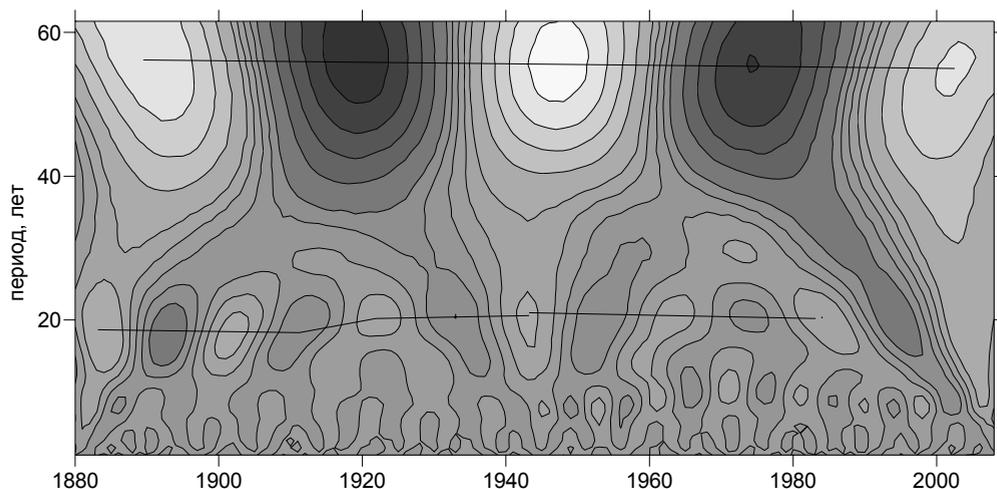


Рис. 2. Вейвлет-разложение ряда СКУМО по данным Марселия [Marčelja, 2010]

Частотная структура временных рядов СКУМО [Antonov et al., 2005, Domingues et al., 2008] существенно отличается от данных Марселия. Так, для ряда СКУМО, рассчитанного Антоновым и др. [Antonov et al., 2005] характерен всего один цикл, период которого сильно меняется во времени: от 12 лет в начале периода до 24 лет в его конце, причем наиболее резкое изменение отмечается до 1980 г.

Более сложная частотная структура свойственна ряду СКУМО Домингес и др. [Domingues et al., 2008]. Достаточно отчетливо выделяются два цикла: один с периодом 15 лет и другой с периодом 6-8 лет (рис. 4). Первый отмечается с 1970 г и остается практически неизменным. Второй вначале рассматриваемого периода имеет период 6 лет, затем в 1977 г. резко меняется на 8-летний и далее не меняется.

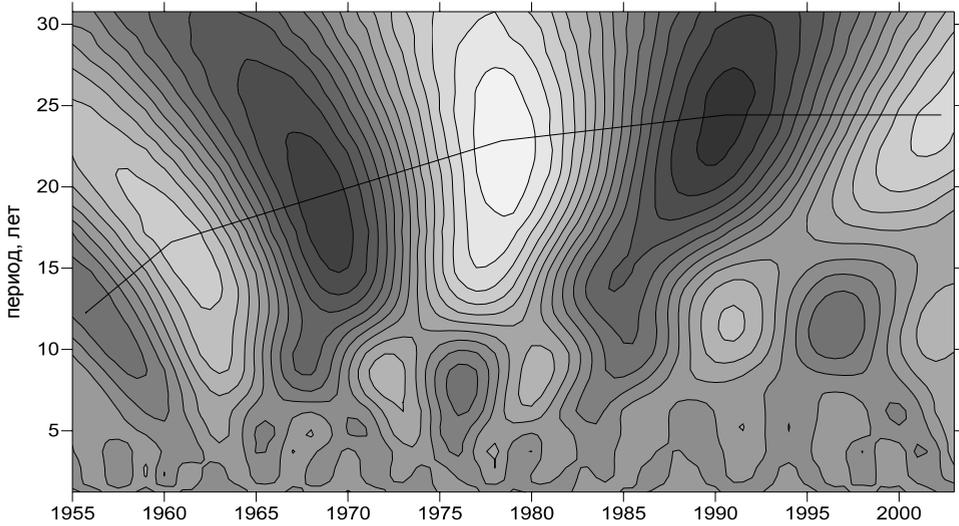


Рис. 3. Вейвлет-разложение временного ряда СКУМО по данным Антонова [Antonov et al., 2005]

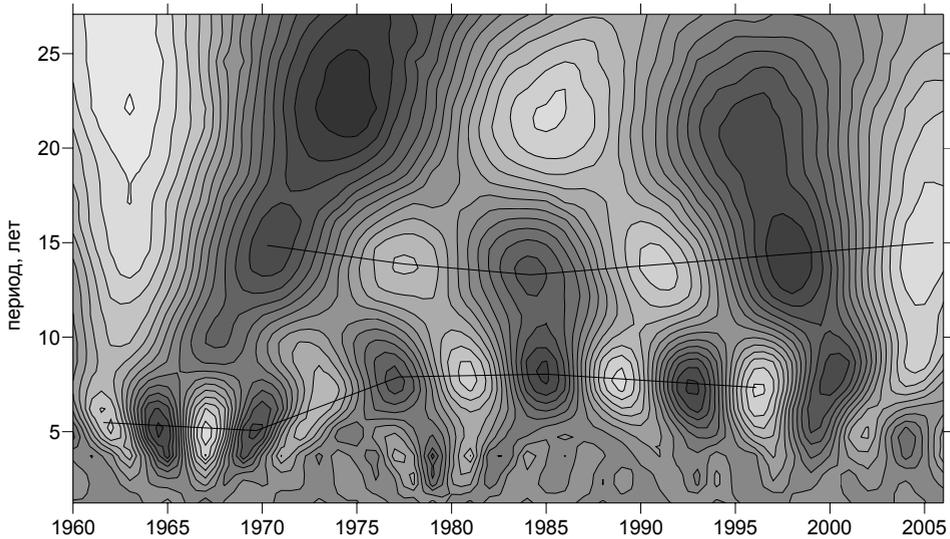


Рис. 4. Вейвлет-разложение временного ряда СКУМО по данным Домингеса [Domingues et al., 2008]

Для оценки значимости полученных циклов, мы прибегли к спектральному анализу, основанному на быстром преобразовании Фурье. Спектрограмма временных рядов стерического уровня для трех рядов СКУМО после удаления трендовой составляющей представлена на рис. 5. Из-за кратности периодов рассчитываемых гармоник в спектральном анализе, для выявления 57-летнего цикла стерических колебаний ряд Марселия был ограничен промежутком времени 1895–2008 гг.

Ряды СКУМО [Antonov et al., 2005, Domingues et al., 2008] были выбраны одинаковой длины с 1960 по 2005 г. Для приведения всех рядов к стационарному виду, из них исключались тренды. Линейный тренд исключался из временных рядов [Antonov et al., 2005, Marčelja, 2010], а квадратичный тренд из ряда [Domingues et al., 2008], поскольку его вклад в дисперсию исходного процесса почти на 10 % превышает вклад линейного тренда.

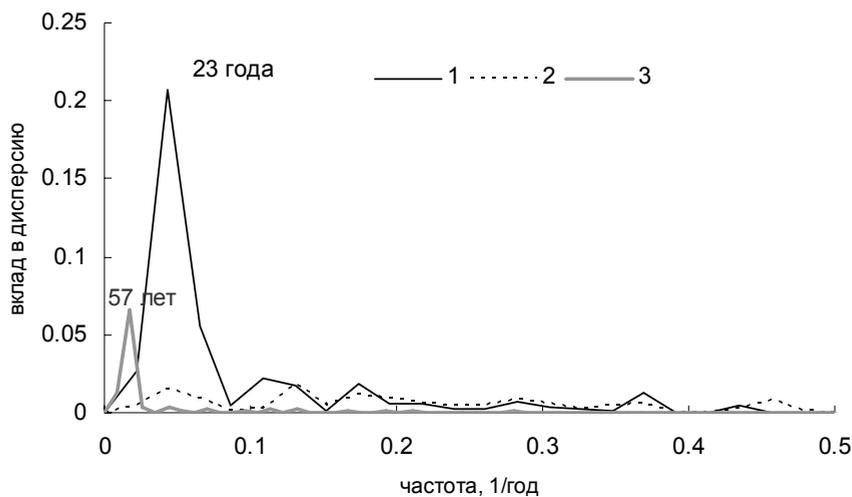


Рис. 5. График спектральной плотности временных рядов СКУМО по данным разных источников. Ось ординат – оценки вклада гармоник в дисперсию исходного процесса. 1 – [Antonov et al., 2005], 2 – [Domingues et al., 2008], 3 – [Marčelja, 2010]

Выявленный при вейвлет-разложении ряда Марселия 57-летний цикл оказался значимым по критерию Стьюдента при уровне значимости 0,05. Поскольку вклад трендовой компоненты в дисперсию ряда СКУМО составляет 90 %, то на долю 57-летнего цикла приходится всего 6,5 %, что составляет более половины оставшейся дисперсии.

Происхождение данного цикла, вероятно, связано с аналогичным 60-летним циклом в глобальной температуре воздуха, который, по мнению авторов работы [Гудкович и др., 2010], обусловлен явлением «диссимметрии солнечной системы». Это понятие обозначает смещение центра Солнца относительно центра масс солнечной системы под влиянием планет (главным образом, Юпитера и Сатурна). Ее воздействие на земную атмосферу может осуществляться как через солнечную активность, так и вследствие изменений расстояния между Землей и Солнцем, связанных с явлением «диссимметрии». Остальные циклы не являются значимыми.

В ряде данных Антонова и др. выявлен один значимый цикл с периодом 23 года, вклад которого в дисперсию составляет 21 %. Однако учитывать его при анализе стерических колебаний весьма сложно, поскольку он, как было показано выше в вейвлет-анализе, довольно сильно меняет свои характеристики

во времени. Максимальный вклад в дисперсию исходного ряда, как и в ряде Марселиа, вносит трендовая компонента, которая описывает 60 % дисперсии. Что касается временного ряда СКУМО Домингеса и др., то хотя вклад отдельных гармоник в общую дисперсию не превышает 2 %, тем не менее, все три гармоники с периодами 23, 7,7 и 5,7 лет оказались значимыми. Отметим, что и в вейвлет-анализе также выявляются подобные циклы.

В результате выполненных расчетов нетрудно составить итоговое дисперсионное соотношение для стерических колебаний УМО, которое представим в следующем виде:

$$D_{\text{СКУМО}} = D_{\text{Тр}} + \sum D_{\text{ЦК}} + D_{\text{СК}}, \quad (4)$$

где первое слагаемое справа – вклад тренда в дисперсию СКУМО, второе – суммарный вклад значимых циклов и третье – вклад случайных колебаний, определяемый как остаточный член этого выражения. Оценки вкладов различных компонент выражения (4) в дисперсию временных рядов СКУМО приведены в табл. 2. Определяющая роль в межгодовых колебаниях СКУМО принадлежит тренду, формирование которого обусловлено современным глобальным потеплением климата. Что касается циклических и случайных колебаний, то их вклад в дисперсию СКУМО значительно меньше по сравнению с трендом. Таким образом, с точки зрения моделирования и прогнозирования стерических колебаний УМО принципиально важным является, прежде всего, учет их трендовой компоненты.

Таблица 2

Оценки вкладов различных компонент выражения (4) в дисперсию временных рядов СКУМО, в %

Автор	Вклад тренда	Вклад значимых циклов	Вклад случайных колебаний
Марселиа [Marcelja, 2010]	90	6,5	3,5
Антонов [Antonov et al., 2005]	60	21	19
Домингес [Domingues et al., 2008]	86	4,6	9,4

Литература

1. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. 1998. Т. 166. № 11, с. 1145–1170.
2. Белоненко Т.В. Северо-западная часть Тихого океана. Исследование изменчивости уровня океана в системе вод Куро-Ойясио на основе спутниковой альтиметрической информации. – Lambert Academic Publishing, 2010. – 218 p.
3. Витязев В.В. Вейвлет-анализ временных рядов. – СПб.: изд. СПбГУ, 2001.
4. Гудкович З.М., В.П. Карклин, В.М. Смоляницкий, И.Е. Фролов. О характере и причинах изменений климата Земли // Проблемы Арктики и Антарктики. 2009. № 1(81), с. 15-23.
5. Малинин В.Н. Глобальный водный баланс. – Lambert Academic Publishing, 2011. – 158 p.
6. Малинин В.Н., Глок Н.И. К оценке стерических колебаний уровня Мирового океана // Уч. зап. РГГМУ, 2009, № 10, с. 53-62.
7. Малинин В.Н., Гордеева С.М. О современных изменениях глобальной температуры воздуха // Общество. Среда. Развитие, 2011, № 2.
8. Малинин В.Н., Гордеева С.М., Глок Н.И. О возможных изменениях стерической компоненты уровня Мирового океана // Изв. РГО, 2010, Т. 142, Вып. 4, с. 23-32.

9. Antonov J.I., S. Levitus, and T.P. Boyer. Thermosteric sea level rise, 1955–2003. *Geophysical Research Letters*, Vol. 32, L12602, doi:10.1029/2005GL023112, 2005.
10. IPCC Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report Climate Change 2007 / Bernstein L. et al. (eds.). – Cambridge, United Kingdom and New York, Cambridge University Press, 2007. – 940 pp.
11. Domingues, C.M., J.A. Church, N.J. White, P.J. Gleckler, S.E. Wijffels, P.M. Barker and J.R. Dunn (2008), Improved estimates of upper-ocean warming and multi-decadal sea-level rise. *Nature*, 453, 1090-1094, doi:10.1038/nature07080.
12. Ishii, M., M. Kimoto, K. Sakamoto, and S.I. Iwasaki, 2006: Steric sea level changes estimated from historical ocean subsurface temperature and salinity analyses. *J. Oceanogr.*, 62(2), 155–170.
13. Lyman, J.M. and G. C. Johnson, 2008: Estimating Annual Global Upper Ocean Heat Content Anomalies Despite Irregular In Situ Ocean Sampling, *Journal of Climate*, 21, 5629-5641, doi:10.1175/2008JCLI2259.1.
14. Marčelja S. The timescale and extent of thermal expansion of the global ocean due to climate change *Ocean Sci.*, 6, 179–184, 2010.
15. Wijffels, S. E. et al. Changing Expendable BathyThermograph fall-rates and their impact on estimates of thermosteric sea level rise. *J. Clim.* doi:10.1175/2008JCLI2290.1

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (государственный контракт № П726 от 20 мая 2010 г.) по направлению «Океанология».