


## Сезонная изменчивость кинетической энергии вихрей в центральной части Индийского океана: анализ эксперимента «Полигон-67» с современных позиций

Г. И. Шапиро , Х. М. Гонзалез-Ондина

*Плимутский университет, Плимут, Великобритания*

 *gshapiro@plymouth.ac.uk*

Поступила в редакцию 26.05.2020 г.

**Цель.** Основной целью данного исследования является анализ сезонной изменчивости мезомасштабной вихревой активности в тропической зоне северной части Индийского океана. Область исследований совпадает с местом проведения эксперимента «Полигон-67» (P67), где впервые были обнаружены мезомасштабные вихри открытого океана.

**Методы и результаты.** Изменчивость кинетической энергии мезомасштабных вихрей в поверхностном слое океана, энтропия крупномасштабной циркуляции, пространственные и временные структуры поверхностных течений и поверхностных ветров анализируются совместно с использованием 20-летнего временного ряда, содержащего вихреразрешающие массивы реанализа океанских данных, полученных из службы мониторинга морской среды *EC Sorernicus*, а также климатических данных о ветре – из управления океанографических и атмосферных исследований США. Быстрые мезомасштабные и медленные крупномасштабные процессы разделены с помощью фильтра Савицкого – Голея с временем отсечки 103 суток, что соответствует локальному минимуму в полном энергетическом спектре кинетической энергии. В отличие от других областей тропического океана сезонная изменчивость вихревой кинетической энергии (*EKE*) имеет два максимума – основной в апреле и вторичный в октябре, которые связаны с максимумами в энтропии крупномасштабных течений.

**Выводы.** Двойной пик изменчивости *EKE* соответствует сезонной изменчивости энтропии крупномасштабных течений и муссонной циркуляции ветра, это подтверждает гипотезу о том, что основным механизмом генерации *EKE* является баротропная неустойчивость крупномасштабных течений. Изменчивость *EKE* в пределах P67 в основном контролируется адвекцией энергии из соседних областей и в меньшей степени – местной генерацией.

**Ключевые слова:** океаническая циркуляция, мезомасштабные вихри, сезонная изменчивость, реанализ, баротропная неустойчивость, Индийский океан.

**Благодарности:** исследования выполнены при финансовой поддержке Университета Плимута.

**Для цитирования:** Шапиро Г. И., Гонзалез-Ондина Х. М. Сезонная изменчивость кинетической энергии вихрей в центральной части Индийского океана: анализ эксперимента «Полигон-67» с современных позиций // Морской гидрофизический журнал. 2020. Т. 36, № 6. С. 628–645. doi:10.22449/0233-7584-2020-6-628-645

# Seasonal Variability of Eddy Kinetic Energy in the Central Indian Ocean: POLYGON-67 Revised

G. I. Shapiro ✉, J. M. Gonzalez-Ondina

University of Plymouth, Plymouth, United Kingdom

✉ gshapiro@plymouth.ac.uk

*Purpose.* The main goal of this study is to analyze seasonal variability of the meso-scale eddy activity in the north tropical Indian Ocean. The selected area coincides with the POLYGON-67 experiment location where the meso-scale eddies were first discovered in the open ocean.

*Methods and results.* Variability of the meso-scale eddy kinetic energy in the ocean surface layer, enstrophy of the larger scale circulation, spatial and temporal patterns of the surface currents and the surface winds are jointly analyzed using a 20-year long daily time series, containing both the eddy-resolving ocean reanalysis data obtained from the EU Copernicus Marine Environment Monitoring Service, and the climatic wind data – from the US National Oceanographic and Atmospheric Administration. The fast meso-scale and slow large-scale processes are separated using the Savitsky – Golay filter with the cut-off time 103 days that corresponds to the local minimum in the full kinetic energy power spectrum. In contrast to the other parts of the tropical ocean, seasonal variability of the eddy kinetic energy exhibits 2 maxima (the largest – in April and the secondary – in October), which are related to the enstrophy maxima of the larger scale currents.

*Conclusions.* The double variability peak in the eddy kinetic energy corresponds to seasonal variability of the large-scale currents enstrophy and the wind monsoon circulation. This supports the hypothesis that the main mechanism of the eddy kinetic energy generation is barotropic instability of the larger scale currents. The eddy kinetic energy variability within the POLYGON-67 is mostly controlled by energy advection from the neighbouring areas, and to a lesser extent – by local generation.

**Keywords:** ocean circulation, meso-scale eddies, seasonal variability, reanalysis, barotropic instability, Indian Ocean.

**Acknowledgements:** The investigation was carried out at financial support of the University of Plymouth.

**For citation:** Shapiro, G.I. and Gonzalez-Ondina, J.M., 2020. Seasonal Variability of Eddy Kinetic Energy in the Central Indian Ocean: POLYGON-67 Revised. *Physical Oceanography*, [e-journal] 27(6), pp. 573-589. doi:10.22449/1573-160X-2020-6-573-589

## Введение

Океанографические измерения, проводившиеся до 1930-х гг., были разделены большими интервалами в пространстве и времени, и поэтому они поддерживали представление о малой изменчивости физических полей в толще воды, за исключением тонкого поверхностного слоя, непосредственно подверженного влиянию ветра [1]. Эта точка зрения стала подвергаться сомнению в конце 1930-х гг. В Атлантическом океане колебания температуры и солености, которые наблюдались на разрезе между Новой Шотландией и Бермудскими о-вами, могли свидетельствовать о наличии там вихря [2]. В Каспийском море временные ряды наблюдений длительностью в один месяц в фиксированной точке продемонстрировали значительные колебания скорости течения, сходные по своей природе с теми, которые происходят в мелкомасштабной турбулентности. Статистический анализ выявил наличие макротурбулентных вихрей с периодами от нескольких часов до нескольких дней и горизонтальным масштабом в несколько километров [3, 4]. Однако оба этих метода – отдельные разрезы и временные ряды на фиксированных станциях – не позволяли определить пространственную структуру предпола-

гаемых вихрей и поэтому не давали твердых доказательств их существования. К концу 1940-х гг. было подтверждено существование колец Гольфстрима, которые были образованы путем отсечки меандров Гольфстрима [5]. Традиционный взгляд того времени состоял в том, что вихри могут образовываться только вблизи сильных струйных течений, таких как Гольфстрим, вследствие баротропной неустойчивости основного течения.

Прорыв в нашем знании об океанских вихрях пришел с результатами эксперимента «Полигон-67» в центральной части Индийского океана. Это был первый прямой и однозначный эксперимент, который подтвердил более раннюю гипотезу В. Б. Штокмана [6] о существовании мезомасштабных вихрей в открытом океане, а не только рядом с сильными струйными течениями. В настоящее время хорошо известно, что в течениях в открытом океане почти повсеместно преобладают мезомасштабные вихри, также называемые синоптическими вихрями [7]. Область измерений в «Полигоне-67» представляла собой прямоугольник, ограниченный координатами 10–15° с. ш., 63–66,5° в. д. с расстоянием между станциями 0,5° как в зональном, так и в меридиональном направлении. Гидрологическая съемка была квазисинхронной и проведена в период 21 января – 7 февраля 1967 г. На «Полигоне-67» были обнаружены вихри размером около 100–200 км, расположенные вплотную друг к другу. Поверхностные скорости, рассчитанные геострофическим методом, составляли около 0,1–0,2 м/с [8]. Вторая съемка этого же полигона была проведена вскоре после первой (20 марта – 6 апреля) и, следовательно, не могла выявить сезонной изменчивости параметров вихрей.

Целью настоящей работы является анализ сезонной изменчивости мезомасштабной вихревой активности в районе «Полигона-67» с использованием современного и подробного набора данных за 20-летний период 1998–2017 гг.

### Материалы и методы

Надежные данные высокого разрешения о течениях были получены из массива реанализа глобальной циркуляции океана, выполненного научно-исследовательским центром *Mercator-Ocean* во Франции. Эти данные доступны в службе мониторинга морской среды *EC Copernicus* (URL: <http://marine.copernicus.eu>). Для данного исследования мы используем продукт, называемый *Global Ocean Physical Reanalysis product GLOBAL\_REANALYSIS\_PHY\_001\_030* с разрешением 1/12°. Набор данных охватывает период 1 января 1993 г. – 25 декабря 2018 г., из которого мы выбрали подмножество в диапазоне 1 января 1998 г. – 31 декабря 2017 г. с использованием среднесуточных значений переменных.

Этот продукт объединяет данные моделирования и наблюдений глобального океана, позволяющие разрешать океанские вихри; он охватывает период времени, в течение которого были доступны данные по аномалиям уровня океана со спутника с установленным альтиметром, по спутниковой температуре поверхности моря, а также профили температуры/солености, измеренные контактным методом. Результаты модели *NEMO* с ассимиляцией наблюдений интерполируются из исходной 1/12-градусной сетки *C* Аракавы таким образом, что все переменные находятся в одних и тех же точках регулярной сетки с тем же разрешением. Для данного исследования нас интересует вихревая активность вблизи поверхности океана, и поэтому мы выбрали данные

на глубине 2,6 м, чтобы избежать артефактов на самой поверхности, иногда возникающих из-за ассимиляции спутниковых данных. Исследуемая область, называемая далее *P67*, совпадала с районом «Полигона-67» и содержала  $61 \times 43$  точки сетки.

Типичный горизонтальный размер мезомасштабных вихрей открытого океана составляет около 100 км, а временной – около 100 дней, эти мезомасштабные вихри имеют орбитальные скорости порядка 0,1 м/с. Энергия мезомасштабных океанских течений изменяется как во времени, так и в пространстве по всему океану [9]. Поскольку большая часть кинетической энергии океана обычно содержится в мезомасштабных вихрях, в то время как большая часть потенциальной энергии содержится в крупномасштабных океанских течениях [10], настоящее исследование сосредоточено исключительно на изменениях кинетической энергии, связанных с мезомасштабными течениями.

Существуют различные подходы к определению вихревой кинетической энергии, или *EKE*. Один из подходов заключается в том, чтобы идентифицировать отдельные вихри как изолированные когерентные структуры и вычислять энергетические и другие характеристики только внутри таких структур [11]. Другой подход заключается в том, чтобы включить в определение *EKE* энергию всех типов мезомасштабных течений, таких как меандры интенсивных течений; ринги; вихри, распространяющиеся по всей водной толще либо только в поверхностном слое; вихревые линзы; планетарные волны; топографические волны и т. д. Все эти типы изменчивых течений обычно обозначаются океанографами общим термином «вихри», и в данном исследовании используется этот более общий подход [9].

Важным является вопрос, как правильно отделить кинетическую энергию мезомасштабных флуктуаций (далее *KE*) от кинетической энергии медленно изменяющихся крупномасштабных течений (*MKE*). Стандартный подход в стиле Рейнольдса заключается в разложении компонент скорости на средние (с чертой сверху) и флуктуации (со штрихами) [12, 13]:

$$u = \bar{u} + u', \quad (1)$$

$$v = \bar{v} + v', \quad (2)$$

где средние значения представляют собой ансамблевое усреднение

$$\bar{u} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=0}^n u^{(k)}, \quad (3)$$

здесь  $u^{(k)}$  является членом статистического ансамбля, аналогичное уравнение – для  $v$ -компоненты.

Усредненные по ансамблю значения удовлетворяют следующим условиям [13]:

$$\bar{u} = \bar{u}, \quad \bar{u}' = 0, \quad \overline{uv} = \bar{u}\bar{v}, \quad \overline{u'v'} = \bar{v}' * \bar{u}' = 0. \quad (4)$$

Тогда усредненную по ансамблю полную кинетическую энергию на единицу массы (*FKE*) можно разложить с помощью уравнений (1) и (2) следующим образом:

$$\overline{FKE} = \frac{1}{2}(\overline{u^2 + v^2}) = \frac{1}{2}(\overline{\bar{u}^2 + 2\bar{u}u' + (u')^2 + \bar{v}^2 + 2\bar{v}v' + (v')^2}) = \overline{MKE} + \overline{PKE} + \overline{CKE}, \quad (5)$$

где средняя кинетическая энергия  $MKE$ , кинетическая энергия возмущений  $PKE$  и кинетическая энергия взаимодействия быстрых и медленных движений  $CKE$  определяются следующим образом:

$$MKE = \frac{1}{2}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2), \quad PKE = \frac{1}{2}(\overline{(u')^2 + (v')^2}), \quad CKE = \bar{u}u' + \bar{v}v'. \quad (6)$$

При ансамблевом усреднении уравнения (5) и использовании уравнений (3) и (4) получается

$$MKE = \overline{MKE}, \quad EKE = \overline{PKE} = \frac{1}{2}(\overline{(u')^2 + (v')^2}), \quad \overline{CKE} = 0. \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что усредненная по ансамблю полная кинетическая энергия может быть разложена только на две составляющих,  $MKE$  и  $EKE$ , следующим образом:

$$\overline{FKE} = MKE + EKE. \quad (8)$$

Обычно усреднение по ансамблю недоступно и на практике применяется эргодическая гипотеза, позволяющая заменить усреднение по ансамблю усреднением по времени за тот период, когда процесс может быть трактован как статистически стационарный [12, глава 2, раздел 3]. В этом случае уравнение (8) выполняется только приблизительно и усреднение по времени  $FKE$  дает

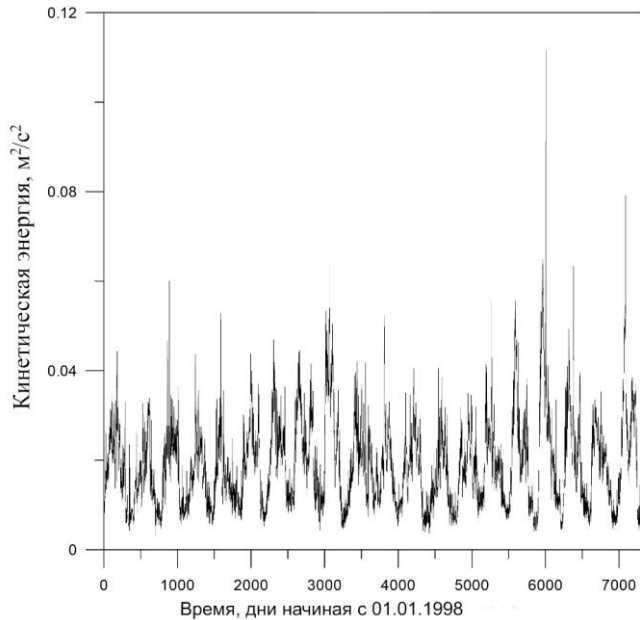
$$\langle FKE \rangle = MKE + EKE + \langle CKE \rangle, \quad (9)$$

где угловые скобки означают усреднение по времени.

Интервал времени и метод усреднения должны быть выбраны для минимизации  $\langle CKE \rangle$  таким образом, чтобы последнее уравнение (7) удовлетворялось как можно более точно. Это может быть достигнуто, если интервал усреднения велик по сравнению с характерными периодами флуктуирующих величин  $u'$ ,  $v'$ , но мал по сравнению с периодами изменчивости медленно изменяющихся величин  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  [13]. Это означает, что спектр флуктуирующих величин должен в идеале иметь минимум, разделяющий быстрые и медленные движения.

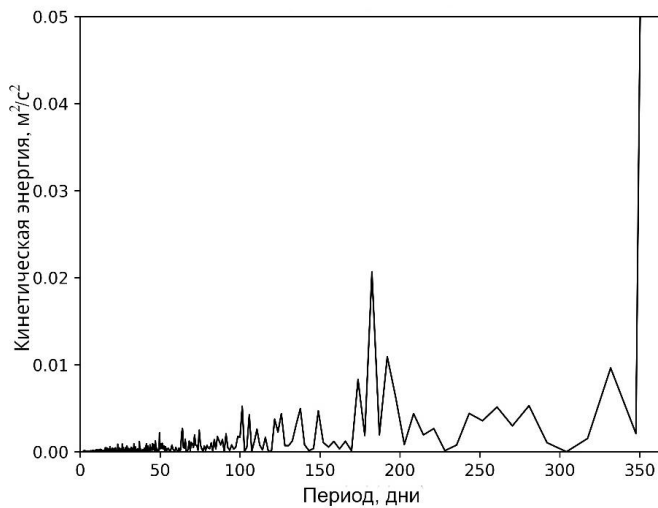
Чтобы найти подходящий интервал усреднения, сначала усредняются значения  $FKE$  в каждом узле сетки внутри P67 с использованием всего 20-летнего временного ряда суточных данных (рис. 1).

На рис. 1 хорошо видны быстро и медленно изменяющиеся компоненты полной кинетической энергии. Следующим шагом было вычисление спектра усредненной по исследуемой области  $FKE$  (рис. 2). Существует два локальных максимума, а именно на 100 и 120 днях в пределах мезомасштабного диапазона, т. е. короче 150 дней. Мы выбрали локальный минимум примерно в 103 дня в качестве разделителя мезомасштабной и сезонной изменчивости.



**Р и с. 1.** Временной ряд полной кинетической энергии на единицу массы, усредненной по *P67* за период 1 января 1998 г. – 31 декабря 2017 г. на глубине 2,6 м

**F i g. 1.** Time series of full kinetic energy per unit mass at the 2.6 m depth averaged over the POLYGON-67 area for the period 01.01.1998–31.12.2017

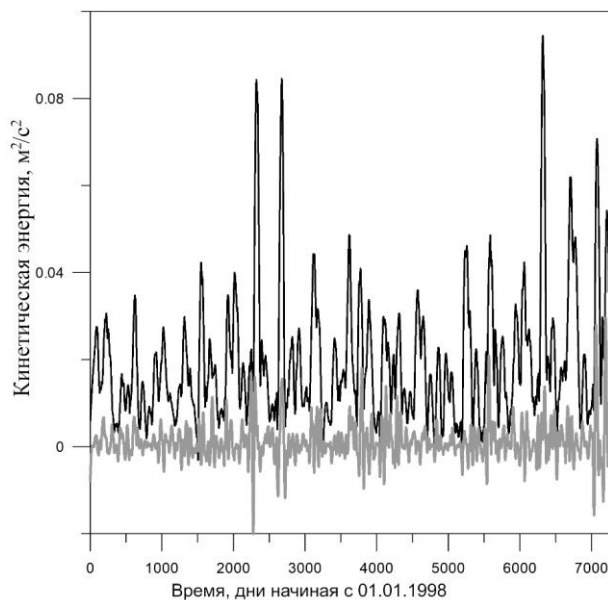


**Р и с. 2.** Спектр усредненной по исследуемой области *FKE*, полученный с использованием суточных данных из 20-летнего временного ряда за период 1 января 1998 г. – 31 декабря 2017 г.

**F i g. 2.** Power spectral density of the area-averaged full kinetic energy obtained using the daily data from the 20-year long time series for the period 01.01.1998–31.12.2017

Использованный в данном исследовании период отсечки  $T = 103$  сут частично согласуется с результатами, полученными в экваториальной части

Тихого океана [14], где мезомасштабные течения были определены как имеющие временные масштабы 6–66 сут. Изучение изменчивости зональной скорости течения на глубине 15 м в экваториальной части Индийского океана показало наличие минимума в спектре примерно при  $T = 80$  сут (см. рис. 2, *b* в [15, с. 4]), что ближе к нашим оценкам. Некоторые исследователи использовали скользящее среднее с окном  $T = 60$  дней для разделения мезомасштабных и медленных масштабных процессов в экваториальной части Тихого океана [16], что несколько короче, чем период времени, используемый в настоящей работе. С другой стороны, для оценки вклада мезомасштабных вихревых процессов в юго-восточной части Индийского океана был использован фильтр высоких частот с большим (300 сут), чем в данной работе, временем отсечки [17]. Ниже оценивается адекватность выбранного в данной работе временного интервала  $T = 103$  дня.



**Р и с. 3.** Временной ряд сглаженной полной кинетической энергии  $\langle FKE \rangle$  (черная линия) и разность между  $\langle FKE \rangle$  и суммой  $EKE + MKE$  (серая линия) в центре «Полигона-67»

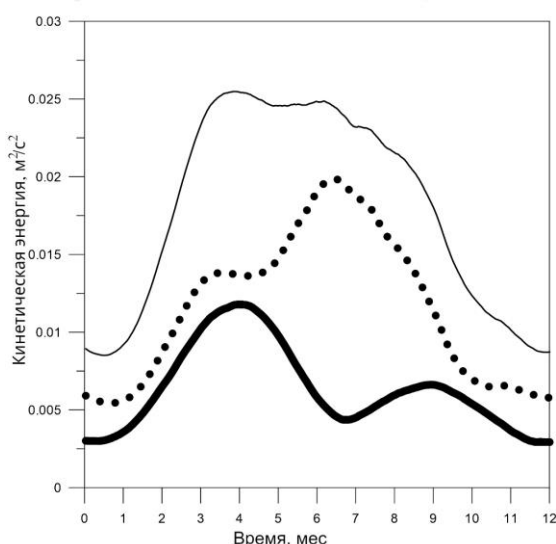
**F i g. 3.** Time series of the time-smoothed full kinetic energy (black line) and difference between the full kinetic energy and the sum of the eddy and mean kinetic energies (grey line) in the POLYGON-67 centre

Временные ряды скоростей в каждой точке сетки внутри исследуемой области подвергались низкочастотной фильтрации с использованием фильтра Савицкого – Голея второго порядка для получения медленно изменяющихся значений  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ . Возмущения скорости получались путем вычитания медленно изменяющихся величин из полных скоростей. Медленно изменяющиеся значения  $\langle FKE \rangle$ ,  $EKE = \langle PKE \rangle$  получаются из временных рядов  $FKE$ ,  $PKE$  с использованием того же метода фильтрации. Рис. 3 показывает временной ряд полной кинетической энергии  $\langle FKE \rangle$  и невязки Рейнольдса  $\langle SKE \rangle$ , т. е.

разницы между  $\langle FKE \rangle$  и  $MKE + EKE$ , для того чтобы оценить, насколько хорошо выполняются условия Рейнольдса, приведенные в уравнениях (4) и (8), т. е. насколько точно можно разложить медленно изменяющийся компонент полной кинетической энергии на  $MKE$  и  $EKE$ . В идеальной ситуации невязка Рейнольдса должна быть равна нулю. Рис. 3 показывает, что полная кинетическая энергия достаточно хорошо разлагается на  $MKE$  и  $EKE$  лишь при небольшом взаимодействии между медленными и быстрыми движениями.

### Результаты и обсуждение

Для того чтобы оценить сезонную изменчивость кинетической энергии, 20-летний временной ряд усредненных по площади величин  $EKE$  и  $MKE$  был разделен на отдельные годы и осреднен по ансамблю из 20 членов. Полученный результат показан на рис. 4.



**Р и с. 4.** Усредненная по площади  $P67$  сезонная изменчивость  $EKE$  (толстая линия),  $MKE$  (пунктирная линия) и  $EKE + MKE$  (тонкая линия). Все суточные данные климатически усреднены за 20 отдельных лет с 1998 по 2017 г.

**F i g. 4.** Seasonal variability of eddy kinetic energy (thick line), mean kinetic energy (dotted line) and the sum of eddy and mean kinetic energies (thin line) averaged over the POLYGON-67 area. All daily data are climatically averaged over 20 individual years from 1998 to 2017

Сезонная изменчивость  $EKE$  обнаруживает два пика: в конце апреля и начале октября. Весенний пик примерно в два раза выше осеннего. Типичная скорость течения, соответствующая первому и второму пикам, составляет  $U_1 = 0,15$  м/с и  $U_2 = 0,12$  м/с соответственно. Кинетическая энергия крупномасштабных течений,  $MKE$ , имеет свой основной максимум (соответствующий  $U_3 = 0,2$  м/с) в июле, когда  $EKE$  имеет минимум. Кинетическая энергия крупномасштабных течений выше, чем вихревая кинетическая энергия, в течение всего года. В декабре – январе и  $EKE$ , и  $MKE$  имеют минимум.



Более высокий уровень *EKE* летом, чем зимой, в целом согласуется с изменчивостью *EKE*, наблюдаемой в юго-восточной части Индийского океана, где *EKE* проявляет отчетливый сезонный цикл с максимумом летом Южного полушария (ноябрь – январь) и минимумом зимой (май – июль) [17]. Тем не менее сезонный ход с двойным пиком в уровне *EKE*, показанный на рис. 4, отличается от того, что было найдено к югу от экватора. Сезонная изменчивость (рис. 4) также отличается от наблюдаемой в тропической части Тихого океана. В то время, как в тропической зоне северной части Индийского океана мы видим два значительных максимума в *EKE*, тропическая зона северной части Тихого океана имеет явно выраженный минимум в апреле – мае, но *EKE* имеет высокие значения во второй половине года [14].

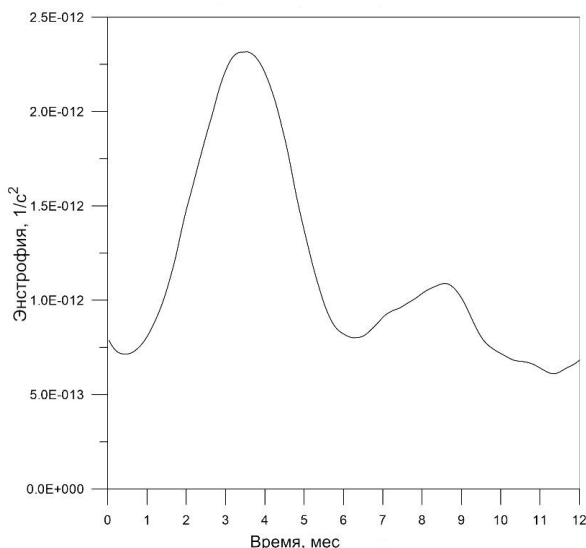
Сглаженная во времени полная кинетическая энергия, представленная суммой *EKE* + *MKE*, не имеет экстремумов ни в апреле, ни в октябре, так как летний минимум в *EKE* хорошо компенсируется максимумом в *MKE*. Однако зимний минимум проявляется как в *EKE*, так и в *MKE* и, следовательно, в  $\langle FKE \rangle$  (рис. 4).

Двумя основными механизмами генерации *EKE* считаются бароклинная и баротропная неустойчивости крупномасштабных течений. Кинетическая энергия преобразуется из крупномасштабных течений в вихревые за счет баротропной неустойчивости горизонтальной циркуляции. Бароклинный процесс преобразует доступную потенциальную энергию крупномасштабных течений в энергию вихрей [16, 18]. Бароклинная неустойчивость связана с вертикальным сдвигом скорости, в то время как баротропная неустойчивость порождается горизонтальным сдвигом скорости, который может быть количественно описан энстрофией поля скорости. Чтобы оценить роль баротропной неустойчивости, энстрофия  $ENSTR = (rot_z \langle \mathbf{u} \rangle)^2$  медленно изменяющегося крупномасштабного поля скорости  $\langle \mathbf{u} \rangle = (\langle u \rangle, \langle v \rangle)$  вычисляется в каждой точке сетки как функция времени, а затем усредняется по площади полигона. Сезонная изменчивость рассчитана путем климатического усреднения по 20 отдельным годам (рис. 5).

Два максимума энстрофии наблюдаются одновременно с максимумами в *EKE*, а именно в апреле и октябре, причем минимумы также близки: в конце июля для *EKE* и в середине июля для энстрофии. Коэффициент корреляции Пирсона, посчитанный по 20-летним временным рядам *EKE* и энстрофии, составляет  $R = 0,72 \pm 0,01$  при 95%-ном доверительном интервале. Высокая корреляция изменчивости *EKE* и энстрофии свидетельствует в пользу доминирующей роли баротропной неустойчивости в формировании, поддержании и распаде мезомасштабной активности в тропической зоне Индийского океана.

Наши результаты показывают, что источник *EKE* в центральной части Индийского океана отличается от того, что был идентифицирован в Тихоокеанском регионе, где источниками вихревой кинетической энергии внутри зоны неустойчивости тропических волн ( $10^\circ$  с. ш. до  $15^\circ$  с. ш.) оказалась смесь баротропной и бароклинной неустойчивости в почти равных пропорциях [16, 19]. Это различие, вероятно, вызвано различными свойствами экваториальных течений в Тихом и Индийском океанах. В Тихом океане существует явно выраженный язык холодных вод вдоль  $4^\circ$  с. ш., являющийся продолжением холодного течения Гумбольдта [20]. Холодный язык сопровождается про-

гибом термоклина, который приводит к значительным меридиональным градиентам температуры и доступной потенциальной энергии. Этот фактор увеличивает скорость конвертации между потенциальной и кинетической энергией вихря. В отличие от Тихого океана экваториальное течение в Индийском океане подпитывается теплыми водными массами из Тихого океана, так как максимальный приток в Индийский океан происходит во время юго-восточного муссона с июля по сентябрь [21].

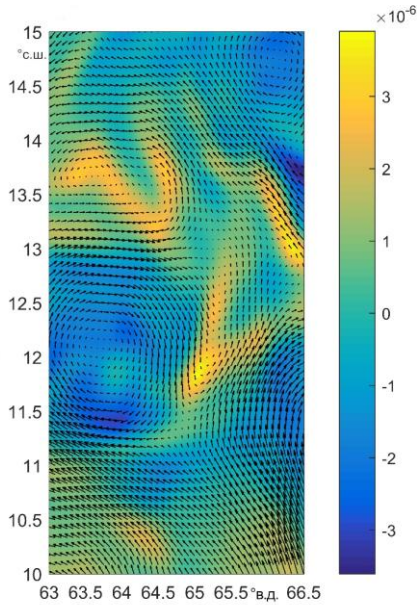


**Р и с. 5.** Сезонная изменчивость энтрофии, рассчитанная по медленно изменяющемуся полю скорости в области P67

**F i g. 5.** Seasonal variability of enstrophy calculated from the slowly varying flow field over the POLYGON-67 area

Известно, что слабые вихри могут быть хорошо описаны как квазигеострофические волны Россби, в то время как вихри с большими орбитальными скоростями могут быть описаны как сильно нелинейные волны или большие «частицы», такие как средиземноморские вихри Медди. Волны Россби становятся эффективными, когда время оборота жидкости в вихре больше, чем период планетарной волны. Тогда перенос энергии может приобрести волнообразный характер и становится анизотропным с доминированием зонального направления [9, 22].

Структура мезомасштабной активности внутри полигона показана на рис. 6 для примерно такого же календарного времени (но другого года вследствие ограниченной доступности данных), как и для съемки «Полигон-67». Сильный антициклонический вихрь размером около 100 км имеет центр в точке 11,7° с. ш., 63,5° в. д., а к востоку от него виден еще один полуантициклон. Существует мощный и большой циклонический вихрь с центром в точке 13,7° с. ш., 64,2° в. д. и более слабый антициклонический вихрь с центром в точке 14,7° с. ш., 66° в. д., в то время как остальная часть области заполнена более слабыми меандрами и вихревыми нитями.



**Р и с. 6.** Распределения скоростей течения (стрелки) и завихренности (цвет) внутри области P67 на 1 февраля 1998 г., которые показывают вихри и другие мезомасштабные структуры  
**F i g. 6.** A snapshot of current velocities (arrows) and vorticity (color) distributions within the POLYGON-67 area on February 1, 1998 showing the eddies and the other meso-scale structures

следовательно, они должны иметь несколько более сильные зональные трансляционные скорости по сравнению с меридиональными. Преобладающий перенос *EKE*, основанный на анализе потоков энергии через границы полигона, обсуждается ниже.

Типичный размер вихрей можно оценить статистически путем вычисления интегрального масштаба длины по поперечной автокорреляции компонент скорости [23]. Для этого мы вычислили  $R_{ii}(r)$  вдоль меридиана для зональной составляющей скорости и вдоль параллели для меридиональной составляющей (рис. 7), используя выражение

$$R_{11}(r) = \frac{\langle \Delta u(0)\Delta u(r) \rangle}{\langle \Delta u(0)\Delta u(0) \rangle},$$

где  $\Delta u = u - \bar{u}$  – флуктуация составляющей скорости после вычитания пространственного среднего по области P67, обозначенного символом  $\bar{u}$  (аналогично для  $R_{22}$  и  $v$ ). Начало координат находится в центре полигона на  $12,5^\circ$  с. ш.,  $64,75^\circ$  в. д., а  $r$  – расстояние от начала координат до второй точки в направлении, перпендикулярном компоненте скорости. Интегральные масштабы дли-

Приближенно минимальный размер, при котором вихрь можно рассматривать как волну Россби, вычисляется с помощью анализа типичических масштабов следующим образом. Пусть  $L$  – диаметр вихря и  $U$  – его максимальная орбитальная скорость. Фазовая скорость волны Россби равна  $C = \beta L^2$  и, следовательно, период волны Россби равен  $T_R = \frac{L}{C} = \frac{1}{\beta L}$ , где

$$\beta = \frac{df}{dy}.$$

Период вращения вихря равен  $T_E = \pi L / U$ , следовательно, пороговый

диаметр вихря равен  $L_t = \sqrt{\frac{U}{\pi\beta}}$ . Вели-

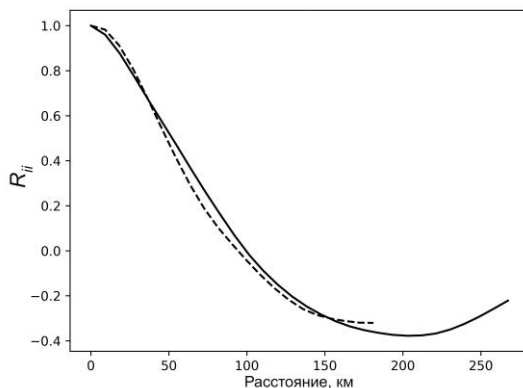
чина  $\beta$  в центре полигона равна  $\beta = 2,3 \cdot 10^{-11} \frac{1}{\text{мс}^2}$ , отсюда

$L_t = 0,6 \cdot 10^5 \text{ м} = 60 \text{ км}$ . На мезомасштабные объекты крупнее  $L_t$  должны влиять волны Россби, которые перемещаются зонально на запад [7]. Вихри внутри полигона обычно составляют порядка 70–100 км (см. рис. 6),

ны в меридиональном ( $i = 1$ ) и зональном ( $i = 2$ ) направлениях можно рассчитать по выражению

$$L_i = \int_0^d R_{ii}(r) dr,$$

здесь  $d$  может быть  $\infty$  (бесконечность), или первой точкой, где корреляция обращается в нуль, или первым минимумом автокорреляционной функции. Чтобы избежать проблем, создаваемых шумом при больших значениях  $r$ , и следуя методу, используемому в [23], мы определили  $d$  как первую точку, где  $R_{ii}$  равно нулю. Используя это определение, мы вычислили интегральные масштабы длины вдоль меридиана  $L_1 = 52,1$  км и вдоль параллели  $L_2 = 49,5$  км. Интегральные масштабы длины представляют собой типичные радиусы вихря и согласуются с нашей предыдущей оценкой диаметра вихря (около 100 км), основанной на анализе ежедневных карт завихренности. Вихри проявляют некоторую анизотропию, будучи немного более вытянутыми в меридиональном направлении. Приведенные выше масштабы длин согласуются с теми, которые были определены с использованием того же метода в Северной Атлантике, где интегральный масштаб длины составлял 42–68 км [23].

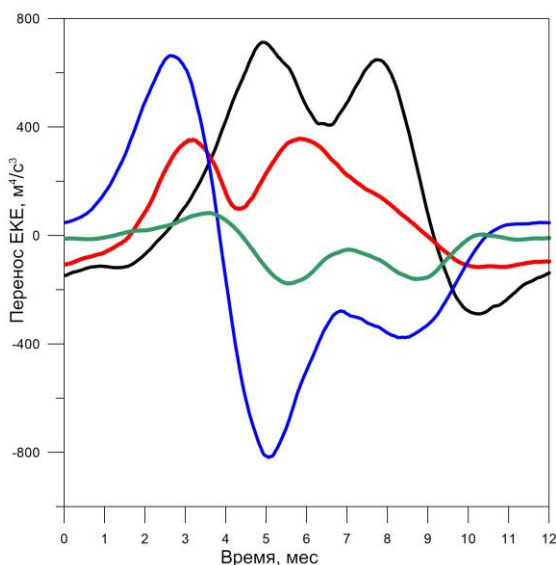


**Р и с. 7.** Поперечная автокорреляционная функция  $R_{ii}(r)$  компонент скорости между центром области *P67* и переменной точкой  $r$ . Сплошная линия – зональная составляющая, штриховая – меридиональная составляющая

**F i g. 7.** Transverse autocorrelation function  $R_{ii}(r)$  of the velocity components between the centre of the POLYGON-67 area and the variable point  $r$ . Solid line is for the zonal component and dashed line is for the meridional component

На рис. 8 показана сезонная изменчивость переноса *EKE* через все границы полигона. Входящий зональный перенос *EKE* относительно высок на западной границе в течение летнего сезона с мая по октябрь, однако он невелик на восточной границе и направлен наружу. Исходящий транспорт *EKE* через южную границу ( $10^\circ$  с. ш.) значительно выше, чем входящий через северную границу ( $15^\circ$  с. ш.) в течение этого периода, что указывает на действие крупномасштабного петлевого течения через полигон. Существенной зональной анизотропии в переносе *EKE*, которая предсказывается волновой теорией

Россби, не наблюдается. Это указывает на то, что адвекция *EKE* крупномасштабным течением оказывает более значительное влияние на перенос *EKE*, чем волны Россби.

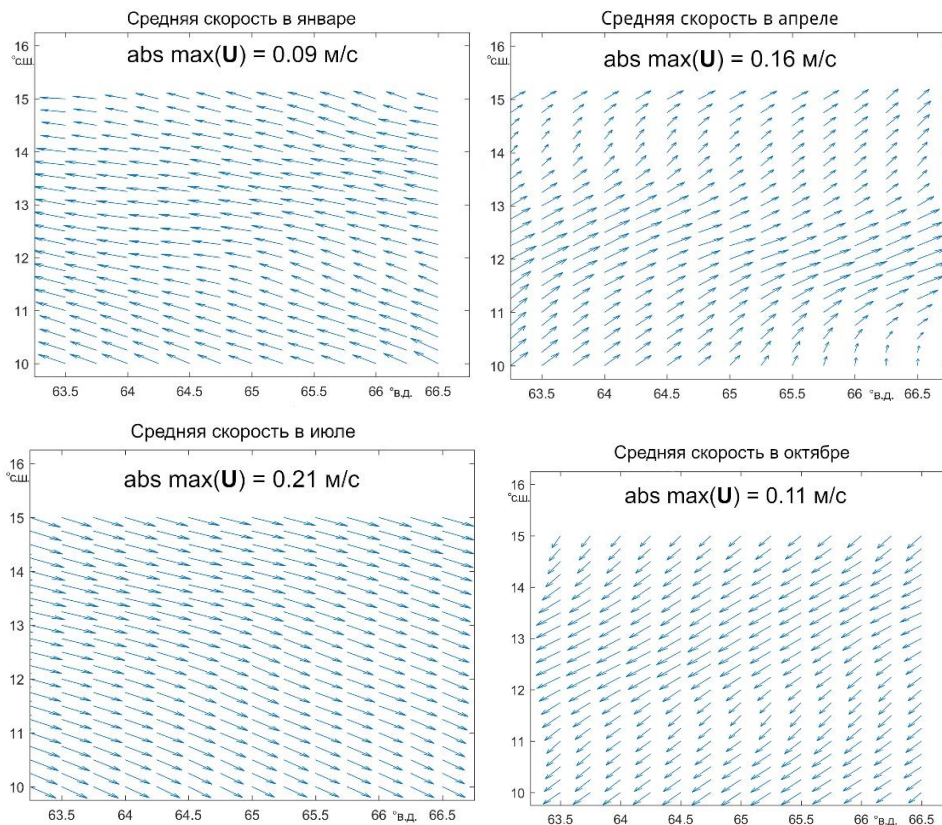


**Р и с. 8.** Сезонная изменчивость переноса *EKE* через 4 границы полигона. Перенос через западную, восточную, южную и северную границы показан черной, красной, синей и зеленой линиями соответственно

**F i g. 8.** Seasonal variability of the eddy kinetic energy transports across 4 boundaries of the polygon. Transports through the western, eastern, southern and northern boundaries are shown by the black, red, blue and green lines, respectively

Структура крупномасштабного поля течения и его сезонная изменчивость показаны на рис. 9. Временной ряд длительностью 20 лет сначала разбирается на отдельные годы, а затем векторы скоростей усредняются для каждого из 365 календарных дней года, данные за дополнительные дни високосного года не учитываются. Затем векторы усредняются ежемесячно. Типичная среднемесячная усредненная скорость течения находится в диапазоне 0,1–0,2 м/с, что примерно соответствует фазовой скорости волн Россби для  $L = 100$  км, а именно  $c = 0,13$  м/с. Этот результат является дополнительным подтверждением того, что отсутствие четкой зонально доминирующей анизотропии в потоках *EKE* обусловлено сочетанием адвекции крупномасштабными течениями, которые имеют разное направление в разные сезоны, и распространения за счет волн Россби, которое всегда направлено на запад.

Направление осредненных крупномасштабных течений согласуется с муссонной циркуляцией в атмосфере (рис. 10): более слабые восточные ветры в ноябре – январе (5,4–7,4 м/с) и более сильные западные в мае – сентябре (3,4–12,6 м/с). На рисунках указаны максимальные скорости ветра над областью P67, рассчитанные с использованием ежемесячных средних значений ветра по данным реанализа *NCEP/DOE AMIP-II (Reanalysis-2)* (URL: <https://psl.noaa.gov/>).



**Р и с. 9.** Сезонная изменчивость крупномасштабного течения в области *P67* представлена полями поверхностных течений для января, апреля, июля и октября. Для наглядности показан только каждый третий вектор

**F i g. 9.** Seasonal variability of a large scale current in the POLYGON-67 area shown by the surface velocity fields for January, April, July and October. For clarity, only every third vector is shown

Эволюция *EKE*, проинтегрированной в границах «Полигона-67», может быть представлена уравнением

$$\frac{d}{dt} \iint_{P67} (EKE) dS = CONV + SOURCE, \quad (10)$$

где

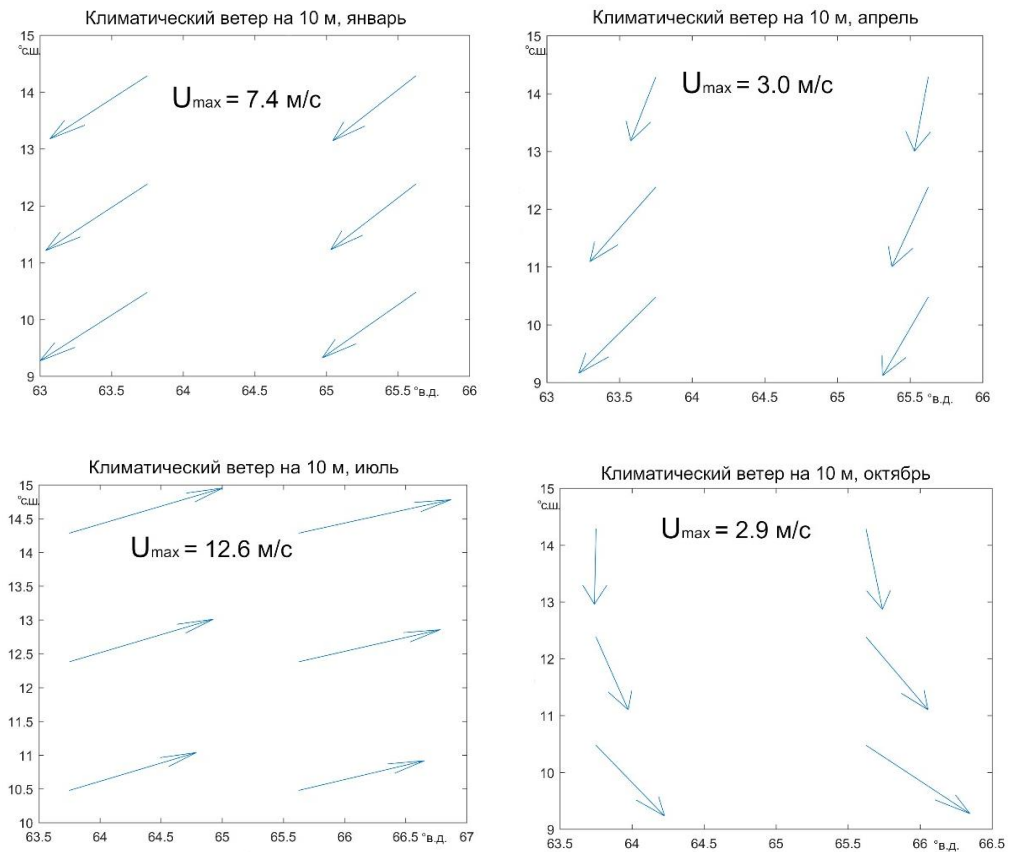
$$CONV = - \oint_{yP67} \mathbf{n} \cdot \mathbf{F} ds,$$

*yP67* – прямоугольная граница «Полигона-67»;  $\mathbf{n}$  – внешний нормальный единичный вектор;  $\mathbf{F}$  – поток *EKE* на единицу длины границы и на единицу глубины, определяемый как

$$\mathbf{F} = EKE \cdot \langle \mathbf{u} \rangle,$$

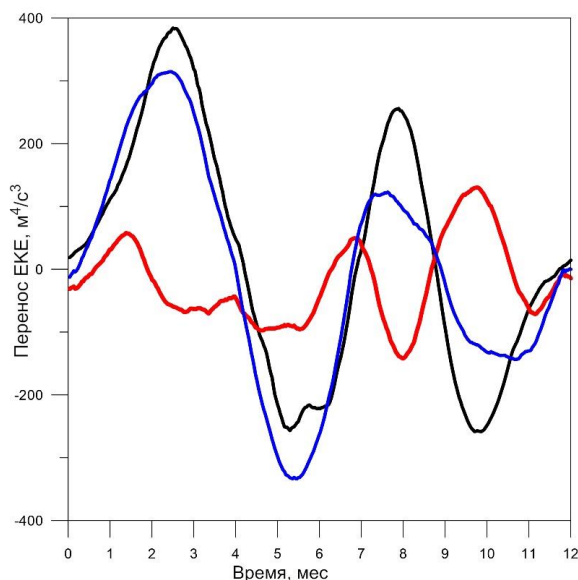
здесь  $\langle \mathbf{u} \rangle$  – вектор сглаженной во времени скорости. Члены в уравнении (10) имеют следующее значение: член с левой стороны – скорость изменения *EKE*, интегрированной внутри области *P67*; *CONV* – конвергенция переноса

*EKE* океанскими течениями в область *P67*; *SOURCE* – локальный источник или сток *EKE* в пределах *P67* за счет обмена энергией между *EKE* и другими типами энергии.



**Рис. 10.** Климатический ветер над районом *P67*, построенный с использованием данных реанализа *NCEP/DOE AMIP-II (Reanalysis-2)* (URL: <https://psl.noaa.gov/>)  
**F i g. 10.** Climatic wind over the *POLYGON-67* area plotted using the reanalysis data from *NCEP/DOE AMIP-II (Reanalysis-2)* (URL: <https://psl.noaa.gov/>)

Рис. 11 показывает сезонную изменчивость членов, входящих в уравнение (10). С января по начало августа изменения *EKE* (синяя линия) почти полностью обусловлены адвекцией *EKE* (черная линия) из соседних регионов, локальная генерация и убыль *EKE* относительно невелики. С августа по декабрь вклад изменения *EKE* за счет адвекции и локальных источников имеет один и тот же порядок. Поэтому весенний максимум в *EKE*, показанный на рис. 4, почти полностью формируется за счет конвергенции потоков *EKE* из соседних регионов, тогда как меньший осенний максимум является результатом совместного действия местных и нелокальных источников. В этом контексте высокая корреляция энтропии и *EKE* во время весеннего максимума *EKE* дает основание предполагать, что преобразование кинетической энергии крупномасштабных течений в мезомасштабные вихри происходит как внутри, так и вне области «Полигона-67».



**Р и с. 11.** Компоненты уравнения сохранения *EKE*: конвергенция потоков *EKE* в область *P67* через границу (*CONV*, черная линия); локальные источники/стоки *EKE*, проинтегрированные по области полигона (*SOURCE*, красная линия); скорость изменения *EKE*, проинтегрированная в пределах полигона (синяя линия). Все значения приведены для глубины воды 2,6 м под поверхностью

**F i g. 11.** Components of the eddy kinetic energy conservation equation: convergence of the eddy kinetic energy transports in the POLYGON-67 area (*CONV*, black line); the eddy kinetic energy local sources/sinks integrated over the POLYGON-67 area (*SOURCE*, red line); rate of the eddy kinetic energy change integrated within the POLYGON-67 area (blue line). All the values are given for the 2.6 m depth

### Заклучение

Длительный 20-летний временной ряд данных, содержащий вихре-разрешающие массивы реанализа течений в Индийском океане, позволяет изучать сезонную изменчивость, динамику и механизмы генерации вихревой кинетической энергии *EKE* в тропической зоне Индийского океана, в частности в районе эксперимента «Полигон-67». В отличие от некоторых других районов Мирового океана сезонная изменчивость *EKE* показывает два максимума: основной в апреле и вторичный в октябре. Основным механизмом генерации *EKE* является баротропная неустойчивость, о чем свидетельствует высокая корреляция энтропии крупномасштабных течений и *EKE*. Установлено, что основной вклад в сезонную изменчивость *EKE* в пределах «Полигона-67» вносит адвекция через границы полигона в январе – октябре, в то время как локальная генерация и адвекция имеют сопоставимые величины в августе – декабре. Направление и скорость поверхностных течений соответствуют характеру муссонного ветра в этом районе.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Длительные измерения изменчивости физических полей на океанических полигонах, как новый этап в исследовании океана / В. Б. Штокман [и др.] // Доклады Академии наук СССР. 1969. Т. 186, № 5. С. 1070–1073.
2. *Iselin C. O'D.* A study of the circulation of the western North Atlantic // *Papers in Physical Oceanography and Meteorology*. 1936. Vol. 4, iss. 4. P. 1–101.
3. *Штокман В. Б., Ивановский И. И.* Результаты структурного изучения течений у западного берега Среднего Каспия // *Метеорология и гидрология*. 1937. № 4. С. 154–160.
4. *Штокман В. Б.* О пульсациях горизонтальных компонент скорости морских течений вследствие турбулентности большого масштаба // *Известия Академии наук СССР. Серия Географическая и геофизическая*. 1941. № 4–5. С. 476–486.
5. *Fuglister F. C., Worthington L. V.* Hydrography of the Western Atlantic; Meanders and velocities of the Gulf Stream // *Woods Hole Oceanographic Institution Technical Report*. 1947. No. 9.
6. *Koshlyakov M. N., Morozov E. G., Neiman V. G.* Historical findings of the Russian physical oceanographers in the Indian Ocean // *Geoscience Letters*. 2016. Vol. 3. 19. doi:10.1186/s40562-016-0051-6
7. *Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С.* Синоптические вихри в океане. Ленинград : Гидрометеиздат, 1987. 511 с.
8. *Кошляков М. Н., Галеркин Л. И., Чыонг Динь Хиен.* О мезоструктуре геострофических течений открытого океана // *Океанология*. 1970. Т. X, вып. 5. С. 805–814.
9. *Eddies in Marine Science* / Ed. A. R. Robinson. Springer, 1983. 612 p.
10. *Ferrari R., Wunsch C.* Ocean Circulation Kinetic Energy: Reservoirs, Sources, and Sinks // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2009. Vol. 41. P. 253–282. <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139>
11. *Xu C., Shang X-D., Huang R.X.* Horizontal eddy energy flux in the world oceans diagnosed from altimetry data // *Scientific Reports*. 2014. Vol. 4. 5316. <https://doi.org/10.1038/srep05316>
12. *Monin A. S., Yaglom A. M.* *Statistical Fluid Mechanics, Vol. 1: Mechanics of Turbulence* / Ed. J. L. Lumley. The Massachusetts Institute of Technology : The MIT Press, 1971. 782 p.
13. *Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.* Теоретическая гидромеханика. Часть II. М. : Государственное издательство физико-математической литературы, 1963. 727 с.
14. Dynamics on Seasonal Variability of EKE Associated with TIWs in the Eastern Equatorial Pacific Ocean / M. Wang [et al.] // *Journal of Physical Oceanography*. 2019. Vol. 49, iss. 6. P. 1503–1519. doi:10.1175/JPO-D-18-0163.1
15. *Nagura M., McPhaden M. J.* The dynamics of wind-driven intraseasonal variability in the equatorial Indian Ocean // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2012. Vol. 117, iss C2. C02001. doi:10.1029/2011JC007405
16. Mechanism of seasonal eddy kinetic energy variability in the eastern equatorial Pacific Ocean / M. Wang [et al.] // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2017. Vol. 22, iss. 4. P. 3240–3252. doi:10.1002/2017JC012711
17. *Jia F., Wu L., Qiu B.* Seasonal Modulation of Eddy Kinetic Energy and Its Formation Mechanism in the Southeast Indian Ocean // *Journal of Physical Oceanography*. 2011. Vol. 41, iss. 4. P. 657–665. doi:10.1175/2010JPO4436.1
18. *Cox M. D.* Generation and Propagation of 30-Day Waves in a Numerical Model of the Pacific // *Journal of Physical Oceanography*. 1980. Vol. 10, iss. 8. P. 1168–1186. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1980\)010<1168:GAPODW>2.0.CO](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1980)010<1168:GAPODW>2.0.CO)
19. *Luther D. S., Johnson E. S.* 1990. Eddy Energetics in the Upper Equatorial Pacific during the Hawaii-to-Tahiti Shuttle Experiment // *Journal of Physical Oceanography*. 1990. Vol. 20, iss. 7. P. 913–944. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1990\)020<0913:EEITUE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1990)020<0913:EEITUE>2.0.CO;2)
20. The northern Humboldt Current System: Brief history, present status and a view towards the future / F. P. Chavez [et al.] // *Progress in Oceanography*. 2008. Vol. 79. P. 9–105. doi:10.1016/j.pocean.2008.10.012

21. *Meyers G., Bailey R. J., Worby A. P.* Geostrophic transport of the Indonesian throughflow // *Deep Sea Research*. 1995. Vol. 42, iss. 7. P.1163–1174. [https://doi.org/10.1016/0967-0637\(95\)00037-7](https://doi.org/10.1016/0967-0637(95)00037-7)
22. *Bower A. S., Armi L., Ambar I.* Lagrangian Observations of Meddy Formation during a Mediterranean Undercurrent Seeding Experiment // *Journal of Physical Oceanography*. 1997. Vol. 27, iss. 12. P. 2545–2575. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1997\)027<2545:LOOMFD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1997)027<2545:LOOMFD>2.0.CO;2)
23. *Le Traon P. Y., Rouquet M. C., Boissier C.* Spatial scales of mesoscale variability in the North Atlantic as deduced from Geosat data // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1990. Vol. 95, iss. C11. P. 20267 –20285. <https://doi.org/10.1029/JC095iC11p20267>

*Об авторах:*

**Шапиро Георгий Иосифович**, руководитель Плимутского центра океанских прогнозов, профессор Университета Плимута, доктор физико-математических наук (University of Plymouth, Drake Circus, Plymouth, PL4 8AA, UK), **ORCID ID: 0000-0002-6740-8639**, [gshapiro@plymouth.ac.uk](mailto:gshapiro@plymouth.ac.uk)

**Гонзалес-Ондина Хосе Мария**, старший научный сотрудник Плимутского центра океанских прогнозов, PhD (University of Plymouth, Drake Circus, Plymouth, PL4 8AA, UK), **ORCID ID: 0000-0003-3918-2182**