

УДК 551.466.8

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ДИССИПАЦИИ БАРОКЛИННОЙ ПРИЛИВНОЙ ЭНЕРГИИ И СВЯЗАННОЙ С НЕЙ ДИАПИКНИЧЕСКОЙ ДИФФУЗИИ В БАРЕНЦЕВОМ МОРЕ

© 2015 г. Б. А. Каган¹, Е. В. Софьина^{1,2}¹Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН²Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург

e-mail: kagan@ioras.nw.ru; soffina_k@mail.ru

Поступила в редакцию 27.05.2013 г., после доработки 11.10.2013 г.

Приводятся результаты моделирования, полученные с использованием трехмерной конечно-элементной гидростатической модели QUODDY-4. Они свидетельствуют о том, что средняя (за приливный цикл) интегральная по глубине диссипация бароклинной приливной энергии максимальна в южных частях моря и минимальна к западу от о-вов Новая Земля. Такой она остается до меридиана 40° в.д., делящего море на западную и восточную части. К западу от него диссипация вновь возрастает. Поле среднего (по глубине) коэффициента диапикнической диффузии, рассчитанного по формуле Осборна, во многих деталях напоминает пространственное распределение интегральной диссипации. Максимальные его значения приходится на Шпицбергенскую банку, вход в Белое море и Печорское море, минимальные, определяемые молекулярной кинематической диффузией, группируются в северо-восточной части моря в виде отдельных пятен. Сравнивая найденные значения коэффициента диапикнической диффузии с типичными оценками коэффициента фоновой вертикальной турбулентной диффузии, убеждаемся, что они или совпадают между собой по порядку величины, или первые больше вторых. Отсюда следует, что вклад приливов в формирование климата Баренцева моря может быть значимым или даже преобладающим.

DOI: 10.7868/S0030157415010074

Прежде всего напомним несколько известных фактов. Именно, один из принятых способов параметризации влияния приливов на климат океана сводится к выводу подходящих выражений для диапикнической диффузии и диссипации бароклинной приливной энергии, индуцируемой внутренними приливными волнами (ВПВ) и определяемой в придонном слое, как и в приземном слое атмосферы, орографическим сопротивлением. Он основывается на приближении “слабого взаимодействия”, в соответствии с которым, если разность характерных частот фоновой (скажем, ветровой или конвективной) и приливной турбулентности достаточно велика, нелинейным взаимодействием между турбулентностью различного происхождения можно пренебречь, а влияние диапикнической диффузии можно учесть надлежащим увеличением коэффициента фоновой вертикальной турбулентной диффузии. Этот способ параметризации приливных изменений климата океана был предложен в [4] и использован в последующем, например, в [3, 21, 22, 24].

Далее, если судить по [14], для поддержания стационарного вертикального распределения плотности в глубинном слое океана, а значит, и термохалинного конвейера необходимо, чтобы

упорядоченная вертикальная адвекция уравновешивалась фоновой вертикальной турбулентной диффузией с коэффициентом пропорциональности (коэффициентом вертикальной турбулентной диффузии) порядка 10^{-4} м²/с. Последующие микроструктурные измерения (см., например, [8, 20]) и результаты натуральных экспериментов по распространению трассеров в океане [6, 7] показали, что коэффициент вертикальной турбулентной диффузии в глубинном слое открытого океана должен быть равен примерно 10^{-5} м²/с, т.е. на порядок величины меньше, чем предсказывалось в [14]. Расхождения между предсказываемой и наблюдаемой оценками коэффициента вертикальной турбулентной диффузии объяснялись неравномерностью перемешивания в открытом океане и его локализацией в виде отдельных пятен вблизи крупномасштабных неровностей морского дна типа континентальных склонов, срединных океанских хребтов, разломов дна и пр., тогда как на остальной части океана коэффициент вертикальной турбулентной диффузии остается близким к молекулярной кинематической диффузии, и движения носят квазиламинарный характер.

Однако, если вертикальная турбулентная или диапикническая (при наклоне изопикн) диффу-

зия в открытом океане обладает пятнистой структурой, то хотелось бы знать, какова ее причина. В настоящее время считается, что вероятной причиной может быть генерация и последующая диссипация ВПВ. Такое предположение было выдвинуто в [15]. Иначе говоря, предполагается, что именно ВПВ обеспечивают неравномерную диффузию в глубинном слое открытого океана.

Напомним, что если в океанах умеренных и низких широт интенсивность диапикнической диффузии оценивается более или менее надежно, то в Баренцевом море и вообще в Северном Ледовитом океане, одним из окраинных морей которого оно является, нет массовых микроструктурных измерений, могущих быть использованными для этого. Можно, конечно, поторопить события и, не ожидая появления там массовых микроструктурных измерений, оценить диапикническую диффузию по результатам моделирования, после чего сравнить найденные оценки с имеющимися в океанах умеренных и низких широт. Такой подход позволит понять, как эти оценки соотносятся между собой и, поскольку заметное влияние приливов на климат океанов умеренных и низких широт проявляется систематически и притом достаточно явно, судить о роли приливов в формировании климата исследуемого бассейна. Такова была цель настоящего сообщения.

Для достижения намеченной цели была использована трехмерная конечно-элементная гидростатическая модель QUODDY-4. Подробное изложение модели и описание принятого метода интегрирования ее уравнений содержатся в [2, 9–13]. Поэтому во избежание повторений мы ограничимся здесь лишь напоминанием некоторых ее особенностей и параметров, принятых в настоящей работе. В этой связи напомним, что уравнения модели решаются в два этапа. На первом рассматривается случай однородного моря. Значения приливных колебаний уровня на жидкой границе моря считаются заданными по результатам моделирования, приведенным в [18] и полученным в рамках высокоразрешающей арктической приливной модели, ассимилирующей всю имеющуюся эмпирическую информацию, включая данные спутниковой альтиметрии. На втором этапе выделяется стратифицированная подобласть и решение находится в ней, причем приливные колебания уровня на жидкой границе стратифицированной подобласти берутся из решения задачи на первом этапе. Кроме того, для всех других канонических переменных, характеризующих решение, на жидкой границе задается условие равенства нулю горизонтальных потоков субстанций, следующее из радиационного условия Орланского при достаточно большой вычислительной фазовой скорости распространения сигнала. Тем самым неявно предполагается, что ВПВ, которые порождают бароклинные возмущения ско-

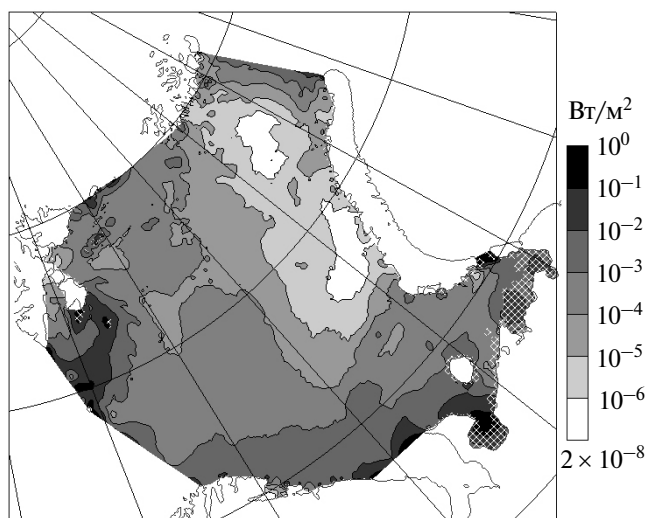
рости, определяемые как отклонения фактической скорости от средней по вертикали (баротропной), генерируются внутри стратифицированной подобласти и распространяются от источника их генерации к жидкой границе.

Вертикальный профиль частоты плавучести рассчитывается по результатам измерений температуры и солёности морской воды, систематизированным в электронном атласе Арктики [5], и принимается равным среднему в центральной части Баренцева моря, лучше других частей моря обеспеченной данными измерений. Разрешение конечно-элементной сетки задается варьирующимся от 1.5 км вблизи очагов генерации ВПВ до 19.5 км в открытом море. При таком разрешении бароклинный радиус деформации Россби (или горизонтальный масштаб внутренних волн Кельвина), равный в Баренцевом море 7.8 км, дискретизируется посредством 5 конечных элементов. По вертикали море делится на 40 слоев неодинаковой толщины со сгущением слоев в придонном слое. Временной шаг, обуславливаемый сведением исходных трехмерных эволюционных уравнений к системе одномерных (по вертикали) неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений, полагается равным 9.315 с, приливная частота – соответствующей гармонике M_2 приливного потенциала. Поле глубин заимствуется из банка данных ИВСаО. Коэффициенты горизонтальной турбулентной вязкости и диффузии вычисляются по формуле Смагоринского [25]. Коэффициент сопротивления полагается равным числовой константе (5×10^{-3}).

Уравнения модели интегрируются до установления квазипериодического режима. Он считается установившимся, когда средние (за приливный цикл) плотности баротропной и бароклинной приливной энергии в два последующих приливных цикла совпадают друг с другом в относительных единицах с точностью до 5%. Это условие выполняется по истечении 29 приливных циклов, отсчитываемых от начального момента времени, при котором море принимается находящимся в состоянии покоя, а реликтовая турбулентность – отсутствующей.

Результаты моделирования показаны на рис. 1–3. В их основе лежит определение интегральной (по глубине) диссипации бароклинной приливной энергии, которое без учета эффектов горизонтальной турбулентной вязкости записывается так (см. [1]): $-D'_k = \rho_0 \int_{-H}^{\zeta} k (\partial \mathbf{u}' / \partial z)^2 dz + \mathbf{u}'_b \tau_b$, где \mathbf{u}' – вектор бароклинной составляющей скорости, \mathbf{u}'_b – его значение в придонном слое, τ_b – напряжение придонного трения, k – коэффициент вертикальной турбулентной вязкости, ζ – приливное смещение свободной поверхности, H – ло-

50° в.д. 60° в.д. 70° в.д. 80° с.ш. 75° с.ш. 80° в.д.



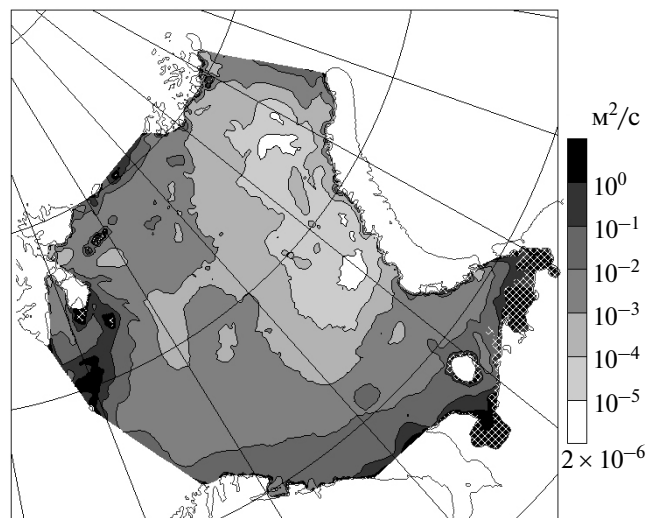
10° в.д. 20° в.д. 70° с.ш. 30° в.д. 40° в.д. 65° с.ш.

Рис. 1. Пространственное распределение средней (за приливный цикл) интегральной по вертикали диссипации бароклинной приливной энергии ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

Косыми крестиками заштрихована подобласть, в которой локальные глубины меньше 20 м.

кальная глубина, ρ_0 — средняя плотность морской воды, (\cdot) — скалярное произведение и z — вертикальная координата, ориентированная вверх. Ее среднее (за приливный цикл) пространственное распределение дается на рис. 1. Видно, что оно контролируется топографией дна только в южной, юго-западной и юго-восточной частях Баренцева моря, где средний (за приливный цикл) горизонтальный волновой перенос баротропной приливной энергии имеет генеральное направление из Норвежского моря в Белое море и далее в Чешскую, Печорскую и Хайпудырскую губы Баренцева моря. На остальной части Баренцева моря, где горизонтальный волновой перенос направлен, главным образом, из Арктики в Баренцево море, а в проливах между арх. Земля Франца Иосифа и о-вами Новая Земля и между арх. Шпицберген и о. Медвежий образует круговороты, топографический контроль не столь очевиден. Правда, и значения интегральной диссипации там не соизмеримы. Если в южной, юго-западной и юго-восточной частях Баренцева моря они составляют от 1×10^{-3} до $1 \text{ Вт}/\text{м}^2$, то на остальной акватории моря варьируются от 2×10^{-8} до $1 \times 10^{-3} \text{ Вт}/\text{м}^2$. На Шпицбергенской банке интегральная диссипация бароклинной приливной энергии достигает $1 \times 10^{-1} \text{ Вт}/\text{м}^2$, а в отдельных пятнах — $1 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Такие ее величины встречаются у входа в Белое море и в Печорском море. В общем, интегральная диссипация максимальна в южных районах Баренцева моря и минимальна к

50° в.д. 60° в.д. 70° в.д. 80° с.ш. 75° с.ш. 80° в.д.



10° в.д. 20° в.д. 70° с.ш. 30° в.д. 40° в.д. 65° с.ш.

Рис. 2. Пространственное распределение среднего (по вертикали) коэффициента диапикнической диффузии ($\text{м}^2/\text{с}$).

Пояснения см. на рис. 1.

западу от о-вов Новая Земля. Однако минимальные значения детектируются здесь только до меридиана 40° в.д., делящего море на западную и восточную части. К западу от него вновь отмечается постепенное увеличение интегральной диссипации бароклинной приливной энергии приблизительно до $1 \times 10^{-2} \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Поле среднего (по глубине) коэффициента диапикнической диффузии k_p , определяемого, согласно [17], как $\alpha \langle -\dot{\epsilon} / \rho_0 \rangle / N^2$, представлено на рис. 2. Здесь $\langle -\dot{\epsilon} \rangle$ — усредненная (за приливный цикл) локальная скорость диссипации бароклинной приливной энергии, N — локальная частота плавучести, $\alpha = \text{Rf} / (1 - \text{Rf})$ — параметр, характеризующий эффективность перемешивания, Rf — потоковое число Ричардсона и угловые скобки означают усреднение в течение приливного цикла. При $\text{Rf} = 0.167$ величина параметра α равна 0.2. Эта оценка неплохо согласуется с результатами микроструктурных измерений сильно стратифицированной турбулентности в главном термоклине океана [16]. Однако более поздние микроструктурные измерения, выполненные в течение трех месяцев в эстуарии р. Гудзон (см. [19]), выявили, что приведенная оценка параметра α скорее всего завышена: реальные значения параметра α могут быть меньше предложенного в [17]. Этот факт объяснялся в [19] зависимостью Rf от Ri , где Ri — градиентное число Ричардсона.

Имеются также данные прямого численного моделирования устойчиво стратифицированной турбулентности [23], свидетельствующие о зависимости интенсивности турбулентности от другого безразмерного параметра $\langle -\dot{\epsilon}/\rho_0 \rangle / \nu N^2$, где, помимо уже известных обозначений, ν – кинематическая вязкость жидкости. Напомним в этой связи, что, во-первых, турбулентность, воспроизводимая подобным образом, равно как и регистрируемая в лабораторных условиях, и естественная турбулентность не есть одно и то же и, во-вторых, представленные в [23] данные свидетельствуют о существовании такой зависимости только при малых и больших значениях $\langle -\dot{\epsilon}/\rho_0 \rangle / \nu N^2$, типичных для вырождающейся и развивающейся турбулентности. При промежуточных значениях этого параметра, отвечающих развитой турбулентности, k_p остается линейной функцией своего аргумента, т.е. таким, каким он предсказывался в [17].

Учитывая сказанное в отношении зависимости k_p от $\langle -\dot{\epsilon}/\rho_0 \rangle / \nu N^2$, а также то обстоятельство, что надежная зависимость Rf от Ri пока не установлена, мы будем задавать параметр α в первом приближении равным 0.2, имея в виду, что такое его значение может быть верхним предельным.

Результирующее поле коэффициента диапикнической диффузии напоминает пространственное распределение интегральной диссипации. Подобно ему, k_p максимален в южной части моря и минимален к западу от о-вов Новая Земля. Как и интегральная диссипация, он остается минимальным лишь до меридиана 40° в.д. и затем вновь возрастает до $1 \text{ м}^2/\text{с}$ и более. Максимальные значения k_p обнаруживаются на Шпицбергенской банке, у входа в Белое море и в Печорском море, где он превышает $1 \text{ м}^2/\text{с}$; минимальные, определяемые молекулярной кинематической диффузией, группируются на северо-востоке моря в виде отдельных пятен, в пределах которых он имеет порядок величины $2 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Сравнивая полученные значения коэффициента диапикнической диффузии с типичными оценками коэффициента фоновой вертикальной турбулентной диффузии, определяемыми ветровым и термохалинным факторами, убеждаемся, что они либо совпадают друг с другом по порядку величины, либо первые больше вторых. Отсюда следует, что вклад приливов в формирование климата Баренцева моря является определяющим.

Вертикальные распределения средней (за приливный цикл) отнесенной к единице массы локальной скорости диссипации бароклинной приливной энергии в произвольных точках Баренцева моря, обладающих разными глубинами, изображены на рис. 3. При их построении предусматривалось, что минимальные значения $\langle -\dot{\epsilon}/\rho_0 \rangle$ не могут

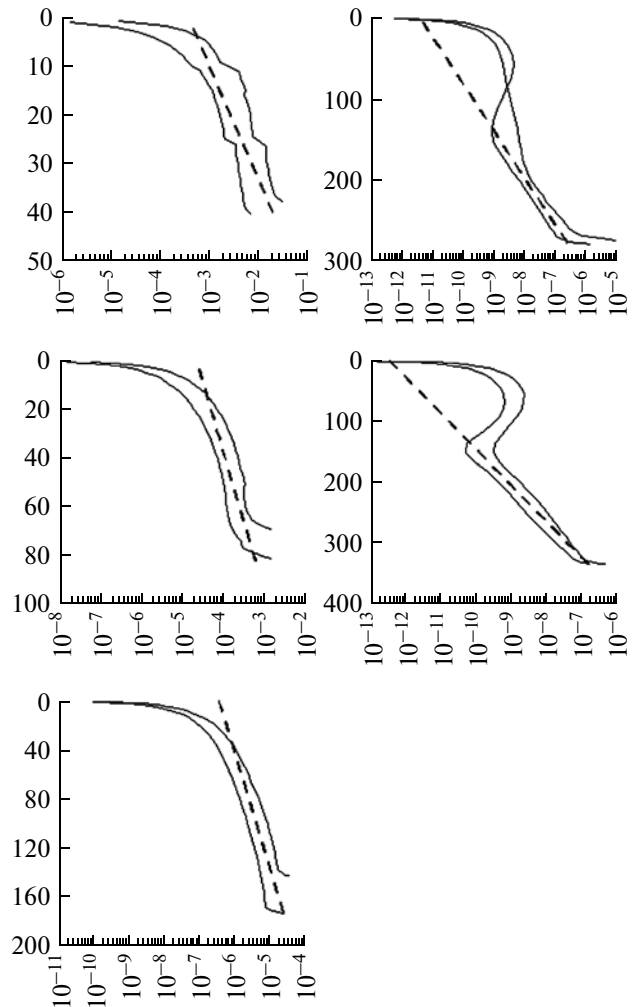


Рис. 3. Вертикальные распределения средней (за приливный цикл) отнесенной к единице массы локальной скорости диссипации бароклинной приливной энергии в произвольных точках Баренцева моря с различными глубинами.

Пунктиром показана аппроксимация диссипации экспоненциально убывающей функцией расстояния от дна с разным вертикальным масштабом вырождения в каждом конкретном случае; на оси абсцисс отложен $\lg \langle -\dot{\epsilon}/\rho_0 \rangle$, где $\langle -\dot{\epsilon}/\rho_0 \rangle$ имеет размерность Вт/кг, на оси ординат – глубина в м.

быть меньше $5\nu N^2$. Здесь же пунктиром представлена аппроксимация этих профилей экспоненциально убывающей функцией расстояния от дна с вертикальным масштабом вырождения, определяемым минимизацией расхождений между фактическими и экспоненциальными вертикальными профилями локальной скорости диссипации бароклинной приливной энергии в глубинном слое моря. Как оказалось, локальная скорость диссипации в этом слое близка к экспоненциальной, а вертикальный масштаб вырождения является функцией локальной глубины: он равен 10 м при глубинах, меньших 50 м, и варьируется в пре-

делах от 20 до 40 м в зависимости от глубины в интервале глубин от 100 до 400 м. Таким образом, результаты моделирования в Баренцевом море подтверждают факт экспоненциального убывания локальной скорости диссипации бароклинной приливной энергии с увеличением расстояния от дна, установленный ранее в [26] в Бразильской котловине. Однако, если в Бразильской котловине, судя по приведенной в [26] оценке, вертикальный масштаб вырождения диссипации составляет 500 м, то, по нашим оценкам, в Баренцевом море он приблизительно на порядок величины меньше. Его уменьшение в мелководном Баренцевом море по сравнению с таковым в глубоководной Бразильской котловине можно было предвидеть. Действительно, если учесть, что средняя глубина в Баренцевом море приблизительно на порядок величины меньше, чем в Бразильской котловине, то на основании чисто геометрических соображений вертикальные масштабы вырождения диссипации в этих двух бассейнах должны отличаться примерно так же.

Авторы благодарят рецензента за полезные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-05-00110а), а также в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (Соглашение № 14.В37.21.0639).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каган Б.А., Тимофеев А.А. Динамика и энергетика поверхностных и внутренних полусуточных приливов в Белом море // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2005. Т. 41. № 4. С. 550–566.
2. Ip J.T.C., Lynch D.R. QUODDY-3 User's Manual: Comprehensive coastal circulation simulation using finite elements. Nonlinear prognostic time-stepping model. Thayer School of Engineering, Dartmouth College. Report Number NML 95-1. Hanover. New Hampshire, 1995. 45 p.
3. Jayne S.R. The impact of abyssal mixing parameterizations in an ocean general model // J. Phys. Oceanogr. 2009. V. 39. № 7. P. 1756–1775.
4. Jayne S.R., St. Laurent L.C. Parameterizing tidal dissipation over rough topography // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28. № 5. P. 811–814.
5. Joint US-Russian Atlas of the Arctic Ocean, Oceanography Atlas for the Summer Period / Eds. Tanis E., Timokhov L. Environmental Working Group, University of Colorado, Media Digital, 1998.
6. Ledwell J.R., Watson A.J., Law C.S. Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment // Nature. 1993. V. 364. № 6439. P. 701–703.
7. Ledwell J.R., Watson A.J., Law C.S. Mixing of a tracer in the pycnocline // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. № C10. P. 21499–21529.
8. Lueck R.G., Mudge T.D. Topographically induced mixing around a shallow seamount // Science. 1997. V. 276. № 5320. P. 1831–1833.
9. Lynch D.R. Three-dimensional diagnostic model for baroclinic, wind-driven and tidal circulation in shallow seas. FUNDY 4 user's manual. Dartmouth College. Numerical Methods Laboratory Report No. NML-92-2, Hanover, New Hampshire, USA, 1990. 23 p.
10. Lynch D.R., Gray W.G. A wave equation model for finite element tidal computations // Computers and Fluids. 1979. V. 7. № 3. P. 207–228.
11. Lynch D.R., Werner F.E. Three-dimensional hydrodynamics on finite elements. Part I: Linearized harmonic model // Int. J. Num. Methods in Fluids. 1987. V. 7. № 9. P. 871–909.
12. Lynch D.R., Werner F.E. Three-dimensional hydrodynamics on finite elements. Part II: Nonlinear time-stepping model // Int. J. Num. Methods in Fluids. 1991. V. 12. № 6. P. 507–533.
13. Lynch D.R., Werner F.E., Greenberg D.A., Loder J.W. Diagnostic model for baroclinic and wind-driven circulation in shallow seas // Cont. Shelf Res. 1992. V. 12. № 1. P. 37–64.
14. Munk W.H. Abyssal recipes // Deep-Sea Res. 1966. V. 13. № 13. P. 707–730.
15. Munk W.H., Wunsch C. Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing // Deep-Sea Res. I. 1998. V. 45. № 12. P. 1997–2010.
16. Oakey N.S. Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements // J. Phys. Oceanogr. 1982. V. 12. № 3. P. 256–271.
17. Osborn T.R. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // J. Phys. Oceanogr. 1980. V. 10. № 1. P. 83–89.
18. Padman L., Erofeeva S. A barotropic inverse tidal model for the Arctic Ocean // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. № 2. doi: 10.1029/2003GL019003.
19. Peters H., Bokhorst R. Microstructure observations of turbulent mixing in a partially mixed estuary. Part II: Salt flux and stress // J. Phys. Oceanogr. 2001. V. 31. № 4. P. 1105–1119.
20. Polzin K.L., Toole J.M., Ledwell J.R., Schmitt R.W. Spatial variability turbulent mixing in the abyssal ocean // Science. 1997. V. 276. № 5309. P. 93–97.
21. Saenko O.A. The effect of localized mixing on the ocean circulation and time-dependent climate change // J. Phys. Oceanogr. 2006. V. 36. № 2. P. 140–160.
22. Saenko O.A., Merryfield W.J. On the effect of topographically enhanced mixing on the global ocean circulation // J. Phys. Oceanogr., 2005. V. 35. № 5. P. 826–834.
23. Shih L.H., Koseff J.R., Ivey G.N., Ferziger J.H. Parameterization of turbulent fluxes and scales using homogeneous sheared stably stratified turbulence simulations // J. Fluid Mech. 2005. V. 525. P. 193–214. doi:10.1017/S0022112004002587
24. Simmons H.L., Jayne S.R., St. Laurent L.C., Weaver A.J. Tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation // Ocean Model. 2004. V. 6. № 3–4. P. 245–263.
25. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // Month. Weather Rev. 1963. V. 91. № 3. P. 99–164.
26. St. Laurent L.C., Toole J.M., Schmitt R.W. Buoyancy forcing by turbulence above rough topography in the abyssal Brazil Basin // J. Phys. Oceanogr. 2001. V. 31. № 12. P. 3476–3495.

On the Spatial Variability of the Baroclinic Tidal Energy Dissipation and Associated Diapycnal Diffusion in the Barents Sea

B. A. Kagan, E. V. Sofina

The modeling results obtained using the QUODDY-4 3D finite-element hydrostatic model are presented. They testify that averaged (over a tidal cycle) depth-integrated baroclinic tidal energy dissipation is maximum in the southern parts of the sea and minimum to the west of the Novaya Zemlya Islands. It remains constant up 40° E, which divides the sea into the western and eastern parts. It increases again west of this meridian. The field of the depth-averaged diapycnal diffusivity, computed by the Osborn formula, resembles in many details the spatial distribution of dissipation. Its maximum values fall on Spitsbergen Bank, the entrance to the White Sea and the Pechora Sea, whereas minimum values, defined by kinematic diffusivity, are grouped together in the northeastern part of the sea in the form of patches. Comparing the derived values of the diapycnal diffusivity with typical estimates of the background vertical eddy diffusivity we verify that they either coincide by the order of magnitude or exceed them. It follows from this that the contribution of tides to the formation of the Barents Sea climate can be significant or even predominant.