

Анализ результатов наблюдений и методы расчета гидрофизических полей океана

УДК 627.22.223

В.М. Кушнир, Е. Хансен, Л.А. Петренко, В.К. Павлов, А.Н. Морозов,
С.В. Станичный, С.В. Федоров

Течения и турбулентная диффузия в придонном пограничном слое Баренцева моря

Расчет стационарного поля скорости течения на верхней границе придонного пограничного слоя (ППС) в Баренцевом море выполнен на основе упрощенной модели, учитывающей поля скорости ветра и плотности воды для основных периодов сезонного цикла, а также рельеф дна. Использован климатический массив *BarKode* и данные о скорости ветра над Баренцевым морем за последние 50 лет. Расчеты показали, что поле придонных течений характеризуется значительной неоднородностью, их скорости изменяются от долей см/с до 5 см/с в зонах со значительным наклоном дна. Оценки толщины ППС получены для постоянного коэффициента придонного трения $C_f = 0,04$. Толщина ППС на большей части акватории Баренцева моря составляет ~ 1 м, в районах с существенными уклонами дна она увеличивается до 2–2,5 м и в двух зонах интенсификации придонных течений возрастает до 5 м. Максимальная оценка коэффициента турбулентной вязкости близка к 5 см²/с. Среднее значение коэффициента вертикальной диффузии плотности K_s равно 2,34 см²/с, его стандартное отклонение – 1,52 см²/с.

Введение

Изучение придонных течений Баренцева моря имеет большое научное и прикладное значение. Это обусловлено следующими факторами: придонные течения и связанное с ними придонное трение относятся к ключевым моментам гидродинамики шельфового Баренцева моря; распространение значительной части теплых, соленых и более плотных северо-атлантических вод в Баренцевом море осуществляется придонными течениями; придонные течения оказывают значительное влияние на формирование и развитие бентосных сообществ; накопление и перенос донных осадков осуществляется главным образом под воздействием придонных течений; данные о придонных течениях необходимы для создания проектов разработки минерально-сырьевых ресурсов Баренцева моря; многие загрязнения (в том числе опасные радиоактивные и производственные отходы) захоронены на дне и переносятся придонными течениями по всему бассейну.

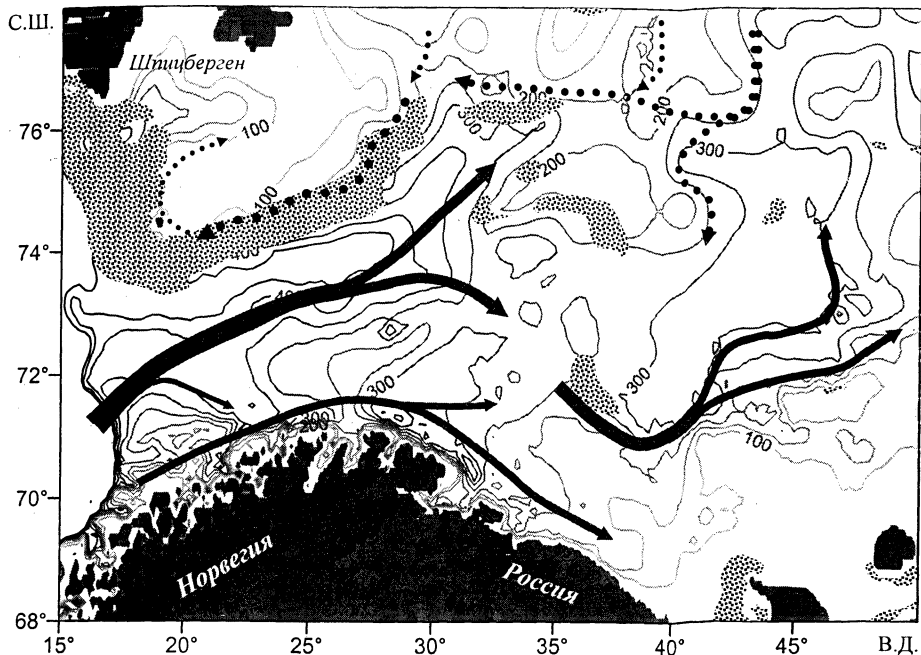
Баренцево море является ареной активной хозяйственной, транспортной

© В.М. Кушнир, Е. Хансен, Л.А. Петренко, В.К. Павлов, А.Н. Морозов, С.В. Станичный,
С.В. Федоров, 2007

и военной деятельности уже в течение многих лет. Здесь обнаружены огромные запасы энергоносителей, в больших масштабах производится их разработка и имеются перспективы значительного расширения таких работ [1 – 3]. Эти районы являются потенциально опасными с точки зрения загрязнения Баренцева моря нефтепродуктами и компонентами бурильного раствора. Другой тип загрязнений – отходы химической промышленности. Их концентрация в донных отложениях некоторых районов превышает ПДК [4]. К числу опасных загрязнений Баренцева моря относятся радиоактивные отходы, источниками которых являются атмосферные ядерные испытания в 1950 – 60-х гг. прошлого столетия, отходы атомной индустрии, радиоактивные захоронения отработанных реакторов атомных подводных лодок и другие источники [3, 5, 6].

Таким образом, в акватории Баренцева моря имеется множество различных источников загрязнений, которые концентрируются, главным образом, в придонной области, где происходит их трансформация и перенос придонными течениями и вертикальными потоками, которые формируются в придонной области в турбулентном пограничном слое.

В настоящее время известно большое число исследований, посвященных изучению океанографических особенностей и циркуляции Баренцева моря на основе данных прямых измерений, моделирования, лабораторных экспериментов [7 – 16]. Основные особенности океанографических условий Баренцева моря схематически показаны на рис. 1, где также приведен рельеф дна. В южном и западном районах доминируют относительно теплые и соленые воды из Северной Атлантики, которые попадают в Баренцево море через его открытую западную границу. Прибрежные воды распространяются вдоль побережья Норвегии и России. Течения в северной части моря обусловлены поступлением холодных арктических вод из Центрального Арктического бассейна. Они значительно слабее и неустойчивее течений южной части моря, их скорость составляет 0,5...1 см/с. В зоне взаимодействия холодных арктических вод с более теплыми и солеными водами Северной Атлантики формируется Полярный фронт (рис. 1). Здесь наблюдается возрастание горизонтальных градиентов температуры и солености. В центральной части моря течения относительно слабы (~ 1 см/с и меньше). Они образуют циклонический круговорот. Характерные величины средних течений в некоторых районах Баренцева моря по результатам непосредственных измерений таковы: 20° в.д., 71° с.ш. – 8 см/с; 20° в.д., 73° с.ш. – 2 см/с; 35° в.д., 71° с.ш. – 5 см/с; 38° в.д., 69° с.ш. – 2...4 см/с; 44° в.д., 69° с.ш. – 2...4 см/с; 53° в.д., 72° с.ш. – 2...5 см/с; 29° в.д., 76° с.ш. – 3...6 см/с; 40° в.д., 76° с.ш. – 2 см/с; 53° в.д., 69° с.ш. – 8...10 см/с [14]. Согласно результатам модельных расчетов, в течение зимы типичные величины скорости климатических геострофических течений составляют 2...3 см/с, в пограничных прибрежных областях они увеличиваются до 5...6 см/с. В летний период интенсивность горизонтальной циркуляции увеличивается, скорость пограничных течений достигает 7...9 см/с. Наряду с квазипостоянными течениями в Баренцевом море существуют переменные (реверсивные) течения различной природы. Наиболее выражена баротропная приливная составляющая M₂, амплитуда которой в открытом море достигает 15...20 см/с.



Р и с. 1. Общая схема циркуляции в Баренцевом море: сплошные линии – воды Северной Атлантики, прерывистые – арктические воды, затемненные области – зоны Полярного фронта

Придонный пограничный слой является важным компонентом гидродинамики шельфового Баренцева моря. Различным аспектам изучения ППС посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ [17 – 23]. Однако несмотря на высокую актуальность проблемы, она изучена недостаточно. В [24] изложены результаты комплексного исследования придонного слоя на основе зимних съемок в 1986 – 2000 гг., в [25] – на основе нескольких серий измерений течений и температуры на двух буйковых станциях и специальной донной установке. Несмотря на несомненный интерес и большое значение перечисленных работ, они, по сути, относятся к фрагментарным экспериментальным исследованиям придонного слоя Баренцева моря, выполненным в отдельных районах и в течение ограниченных интервалов времени.

В [13] приведены результаты расчетов придонных течений на основе использования пространственной нелинейной гидродинамической модели [26]. Зычисленное поле скорости является существенно неоднородным. Значительная интенсификация придонных течений наблюдается, главным образом, в трех районах с резко изменяющейся топографией дна: 70 – 72° с.ш., 45 – 46° в.д.; 75° с.ш., 27 – 28° в.д. и 76° с.ш., 38° в.д. Скорости течений здесь усиливаются от 3 до 10 см/с, они направлены преимущественно вдоль изолиний рельефа дна. В других районах моря скорости придонных течений не превышают 1 см/с. Особенности [13] состоят в следующем: расчеты выполнены только для средних условий августа, т.е. в период отсутствия льда; не учитывалось действие ветра; условия на жидких границах заданы на основе гео-

строфических соотношений; коэффициенты турбулентной вязкости и диффузии приняты постоянными без обоснования величин. Несмотря на указанные ограничения, результаты работы [13] важны для формирования общих представлений о структуре поля скорости придонных течений в Баренцевом море. В то же время для решения отмеченных выше научных и прикладных проблем необходимы обобщенные данные о структуре и пространственных распределениях придонных течений, в частности о пространственной структуре средних, или квазистационарных, придонных течений для основных циклов сезонной изменчивости.

Придонные течения непосредственно над дном формируют придонный пограничный слой, который индуцирует турбулентный обмен импульсом и веществом с вышележащими слоями водной среды. Характеристики этих процессов необходимо учитывать при оценках вертикальной диффузии донного материала и осадков (в том числе опасных загрязнений) из придонной области в основную толщу водной среды, где осуществляется их перенос по всему бассейну.

Цель настоящей работы – расчет и картирование стационарных придонных течений в основные периоды годового (сезонного) цикла в Баренцевом море. Для этого использованы данные климатического массива *BarKode* [27], а также массив данных о скорости ветра над Баренцевым морем за последние 50 лет на сетке $68 - 78^\circ$ с.ш. с разрешением $0,1^\circ$ и $15 - 50^\circ$ в.д. с разрешением $0,5^\circ$. В задачи работы входит также оценка основных характеристик турбулентной диффузии, которая формируется в придонном пограничном слое.

Метод расчета

Многочисленные модели для расчета стационарных морских течений на основе полной системы примитивных уравнений хорошо известны [26, 28 – 30]. Использование этих моделей для расчета поля течений, включая придонный слой, связано с необходимостью задавать условия на жидких границах расчетной области и большое число различных параметров, которые применительно к условиям Баренцева моря достоверно неизвестны. Поэтому в качестве альтернативы полным моделям мы использовали для расчета течений в придонном слое более простой, но физически достаточно хорошо обоснованный метод [31, 32]. Его суть состоит в том, что в основном слое воды поле течения соответствует геострофическому балансу, а вязкость играет существенную роль в поверхностном и придонном слоях. Интегральный перенос в придонном слое трения пренебрежимо мал вследствие небольших величин скорости и толщины слоя. Другие допущения этого метода таковы:

1. В динамический баланс не включены силы, которые в уравнении сохранения импульса определяются нелинейными членами и горизонтальным перемешиванием.

2. Ветровой перенос масс сосредоточен только в верхнем слое моря. Поэтому в модели он аппроксимируется свердруповским переносом. Для моря с горизонтальным дном свердруповский перенос является и результирующим. Однако морское дно фактически негоризонтально, и придонные течения в

условиях расчлененного рельефа дна могут подниматься на его возвышениях и опускаться в понижения. Это обстоятельство связано с топогенной дивергенцией, и, следовательно, свердруповский перенос в бароклинном море с негоризонтальным дном не может быть результирующим. В модели допускается, что значение вектора придонного течения, рассчитанное по результирующему свердруповскому переносу и наблюдаемому полю плотности в каждой точке моря, остается одним и тем же как с учетом, так и без учета наклонов дна. Но направление придонного течения в условиях негоризонтального и горизонтального дна должно отличаться на такой угол, который бы удовлетворял уравнению неразрывности для негоризонтального дна. Физически это допущение можно истолковать следующим образом: в достижении стационарного состояния поле движения в море сначала формируется в верхних слоях, постепенно охватывая все большие глубины. Возле самого дна, пусть и негоризонтального, т.е. над его неровностями, в какой-то момент реализуется баланс сил для горизонтального дна. Наконец, течение попадает в условия неровного дна и реагирует на это определенным поворотом так, чтобы баланс сил выдерживался уже и для негоризонтального дна [31].

3. Турбулентные напряжения вблизи дна равны нулю, что означает равенство придонной скорости течения скорости на верхней границе ППС.

Разработанный В.А. Бурковым метод [31] применим для оценки скорости течения в полярных морях [32].

Таким образом, при расчете поля течений учитываются напряжение ветра, поле плотности и рельеф дна. Исходные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 -fv &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tau_x(z)}{\partial x}, & fu &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tau_y(z)}{\partial y}, \\
 g &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, & \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где оси координат ox , oy , oz направлены соответственно вдоль параллели на восток, вдоль меридиана на север и вертикально вверх от поверхности моря; $v(z)$, $u(z)$ – составляющие скорости течения вдоль меридиана и параллели на глубине z ; $\rho(z)$ – плотность на глубине z ; $\bar{\rho}$ – средняя плотность; f – параметр Кориолиса; g – ускорение свободного падения; $p(z)$ – гидростатическое давление на глубине z ; $U = \int_{-B}^z u dz$, $V = \int_{-B}^z v dz$ – зональная и меридиональная составляющие результирующего переноса в слое от поверхности дна ($z = -B$) до глубины z ; τ_x, τ_y – тангенциальное напряжение ветра вдоль осей ox, oy .

Преобразование этой системы уравнений приводит к соотношениям для составляющих скорости течения [31]:

$$v(x, y, z) = v(B) + \frac{1}{\rho f} \left[\frac{\partial \Delta p}{\partial x} + g\rho(B) \frac{\partial B}{\partial x} \right],$$

$$u(x, y, z) = u(B) - \frac{1}{\rho f} \left[\frac{\partial \Delta p}{\partial y} + g\rho(B) \frac{\partial B}{\partial y} \right], \quad (2)$$

$$\Delta p = -g \int_B^z \bar{\rho}(z) dz,$$

где $v(B)$, $u(B)$ – составляющие скорости течения на верхней границе ППС, которые вычисляются следующим образом:

$$v(B) = \frac{1}{\rho f} \left[-\frac{\partial \Delta p}{\partial x} - g\rho(B) \frac{\partial B}{\partial x} + fV_w + \tau_x(0) \right],$$

$$u(B) = \frac{1}{\rho f} \left[\frac{\partial \Delta p}{\partial y} + g\rho(B) \frac{\partial B}{\partial y} + fU_w - \tau_y(0) \right], \quad (3)$$

где $V_w = \frac{\text{rot}_z \tau}{\beta}$; $U_w = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\text{rot}_z \tau}{\beta} \right) dx$; x_2 – восточная граница бассейна, от которой ведется интегрирование, β – параметр Россби.

При расчетах течений в Баренцевом море необходимо учитывать влияние льда. Взаимодействие на границах вода – лед и лед – воздух рассчитывается различными методами [33, 34]. В настоящей работе использован метод из [34]: на нижней границе ледового поля приняты условия равенства скоростей дрейфа льда и воды подо льдом, а также равенство нулю вертикальной скорости воды. Для расчета напряжения, действующего на воду под поверхностью льда, взяты следующие соотношения [34]:

$$\tau_{x0}^{n+1} = \tau_x^{n+1} [aR_w + (1-a)] - a\rho A_z \frac{\partial u^n}{\partial z} R_i,$$

$$\tau_{y0}^{n+1} = \tau_y^{n+1} [aR_w + (1-a)] - a\rho A_z \frac{\partial v^n}{\partial z} R_i, \quad (4)$$

где $R_w = \frac{\rho \delta z}{\rho \delta z + \rho_i h_i}$; $R_i = \frac{\rho_i h_i}{\rho \delta z + \rho_i h_i}$; δz – приращение вертикальной координаты; A_z – коэффициент вертикальной турбулентной вязкости в приповерхностном слое моря; a – концентрация льда ($0 \leq a \leq 1$); τ_{x0}, τ_{y0} – компоненты напряжения ветра, оказывающие действие на воду подо льдом; τ_x, τ_y – ком-

поненты напряжения ветра на поверхности льда; ρ_i, h_i – плотность льда и его характерная толщина; n – шаг итерации.

Зависимость коэффициента вертикальной турбулентной вязкости от скорости ветра имеет вид $A_z = 1,37 \cdot 10^{-4} W^2$, где W – скорость ветра в м/с [35]. Уравнения (4) решаются итерационно, решение сходится практически через 5 – 6 итераций.

Вычисление производных $\partial u/\partial z$ и $\partial v/\partial z$ выполнено на основе работы [36], в которой стационарные скорости течения вдоль и поперек направления ветра представлены как

$$v_w = \frac{2u_*}{\kappa} \ker(2\sqrt{\zeta}), \quad u_w = -\frac{2u_*}{\kappa} \operatorname{kei}(2\sqrt{\zeta}), \quad (5)$$

где $\ker(z)$ и $\operatorname{kei}(z)$ – функции Кельвина нулевого порядка; κ – постоянная Кармана (0,41); u_* – скорость трения; $\zeta = zf(\kappa u_*)^{-1} = z/l_M$ – безразмерная вертикальная координата; l_M – характерный вертикальный масштаб слоя трения.

Учитывая ограниченный диапазон изменения величины $2\sqrt{\zeta}$, можно использовать аппроксимации

$$\ker(t) = -0,8849 \ln(t) + 0,3661, \quad \operatorname{kei}(t) = -0,0308 t^2 + 0,36t - 0,8241 \quad (6)$$

для изменения аргумента $0 \leq t \leq 2,5$. Уровни достоверности $R^2(\ker) = 0,987$ и $R^2(\operatorname{kei}) = 0,993$.

Производные $\partial u_w/\partial z$ и $\partial v_w/\partial z$ также вычисляются на основе преобразования соотношений (5) и (6):

$$\frac{\partial u_w}{\partial z} = \frac{0,24f}{\kappa^2} - \frac{0,72(u_*f)^{0,5}}{\kappa^{1,5}z^{0,5}}, \quad \frac{\partial v_w}{\partial z} = -\frac{0,8449u_*}{\kappa z}. \quad (7)$$

Скорость трения в приповерхностном слое моря зависит от скорости ветра [35]. С учетом этой зависимости, а также после вычисления $\partial u_*/\partial z$ и $\partial v_*/\partial z$ при различной скорости ветра W и глубине получено следующее соотношение для производной результирующей скорости приповерхностного течения:

$$\frac{\partial V_w}{\partial z} = \left[\left(\frac{\partial v_w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_w}{\partial z} \right)^2 \right]^{0,5} = 0,0199W^2 + 0,8219W - 0,0209. \quad (8)$$

Поверхностное течение вдоль направления скорости ветра $v_s = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{l_M}{z_s} \right) - 1,15 \right]$, нормальная составляющая скорости $u_s = \frac{\pi u_*}{2\kappa}$, где z_s – шероховатость морской поверхности [36]. С учетом зависимости u_* и z_s от скорости ветра [35] получены следующие соотношения:

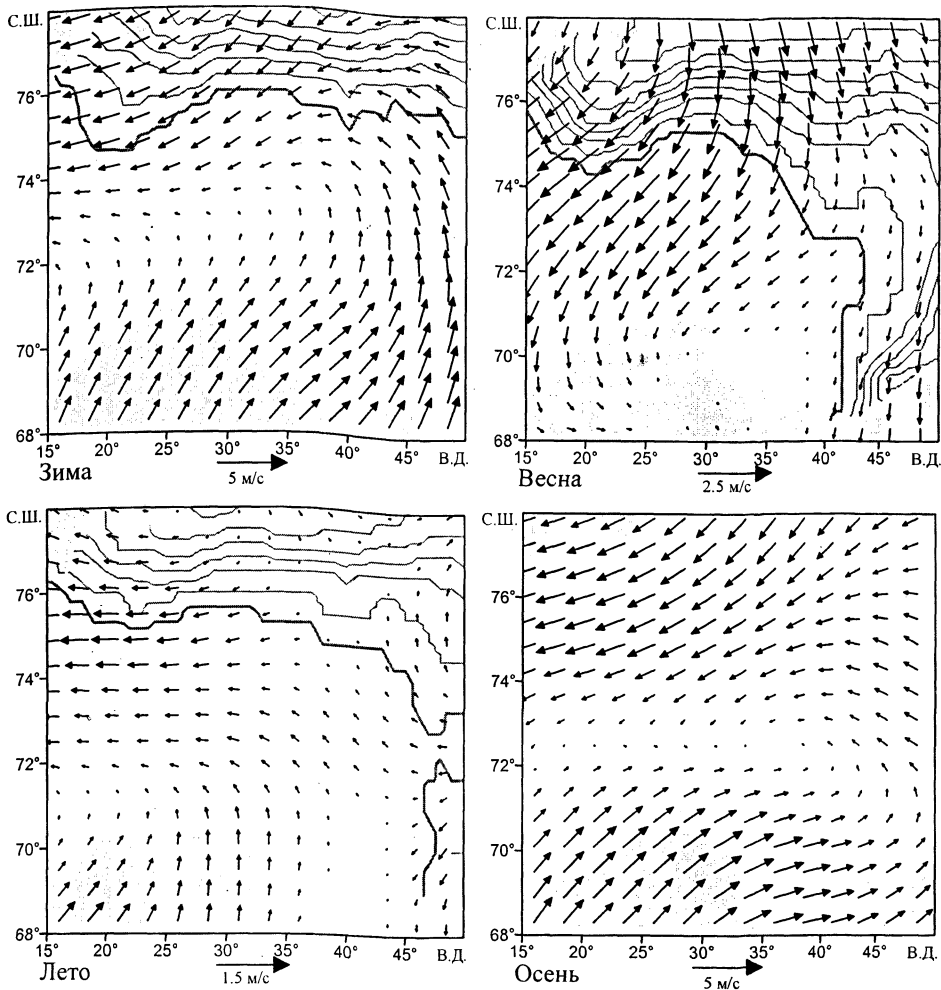
$$\begin{aligned} u_s &= 1 \cdot 10^{-4} W^2 + 0,0041 W, \\ v_s &= 0,0002 W^2 + 0,0336 W. \end{aligned} \quad (9)$$

При этом угол отклонения составляющей u_s от направления скорости ветра, равный $\Theta = \arctg(u_s/v_s) = -0,0408 W^2 + 1,1972 W + 0,8345$, отсчитывается по часовой стрелке в Северном полушарии. Обычно этот угол равен $7 - 8^\circ$ при изменении скорости ветра в пределах $5 - 10$ м/с.

Результаты

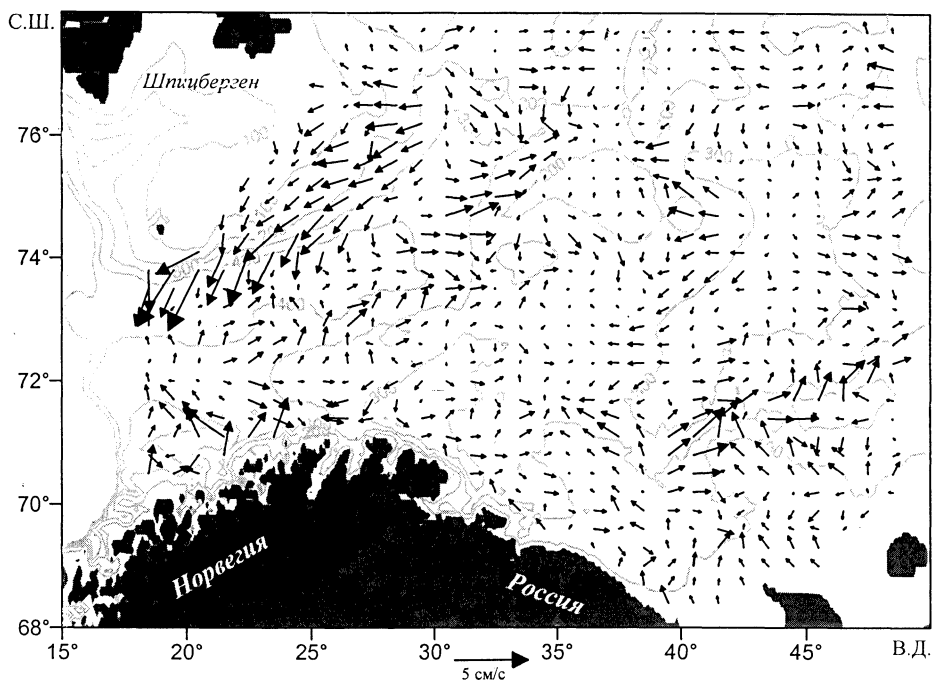
Вычисления придонных течений изложенным выше методом выполнены с использованием массива *BarCode*, который содержит данные о топографии дна, температуре, солёности (плотности) за 1950 – 2000 гг. [27]. Поле скорости ветра *NCEP* использовано для расчетов за этот же период времени. Эти климатические данные разделены по четырем характерным для Баренцева моря сезонам: зима (ноябрь – апрель), весна (май – июнь), лето (июль – август), осень (сентябрь – октябрь). После осреднения и трансформации результатов на регулярные по координатам и глубине сетки они были дополнены климатическими данными о положении и концентрации ледовых полей. Соответствующие распределения скорости ветра и концентрации льда показаны на рис. 2, результаты вычисления придонных течений для указанных сезонов годового цикла – на рис. 3 – 6.

Основные особенности поля придонных климатических течений состоят в следующем. Пространственное распределение скорости является в значительной степени неоднородным, в некоторых районах она увеличивается до нескольких см/с. Это зоны резкого изменения рельефа дна с координатами $74^\circ \text{с.ш.}, 19 - 27^\circ \text{в.д.}; 71^\circ \text{с.ш.}, 40^\circ \text{в.д.}; 74^\circ \text{с.ш.}, 52^\circ \text{в.д.}; 76^\circ \text{с.ш.}, 29 - 30^\circ \text{в.д.}; 75^\circ \text{с.ш.}, 40^\circ \text{в.д.}$ (рис. 3 – 6). Здесь придонные течения в основном следуют изобатам. На большей части Баренцева моря их скорость равна ~ 1 см/с и меньше. Такая пространственная структура придонных течений совпадает с результатами расчетов по полной нелинейной гидродинамической модели для летнего сезона без учета действия ветра и льда [13]. Основное отличие состоит в том, что, согласно этим результатам, скорость придонных течений достигает $8 - 10$ см/с, в то время как по нашим данным она не превышает 5 см/с.

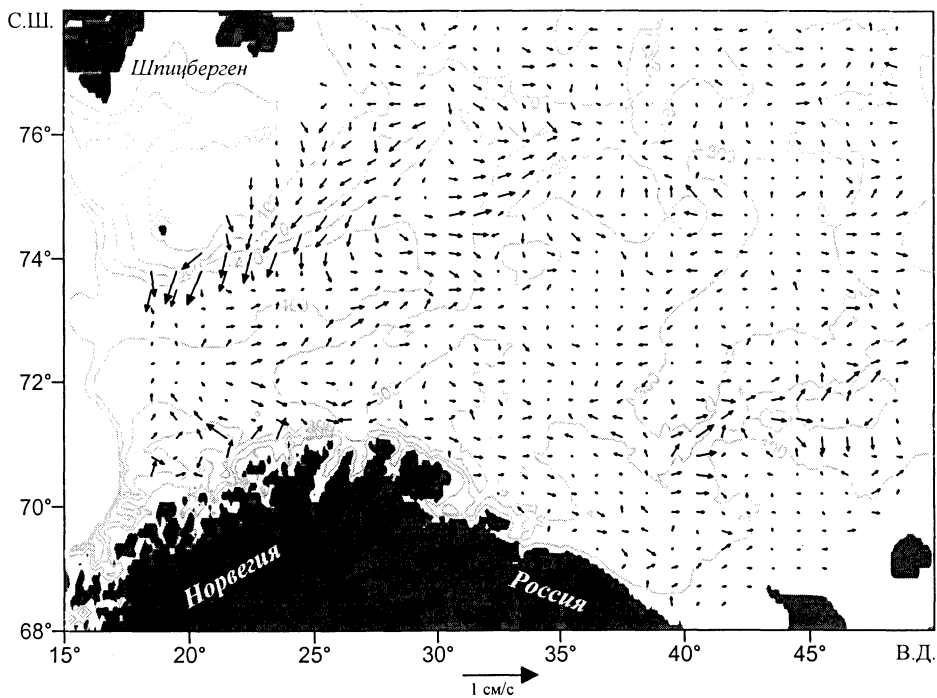


Р и с. 2. Климатическое распределение скорости ветра и концентрации льда в Баренцевом море: утолщенные линии – границы льдов, тонкие линии проведены через каждые 10% концентрации льда

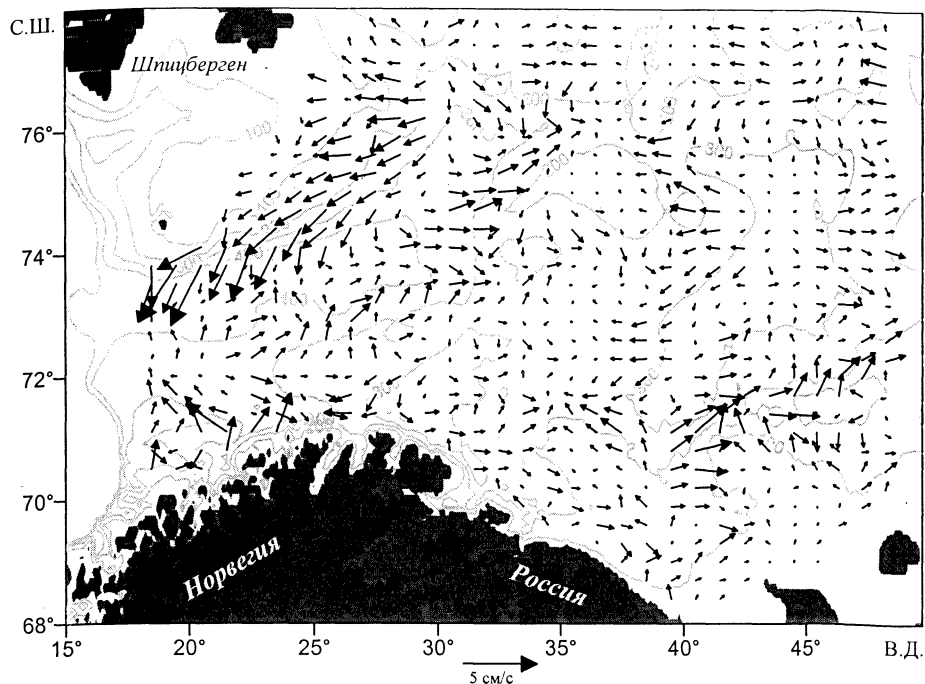
Сезонная изменчивость придонных течений по данным выполненных расчетов проявляется, главным образом, в изменении максимальных скоростей в указанных районах. Так, в зимний сезон максимальная скорость равна 4,84 см/с, весной – 1,73 см/с, летом – 4,80 см/с, осенью – 2,25 см/с. Вероятными причинами этого является комплекс факторов, связанных с сезонной изменчивостью ветра, структуры ледовых полей, плотности морской воды, количества поступающих в Баренцево море атлантических и арктических вод.



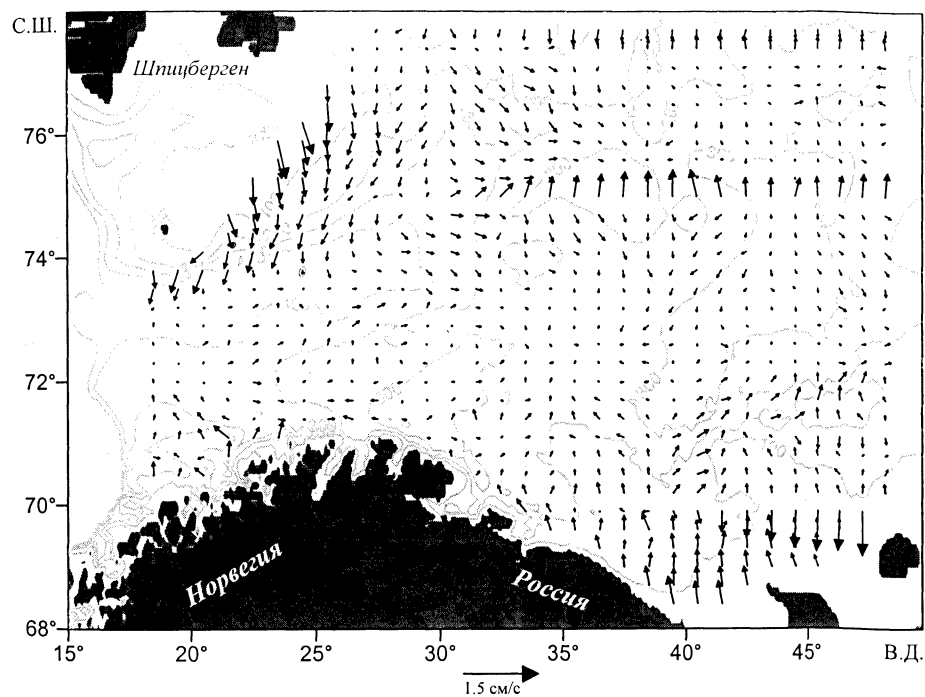
Р и с. 3. Поле климатических придонных течений в Баренцевом море зимой



Р и с. 4. Поле климатических придонных течений в Баренцевом море весной



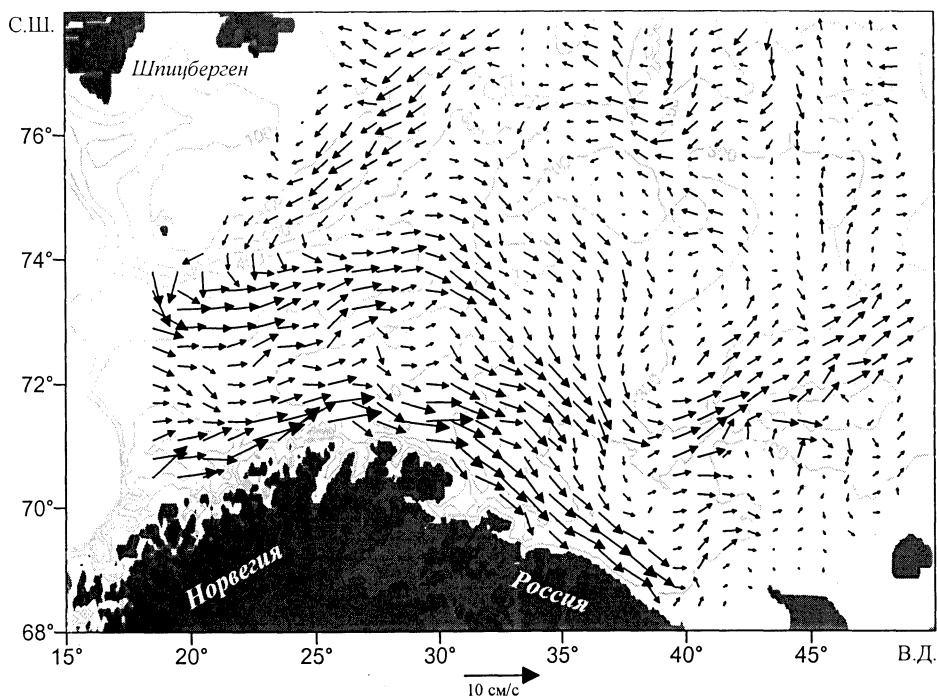
Р и с. 5. Поле климатических придонных течений в Баренцевом море летом



Р и с. 6. Поле климатических придонных течений в Баренцевом море осенью

Упрощенная модель, которая использована в настоящей работе для расчетов придонных течений, позволяет вычислять поле скорости на любой глубине. Такие расчеты выполнены для поверхностного слоя в летний сезон, когда лед в расчетной области отсутствует. Это сделано с целью сопоставления наших результатов с хорошо известными данными о поверхностных течениях в летний сезон.

Полученные результаты расчетов поверхностных течений на фоне изолиний рельефа дна показаны на рис. 7. Там же приведен масштаб скорости течения. Легко видеть достаточно хорошее соответствие полученного поля скорости традиционным, хорошо известным распределениям [3, 7]. Атлантические воды поступают в Баренцево море с запада в районе $73 - 75^\circ$ с.ш. и на 20° в.д. разделяются на Южную и Северную ветви Нордкапского течения. При достижении Центральной впадины одна часть вод Северной ветви участвует в циклоническом круговороте над этой впадиной, а другая, получившая название Новоземельское течение, движется к северу вдоль побережья Новой Земли. Скорость средних (климатических) течений в приповерхностных слоях моря достигает 5 см/с в обеих ветвях Нордкапского течения, а в августе – сентябре – 9 см/с в его Южной ветви и в циклоническом круговороте над Центральной впадиной.

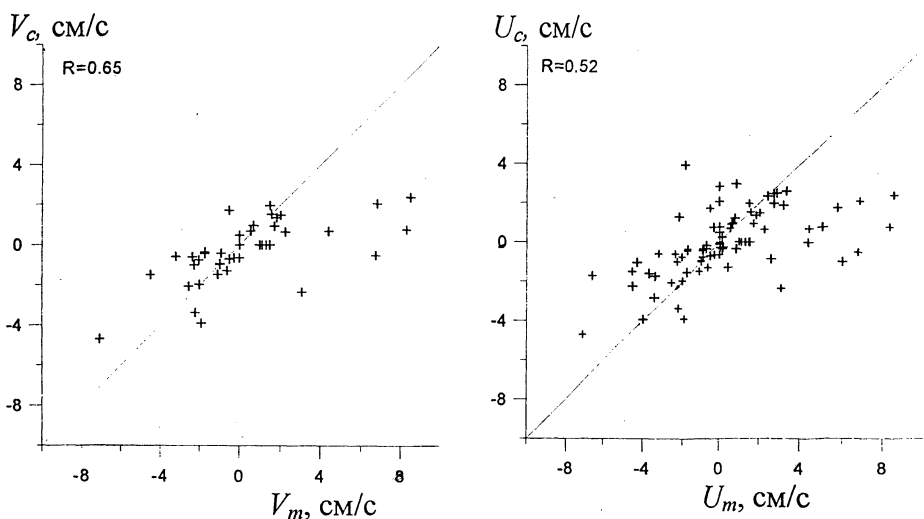


Р и с. 7. Поле поверхностных течений в Баренцевом море летом

Течения в северной части моря зависят от поступления холодных арктических вод из Центрального-Арктического бассейна. Они значительно слабее и неустойчивее течений южной части моря, их скорость составляет 0,5 – 1 см/с.

Соответствие этих данных полученному распределению поля скорости служит основанием для вывода о достоверности результатов вычисления климатических придонных течений.

Выполнено сопоставление вычисленных величин скорости придонных течений с имеющимися результатами прямых измерений в придонной области Баренцева моря [7]. Полученные данные для летнего периода приведены на рис. 8. Некоторое количество точек для меридиональной (V) и широтной (U) составляющих существенно отклоняется от линии равных значений. Как показал анализ, отклонения измеренных течений в большую сторону характерны для тех районов, где, по данным расчета, придонные течения малы и составляют ~ 1 см/с и меньше, а интервал осреднения измеренных величин относительно невелик. Причиной этих отклонений являются значительные реверсивные придонные течения, обусловленные мезомасштабными и синоптическими процессами. Тем не менее можно отметить достаточно высокую корреляцию между сравниваемыми величинами, что также свидетельствует о достоверности полученных оценок.



Р и с. 8. Сопоставление измеренных (U_m, V_m) и вычисленных (U_c, V_c) скоростей придонных течений (R – коэффициент корреляции)

Оценки толщины ППС δ выполнены различными методами. Согласно [17],

$$\delta = 0,4u_* / f = 0,4C_f V_B / f, \quad (10)$$

где C_f – коэффициент придонного трения, величина которого по разным данным составляет 0,025 – 0,60 при среднем значении 0,04 [21]; u_* – скорость трения; $V_B = \sqrt{u_B^2 + v_B^2}$ – скорость течения на верхней границе ППС. Максимальная скорость придонного течения по данным выполненных расчетов равна 0,05 м/с, соответствующая толщина стационарного ППС при $C_f = 0,04$ составляет 5,7 м.

В [22] получено следующее соотношение для толщины ППС при условии, что турбулентная вязкость K_m приближенно равна $u_*\delta$:

$$\delta = \lambda_E u_* / f = \lambda_E C_f V_B / f, \quad \lambda_E = 0,2 \dots 0,4. \quad (11)$$

Верхняя оценка толщины пограничного слоя совпадает с (10). Для рассматриваемых условий $\delta = 2,4 \dots 5,7$ м.

Приведенные выше соотношения для толщины придонного пограничного слоя не учитывают придонную стратификацию плотности. В [23] для условий постоянного вертикального градиента плотности в придонной области (постоянная частота Брента – Вайсяля N) и при $N \gg f$ предложено соотношение

$$\delta = (4 \dots 9) u_* / N. \quad (12)$$

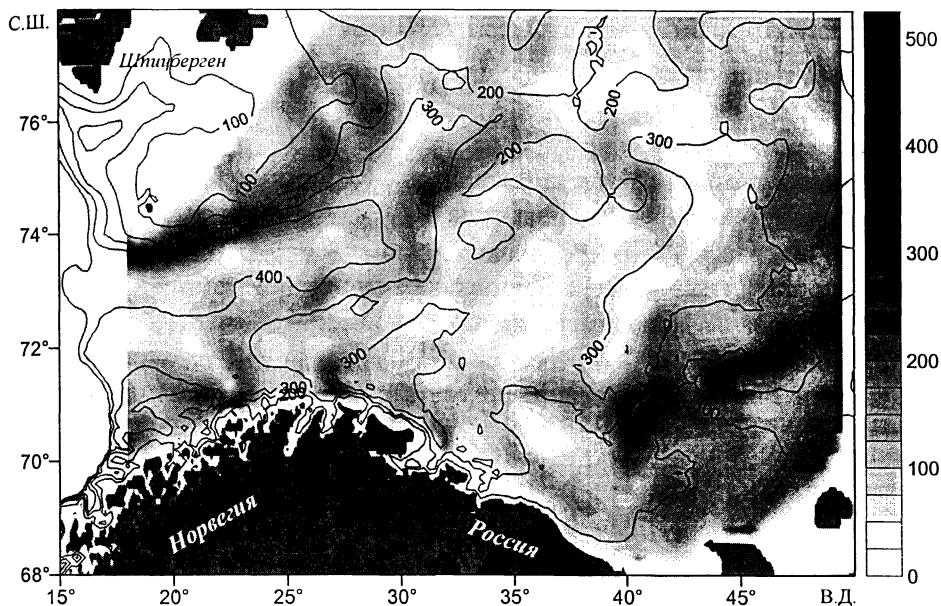
При $C_f = 0,04$ и $N = \langle N \rangle$ $\delta = 2,7 \dots 6$ м, что также совпадает с верхней оценкой по соотношению (10).

При аналогичных условиях плотностной стратификации придонной области в [17] показано, что толщина ППС вычисляется по соотношению

$$\delta = \frac{1,3 u_*}{f [1 + (N^2 / f^2)]^{0,25}}. \quad (13)$$

При $N = \langle N \rangle$ и $f = 1,41 \cdot 10^{-4}$ рад/с $u_* = 0,04 V_B$, $\delta = 4$ м.

Таким образом, приведенные различные оценки толщины стационарного придонного пограничного слоя дают относительно близкие результаты. При этом очевидно, что придонная плотностная стратификация не оказывает решающего влияния на толщину пограничного слоя при рассматриваемых условиях. На рис. 9 показано распределение толщины придонного пограничного слоя в Баренцевом море, вычисленное по соотношению (10). Видно, что на большей части акватории она составляет ~1 м, в районах со значительным уклоном дна увеличивается до 2 ... 2,5 м и в двух зонах интенсификации придонных течений возрастает до 5 и более метров.



Р и с. 9. Рельеф дна и распределение толщины ППС в Баренцевом море (шкала справа – в см)

Турбулентная диффузия в придонной области определяет параметры процессов распространения взвеси и ее потоки в вышележащие слои моря. Известны различные методы определения коэффициентов вертикальной диффузии импульса (турбулентной вязкости) K_m и скалярного параметра (плотности) K_s в ППС. [21]. В общем виде

$$K_m = \frac{1}{1 - Rf} \frac{\varepsilon}{S^2}, \quad K_s = \frac{Rf}{1 - Rf} \frac{\varepsilon}{N^2}, \quad (14)$$

где Rf – потоковое число Ричардсона; ε – скорость диссипации турбулентной энергии в единице объема; S^2 – квадрат вертикального сдвига скорости течения; N^2 – квадрат частоты Брента – Вайсяля [37]. Из соотношений (14) следует:

$$\frac{K_m}{K_s} = \frac{Ri}{Rf}, \quad (15)$$

где $Ri = N^2 / S^2$ – динамическое число Ричардсона.

Наиболее простой метод оценки величины K_m состоит в использовании параметризации следующего вида:

$$K_m = \frac{U_*^2 \delta}{V_B} = C_f^2 V_B \delta. \quad (16)$$

Для рассматриваемых условий при $C_f = 0,04$, $V_B = 0,05$ м/с и с учетом приведенных выше оценок толщины придонного пограничного слоя величина K_m приближенно равна $5 \text{ см}^2/\text{с}$. Аналогичная оценка коэффициента турбулентной вязкости получена в [38].

Для оценки потокового числа Ричардсона Rf обычно используются различные эмпирические соотношения вида $Rf = f(P_i, Ri)$, где P_i – некоторые константы [38]. Анализ этих соотношений и имеющихся экспериментальных оценок Rf показал их значительную неоднозначность. Поэтому в настоящей работе использованы экспериментальные зависимости $K_s = f(Ri)$ из [39, 40], а также данные работ [41 – 44] о связи вертикальных сдвигов скорости течения и частоты Брента – Вайсяля. В результате получено эмпирическое соотношение

$$K_s = 0,0099 N^{-0,9082}, \quad (17)$$

которое учитывает ограниченный диапазон изменения частоты Брента – Вайсяля в придонной области. Плотность распределения вероятностей $W(K_s)$ коэффициента турбулентной диффузии K_s вычислена по общему соотношению $W(K_s) = W(N) / \left| \frac{dK_s}{dN} \right|$, которое после преобразований приводится к виду

$$W(K_s) = \frac{0,0069}{\sqrt{2\pi} \sigma_N K_s^{2,099}} \exp \left[- \frac{(0,00624 K_s^{-1,1} - \langle N \rangle)^2}{2 \sigma_N^2} \right]. \quad (18)$$

Среднее значение коэффициента вертикальной диффузии

$$\langle K_s \rangle = \int_0^{\infty} K_s W(K_s) dK_s$$

и его стандартное отклонение $\sigma_K = \left[\int_0^{\infty} (K_s - \langle K_s \rangle)^2 W(K_s) dK_s \right]^{0,5}$ равны 2,34 и $1,52 \text{ см}^2/\text{с}$ соответственно.

Выводы

1. Для вычисленных полей скорости стационарных течений на верхней границе ППС характерны следующие особенности:

- неоднородность поля течений, скорости которых изменяются от долей до $4,7 \dots 5 \text{ см/с}$ в локальных зонах значительных наклонов дна;
- сезонная изменчивость придонных течений определяется комплексом условий, связанных с изменениями поля ветра и концентрации льда. Про-

странственная структура климатических придонных течений мало изменяется от сезона к сезону, зимой их максимальная скорость составляет 4,84 см/с, весной – 1,73 см/с, летом – 4,80 см/с, осенью – 2,25 см/с;

– структура вычисленных распределений придонных течений близка к результатам численных расчетов аналогичных полей скорости на основе полной нелинейной гидродинамической модели [13]. Отличие состоит в том, что по этой модели скорость стационарных придонных течений достигает 10 см/с, по нашим данным – не превышает 5 см/с;

– вычисленные скорости течений в придонной области в целом соответствуют данным прямых измерений.

2. Толщина стационарного ППС δ вычислена для постоянного коэффициента придонного трения, равного 0,04. Эта величина является средней для морских условий [21]. Толщина стационарного ППС определена несколькими независимыми методами, в том числе с учетом придонной плотностной стратификации и вращения Земли. При среднем значении придонной частоты плавучести $\langle N \rangle = 3,04 \cdot 10^{-3}$ рад/с и максимальной величине скорости течения на верхней границе ППС $V_B = 5$ см/с различные оценки толщины ППС равны 5,7; 2,4...5,7; 2,7...6 и 4 м. Первая и вторая из них учитывают только вращение Земли, третья – только придонную плотностную стратификацию, четвертая – оба эти фактора.

3. Максимальная оценка коэффициента турбулентной вязкости (или коэффициента вертикальной диффузии импульса) близка к $5 \text{ см}^2/\text{с}$.

4. Оценки коэффициента вертикальной диффузии плотности K_s в придонном пограничном слое получены на основе статистических данных о частоте Брента – Вайсяля N в этой области, а также о ее связи с динамическим числом Ричардсона. Использована аппроксимация вида $K_s = 0,0099N^{-0,9082}$, которая учитывает ограниченный диапазон изменения N в придонной области. Вычислены плотность распределения вероятностей величины K_s , ее среднее значение ($2,34 \text{ см}^2/\text{с}$) и стандартное отклонение ($1,52 \text{ см}^2/\text{с}$).

5. Реальная структура придонного слоя значительно сложнее, чем вычисленные поля стационарных придонных течений. Кроме этих полей там существуют значительные по скорости нестационарные, главным образом реверсивные течения приливного периода, а также синоптические течения, обусловленные вихрями, меандрами, шельфовыми волнами различных масштабов и другими динамическими процессами [7]. Эти колебания скорости формируют дополнительные турбулентные напряжения на дне моря, которые совместно со стационарными придонными течениями оказывают влияние на вертикальную диффузию придонной взвеси (в том числе опасных загрязнений). Тем не менее основное влияние на средний перенос такой взвеси оказывают именно стационарные придонные течения, расчеты которых приведены выше.

Работа выполнена при поддержке *NATO Science Programme Cooperative Science and Technology Sub-Programme Collaborative Linkage Grant Est. Nukr. CLG 980992*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Earney F.C.F.* Norway's offshore petroleum industry – problems and prospects // *Scott. Geogr. Mag.* – 1994. – 110, № 1. – P. 13 – 23.
2. *Dore A.G.* Barents Sea geology, petroleum resources and commercial potential // *Arctic*. – 1995. – 48, № 3. – P. 207 – 221.
3. *Klungsoyr J., Sætre R., Foyn L., Loeng H.* Man's impact on the Barents Sea // *Ibid.* – P. 279 – 296.
4. *Ocean Dumping of Chemical Munitions: Environmental Effects in Arctic Seas.* / Ed by Dr. Michael McElroy. – MEDEA, 1997. – P. 3.1 – 3.20.
5. *Radionuclides in the Arctic Seas from the Former Soviet Union: Potential Health and Ecological Risks* // Arctic Nuclear Waste Assessment Program (ANWAP) / Ed. D. Layton, R. Edson, B. Napier. – Office of Naval Research (ONR). – 1997. – P. 2.4 – 2.9.
6. *Yablokov A.V.* Radioactive waste disposal in seas adjacent to the territory of the Russian Federation // *Mar. Poll. Bull.* – 2001. – 43, №1. – 6. – P. 8 – 18.
7. *Loeng H., Sætre R.* Features of the Barents Sea circulation // *Fisken og havet*. – Ins. Mar. Res., 2001. – № 1. – 40 p.
8. *Loeng H.* Features of the physical oceanographic conditions in the Barents Sea // *Polar Res.* – 1991. – 10, № 1. – P. 5 – 18.
9. *Ingvaldsen R.V., Asplin L., Loeng H.* Velocity field of the western entrance to the Barents Sea // *J. Geophys. Res.* – 2004. – 109, № C3.
10. *Ingvaldsen R.V., Asplin L., Loeng H.* The seasonal cycle in the Atlantic transport to the Barents Sea during the years 1997 – 2001 // *Cont. Shelf Res.* – 2004. – 24, № 9. – P. 1015 – 1032.
11. *Slagstad D., Stolenhansen A., Loeng H.* Density driven currents in the Barents Sea calculated by a numerical model // *Model. Identif. and Contr.* – 1990. – 11, № 4. – P. 181 – 190.
12. *Harms I.H.* A numerical study of the barotropic circulation in the Barents and Kara Seas // *Cont. Shelf Res.* – 1992. – 12, № 9. – P. 1043 – 1058.
13. *Булышев М.Г., Сидорова А.Н.* Расчет среднемесячной циркуляции в Баренцевом море // *Метеорология и гидрология*. – 1994. – № 4. – С. 78 – 87.
14. *Яковлев Н.Г.* Реконструкция среднемесячной циркуляции Баренцева моря и анализ чувствительности циркуляции к обмену вод на открытых границах // *Изв. РАН. ФАО*. – 1999. – 35, № 6. – С. 846 – 857.
15. *Архипов Б.В., Попов С.Л.* Моделирование течений в юго-восточном регионе Баренцева моря // *Океанология*. – 1996. – 36, № 6. – С. 805 – 813.
16. *McClimans T.A., Nilsen J.H.* Laboratory simulation of the ocean currents in the Barents Sea // *Dyn. Atmos. and Ocean*. – 1993. – 19, № 1 – 4. – P. 3 – 25.
17. *Weatherly G.L., Martin P.J.* On the structure and dynamics of the oceanic bottom boundary layer // *J. Phys. Oceanog.* – 1978. – 8, № 4. – P. 537 – 570.
18. *Лукосов В.Н., Гутман Л.Н.* Турбулентный пограничный слой над наклонной подстилающей поверхностью // *Изв. АН СССР. ФАО*. – 1972. – № 8. – С. 799 – 809.
19. *Kushnir V.M., Lebedeva T.P., Perepada E.B.* Vertical structure of the marine bottom boundary layer and turbulent fluxes parameterization // *Flow Modeling and Turbulence Measurements VII. Proceedings of ISFMTM 98*. – Tainan, Taiwan, 1998. – P. 19 – 26.
20. *Еремеев В.Н., Кушнир В.М.* Придонный пограничный слой в Черном море: результаты и перспективы исследований // *Морской гидрофизический журнал*. – 1998. – № 1. – С. 50 – 69.
21. *Kushnir V.M.* Turbulent diffusion in the near bottom boundary layer of the Black Sea shelf zone // *J. Mar. Syst.* – 1999. – 21. – P. 243 – 253.
22. *Stigebrandt A.* A note on the locus of a shelf front // *Tellus*. – 1988. – 40A. – P. 439 – 442.
23. *Kitaigorodskii S.A.* The location of thermal shelf front and the variability of the height of tidal benthic boundary layers // *Ibid.* – 1992. – 44A. – P. 425 – 433.
24. *Hjellvik V., Godo O.R., Tjostheim D.* Decomposing and explaining the variability of bottom trawl survey data from the Barents Sea // *Sarsta*. – 2004. – 89, № 3. – P. 196 – 210.
25. *Sternberg R.W., Aagaard K., Cacchione D. et al.* Long-term near bottom observation of velocity and hydrographic properties in the northwest Barents Sea with implications for sediment transport // *Cont. Shelf Res.* – 2001. – 21, № 5. – P. 509 – 529.
26. *Демин Ю.Л., Ибраев П.А.* Численные модели и результаты калибровки расчетов течений в Атлантическом океане. – М.: Наука, 1992. – 170 с.

27. Golubev V.A., Zuyev A.N. World Climatic Research Programme. Arctic Climate System Study. Barents and Kara Seas Oceanographic Data Base (BarCode) / Ed. by C. Oelke // IACPO Informal Report. – 1999. – № 5. – 213 p.
28. Blumberg A.F., Mellor G.L. A description of a three-dimensional coastal ocean model // Three-Dimensional Shelf Models / Ed. by N. Heaps. – Washington: AGU, 1987. – P. 1 – 16.
29. Mellor G.L. User's guide for a three dimensional, primitive equation, numerical ocean model, report // Program in Atmosph. and Ocean. Sci. – Princeton: Princeton Univ., 1991. – № 3. – 35 p.
30. Демьшев С.Г., Коротаев Г.К. Численная модель баланса энергии бароклинных течений океана с неровным дном на С-сетке // Численные модели и результаты калибровки вычисления в Атлантическом океане. – М.: Наука, 1992. – С. 163 – 231.
31. Бурков В.А. Общая циркуляция вод в Тихом океане. – М.: Наука, 1972. – 195 с.
32. Павлов В.К., Белова Н.В. Применение метода Буркова для расчета геострофических течений в северо-европейском бассейне // Труды ААНИИ. – 1985. – № 399. – С. 78 – 85.
33. Saucier F.J., Roy F., Gilbert D. Modeling the formation and circulation processes of water masses and sea ice in the Gulf of St. Lawrence, Canada // J. Geophys. Res. – 2003. – 108, № C8. – P. 1 – 20.
34. Pavlov V.K., Kulakov M.Yu. Development and implementation of a computer code for modeling the dispersion pollutants in the Arctic Ocean // IAEA, Tech. Rep. 7459/RB/TC. – Vienna, 1994. – 97 p.
35. Бойден К.Е. Физическая океанография прибрежных вод. – М.: Мир, 1988. – 324 с.
36. Madsen O.S. A realistic model of the wind-induced Ekman boundary layer // J. Phys. Oceanogr. – 1977. – 7. – P. 248 – 255.
37. Itsweire E.C., Koseff J.R., Briggs D.A., Ferziger J.H. Turbulence in stratified shear flows: Implications for interpreting shear-induced mixing in the ocean // Ibid. – 1993. – 23. – P. 1508 – 1522.
38. Набатов В.Н., Озмидов П.В. Исследования турбулентных пограничных слоев в океане // Океанология. – 1987. – 27, № 1. – С. 5 – 11.
39. Kushnir V.M., Khanbilvardi R., Shteinman B.S. Turbulent diffusion in lake Kinneret under conditions of pronounced density stratification // Proc. Abstr. and Pap. of the 6th Int. Conf. on Hydro-Sci. and Engin. – Brisbane, Australia, May 31 – June 3. – 2004.
40. Gregg M.C. Diapycnal mixing in the thermocline: A review // J. Geophys. Res. – 1987. – 92, № C5. – P. 5249 – 5286.
41. Thorpe S.A. Turbulence and mixing in a Scottish Loch // Philos. Trans. Roy. Soc. London. – 1977. – A286. – P. 125 – 181.
42. Evans D.L. Observations of small-scale shear and density structure in the ocean // Deep-Sea Res. – 1982. – 29, № 5A. – P. 581 – 595.
43. Garget A.E. Vertical eddy diffusivity in the ocean interior // J. Mar. Res. – 1984. – 42. – P. 359 – 393.
44. Еремеев В.Н., Кушнир В.М. Слоистая структура течений и вертикальный обмен в Черном море // Океанология. – 1996. – 36, № 1. – P. 13 – 19.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь
Норвежский Полярный институт,
Тромсо, Норвегия

Материал поступил
в редакцию 03.04.06
После доработки 25.04.06

ABSTRACT Stationary field of velocity current on the upper border of the near-bottom boundary layer (NBBL) in the Barents Sea is calculated based on the simple model taking into account the fields of wind speed and water density for the main periods of the season cycle, and the bottom relief. The climatic data base BarCode and the data on the wind speed above the Barents Sea for the last 50 years are used. The calculations show that the field of the near-bottom currents is characterized by significant heterogeneity; their velocities vary from the fractions of 1 cm/s up to 5 cm/s in the areas with considerable bottom slope. The estimates of the NBBL thickness are obtained for the constant coefficient of the near-bottom friction $C_f = 0.04$. On the major part of the Barents Sea the NBBL thickness amounts ~ 1 m, in the areas with considerable bottom slope it increases up to 2 – 2.5 m, and in two areas of the near-bottom current intensification – up to 5 m. Maximum estimate of the turbulent viscosity coefficient is near to 5 cm²/s. The mean value of the vertical diffusion density coefficient K_s is 2.34 cm²/s, and its standard deviation is 1.52 cm²/s.