

УДК 551.465

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ОКЕАНА ПОД НЕОДНОРОДНЫМ ЛЬДОМ С ПОМОЩЬЮ ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЙ (LES) МОДЕЛИ

© 2020 г. А. В. Глазунов^{a, b, *}, Н. Г. Яковлев^{a, **}

^aИнститут вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, ул. Губкина, 8, Москва, 119333 Россия

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, ГСП-1, Москва, 119991 Россия

*e-mail: and.glas@gmail.com

**e-mail: nick_yakovlev@mail.ru

Поступила в редакцию 07.10.2019 г.

После доработки 25.12.2019 г.

Принята к публикации 05.02.2020 г.

Рассматривается и численно воспроизводится конвекция в верхнем слое океана через узкие трещины во льду. Выявлены эффекты, связанные с локализацией источника плавучести и с воздействием силы Кориолиса. Предложено объяснение механизма формирования устойчиво-стратифицированного по солености изотермического подледного слоя в холодные сезоны в высоких широтах. Приводятся данные наблюдений, качественно согласующиеся с результатами расчетов. Обсуждаются существующие параметризации подледной конвекции в современных моделях климата и указаны их возможные дефекты.

Ключевые слова: верхний слой океана, подледная конвекция, Арктика и Антарктика, трещины и разводья, вихреразрешающее моделирование, LES, турбулентность в океане

DOI: 10.31857/S0002351520030074

ВВЕДЕНИЕ

Существенная особенность морского льда состоит в том, что он находится в движении. Это приводит к постоянному появлению открытой воды за счет дивергенции и сдвига поля скорости дрейфа. Хотя размеры отдельной трещины относительно невелики, их эффект на обмен теплом и массой воды между атмосферой и океаном имеет большое значение. Согласно данным наблюдений абсолютные значения скорости дрейфа льда и деформаций поля скорости дрейфа в Северном Ледовитом океане (СЛО) имеют положительный тренд по времени [1], поэтому ожидается, что роль областей открытой воды будет расти в условиях меняющегося климата. Обычно области открытой воды представляют собой длинные трещины и разводья шириной 50–1000 м и длиной 1–50 км [2]. Современные спутниковые данные [3] показывают, что узкие трещины встречаются значительно чаще и вносят большой вклад в потоки тепла и массы.

Существование областей открытой воды создает сильную неоднородность в пограничном слое океана подо льдом и меняет процессы конвекции при зимнем выхолаживании и образовании льда, что способствует созданию специфической гидростатически устойчивой структуры

температуры и солености. Среднемесячные декабрьские среднемноголетние данные атласа РНС 3.0 [4] хорошо демонстрируют такую структуру (рис. 1а) с изотермическим слоем в верхних 50 м и слабоустойчивой стратификацией по солености. Рассматриваются глубоководные районы Центральной Арктики, чтобы минимизировать прямое влияние речного стока. Температура ниже 50 м растет не всегда монотонно, что может быть связано с особенностями динамики океана. Если данные РНС 3.0 (рис. 1а) показывают хорошо выраженный изотермический слой до глубины 50 м, то данные WOA-13 [5] (рис. 1б) дают более сложную картину с высокой дисперсией температуры в верхнем слое океана, и иногда однородный по солености верхний слой. Отличия двух атласов может быть связано с различным набором данных измерений и с различными методами их обработки. Стоит упомянуть результаты измерений с закрепленных на льду платформ (Ice-Tethered Platforms, ИТР, см. <https://www.whoi.edu/website/itp/overview>). Эти измерения показывают, что галоклин в верхнем слое океана наблюдается, как правило, в Центральной Арктике, в областях, открытых толстым и сравнительно медленно дрейфу-

ющим льдом (см., например, ИТР9 и ИТР16). При этом видна высокая дисперсия температуры в верхнем примерно 50 м слое океана (средняя температура близка к изотермической), при сравнительно небольшой дисперсии солености, что согласуется с WOA-13 [5].

Считается, что устойчивый галоклин формирует устойчивую плотностную стратификацию верхнего слоя океана и играет большую роль в блокировании потока тепла к холодной поверхности океана и, значит, отвечает за устойчивость ледового покрова; помимо гидрологических и климатических последствий, структура галоклина имеет принципиальное значение для функционирования биохимической системы СЛО [6].

Традиционно считается, что в Южном океане у побережья Антарктиды структура типа галоклина верхнего слоя океана не наблюдается, так как там нет интенсивного речного стока, однако, согласно современным данным WOA13 (рис. 1в) и там в холодные месяцы подо льдом наблюдается галоклин (более глубокий и примерно с вдвое меньшими вертикальными градиентами солености, чем в СЛО), так что можно предположить существование общего физического механизма конвекции под неоднородным льдом.

Проникающая конвекция, представленная опусканием мгновенно образовавшегося уединенного плюма (аномалии, имеющей определенную геометрическую форму и повышенную относительно окружающей среды, приблизительно постоянную плотность), воспроизводилась в лабораторных условиях (см. [7]). На основании размерностного анализа и данных измерений было выделено два режима конвекции: стратификационный – при больших значениях параметра N/f (здесь: N – частота Вьяйсяля–Брента, f – инерционная частота) и вращательный – при малых значениях этого параметра. Переход между стратификационным и вращательным режимами происходит при $N/f \approx 0.6$ и не зависит от начальной плавучести плюма. Это условие достигается при $N < 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Поэтому в работе [7] делается вывод, что так как в Северном Ледовитом океане $N \sim 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, то рассматривать режим, при котором вращение оказывает влияние на конвекцию, нет смысла. На самом деле эта оценка верна только для летних условий, зимой верхний слой хорошо перемешан, и частота Вьяйсяля–Брента может быть очень мала.

В работе [8] рассматривалась конвекция во вращающейся кювете, вызванная протяженным, постоянно действующим источником плавучести. Такая постановка лабораторного эксперимента является близким аналогом подледной конвекции через трещину. Несмотря на то, что

параметры экспериментов соответствовали стратификационному режиму, были зафиксированы линзообразные вихри, возникновение которых объясняется авторами как неустойчивость на сдвигах среднего течения, образующихся, в том числе, и под воздействием сил Кориолиса за время, значительно превышающее время опускания частиц жидкости на глубину нейтральной плавучести. Исходя из сказанного, утверждение о том, что вращение неважно для конвективных плюмов под узкими разводьями во льду, нуждается в дополнительной проверке прямым моделированием.

Упомянутые работы касаются крупномасштабных аномалий плавучести, а методы измерений ограничены относительно небольшими числами Рейнольдса, достижимыми в лабораторных условиях. В отличие от конвекции такого типа, конвекция в верхнем слое океана (ВСО) под трещинами представляет собой непрерывный случайный процесс, при котором генерация аномалий плавучести и их распределение по пространственным масштабам происходят не только за счет воздействия локализованного приповерхностного источника, но и в результате генерации этих аномалий из среднего поля плавучести и их трансформации при переносе турбулентным течением. Турбулентные флуктуации температуры и солености имеют широкий непрерывный пространственный спектр дисперсии и не сохраняют определенную форму при перемещении. Называть такие аномалии “плюмами” можно лишь условно, а под их размерами и временами существования следует понимать соответствующие турбулентные масштабы длины и среднестатистические времена опускания частиц жидкости в зоне конвекции от поверхности до нижней границы ВСО. Тем не менее, учитывая сложившуюся традицию, далее мы будем использовать слово “плюм”, понимая под этим термином любые наблюдаемые в фиксированный момент времени положительные аномалии плотности и не различая организованные структуры и турбулентные флуктуации.

Натурные наблюдения, проведенные с помощью беспилотных подводных аппаратов [9], показывают, что большое значение имеет относительная скорость дрейфа льда. При разности скоростей движения воды и льда больше 10 см/с образующийся под областью открытой воды конвективный плюм быстро разрушается, при этом избыточная соленость распределяется равномерно по всему объему ВСО.

В силу сложности проведения натурных и лабораторных экспериментов важным инструментом исследования остается численное моделирование. Использовались численные модели самого разного уровня – от довольно сложных негидро-

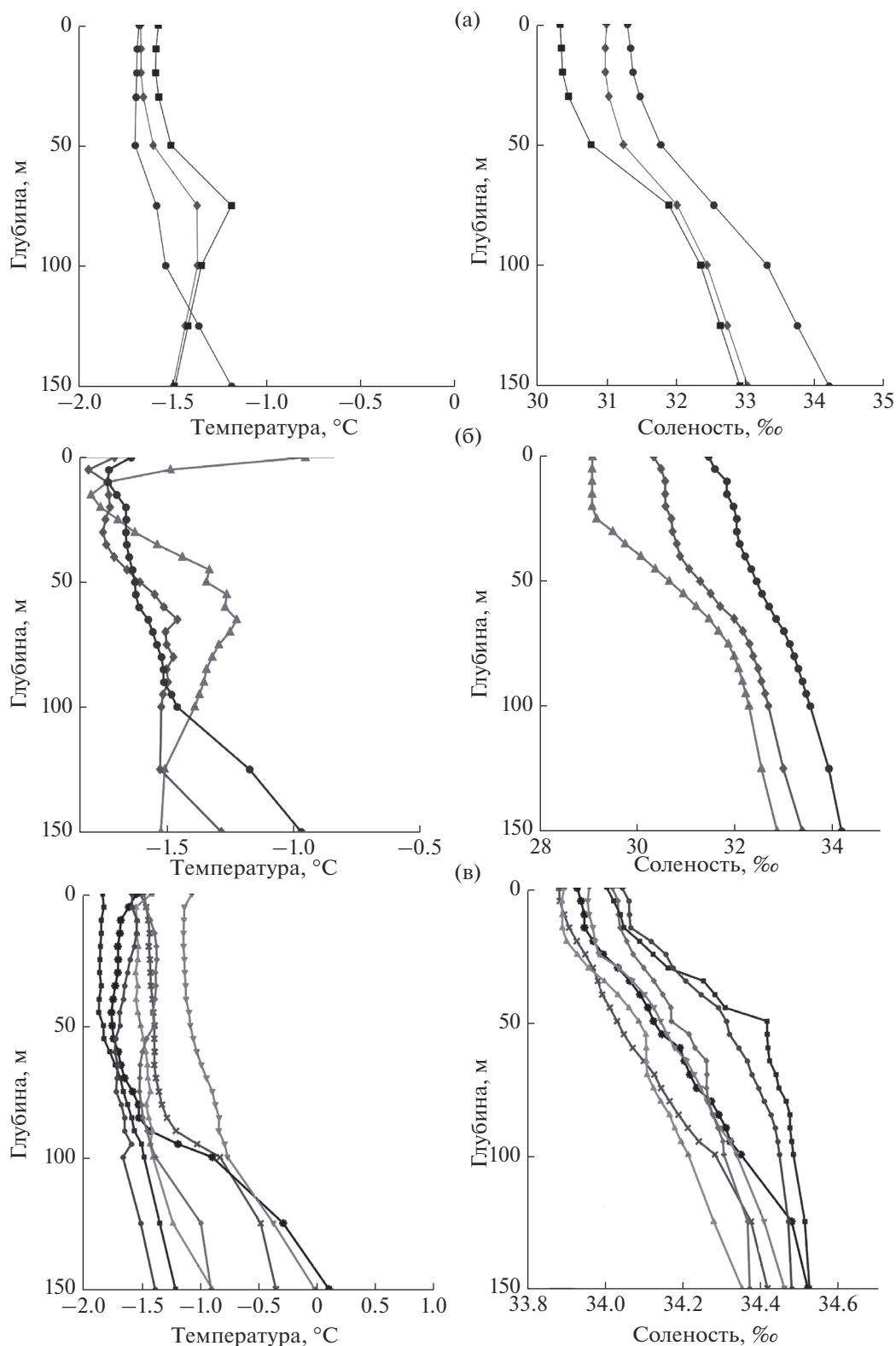


Рис. 1. Измеренные профили температуры и солёности в верхних 150 м (среднеголетние среднемесячные значения): (а) – по данным РНС3.0 [4] в Северном Ледовитом океане в декабре (на Северном полюсе (черные кружки), 82.5 с.ш., 145.5 з.д. (серые ромбики), в море Бофорта, 75.5 с.ш., 145.5 з.д. (квадратики)); (б) – те же профили, что и на рис. 1а по данным WOA13 [5] (на Северном полюсе (черные кружки), 82.5 с.ш., 145.5 з.д. (серые ромбики), в море Бофорта, 75.5 с.ш., 145.5 з.д. (серые треугольники)); (в) – у побережья Антарктиды на внешней границе материкового склона в июне по данным WOA13 [5] (70.5 ю.ш., 52.5 з.д. (серые квадратики), 73.5 ю.ш., 42.5 з.д. (черные кружки), 66.5 ю.ш., 23.5 в.д. (черные снежинки), 64.5 ю.ш., 82.5 в.д. (крестики), 63.5 ю.ш., 111.5 в.д. (треугольники вершиной вниз), 71.5 ю.ш., 118.5 з.д. (треугольники вершиной вверх), 74.5 ю.ш., 169.5 з.д. (ромбы).

статических [10] до гидростатических типа [11], в которой процесс конвекции интерпретируется как вертикальная турбулентная диффузия тепла и соли с коэффициентами, рассчитываемым по модели Меллора–Ямады [12] с замыканием второго порядка (см., [13]).

Использование реалистичных трехмерных негидростатических вихреразрешающих (LES) моделей для воспроизведения турбулентных процессов в верхнем слое океана (ВСО) при наличии трещин было сделано в работе [14]. В этих расчетах было получено, что, как при конвекции под сплошным ледовым покровом, так и при конвекции через трещину, дрейф льда усиливает турбулентное вовлечение на нижней границе ВСО. Это проявляется в увеличении турбулентных потоков соли на нижней границе перемешанного слоя (см. рис. 5 и 11 из работы [14]). Усиление вовлечения и увеличение скорости роста толщины перемешанного конвективного слоя обусловлено наличием добавочной сдвиговой генерации турбулентной кинетической энергии (ТКЕ). Этот процесс является типичным для конвективных пограничных слоев и воспроизводится стандартными локально-одномерными моделями ВСО, содержащими уравнение для ТКЕ. Этот вывод согласуется с натурными экспериментами [2].

Для описания соленостной конвекции подо льдом в крупномасштабных моделях для случая Южного океана была предложена параметризация [15, 16], где вся выброшенная соль равномерно распределялась в некотором поверхностном слое, глубина которого подбиралась эмпирически. Для СЛО, где имеются свои особенности, была предложена другая схема параметризации проникающей конвекции [17] и ее модификация с учетом доли открытой воды [13]. В этих схемах масса соли ∂S , “выпавшей” при образовании льда, распределяется по вертикали в верхнем перемешанном слое неравномерно, а по эмпирическому степенному закону как функция глубины.

В работе [18] на примере расчетов моря Уэдделла был протестирован ряд известных параметризаций конвективного перемешивания, основанных как на введении турбулентной диффузии, так и на схемах конвективного приспособления и моделях проникающей конвекции. Один из лучших результатов был получен с использованием комбинации турбулентной диффузии и модели проникающей конвекции [19]. Однако в этой работе не учитывалась неоднородность ледового покрова и результаты относились скорее к конвекции в открытой воде.

Рассмотренная в [20] схема параметризации в модели Мирового океана основана на комбинации различных идей о проникающей конвекции в атмосфере и океане. Основной вывод работы [20]:

показано, что использование параметризаций проникающих соленостных плюмов подо льдом улучшает воспроизведение состояния океана и позволяет скомпенсировать ошибку в поверхностной солености в СЛО.

В данной работе для исследования конвекции в неоднородном пограничном слое под морским льдом (который может быть как дрейфующим, так и неподвижным относительно океана) используется трехмерная негидростатическая вихреразрешающая (LES) модель. Будет показано, что при экстремальных внешних условиях подледная конвекция под трещинами может существенно отличаться от конвекции в горизонтально-однородном ВСО. Результатом такой конвекции через трещины могут оказываться нетипичные для конвективного ВСО профили солености и температуры. Отдельное внимание будет уделено проверке влияния вращения Земли на формирование конвекции под узкими трещинами во льду.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Модель записана в приближении Буссинеска и предназначена для воспроизведения турбулентной динамики трехмерной несжимаемой жидкости. Система уравнений содержит эволюционные уравнения для трех компонент фильтрованной скорости течения \bar{u}_i , $i = 1, 3$ и фильтрованных значений температуры \bar{T} , и солености \bar{s} . Здесь $\bar{a} \equiv F_{\Delta}^a(a)$ – заданный пространственный фильтр, коммутирующий с операторами дифференцирования. Уравнения баланса импульса в тензорной записи имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \\ - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - g \delta_{i3} \frac{\rho'}{\rho_0} + \overline{F_i^e}, \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где: ρ_0 – среднее значение плотности; $\rho' = \bar{\rho} - \rho_0$ – флуктуации плотности в разрешаемом моделью диапазоне пространственных масштабов; F_i^e – внешние силы, воздействующие на поток и сила Кориолиса (учитывается как горизонтальная, так и вертикальная компонента скорости углового вращения Земли, см. [21]); \bar{p} – нормированное давление; $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}$ – тензор “подсеточных/подфильтровых” напряжений, подлежащий параметризации. Вследствие больших чисел Рейнольдса, характерных для турбулентной конвекции подо льдом, членом, включающим кинематическую вязкость ν , можно пренебречь.

Уравнения переноса фильтрованных скалярных величин \bar{a} (температуры \bar{T} , и солёности \bar{s}) записаны в виде:

$$\frac{\partial \bar{a}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{a}}{\partial x_i} = -\frac{\partial \vartheta_i^s}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{a}}{\partial x_i^2} + \bar{Q}_a, \quad (2)$$

где \bar{Q}_a – объёмные источники; $\vartheta_i^s = \overline{u_i a} - \bar{u}_i \bar{a}$ – параметризуемые “подсеточные” потоки; μ – коэффициент молекулярной диффузии и молекулярной теплопроводности, которые, также, пренебрежимо малы по сравнению с конвективным переносом тепла и соли.

При вычислении сил плавучести используется нелинейное уравнение состояния [22]. Это уравнение напрямую применяется для вычисления значений $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{T}, \bar{s})$. При этом, пренебрегается зависимостью плотности от давления, в силу небольших глубин проникновения исследуемой конвекции, и зависимостью фильтрованной плотности $\bar{\rho}$ от подсеточных флуктуаций температуры и солёности, возникающей вследствие нелинейности уравнения состояния.

Считается, что температура \bar{T} не достигает значений, меньших, чем точка замерзания морской воды $T_f(s, P)$ [22] при текущем модельном значении солёности $\bar{s}(x, y, z)$ и среднем давлении $P(z)$ на соответствующей глубине. Охлаждение воды ниже этого предельного значения компенсируется выделением тепла при образовании ледяной шуги, не содержащей соли. Предполагается, что вся образовавшаяся шуга всплывает к поверхности за время, существенно меньшее, чем характерные времена динамики моделируемых явно плюмов, и не взаимодействует с окружающей средой термически и динамически. Потеря пресной воды учитывается как объёмный источник солёности \bar{Q}_s . Изменением суммарного объёма двухфазной среды и объёма жидкой фазы пренебрегается, как того требует формулировка задачи в приближении Буссинеска. При условиях, характерных для льдообразования в трещинах в Арктике и Антарктике, указанные приближения допустимы, так как процессы замерзания и таяния в основном происходят вблизи поверхности и являются подсеточными по отношению к рассматриваемым процессам турбулентной конвекции. В этих условиях описанное выделение соли служит основным источником плавучести у поверхности.

Для вычисления тензора τ_{ij} используется смешанная модель [23]:

$$\begin{aligned} \tau_{ij}^{\text{mix}} &= \tau_{ij}^{\text{smag}} + \tau_{ij}^{\text{ssm}} = \\ &= -2(C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} + \left(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где \bar{S}_{ij} – фильтрованный тензор скоростей деформации; C_s – переменный в пространстве и времени безразмерный коэффициент, зависящий от локальных характеристик течения и определяемый динамически [24]. В качестве замыкания для скаляров применяется модель турбулентной диффузии:

$$\vartheta_i^s = -K_h^{\text{subgr}} \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_i}, \quad (4)$$

где коэффициент $K_h^{\text{subgr}} = (1/Sc^{\text{subgr}})(C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}|$ пропорционален коэффициенту турбулентной вязкости. Турбулентное “подсеточное” число Шмидта Sc^{subgr} имеет фиксированное значение $Sc^{\text{subgr}} = 0.8$.

В отсутствие вихревой активности в разрешаемом диапазоне масштабов подсеточная турбулентная вязкость, диффузия и теплопроводность существенно уменьшаются за счет уменьшения коэффициента C_s . Это свойство модели увеличивает ее эффективное разрешение и позволяет не “размывать” большие градиенты солёности на границе галоклина в условиях устойчивой стратификации.

Детали динамического замыкания и особенности численной реализации LES-модели описаны в работах [25–27].

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ИХ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Постановка численных экспериментов

Начальное состояние ВСО с глубиной около 70 м было задано близким к однородному состоянию (с температурой на точке замерзания и с соответствующей солёностью). Под однородным ВСО располагался устойчиво стратифицированный слой с линейным распределением температуры и солёности (см. рис. 3а, 3б). Такой профиль примерно соответствует условиям моря Уэдделла у побережья Антарктиды (рис. 1в) в случае однородного ледового покрова. Рассматривался процесс приспособления ВСО к моментально образовавшейся трещине, которая остается открытой достаточно долгое время. Трещина задавалась в виде полосы, шириной 100 м, ориентированной вдоль оси y . Длительность расчетов составляла 24 ч. Размер расчетной области (двойко-периодической) составлял $1024 \times 512 \times 180 \text{ м}^3$. Основные вычисления проводились с шагом сетки 2 м (предварительно было проверено, что при измельчении шага результаты качественно не меняются).

Считалось, что подо льдом поток тепла, направленный из океана в лед, составляет 2 Вт/м^2 (это значение выбиралось приблизительно равным его средне-климатическому значению, и принято в классических работах по моделированию термодинамики морского льда [28]; этот поток не оказывает большого влияния на результаты расчетов на короткие времена, поскольку его величина много меньше, чем абсолютные значения потоков явного и скрытого тепла над открытой водой). Параметр шероховатости z_0 для подводной поверхности льда задавался равным 0.5 см . На открытой поверхности трещины вычислялся суммарный поток скрытого и явного тепла, и суммарный поток падающего и уходящего длинноволнового радиационного излучения (в условиях полярной зимы поток коротковолнового излучения отсутствует) по стандартным формулам, применяемых в крупномасштабных моделях полярного океана (см., например, проект сравнения моделей Северного Ледовитого океана AOMIP <https://www.whoi.edu/page.do?pid=29836>). При этом полагалось, что скорость ветра вблизи поверхности составляет 15 м/с , а разница температур вода-воздух равна 30°C , задавались характерные значения влажности и облачности. Были выполнены расчеты с различным направлением среднего течения в ВСО относительно трещины и расчет в отсутствие среднего течения. Помимо этого, с целью выявления особенностей конвекции через трещину, был проведен тестовый расчет без учета силы Кориолиса и расчет, в котором поток тепла распределялся по всей поверхности расчетной области равномерно, а его интегральная величина равнялась величине потока, сконцентрированного в узкой полосе для расчетов с трещиной.

3.2. Результаты расчетов по разным сценариям и нетипичные особенности конвекции через трещину

Наглядно процесс подледной конвекции в LES-модели проиллюстрирован на рис. 2а–2г (все расчеты, представленные в данном разделе, проведены с учетом силы Кориолиса). Изображены поля солёности через 24 ч модельного времени от начала расчета в горизонтальном (а) и вертикальном (б–г) сечениях (фрагменты расчетной области). Наиболее интенсивное перемешивание на нижней границе ВСО происходит в том случае, когда поверхностный поток тепла сконцентрирован в узкой полосе, а опускающиеся конвективные плюмы не разрушаются за счет сдвига скорости течения (рис. 2б). Такой режим возможен, если относительная средняя скорость течения близка к нулю или направлена вдоль трещины.

При подледном течении, направленном перпендикулярно трещине, сдвиг скорости в ВСО разрушает плюмы и препятствует интенсивной генерации и обрушению внутренних волн на нижней границе ВСО, тем самым ослабляя процесс вовлечения и уменьшая скорость роста толщины перемешанного слоя (рис. 2в).

Некоторые осредненные характеристики верхнего слоя океана приведены на рис. 3а–3е. Профили первых и вторых моментов подтверждают характерные особенности протекания подледной конвекции в различных режимах, описанные выше. Наименьший рост толщины ВСО наблюдается в том случае, если поток тепла, направленный из океана в атмосферу, равномерно распределен по поверхности (пунктирные кривые). При этом, в основной части перемешанного слоя формируется нейтральная стратификация, а вблизи поверхности – неустойчивая. Это видно из рис. 3в, на котором изображена частота Вьяйсяля–Брента с учетом знака градиента плотности $N = \sqrt{|N^2|} \text{sign}(N^2)$ – неустойчивой стратификации соответствуют отрицательные значения. Заметим, что локально-одномерные модели ВСО, не учитывающие горизонтальную неоднородность, откалиброваны таким образом, чтобы воспроизводить именно это решение, существенно отличающееся от решения при наличии трещин.

Теплообмен через ограниченный участок открытой воды приводит к интенсивному замерзанию шуги, что (при том же среднем теплообмене через поверхность) увеличивает поток соли (рис. 3д) и, соответственно, поток плавучести (рис. 3е). При наличии трещины величина потоков (как тепла, так и соли) на уровнях, лежащих ниже уровня интенсивного замерзания, слабо зависит от наличия и направления дрейфа льда (см. рис. 3г, 3д – черная и серая кривые и открытые кружки). В наших расчетах эти потоки увеличились приблизительно в два раза, по сравнению с потоками в расчете по горизонтально-однородному сценарию (пунктирные кривые). Положение минимума в профиле потока плавучести (рис. 3е), соответствует положению слоя вовлечения. Наибольшей глубины (около 100 м за 24 ч расчета) конвективный слой достигает при отсутствии дрейфа или при дрейфе вдоль трещины (черная и серая кривые).

Отметим еще одну нестандартную особенность конвекции через трещины в отсутствие поперечного дрейфа льда. Этот процесс приводит к формированию устойчиво-стратифицированного среднего профиля плотности. Средняя частота Вьяйсяля–Брента в верхней части ВСО (черная и серая кривые на рис. 3в) достигает значений около 1 цикла в час, что сравнимо с ее значением в га-

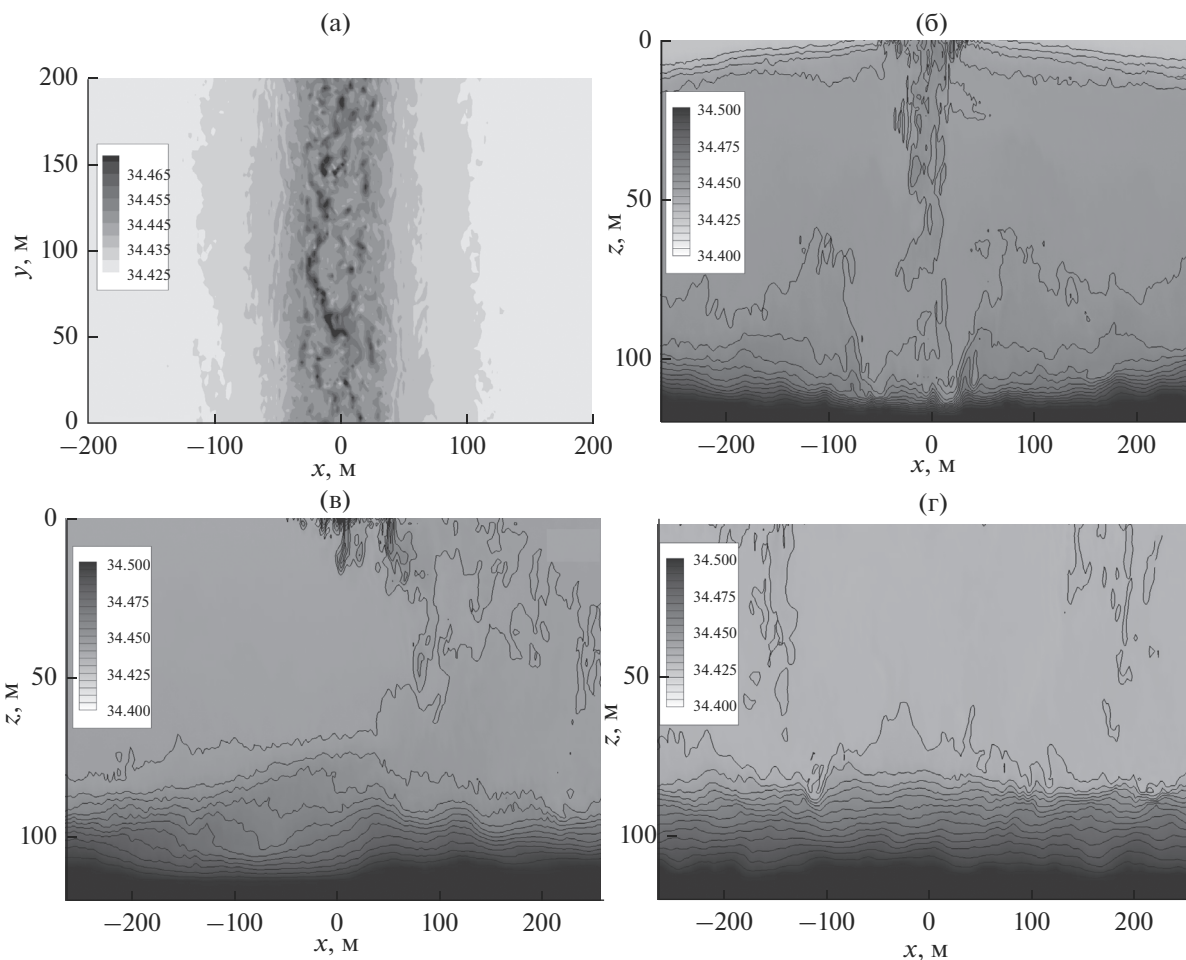


Рис. 2. Соленость в LES-модели (мгновенное состояние через 24 часа расчета); (а) — горизонтальное сечение на глубине 2 м, “трещина” шириной 100 м ориентирована вдоль оси Y (фрагмент расчетной области); (б, в, г) — вертикальное сечение в плоскости XZ ; (б) — разность средних скоростей льда и воды равна нулю, (в) — относительная скорость течения направлена перпендикулярно трещине и равна 3 см/с, (г) — поток тепла равномерно распределен по поверхности (осредненное по области значение потока тепла совпадает во всех трех случаях).

локлине. Соленость в среднем растет с глубиной (рис. 3б) несмотря на то, что источник соли, связанный с замерзанием, расположен вблизи поверхности. Таким образом, наблюдается противогradientный средний перенос соли по вертикали. Этот процесс не может быть описан в рамках приближения турбулентной диффузии.

Относительно пресный слой воды у поверхности формируется благодаря тому, что перенос соли вниз осуществляется под трещиной, где опускающиеся тяжелые соленые плюмы забрасывают ее сразу на большую глубину. Об этом говорит то, что в первые часы развития конвекции поток соли имеет постоянные по глубине значения от поверхности приблизительно до трети толщины верхнего слоя и характеризуется выраженным максимумом градиента вблизи его нижней границы, где соль накапливается (см. рис. 3д — звездочки). Рост со-

лености вблизи поверхности подо льдом должен осуществляться за счет переноса соленой воды вверх возвратным крупномасштабным течением и, частично, за счет турбулентного перемешивания, которое невелико вдали от зоны интенсивной конвекции. В рассматриваемом случае крупномасштабный перенос соли вверх ослаблен и соленость непосредственно подо льдом остается неизменной на протяжении всего расчета.

3.3. Влияние вращения Земли на конвекцию через трещины

Покажем, что в случае неподвижного льда, несмотря на небольшие характерные времена опускания плюмов на глубину нижней границы ВСО, сила Кориолиса оказывает влияние на процесс конвекции в целом и является одной из причин формирования устойчивого опресненного слоя

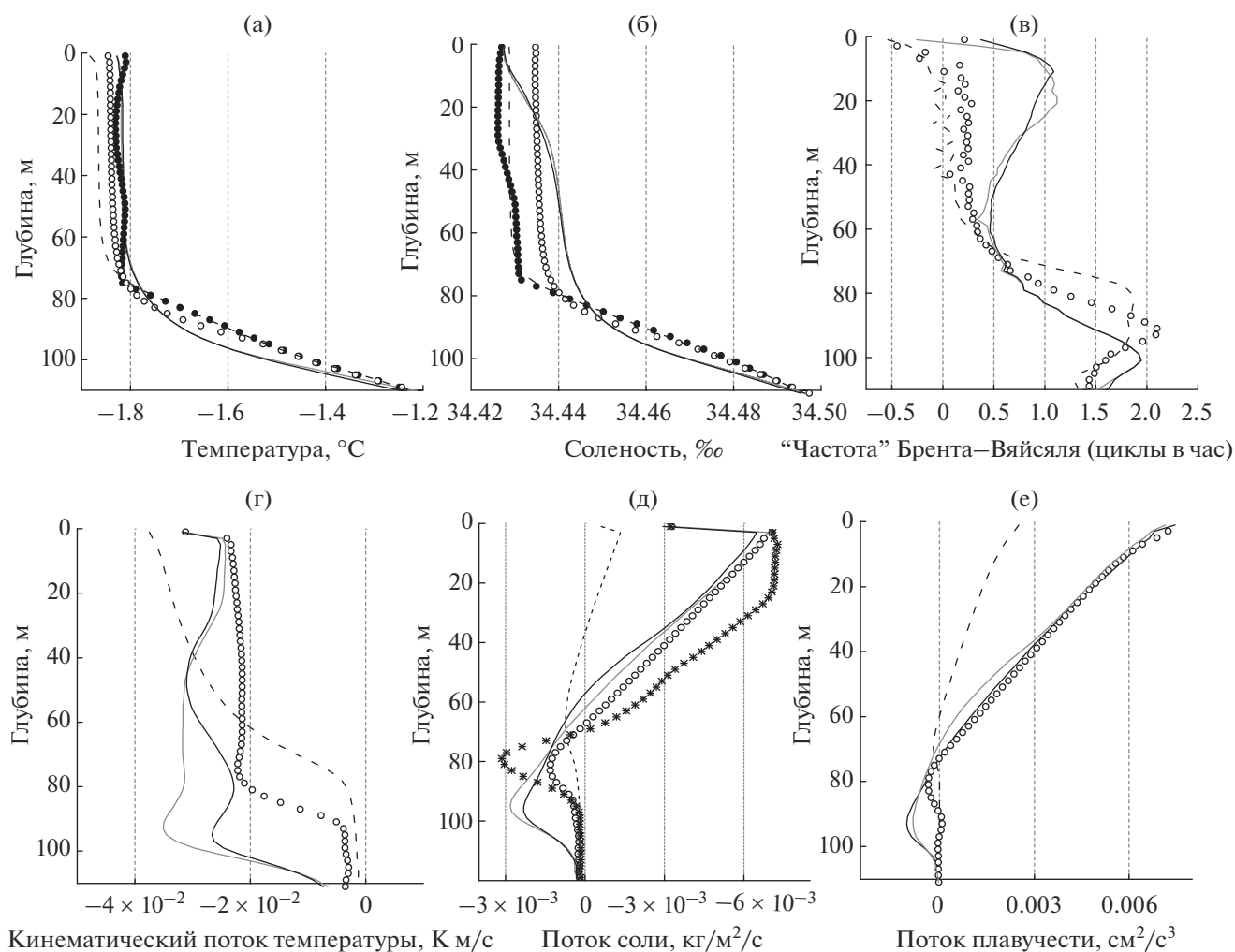


Рис. 3. Осредненные по горизонтали (по всей расчетной области) и времени (с 22-го по 24-й час интегрирования модели) характеристики конвективного верхнего слоя океана в трех численных экспериментах. Сплошные черные кривые – лед неподвижен относительно воды; серые кривые – течение 3 см/с направлено параллельно трещине; пунктир – поток тепла равномерно распределен по поверхности; открытые кружки – течение направлено поперек трещины, см. рис. 2 (в). Черные кружки на рис. (а) и (б) – начальные профили температуры и солёности. Звездочки на рис. 3 (д) – поток соли, осредненный по пятому часу расчета с неподвижным льдом.

вблизи поверхности. Для этого используем результаты дополнительного расчета, в котором сила Кориолиса “отключена”, а в остальном, аналогичного расчету, представленному на рис. 26.

Для оценки времени жизни плюмов были использованы лагранжевы трассеры. Эти трассеры вбрасывались в области трещины в ближайшие к поверхности ячейки сетки модели на каждом шаге по времени. Расчет лагранжевых траекторий производился при помощи методов, описанных в работах [25, 26]. Для каждой из частиц замерялось время, за которое она достигает определенной глубины в первый раз. Гистограммы распределения этих времен, вычисленных по всем частицам, пресекающим горизонтальную плоскость на глубине 80 м за 24-й час расчета LES-модели, представлены на рис. 4.

Время опускания частиц на глубину, сравнимую с толщиной ВСО, много меньше характерного времени $t_S \sim f^{-1}$, определяемого силой Кориолиса. Так, для случая конвекции, рассчитанной с учетом этой силы (сплошная кривая на рис. 4), среднее время опускания частиц составило приблизительно 1.2 ч, а максимум функции распределения приходится на величину 0.8 ч. Соответственно, сила Кориолиса не может оказывать непосредственного влияния на опускающиеся плюмы. Тем не менее, без ее учета (пунктирная кривая на рис. 4) время опускания плюмов сокращается.

Объяснить обнаруженные различия можно следующим образом. Вследствие систематического опускания плюмов, возникает долгоживущая крупномасштабная циркуляция, изобра-

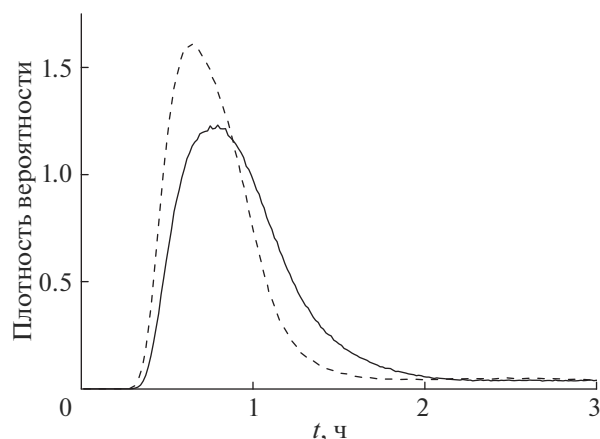


Рис. 4. Гистограммы распределения времени опускания лагранжевых трассеров с поверхности до глубины 80 м. Сплошная кривая – сила Кориолиса учитывается в модели. Пунктирная кривая – сила Кориолиса не учитывается.

женная на рис. 5 (скорость течения, осредненная вдоль направления трещины и по времени за 12-й час расчета). Вблизи поверхности образуется течение, направленное к оси трещины. Под действием силы Кориолиса это течение приобретает компоненту скорости вдоль направления трещины, характеризующуюся наличием сдвига.

Сдвиг средней скорости продуцирует в горизонтальной плоскости мелкомасштабные вихри, изображенные на рис. 6а. В ВСО эти вихри имеют

квазиоднородную по вертикали, осесимметричную структуру и вращаются по часовой стрелке, т.е. в направлении, противоположном направлению геострофического баланса в Южном полушарии. Опускание соленых, тяжелых аномалий, захваченных вихрями, происходит по спиралевидным траекториям. Вертикальная скорость, направленная вниз, достигает максимальных значений на периферии этих вихрей. По-видимому, существенная часть энергии, произведенной силами плавучести, затрачивается на поддержание этих вихрей, при этом кинетическая энергия вертикальной составляющей скорости переходит в энергию горизонтального вихревого движения, что несколько замедляет процесс конвекции под трещиной. В отсутствие силы Кориолиса аналогичные организованные структуры не возникают (рис. 6б) и течение в зоне конвекции имеет случайный турбулентный характер.

Помимо воздействия на структуру плюмов непосредственно под трещиной, сила Кориолиса меняет вид крупномасштабной конвективной ячейки, перебрасывая часть кинетической энергии в компоненту скорости, направленную вдоль трещины. Это способствует локализации процесса и препятствует горизонтальному перемешиванию и увеличению солености вблизи поверхности подо льдом на удалении от зоны конвекции. На рис. 7 изображена соленость, осредненная по направлению вдоль трещины и по времени за 24-й час расчета (осредненное поле солености на рис. 7 внизу соответствует его мгновенной реализации на рис. 2б).

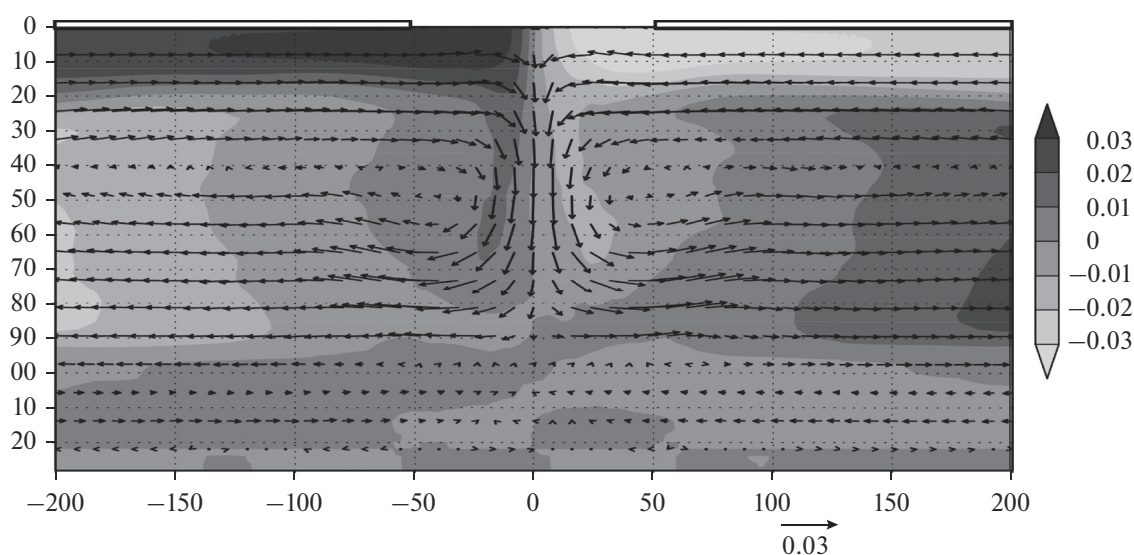


Рис. 5. Средняя скорость течения через 12 ч после начала конвекции. Горизонтальная компонента скорости U , перпендикулярная трещине, и вертикальная компонента W изображены стрелками; компонента параллельная трещине V – градациями серого цвета. Значения скорости указаны в м/с. По осям отложены расстояние от центра трещины и глубина (в метрах).

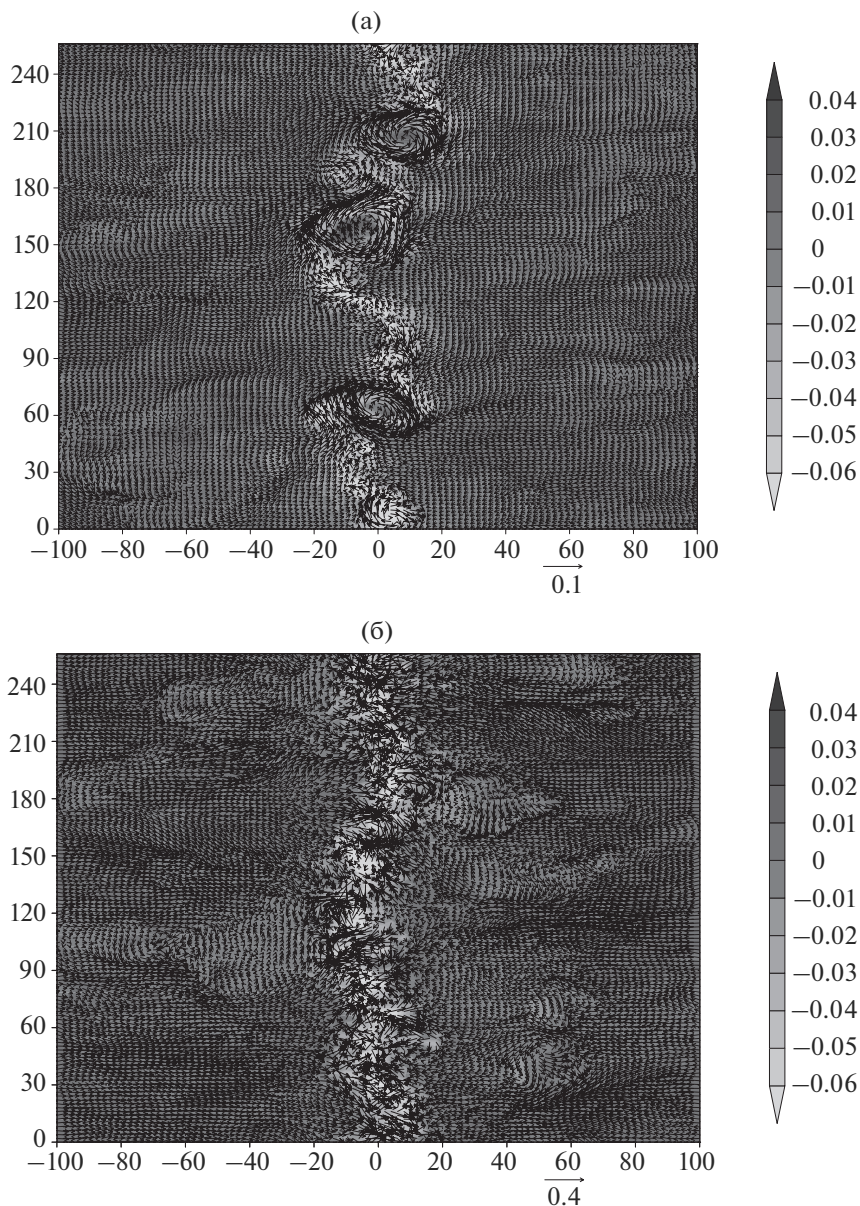


Рис. 6. Мгновенная скорость течения под трещиной через 12 ч после начала конвекции в горизонтальном сечении на глубине 30 м. Стрелками изображены горизонтальные компоненты скорости, а градациями серого цвета – вертикальная компонента (отрицательные значения соответствуют скорости, направленной вниз). (а) – расчет с учетом силы Кориолиса; (б) – без ее учета.

Видно, что в отсутствие вращения соленость распределяется равномерно по горизонтали за исключением узкой конвективной зоны под трещиной, в то время как в расчете с силой Кориолиса на удалении от трещины вблизи поверхности остается более толстый опресненный слой.

ВЫВОДЫ

Мы численно воспроизвели и проанализировали подледную конвекцию в ВСО через трещины с

шириной, близкой к толщине перемешанного слоя. Моделировался процесс, при котором основной внешний источник плавучести определяется выделением соли при образовании ледяной шуги в трещине. Площадь открытой воды составляла около 10% от общей площади поверхности, а потоки тепла в атмосферу через трещину соответствовали их экстремальным значениям в высоких широтах в зимний период. Проведенные эксперименты не охватывают весь диапазон возможных параметров изучаемого процесса, однако они

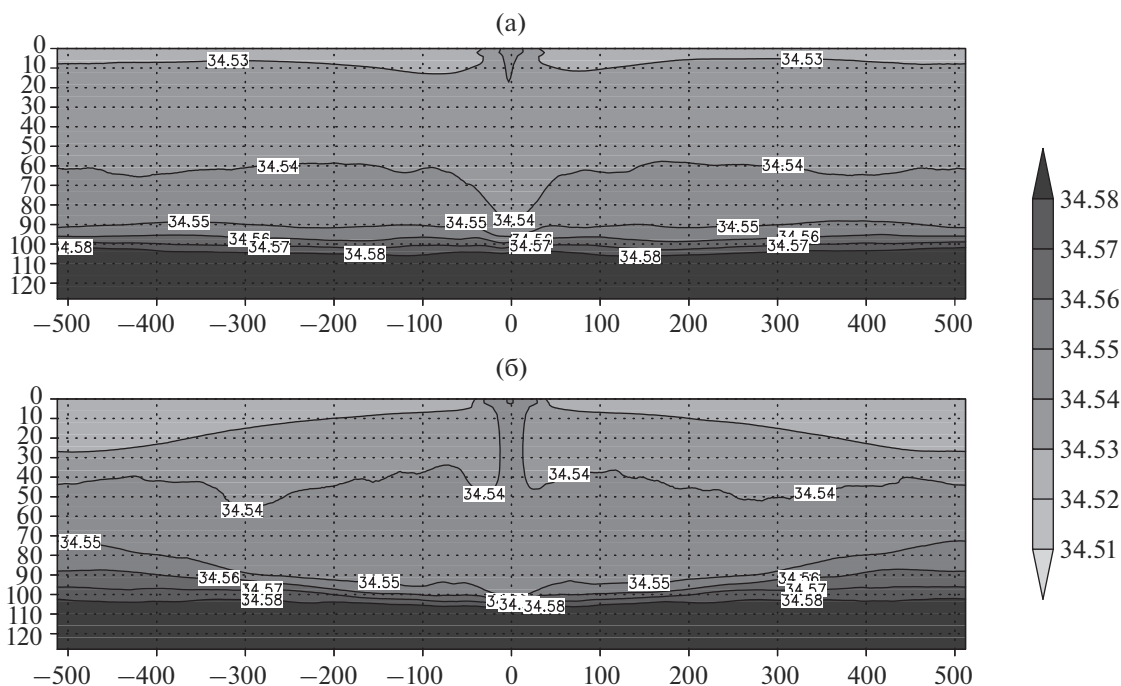


Рис. 7. Средняя соленность через 24 ч после начала конвекции. Вверху – расчет без учета силы Кориолиса; внизу – сила Кориолиса учитывается.

способны на качественном уровне выявить значимые эффекты, связанные с локализацией источника плавучести. Эти эффекты перечислены ниже и подлежат дальнейшему изучению и параметризации с учетом статистики распределения трещин и метеорологических параметров атмосферы и океана в высоких широтах.

1) Наибольшая скорость роста осредненной толщины конвективного ВСО достигается тогда, когда скорость дрейфа льда мала, либо направлена вдоль трещины. В этом случае, опускающиеся плюмы обладают наибольшей кинетической энергией и вовлечение нижележащих плотных слоев жидкости в пограничный слой сконцентрировано в узкой полосе под трещиной. Поперечный дрейф и сдвиг скорости разрушают и рассеивают узкую зону конвекции, что приводит к уменьшению скорости роста толщины ВСО. Этот эффект противоположен выводам работ [14] и [2] и является нетипичным для горизонтально-однородных конвективных пограничных слоев, где добавочная сдвиговая генерация турбулентной кинетической энергии способствует перемешиванию.

2) При малой скорости дрейфа льда конвекция, забрасывая тяжелую соленую воду сразу на большую глубину, приводит к формированию устойчивого профиля плотности (в среднем по области, включающей трещину и ее окрестность, покрытую льдом). Наибольшая устойчивость наблюдается в верхней части ВСО, где формируется опресненный слой. Возможно следующее объяс-

нение данного эффекта: по сравнению с горизонтально-однородным ВСО при конвекции через трещину увеличиваются затраты кинетической энергии на вовлечение и заглужение верхнего слоя, что ослабляет перенос аномалий с повышенной соленностью и плотностью вверх крупномасштабными возвратными течениями. Заметим, что вблизи точки замерзания температурные аномалии обладают плавучестью, близкой к нулю, что делает их перенос вверх более эффективным и, тем самым, обеспечивает перемешивание по температуре и формирование изотермического слоя. В дополнительных тестах (не представленных в данной статье) мы брали в качестве начального состояния результат модели через 24 ч после начала конвекции, а поток тепла через трещину обнулялся. В таких расчетах без форсинга остаточная турбулентность и возникшая крупномасштабная циркуляция оказались недостаточными для того, чтобы полностью перемешать соленность в ВСО и устойчивая стратификация в его верхней части, сохранялась. Таким образом, периодическое образование и замерзание трещин будет приводить к систематическому эффекту. Вполне возможно, что воспроизведенный механизм конвекции объясняет возникновение наблюдаемого холодного галоклина в высоких широтах в зимний период.

3) Несмотря на малые характерные времена жизни мелкомасштабных конвективных плюмов, их структура и динамика подвержены существенному влиянию вращения Земли. Это влияние до-

стигается за счет воздействия силы Кориолиса на вторичную крупномасштабную циркуляцию. В частности, в конвективной зоне под трещиной отмечено образование мелкомасштабных спиралевидных вихрей с вертикальной осью вращения, вращающихся по часовой стрелке в Южном полушарии (аналогичные вихри в Северном полушарии будут иметь противоположное направление вращения). Природа этих вихрей связана со сдвигом в горизонтальной компоненте скорости крупномасштабного течения, формирующимся за все время протекания конвекции, которое превышает время существования индивидуальных плюмов (см. рис. 5 и пояснение к нему в разделе 3.3). Похожие механизмы генерации вихрей обсуждались в работе [8], однако спиралевидные вихри, полученные в наших расчетах, в лабораторных экспериментах не фиксировались, возможно, в силу специфики организации измерений.

4) Сила Кориолиса, перераспределяя кинетическую энергию крупномасштабной циркуляции в компоненту скорости, направленную вдоль трещины, способствует локализации процесса и препятствует горизонтальному перемешиванию и увеличению солености вблизи поверхности под льдом на удалении от зоны конвекции.

Отметим, что, в обычных конвективных пограничных слоях как атмосферы, так и океана влияющие силы Кориолиса невелики, поскольку размер конвективных ячеек сравним с толщиной перемешанного слоя, а время циркуляции в этих ячейках (близкое к конвективному масштабу времени Дирдорфа [29]) при типичных условиях существенно меньше, чем $1/f$.

В целом отмеченные эффекты приводят к тому, что осредненные по большим горизонтальным масштабам профили солености и температуры и их эволюция существенно отличаются от таковых в горизонтально-однородной ситуации. Локально-одномерные модели ВСО, основанные на турбулентной диффузии, будут приводить к систематическим ошибкам, наиболее существенным вблизи границы раздела вода–лед, что может негативно сказаться при расчетах эволюции льда в моделях климатической системы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Анализ результатов и их интерпретация выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-60184). Разработка вычислительных технологий велась при государственной поддержке научного центра мирового уровня “Московский центр фундаментальной и прикладной математики” (The work was supported by the world-class research center “Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics”). Анализ и графическое представление гидрологических данных РНС 3.0,

WOA13 сделаны с помощью пакета OceanDataView (Schlitzer R. OceanDataView. <https://odv.awi.de>, 2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rampal P., Weiss J., Marsan D. Positive trend in the mean speed and deformation rate of Arctic sea ice, 1979–2007 // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. C05013. <https://doi.org/10.1029/2008JC005066>
2. Morison J.H., McPhee M.G., Curtin T.B., Paulson C.A. The oceanography of winter leads // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. № C7. P. 11199–11218.
3. Marq S., Weiss J. Influence of sea ice lead-width distribution on turbulent heat transfer between the ocean and the atmosphere // *The Cryosphere*. 2012. V. 6. P. 143–156. <https://doi.org/10.5194/tc-6-143-2012>
4. Steele M., Morley R., Ermold W. PHC: A global ocean hydrography with a high quality Arctic Ocean // *J. Climate*. 2001. V. 14. № 9. P. 2079–2087.
5. Boyer T.P., Antonov J.I., Baranova O.K., Coleman C., Garcia H.E., Grodsky A., Johnson D.R., Locarnini R.A., Mishonov A.V., O'Brien T.D., Paver C.R., Reagan J.R., Seidov D., Smolyar I.V., Zweng M.M. World Ocean Database 2013. NOAA Atlas NESDIS 72, S. Levitus, Ed., A. Mishonov, Technical Ed. Silver Spring, MD, 2013. 209 p. <https://doi.org/10.7289/V5NZ85MT>
6. Carmack E.C., Yamamoto-Kawai M., Haine T.W.N., Bacon S., Bluhm B.A., Lique C., Melling H., Polyakov I.V., Straneo F., Timmermans M.-L., Williams W.J. Freshwater and its role in the Arctic Marine System: Sources, disposition, storage, export, and physical and biogeochemical consequences in the Arctic and global oceans // *J. Geophys. Res. (Biogeoscience)*. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JG003140>
7. Helfrich K. Thermals with background rotation and stratification // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 259. P. 265–280.
8. Bush J., Woods A. Vortex generation by line plumes in a rotating stratified fluid // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 388. P. 289–313.
9. Morison J., McPhee M. Lead convection measured with an autonomous underwater vehicle // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № C2. P. 3257–3281.
10. Smith D.C., IV, Morison J. Nonhydrostatic haline convection under leads in sea ice // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № C2. P. 3233–3247.
11. Mellor G.L. User Guide for A Three-Dimensional, Primitive Equation, Numerical Ocean Model. Princeton University, Princeton, N.J. 2004. 56 p.
12. Mellor G.L., Yamada T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers // *J. Atmospheric Sciences*. 1974. V. 31. № 7. P. 1791–1806.
13. Jin M., Hutchings J., Kawaguchi Yu., Kikuchi T. Ocean mixing with lead-dependent subgrid scale brine rejection parameterization in a climate model // *J. Ocean Univ. China (Oceanic and Coastal Sea Research)*. 2012. V. 11. № 4. P. 473–480. <https://doi.org/10.1007/s11802-012-2094-4>
14. Skyllingstad E.D., Denbo W.D. Turbulence beneath sea ice and leads: a coupled sea ice/large eddy simulation study // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. № C2. P. 2477–2497. <https://doi.org/10.1029/1999JC000091>

15. *Duffy P., Caldeira K.* Sensitivity of simulated salinity in a three-dimensional ocean model to upper ocean transport of salt from sea-ice formation // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24. № 11. P. 1323–1326.
16. *Duffy P., Eby M., Weaver A.* Effects of sinking of salt rejected during formation of sea ice on results of an ocean-atmosphere-sea ice climate model // *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. № 12. P. 1739–1742.
17. *Nguyen A.T., Menemenlis D., Kwok R.* Improved modeling of the Arctic halocline with a subgrid-scale brine rejection parameterization // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. № C11014. <https://doi.org/10.1029/2008JC005121>
18. *Timmermann R., Beckmann A.* Parameterization of vertical mixing in the Weddell Sea // *Ocean Modelling.* 2004. V. 6. № 1. P. 83–100.
19. *Paluszkiwicz T., Romea R.D.* A one-dimensional model for the parameterization of deep convection in the ocean // *Dynamics of Atmospheres and Oceans.* 1997. V. 26. P. 95–130.
20. *Яковлев Н.Г., Володин Е.М., Сидоренко Д.В., Грицун А.С.* Роль проникающей конвекции подо льдом в формировании состояния Мирового океана // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2018. Т. 54. № 6. С. 699–712. <https://doi.org/10.1134/s0002351518060147>
21. *Глазунов А.В.* О влиянии направления геострофического ветра на турбулентность и квазиупорядоченные крупномасштабные структуры в пограничном слое атмосферы // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2010. Т. 46. № 6. С. 786–807.
22. *IOC, SCOR, IAPSO.* The international thermodynamic equation of sea water-2010: Calculation and use of thermodynamic properties. Intergovernmental Oceanographic Commission, Manuals and Guides. 2010. № 56, UNESCO. 196 p.
23. *Bardina J., Ferziger J.H., Reynolds W.C.* Improved subgrid scale models for large-eddy simulation // *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut.* 1980. P. 80–1357.
24. *Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H.* A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics.* 1991. V. 3. № 7. P. 1760–1765.
25. *Глазунов А.В.* Вихреразрешающее моделирование турбулентности с использованием смешанного динамического локализованного замыкания. Ч. 1. Формулировка задачи, описание модели и диагностические численные тесты // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2009. Т. 45. № 1. С. 7–28.
26. *Glazunov A.V., Rannik U., Stepanenko V., Lykosov V., Auvinen M., Vesala T., Mammarella I.* Large-eddy simulation and stochastic modeling of Lagrangian particles for footprint determination in the stable boundary layer // *Geosci. Model Dev.* 2016. V. 9. № 9. P. 2925–2949.
27. *Глазунов А.В.* Численное моделирование турбулентности и переноса мелкодисперсной примеси в городских каньонах // *Вычислительные методы и программирование: Новые вычислительные технологии.* 2018. Т. 19. С. 17–37.
28. *Maykut G.A., Untersteiner N.* Some results from a time dependent thermodynamic model of sea ice // *J. Geophys. Res.* 1971. V. 76. P. 1550–1575.
29. *Deardorff J.W.* Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection // *J. Atmos. Sci.* 1970. V. 27. № 8. P. 1211–1213.

The Study of Convection in the Ocean Boundary Layer under Inhomogeneous Ice Using the Large-Eddy Simulation (LES) Model

A. V. Glazunov^{1,2,*} and N. G. Iakovlev^{1,**}

¹*Marchuk Institute of Numerical Mathematics RAS, Gubkin str., 8, Moscow, 119333 Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, GSP-1, Leninskie Gory, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: and.glas@gmail.com

**e-mail: nick_yakovlev@mail.ru

The ocean upper layer convection under the narrow ice leads is considered and simulated. The effects were revealed, associated with the localization of the buoyancy source and the influence of the Coriolis force. It was proposed the explanation of the formation mechanism of a stably stratified by salinity isothermal layer during cold seasons at high latitudes. Observational data are qualitatively consistent with the simulation results. The existing parametrizations of the under-ice convection in modern climate models are discussed and their possible defects are indicated.

Keywords: the upper layer of the ocean, under-ice convection, the Arctic and Antarctic, ice cracks and leads, eddy-resolving modeling, LES, turbulence in the ocean