

**МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛИМАТА ОКЕАНА И МОРСКОГО ЛЬДА
СЕВЕРНОГО ЛЕДОВИТОГО ОКЕАНА С ПОМОЩЬЮ КОНЕЧНО-
ЭЛЕМЕНТНОЙ МОДЕЛИ ФЕМАО: К ВОПРОСУ О ПОНИМАНИИ
РОЛИ РАЗЛИЧНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
В ФОРМИРОВАНИИ НАБЛЮДАЕМОГО СОСТОЯНИЯ
И ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ ИХ В МОДЕЛЯХ ГЛОБАЛЬНОГО КЛИМАТА**

Н.Г.ЯКОВЛЕВ

Институт вычислительной математики РАН, г. Москва

В настоящее время представляется, что ответы на ряд принципиальных вопросов современной климатологии Арктики нетривиальны и не могут быть получены путем простого наращивания пространственного разрешения моделей. Требуется ревизия физической постановки задачи, математического формализма, выбора физических параметризаций и методов численного решения. Такая работа давно ведется в Институте вычислительной математики РАН, г. Москва. Глобальная климатическая модель ИВМ РАН участвует в работе Межправительственной группы экспертов по изменению климата, а региональная модель Северного Ледовитого океана – в проекте сравнения моделей СЛО АОМIP. Представлены основные характеристики версии модели ФЕМАО низкого разрешения, использовавшейся в проекте АОМIP, и намечаются пути совершенствования модели с точки зрения более полного описания физических процессов. К числу таких процессов относятся генерация топографических струй («эффект Нептуна»), вихревой перенос скаляра, явное описание прилива и процессы, связанные с динамическим взаимодействием толстого дрейфующего льда в присутствии высокочастотного (порядка инерционного периода) форсинга. Показано, что от параметризации типа «эффекта Нептуна» можно будет отказаться в ближайшее время путем улучшения пространственного разрешения модели, вихревой перенос скаляра будет разрешаться при пространственном разрешении около 1 км и в настоящее время есть смысл совершенствовать эту параметризацию. Явный учет прилива приводит к неожиданно слабому отклику в состоянии морского льда. Это связывается с проблемой описания силы, возникающей на границе воды и льда в случае толстого плавающего льда и при высокочастотном форсинге типа прилива. Решение этой проблемы нетривиально и требует полного пересмотра динамической части существующих численных моделей совместной динамики океана и морского льда.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время научное сообщество озабочено вопросом о судьбе ледового покрова Северного Ледовитого океана – наступит ли в ближайшее время такое состояние Арктики, когда летом океан будет полностью свободен ото льда? Если наступит – то когда? Неожиданно быстрое исчезновение морского льда за последние годы – естественная флуктуация или начало необратимого процесса? Способны ли современные модели воспроизвести естественную чувствительность и устойчивость состояния Арктики? Если современные модели неточно воспроизводят темпы изменения состояния льда в Арктике, то какие еще физические процессы необходимо учесть?

В настоящее время представляется, что ответы на эти вопросы нетривиальны и не могут быть получены путем простого наращивания пространственного разрешения моделей. Требуется ревизия физической постановки задачи, математического формализма, выбора параметризаций и методов численного решения.

Работа по моделированию глобального и регионального климата ведется в Институте вычислительной математики РАН (ИВМ РАН) уже давно и по разным направлениям. Принципиальный подход, который при этом реализуется, – создание собственных моделей и их экспертиза в рамках крупных международных научных программ. В настоящее время ИВМ РАН – участник работ в рамках группы численного моделирования Межправительственной комиссии экспертов по глобальному изменению климата (МКЭГК) [16], в этой работе участвует глобальная модель климата Земли [1]. Применительно к исследованию Северного Ледовитого океана (СЛО) ИВМ РАН многолетний участник проекта АОМIP (Arctic Ocean Model Intercomparison Project) [22, 26]. В ходе реализации этого проекта была разработана и верифицирована модель FEMAO (Finite-Element Model of Arctic Ocean). При этом решались как вопросы построения собственно совместной модели динамики океана и динамики-термодинамики морского льда в рамках конечно-элементного формализма, так и вопросы воспроизведения основных физических механизмов, ответственных за формирование современного климата Арктики. Уровень сложности описания собственно полярного океана выше в региональной модели FEMAO, поэтому работы с этой моделью имеют не только узкое значение для решения региональных задач. Научные и технологические наработки будут использованы для совершенствования и глобальной модели климата.

В настоящее время осуществляется переход от версии модели низкого пространственного разрешения (порядка 100 км по горизонтали, 16 уровней по вертикали) к модели более высокого пространственного разрешения (18 км по горизонтали, более 33 уровней по вертикали). Новая версия модели будет охватывать более широкую область – Северная Атлантика до 40° с.ш., Берингово море, Белое море, пространственное разрешение позволит описать Канадский архипелаг.

В настоящей работе будут представлены основные характеристики версии модели FEMAO низкого разрешения, использовавшейся в проекте АОМIP, и, на основе полученного опыта, намечены пути совершенствования модели с точки зрения более полного описания физических процессов.

МОДЕЛЬ FEMAO

Рассматривается область Северной Атлантики и Северного Ледовитого океана севернее 65° с.ш., без учета Гудзонова залива (см. рис. 1, с. 22). Учитывается пять островов. Канадский архипелаг детально не описывается. В Канадском архипелаге сделаны три пролива: Нарский, МакКлюр и модельный пролив в районе о. Принс-Патрик. Берингов пролив считается открытым. Учитывается восемь основных рек, эстуарии которых рассматриваются как специального вида проливы. Белое море, которое при данном пространственном разрешении не описывается с достаточной точностью, рассматривается как эстуарий реки Северная Двина. Уравнения динамики океана и морского льда рассматриваемой модели записываются в системе координат «сферического слоя» с полюсами, расположенными в точках с географическими координатами 180° в.д., 0° с.ш. – «Северный» полюс, 0° в.д., 0° с.ш. – «Южный» полюс. Пространственное разрешение модели – 1° по горизонтальным переменным в повернутой системе координат, т.е. около 111,2 км. По вертикали бралось 16 неравноотстоящих уровней в z -системе координат со сгущением к поверхности океана. Используются ставшие традиционными при исследовании крупномасштабной динамики океана приближения Буссинеска, гидростатики и несжимаемости морской воды (так называемая «примитивная» система уравнений). В целом постановка задачи динамики океана (уравнения и граничные условия) следует работам [2, 3, 26].

Модель локально-одномерной термодинамики льда основана на идеях, изложенных в работе [20], и практически не отличается от модели, использовавшейся в работе [2]. Термодинамический блок применяется к каждой из 14 градаций

Таблица 1

| Поверхность | Параметризация альbedo снега и льда в зависимости от температуры поверхности T | |
|--|--|---|
| | h_i | h_s |
| α_s , снег | Сухой $T < -1$ °C 0,8 | Мокрый $T > -1$ °C $\alpha_s = 0,8 - 0,1(T + 1)$ |
| α_i , лед толщиной h_i | $\alpha_i = \alpha_w + h_i(0,65 - \alpha_w)$, если $h_i \leq 50$ см; $\alpha_i = 0,65$, если $h_i > 50$ см | $\alpha_i = \alpha_w + (0,65 - 0,075(T + 1) - \alpha_w)h_i/50$, если $h_i \leq 50$ см; $\alpha_i = 0,65 - 0,075(T + 1)$, если $h_i > 50$ см |
| α_w , вода | 0,1 | |
| Эффективное альbedo снега толщиной h_s , лежащего косами | $\alpha = s_f \alpha_s + (1 - s_f)(\alpha_i + (1 - \alpha_i)i_0)$, $s_f = h_s(h_s + 2 \text{ см})^{-1}$ | |

Примечание. Параметр i_0 – доля проникающей в лед радиации, считается зависящей от балла облачности.

льда по толщине: 0 см (открытая вода), 10, 20, 30, 50, 70 см, 1, 1,5, 2, 3, 4, 5, 6, 10, и более 10 м. Основные отличия от предыдущей версии модели термодинамики льда в параметризациях – альbedo, потока тепла из океана, потоков радиации, изменений сплоченности льда при его эволюции.

Выбор параметризации альbedo сделан аналогично блоку морского льда CCSM2 климатической модели Национально центра атмосферных исследований, Боулдер, Колорадо, США [4] с некоторыми упрощениями, связанными с тем, что не делается различий между альbedo в различных спектральных интервалах, а используется интегральное альbedo, среднее для всех длин волн и углов падения (соответствующая приближенная формула приводится также в [4]). Для параметризации коротковолновой радиации, проникающей в не покрытый снегом лед, используется предположение о том, что часть радиации, не отраженная поверхностью, поглощается в самом верхнем слое льда [20]. Это приводит к изменению эффективного альbedo льда, так что в выражении для потока коротковолновой радиации появляется дополнительный множитель $(1 - i_0)$, где i_0 – доля радиации, проникающая в лед. Согласно наблюдениям, i_0 зависит от спектрального состава падающего излучения. Эту зависимость можно рассматривать как функцию балла облачности [8]. Использованное в модели альbedo поверхности показано в табл. 1. Затухание проникающей в лед радиации происходит по экспоненциальному закону, независимо от длины волны.

Расчет скорости дрейфа морского льда основан на работах [11, 14, 15]. Выбрана упруго-вязко-пластичная реология [14, 15] – в настоящее время именно такая реология является своего рода стандартом в глобальных и региональных климатических моделях. Вычисление давления во льду (или прочности льда) основано на работах [6, 12, 24].

В балансе сил, действующих на лед, учитывается эффект давления атмосферы и дополнительное давление, создаваемое лежащим на льду снегом. В FEMAO не делается предположения о малости инерционных слагаемых в балансе импульса льда $m(\ddot{u}_i \cdot \nabla) \ddot{u}_i \approx 0$. Учитываются все метрические слагаемые, возникающие при записи уравнений в системе координат сферического слоя.

В качестве граничных условий на «твердом» берегу и в эстуариях задается условие прилипания, на «жидких» границах скорость дрейфа вычисляется в предположении справедливости применимости «условия излучения».

Взаимодействие океана и льда осуществляется через касательное напряжение трения и через потоки тепла и пресной воды.

Численная схема для модели океана во многом повторяет схему, предложенную автором в работах [2, 3], – метод пространственной аппроксимации на основе метода конечных элементов и базовые принципы решения задачи динамики океана с неявным по времени описанием внешней гравитационной моды и сведении задачи к решению уравнения для уровня океана. Однако есть и отличия.

При вычислении переноса скаляров (температуры и солености) вводится вычислительная диффузия, действующая вдоль потока и отчасти заменяющая реальную крупномасштабную турбулентную диффузию. Используется стабилизация по всем трем пространственным координатам. Для подавления избыточной дисперсности схемы в представленной версии модели не применяется «метод концентрации массы» для аппроксимации производной по времени.

В отличие от схемы для температуры и солености, при переносе характеристик морского льда и снега используется искусственная диффузия, вычисляемая не по скорости переноса, а по проекции скорости переноса на градиент решения — это снижает диссипативность схемы и оставляет высокую вычислительную диффузию только в областях с сильными градиентами решения. Так же, как и в случае вычисления переноса температуры и солености, не делается диагонализации массовой матрицы в производной по времени.

На открытых границах модельной области реализуются различные варианты условия излучения, отличающиеся в основном выбором фазовой скорости сигнала. В качестве фазовой скорости переноса скалярных характеристик морского льда задавалась скорость в ближайшем к границе узле.

Для параметризации вдольбереговых струй использовались результаты работ [13, 17, 21] — в уравнения движения вводилось дополнительное «топографическое напряжение», или «эффект Нептуна». Предполагается, что введение такой параметризации полезно в случае невысокого пространственного разрешения.

Если «эффект Нептуна» описывает генерацию среднего течения над особенностями рельефа, то параметризация [7] описывает эффект от переноса скаляра — температуры или солености — вихрями, генерирующимися на наклонных изопикнических поверхностях. Обычно вихревой перенос делают вместе с параметризацией диффузии на изопикнических поверхностях в приближении малых углов наклона последних [23]. В данной модели перемешивания на изопикнических поверхностях не вводилось, чтобы не дублировать этот эффект похожим механизмом, возникающим при численной реализации схемы переноса с введением искусственной диффузии по потоку. Реализация вихревого переноса сделана в терминах «косого потока» с антисимметричным тензором коэффициентов турбулентной диффузии [9]. Коэффициент «вихревой диффузии» полагался постоянным и равным $A_{gm} = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, кроме того, вводилось ограничение на величину коэффициентов тензора вихревой диффузии согласно [5], так что наклон изопикнических поверхностей не превосходил $4 \cdot 10^{-3}$. Наклон изопикнических поверхностей ограничивался также в верхнем перемешанном слое согласно [19].

Применение параметризации вихревого переноса скаляра [7, 9] по существу не изменило численную схему. Вихревой перенос выделен в отдельный этап схемы расщепления по времени — это можно сделать, так как соответствующий оператор кососимметричен.

В целом по уровню описания физики и качеству численных схем модель ФЕМАО представляет собой вполне современный продукт, что подтверждается сравнением с результатами расчетов по другим моделям и с данными измерений. Сделано большое количество расчетов по воспроизведению состояния СЛО в 1948–2002 гг. Выделим некоторые проблемы описания физических процессов, выявленные в ходе работы.

«Эффект Нептуна»

Параметризация типа «эффект Нептуна» описывает генерацию вихревого переноса над особенностями рельефа дна. Эта параметризация строится на основе

закон сохранения потенциального вихря для баротропного бездивергентного течения. Физический механизм, ответственный за формирование такого рода течений, — топографические планетарные волны. Анализ показывает, что в качестве пространственного масштаба ширины струи в случае медленных и достаточно длинных волн выступает ширина шельфа в области над шельфом и длина волны в области за шельфом. Поскольку одним из вероятных механизмов генерации таких волн выступают аномалии атмосферной циркуляции, длина таких топографических волн порядка 1000 км. Следовательно, для прямого описания механизмов генерации и захвата баротропных топографических волн необходимо иметь пространственное разрешение модели, достаточное для описания особенностей рельефа, и временное, достаточное для описания синоптической изменчивости атмосферы. В случае с проливом Фрама этого можно достичь при выборе пространственного разрешения порядка 10–20 км. Такое разрешение в настоящее время совершенно реалистично, поэтому в ближайшем будущем можно отказаться от такой параметризации.

Вихревой перенос скаляра

Опыт использования параметризации [7, 9] показал, что удается сформировать значительно более сильную струю теплой атлантической воды, проникающую в центральную часть СЛО вдоль материкового склона. При выбранных параметрах средняя температура воды в слое атлантической воды (брался слой 300–800 м) получается даже больше, чем по данным наблюдений: 0,65 °С против 0,42 °С. Отказ от использования параметризации вихревого переноса приводит к выхолаживанию в слое атлантической воды — средняя температура падает до 0,24 °С. Выбор большого коэффициента вихревого переноса — в десять раз больше стандартного — приводит к сильному перегреву слоя атлантических вод — до 1,82 °С. Более интенсивный перенос соленой атлантической воды сказывается и на воспроизведении содержания пресной воды во всей рассматриваемой области. Таким образом, выбирая ту или иную параметризацию вихревого переноса скаляра, можно получать различные физические результаты — система оказалась чувствительной к этой параметризации. Это связано с тем, что реализуется положительная обратная связь — вихревой перенос формирует распределение плотности, которое генерирует геострофические течения, способствующие более интенсивному переносу атлантической воды на север через пролив Фрама. Интересно, что в ходе выполнения программы АОМІР эта параметризация не обсуждалась и не ограничивалась. Вполне вероятно, что именно поэтому разные модели давали разные результаты по воспроизведению циркуляции в слое атлантических вод.

В существующей теории предполагается, что вихревой перенос скаляра осуществляется бароклинными вихрями. Пространственный масштаб таких вихрей определяется радиусом деформации Россби и для Северного Ледовитого океана составляет порядка 5 км. Следовательно, прямое моделирование таких вихрей требует пространственного разрешения модели порядка 1 км, что в настоящее время невозможно. Поэтому имеет смысл продолжать использовать параметризации типа [7, 9], развивая их с учетом специфики стратификации Северного Ледовитого океана. Например, важное значение может иметь выбор переменного коэффициента вихревого переноса (в настоящее время этот коэффициент постоянный, $A_{gm} = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$). Неясным остается вопрос о взаимодействии такого рода параметризации с явным включением в модель приливов.

Явное описание прилива

В региональной модели ФЕМАО низкого разрешения прилив задавался как падающая из Северной Атлантики (через Норвежское море, Датский пролив и проливы Канадского архипелага) волна M_2 . Амплитуда и фаза волны брались по результатам расчетов [18]. В данном случае такой подход оправдан, поскольку в высоких широ-

тах в первом приближении можно пренебречь градиентом приливного потенциала. К тому же задача состояла в понимании принципиальной роли прилива в формировании климата СЛО. Никаких специальных настроек модели при расчетах с приливом не делалось. Полученный результат представлен в виде котидальной карты на рис. 1. Несмотря на низкое пространственное разрешение модели, удается получить принципиально верную картину приливной динамики в СЛО. Основные амфидромии — в море Бофорта, около Датского пролива и в Баренцевом море воспроизводятся вполне реалистично. Хотя можно отметить и некоторое занижение амплитуды прилива — в том же проливе Фрама. Очевидно, что не удастся воспроизвести характеристики прилива в Горле Белого моря и в относительно небольших заливах.

Результаты расчетов сравнивались с аналогичными результатами, полученными без явного прилива. Можно сделать следующие предварительные выводы:

- в существующей версии модели основные параметры морского льда (масса льда, площадь и площадь распространения) практически не изменились;
- наблюдается сильное перемешивание океана по вертикали, особенно над материковым склоном;
- наблюдается некоторое увеличение доли открытой воды в проливе Фрама и в других областях с сильными приливными течениями.

Такой результат несколько обескураживает, поскольку ожидалось, что прилив будет формировать другое распределение толщины льда, способствовать более интенсивному формированию открытой воды как за счет потоков тепла из слоя атлантических вод, так и за счет процессов торошения. Хотя некоторый эффект наблюдается — в том же проливе Фрама. На рис. 2. представлены распределения вероятности наблюдения льда определенной толщины в проливе Фрама, полученные осреднением за тридцать лет. Базовый расчет без прилива отмечен кружочками, вариант

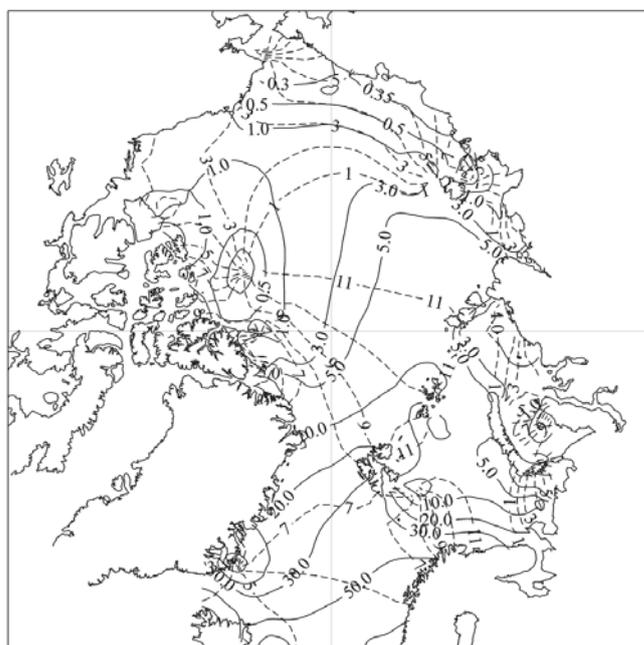


Рис. 1. Модельная область и котидальная карта рассчитанного прилива M_2 ; изолинии амплитуды (см) показаны сплошными линиями, изофазы (часы) — пунктирными

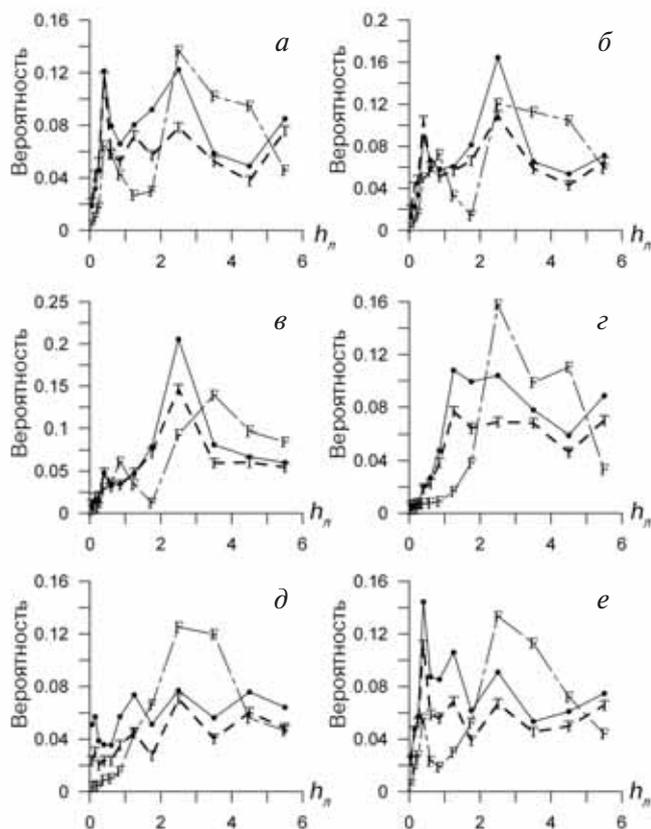


Рис. 2. Рассчитанная в модели вероятность распределения льда по толщине в проливе Фрама (за период 1958–2002 гг.): *a* – январь, *б* – март, *в* – май, *г* – июль, *д* – сентябрь, *е* – ноябрь. Использовались модельные интервалы градаций льда по толщине, середины которых отмечены маркерами. Стандартный случай – сплошная линия, маркеры – жирные точки; случай с приливом M_2 – пунктирная линия, маркер Т. Случай с увеличенным в 100 раз коэффициентом сопротивления дрейфу льда – штрих-пунктирная линия, маркер F

с приливом – буквой Т. Маркеры поставлены в центрах соответствующих интервалов градаций льда по толщине. Видно, что кривые оказались просто сдвинуты вниз – это говорит о том, что образовалось больше открытой воды. Анализ такого неудовлетворительного результата показывает, что необходимо пересмотреть используемую методику динамического взаимодействия океана и морского льда.

Проблема описания динамического взаимодействия океана и морского льда

Проблема описания динамического взаимодействия океана и морского льда состоит в том, что обычно этот процесс описывается как трение о шероховатую стенку установившегося во времени течения. Такой подход имеет свои ограничения – необходимо сделать предположения о том, что толщина льда мала по сравнению с глубиной верхнего перемешанного слоя и рассматриваются движения с временным масштабом порядка нескольких инерционных периодов. Первое предположение связано также и с построением численной модели – обычно считается, что толщина льда не превосходит глубины верхнего модельного слоя океана.

Такое приближение называют еще приближением «парящего льда». Существует некоторый приближенный подход, называемый «погруженным льдом», когда рассматривается некоторая третья среда — лед с водой, — занимающая верхний модельный слой океана [10]. При этом также используются предположения о сильной корреляции скоростей дрейфа льда и скорости течения океана в верхнем слое.

Возможна ли другая формулировка задачи, так, чтобы толщина льда могла превосходить глубину нескольких модельных уровней по вертикали и не делалось никаких дополнительных предположений относительно связи скоростей течений и дрейфа льда? Простой анализ показывает, что возможно, однако это требует значительной переработки математической постановки задачи и метода численного решения. Существенная трудность возникает при этом в связи с тем, что масштаб пространственной изменчивости толщины льда меньше масштаба разрешения модели (10–20 км), и, следовательно, требуется разработка дополнительных параметризаций, учитывающих характеристики стратификации, толщины льда и частоты вынуждающего воздействия. Такая работа с применением трехмерной вихререзающей модели океана, соединенной с моделью свободно дрейфующего льда, в настоящее время начата в ИВМ РАН.

Основной вопрос, который можно задать при построении такого рода параметризации, — можно ли записать осредненную по инерционному периоду силу, возникающую между океаном и льдом, на подсеточном масштабе (если бы льдины разрешались на сеточном масштабе, то можно было бы решить задачу точно) в виде квадратичного аэродинамического закона со специальным выбором коэффициента сопротивления? Предполагается, что этот коэффициент сопротивления может быть функцией частоты, толщины льда и плотностной стратификации. Например, летом, когда образуется пресный и теплый верхний слой, можно ожидать значительного увеличения коэффициента сопротивления, так как перемещение льда относительно воды потребует перемещения большой массы воды в верхнем слое (изменится присоединенная масса обтекаемого тела). Пример такого случая рассматривается в работе [25], где оценивается не только трение в пограничном слое, но и сопротивление формы льдины. В пределе, при больших коэффициентах сопротивления, можно ожидать реализацию подхода «погруженного льда» [10].

Для качественной оценки возможности такого подхода были проведены расчеты с коэффициентом сопротивления, в 100 раз превосходящим стандартный $5,5 \cdot 10^{-3}$ (численная схема модели позволяет это сделать без уменьшения шага по времени, который равен 1 часу). Рассмотрим результаты воспроизведения распределения толщины льда по грациям толщины в проливе Фрама (рис. 2), соответствующие кривые отмечены маркером F. Отметим, что в сентябре исчезло равномерное распределение в диапазоне 1–6 м. Такое распределение противоречило данным наблюдений, дающим отчетливый максимум на толщине льда около 2,5 м [27]. Применение большого коэффициента сопротивления сформировало более регулярное распределение толщины льда, с максимумами в районе 2,5–3,5 м. Это говорит о перспективности работы по пересмотру методов описания динамического взаимодействия океана и морского льда.

Таким образом, полученный в результате уже десятилетней работы опыт свидетельствует о том, что моделирование полярных районов океана требует тщательного описания множества взаимосвязанных процессов. Многие из этих процессов не могут быть описаны явно, путем простого увеличения пространственного разрешения моделей. Требуется дополнительная работа по идентификации таких процессов, построению физической модели, формулировке математической постановки и выбору численной схемы. Учет целого ряда процессов, считавшихся ранее незначительными, требует кардиналь-

ной переделки существующих моделей. Например, можно упомянуть проблему построения моделей со свободной верхней поверхностью, обладающих достаточной точностью удовлетворения законам сохранения пресной воды и массы солей.

На сегодняшний момент роль приливов в балансе массы льда неясна. Однако ясно, что в случае высокочастотного внешнего форсинга необходимо более аккуратно описывать динамическое взаимодействие на границе вода–лед. Только в этом случае удастся решить задачу о явном учете прилива в климатических моделях.

Все это говорит о том, что задача моделирования динамики покрытого льдом океана остается в значительной мере физической задачей, а не предметом пусть и сложного, но инженерного расчета.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 06-05-65225 и 07-05-12033-офи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Володин Е.М., Дианский Н.А. Моделирование изменений климата в XX–XXII столетиях с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана // Изв. РАН, сер. ФАО. 2006. Т. 42. № 3. С. 291–306.
2. Яковлев Н.Г. Совместная модель общей циркуляции океана и эволюции морского льда в Северном Ледовитом океане // Изв. РАН, сер. ФАО. 2003. Т. 39. № 3. С. 394–409.
3. Яковлев Н.Г. Численное моделирование крупномасштабной циркуляции вод и морского льда Северного Ледовитого океана // География и природные ресурсы. Специальный выпуск «Материалы конференции по измерениям, моделированию и информационным системам для изучения окружающей среды ENVIROMIS-2004». 2004. С. 277–283.
4. Briegleb B.P., Bitz C.M., Hunke E.C., Limpscomb W.H., Schramm J.L. Description of the Community Climate System Model version 2: Sea ice model. National Center for Atmospheric Research. 2002. Доступно по адресу <http://www.cesm.ucar.edu/models/ice-csim4>.
5. Danabasoglu G., McWilliams J.C. Sensitivity of the global ocean circulation to parameterizations of mesoscale tracer transports // J. Climate. 1995. Vol. 8. № 12. P. 2967–2987.
6. Flato G.M., Hibler W.D., III. Ridging and stress in modeling the thickness distribution of Arctic sea ice // J. Geophys. Res. 1995. Vol. 100. P. 18611–18626.
7. Gent P.R., McWilliams J.C. Isopycnal mixing in ocean circulation models // J. Phys. Oceanogr. 1990. Vol. 20. P. 150–155.
8. Grenfell T.C., Maykut G.A. The optical properties of ice and snow in the Arctic Basin // J. Glaciol. 1977. Vol. 18. P. 445–463.
9. Griffies S.M. The Gent-McWilliams skew-flux // J. Phys. Oceanogr. 1998. Vol. 28. P. 831–841.
10. Hibler W.D., Bryan K. A diagnostic ice-ocean model // J. Phys. Oceanogr. 1987. Vol. 17. P. 987–1015.
11. Hibler W.D., III. A dynamic-thermodynamic sea ice model // J. Phys. Oceanogr. 1979. Vol. 9. № 4. P. 815–846.
12. Hibler W.D., III. Modeling a variable thickness sea ice cover // Mon. Wea. Rev. 1980. Vol. 108. P. 1943–1973.
13. Holloway G. Representing topographic stress for large-scale ocean models // J. Phys. Oceanogr. 1992. Vol. 22. P. 1033–1046.
14. Hunke E.C., Dukowicz J.K. An elastic-viscous-plastic model for sea ice dynamics // J. Phys. Oceanogr. 1997. Vol. 27. P. 1849–1867.
15. Hunke E.C. Viscous-plastic sea ice dynamics in the EVP model: Linearization issues // J. Comput. Phys. 2001. Vol. 170. P. 18–38.
16. IPCC, 2007: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Miller (eds.). Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 996 p.

17. Kazantsev E., Sommeria J., Verron J. Subgrid-Scale Eddy Parametrization by Statistical Mechanics in a Barotropic Ocean Model // J. Phys. Oceanogr. 1998. Vol. 28. P. 1017–1042.
18. Kowalik Z., Proshutinsky A.Y. The Arctic Ocean tides / The Polar oceans and their role in shaping the global environment. Ed. O.M. Johannessen, R.D. Muench, J.E. Overland. AGU, Washington, D.C. 1994. P. 137–158.
19. Large W.G., Danabasoglu G., Doney S.C., McWilliams J.C. Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model: Annual-mean climatology // J. Phys. Oceanogr. 1997. Vol. 27. № 11. P. 2418–2447.
20. Parkinson C.L., Washington W.M. A large-scale numerical model of sea ice // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 311–337.
21. Polyakov I. An eddy parameterization based on maximum entropy production with application to modeling of the Arctic Ocean circulation // J. Phys. Oceanogr. 2001. Vol. 31. P. 2255–2270.
22. Proshutinsky A., Steele M., Zhang J., Holloway G., Steiner N., Hakkinen S., Holland D., Koeberle C., Karcher M., Johnson M., Maslowski W., Walczowski W., Hibler W., Wang J. Multinational effort studies differences among Arctic Ocean models // EOS. 2001. Vol. 82. № 51. P. 637–644.
23. Redi M.H. Oceanic isopycnal mixing by coordinate rotation // J. Phys. Oceanogr. 1982. Vol. 12. P. 1154–1158.
24. Rothrock D.A. The energetics of the plastic deformation of pack ice by ridging // J. Geophys. Res., 1975. Vol. 80. P. 4514–4519.
25. Skyllingstad E.D., Paulson C.A., Pegau W.S., McPhee M.G., Stanton T. Effects of keels on the bottom turbulence exchange // J. Geophys. Res. 2003. Vol. 108. № C12. 3372. doi:10.1029/2002JC001488.
26. Uotila P., Holland D.M., Morales Maqueda M.A., Hakkinen S., Holloway G., Karcher M., Kauker F., Steele M., Zhang J., Proshutinsky A., Yakovlev N. An energy-diagnostics intercomparison of coupled ice-ocean Arctic models // Ocean Modelling. 2006. Vol. 11. № 1–2. P. 1–27.
27. Vinje T., Nordlund N., Kvambekk A. Monitoring ice thickness in Fram Strait // J. Geophys. Res. 1998. Vol. 103. P. 10437–10450.

N.G. YAKOVLEV

**ARCTIC OCEAN WATER AND SEA ICE CLIMATE MODELING BY THE
FINITE-ELEMENT MODEL FEMA0: ON THE PROBLEM OF THE
UNDERSTANDING OF THE VARIOUS PHYSICAL PROCESSES ROLE
IN THE OBSERVED STATE FORMATION AND SIMULATING THEM
IN A GLOBAL CLIMATE MODELS**

It seems now that answers on a number of the fundamental questions of the modern Arctic climatology are non-trivial, and can't be derived by the simple spatial resolution upgrade of the models. There is a need to revise the physical formulation of the problem, the mathematical formalism, the choice of a physical parameterizations and numerical methods of the solution. Such a activity is carried out for a long time in the Institute of Numerical mathematics RAS, Moscow. The global climate model of INM RAS takes part in the IPCC activity, and regional Arctic Ocean model in the Arctic Ocean Model Intercomparison Project (AOMIP). The main features of the low resolution version of the FEMA0 model (AOMIP participant) are presented, and the ways outlined how to upgrade model from the point of view of the more complete description of the physical processes. There are processes of topographic jets generation (Neptune effect), eddy transport of a scalar, explicit tides and processes related to the dynamical interaction of the thick drifting ice in the presence of high-frequency (about the inertial period) forcing. It was shown, that Neptune effect parameterization may be abandoned in the nearest future by the improvement of the spatial resolution, but the eddy transport of a scalar will be resolved at the spatial resolution about 1 km, and there is a reason to improve the parameterization at present. The explicit tide leads to unexpectedly weak response in the sea ice state. This is associated with the problem of the description of the force, generated at the water-ice interface in a case of the thick drifting ice under the high-frequency force, like tide. The solution of the problem is non-trivial and requires the total revision of the dynamical part of the existing now coupled ice-ocean numerical dynamical models.