

## AARI–IOCM – СОВМЕСТНАЯ МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦИИ ВОД И ЛЬДОВ СЕВЕРНОГО ЛЕДОВИТОГО ОКЕАНА

канд. физ.-мат. наук М.Ю.КУЛАКОВ, д-р физ.-мат. наук А.П.МАКШТАС,  
канд. физ.-мат. наук С.В.ШУТИЛИН

ГНЦ РФ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, e-mail: mod@aari.ru

*Описаны основные особенности новой динамико-термодинамической модели совместной циркуляции вод и льдов, разработанной в АНИИИ для решения широкого спектра задач по исследованию ледово-гидрологического режима Северного Ледовитого океана. Приведены результаты ее применения для воспроизведения ледовых условий в Северном Ледовитом океане и условий формирования полыньи моря Лаптевых.*

*Ключевые слова:* морской лед, циркуляция вод, Северный Ледовитый океан, динамико-термодинамическая модель, полынья.

Основной особенностью Северного Ледовитого океана является наличие на его акватории воды в двух фазах: жидкой и твердой в виде льда на его поверхности. При этом в процессе взаимодействия льда и океана на границе раздела двух сред происходит постоянный обмен массами пресной воды и соли, теплом и импульсом. В своих предыдущих работах авторы моделировали процессы в ледяном покрове и в океане, используя модели, описывающие либо только ледяной покров [Makshtas et al., 2003], либо только океан [Кулаков, 2008; Миронов и др., 2010], с необходимостью привлекать дополнительные параметризации для расчета потоков на поверхности раздела. Такой подход позволял решать ограниченный круг задач, но не предоставлял возможности проводить полноценные исследования климатической изменчивости Северного Ледовитого океана. Возрастающие потребности в оценке отклика Северного Ледовитого океана на происходящие климатические изменения побудили авторов создать объединенную модель, в которой ледово-гидрологический режим акватории, обусловленный процессами взаимодействия в системе «морской ледяной покров – океан», определяется из решения полностью замкнутой системы уравнений. Описанная ниже динамико-термодинамическая модель совместной циркуляции вод и льдов Северного Ледовитого океана AARI–IOCM (Arctic and Antarctic Research Institute – Ice and Ocean Circulation Model) является результатом объединения разработанных авторами трех моделей: модели циркуляции вод, модели дрейфа льда и термодинамической модели морского ледяного покрова. Коротко опишем основные особенности каждой модели.

### МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦИИ ВОД

Систему уравнений термогидродинамики океана запишем в виде: уравнения движения в приближении Буссинеска –

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} A_z \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial u}{\partial y}; \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} A_z \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial v}{\partial y}; \quad (1.2)$$

уравнения гидростатики –

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho g; \quad (1.3)$$

уравнения неразрывности для несжимаемой жидкости –

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (1.4)$$

уравнения переноса тепла и соли –

$$\begin{aligned} \frac{\partial(T, S)}{\partial t} + u \frac{\partial(T, S)}{\partial x} + v \frac{\partial(T, S)}{\partial y} + w \frac{\partial(T, S)}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial z} \eta \frac{\partial(T, S)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial(T, S)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial(T, S)}{\partial y}; \end{aligned} \quad (1.5)$$

уравнения состояния –

$$\rho = f(T, S), \quad (1.6)$$

где  $u, v, w$  – компоненты вектора скорости течения по осям  $x, y, z$  соответственно;  $f$  – параметр Кориолиса;  $P$  – давление;  $\rho$  – плотность воды;  $T, S$  – температура и соленость морской воды;  $A_z, A_L$  – коэффициенты вертикального и горизонтального турбулентного обмена количеством движения;  $\eta, \mu$  – коэффициенты турбулентной диффузии по вертикальной и горизонтальной осям.

Приведенные уравнения записаны применительно к Северному полушарию в правосторонней системе декартовых координат (ось  $z$  направлена вниз от невозмущенной поверхности).

Примем следующие граничные условия по вертикальной координате.

На поверхности моря  $z = \xi(x, y, t)$ :

$$\rho_0 A_z \frac{\partial u}{\partial z} = -\tau_x; \quad \rho_0 A_z \frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_y; \quad (1.7)$$

$$w = -\left( \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} \right); \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial(T, S)}{\partial z} = Q_{T, S}, \quad (1.9)$$

где  $\tau_{x,y}$  – компоненты вектора тангенциального напряжения трения;  $\xi$  – отклонение поверхности моря от невозмущенного состояния;  $Q_{T,S}$  – поток тепла и солей.

На дне  $z = H(x, y)$  примем условия равенства нулю вектора скорости:

$$u = v = w = 0; \quad (1.10)$$

и отсутствие вертикального потока тепла и солей:

$$\frac{\partial(T, S)}{\partial z} = 0. \quad (1.11)$$

Система уравнений (1.1)–(1.11) замкнута с точностью до определения внутренних ( $A_z, A_L, \eta, \mu$ ) и внешних ( $\tau_{x,y}, Q_{T,S}$ ) параметров задачи и может быть реализована

вана с использованием вычислительных схем, разработанных для решения задачи о нестационарной циркуляции вод в примитивных уравнениях. Однако реализация такой задачи при высоком пространственном разрешении требует в соответствии с критерием Куранта–Фридрихса–Леви малых временных шагов ( $\Delta t \approx 15$  с, при  $\Delta x = \Delta y = 13,8$  км) и, следовательно, нереально большого для доступных нам компьютеров типа IBM PC времени вычислений.

Для сокращения времени вычислительного процесса проинтегрируем уравнения (1.1), (1.2) от поверхности до дна, пренебрегая адвективными членами:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0 H} \int_0^H (H-z) \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + f \bar{v} + \frac{\tau_x - \tau_x^{Bot}}{\rho_0 H} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{g}{\rho_0 H} \int_0^H (H-z) \frac{\partial \rho}{\partial y} dz - f \bar{u} + \frac{\tau_y - \tau_y^{Bot}}{\rho_0 H} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}, \quad (1.13)$$

где  $\bar{u} = \frac{1}{H} \int_0^H u dz$ ,  $\bar{v} = \frac{1}{H} \int_0^H v dz$  функции только переменных  $x, y$ , описывающие баротропную составляющую поля течений в океане.

Уравнение неразрывности после интегрирования имеет вид:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = - \left( \frac{\partial \bar{u} H}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} H}{\partial y} \right). \quad (1.14)$$

Уравнения (1.12–1.14) представляют классическую задачу по определению средней скорости течений и уровня моря в рамках теории «мелкой воды». Подобный прием используется в большинстве разработанных к настоящему времени моделей циркуляции океана [например, *Killworth et al., 1991, Song, Haidvogel, 1994*], поскольку позволяет значительно сократить время вычислений. Достигается это тем, что с малым временным шагом, ограниченным критерием Куранта–Фридрихса–Леви, интегрируется только двумерная задача.

Коэффициент вертикального турбулентного обмена определяется из стационарного уравнения энергии турбулентности в соответствии с работой [*Kochergin, 1987*]. Коэффициент горизонтального турбулентного обмена определяется по формуле Смагоринского, хорошо зарекомендовавшей себя в практике подобных расчетов [*Oey et al., 1985*].

В качестве уравнения состояния (1.6) используется формула ЮНЕСКО [*Fofonoff, Millard, 1983*].

#### МОДЕЛЬ ДРЕЙФА ЛЬДА

Ледяной покров в модели описывается следующими характеристиками:  $h$  – средняя толщина ровного льда, изменяющаяся за счет термического стаивания и нарастания;  $h_h$  – толщина торосов (в данной формулировке – величина фиксированная);  $N_1$  – относительная площадь ячейки, занятая льдом толщиной  $h$ ;  $N_2$  – относительная площадь, занятая торосами;  $N_0$  – относительная площадь чистой воды;  $h_s$  – высота снежного покрова на ровном льду.

Предполагается, что  $N_0$  не может быть меньше 0,5 %. Таким образом, на основании работы [*Parkinson, Washington, 1979*], параметризуется наличие участков чистой воды, образовавшихся вследствие стохастических процессов деформации ледяного покрова. Выбор величины  $N_{0, \min}$ , являющейся свободным параметром модели, основан на экспериментальных данных, обзор которых приведен в работе [*Макитас, 1984*].

Уравнение эволюции ледяного покрова запишем в виде:

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \text{div}(m\vec{u}_i) + f = 0, \quad (2.1)$$

$$f = N_1 \left( \frac{\partial h}{\partial t} \right)_T + h \left( \frac{\partial N}{\partial t} \right)_T + h_h \left( \frac{\partial N_h}{\partial t} \right)_T + N_2 \left( \frac{\partial h_h}{\partial t} \right)_T, \quad (2.2)$$

где масса льда  $m = (N_1 h + N_2 h_h) \rho_i + N_1 h_s \rho_s$ ;  $f$  – функция источника или стока, описывающая термодинамический рост или таяние ровного льда, боковое таяние ровного льда и торосов, таяние торосов на верхней и нижней границе.

В моделях динамики морского льда его дрейф обычно описывается уравнениями баланса импульса. При этом морской ледяной покров рассматривается как двухмерный континуум. Запишем это уравнение, следуя работе [Hibler, 1979], в виде:

$$m \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} = -m f \vec{k} \times \vec{u} + \tau_a + \tau_w - mg \nabla_H \xi + \vec{F}, \quad (2.3)$$

где  $\vec{u}^i = u_i + v_j$  – вектор скорости дрейфа;  $m = (N_1 h + N_2 h_h) \rho_i + N_1 h_s \rho_s$  – масса льда в ячейке;  $f$  – параметр Кориолиса;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\xi$  – уровень моря;  $\tau_a$  – тангенциальное напряжение ветра;  $\tau_w$  – напряжение трения на нижней поверхности льда;  $F$  – сила внутреннего взаимодействия льда;  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  – единичные векторы в  $x, y$ , и  $z$  направлениях соответственно.

Силу внутреннего взаимодействия в ледяном покрове льда запишем в виде:

$$F = \nabla \bullet \sigma, \quad (2.4)$$

где  $\sigma$  – тензор напряжений ( $\sigma_{ij}$ ), пространственно-временная изменчивость которого описывается в предположении упруго-вязко-пластической реологии ледяного покрова, предложенной в работе [Hunke and Dukowicz, 1997]:

$$\frac{1}{E} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} + \frac{1}{2\eta} \sigma_{ij} + \frac{\eta - \zeta}{4\eta\zeta} \sigma_{kk} \delta_{ij} + \frac{P}{4\zeta} \delta_{ij} = \varepsilon_{ij}. \quad (2.5)$$

В уравнении (2.5)  $\varepsilon_{ij}$  – скорость деформации, определяемая как  $\varepsilon_{ij} = 1/2[(du_i^j/dx_j) + (du_j^i/dx_i)]$ ;  $P$  – напряжение во льду, являющееся функцией сплоченности и толщины льда;  $E$  – аналог модуля упругости Юнга;  $\eta$  и  $\zeta$  – массовая и сдвиговая вязкости, связанные соотношением:

$$\eta = \zeta / e^2, \quad (2.6)$$

где  $e$  – константа и

$$\zeta = 0,5P \left[ (\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2) (1 + e^{-2}) + 4e^{-2} \varepsilon_{12}^2 + 2\varepsilon_{11} \varepsilon_{22} (1 - e^{-2}) \right]^{-1/2}. \quad (2.7)$$

Следует отметить, что величина параметра  $E$  не может быть постоянной, поскольку в модели возникали бы динамические эффекты даже в условиях свободного дрейфа, когда реология льда не должна играть никакой роли. Исследуя условия устойчивости и сходимости системы уравнений динамики льда, авторы работы [Hunke, Dukowicz, 1997] предложили следующий вид для этого параметра:

$$E = \frac{2E_0 \rho_i N h}{\Delta t^2} \min(\Delta x^2, \Delta y^2). \quad (2.8)$$

Введенная в реологическое соотношение такая параметризация  $E$  допускает развитие упругих волн в ледяном покрове, которые приводят к быстрой подстройке поля скоростей к быстромениающемуся форсингу. При расчетах мы принимаем  $E_0 = 0,25$ ,  $e = 2$  и  $P = P_0 h e^{-C(1-N)}$ , где  $P_0$  и  $C$  являются эмпирическими константами со значениями  $27,5 \text{ кНм}^{-2}$  и  $20$  [Zhang, Hibler, 1997].

#### ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МОРСКОГО ЛЕДЯНОГО ПОКРОВА

За основу термодинамического блока модели была принята квазистационарная нульмерная модель морского льда, предложенная в работе [Иванов, Макитас, 1990]. Основными уравнениями модели являются уравнения теплового баланса для верхней и нижней поверхности льда:

$$H + LE + R + F = EH, \quad (3.1)$$

$$EH = \Phi_0 + \Phi_k, \quad (3.2)$$

где  $H$  и  $LE$  – вертикальные турбулентные потоки явного и скрытого тепла;  $R$  и  $F$  – длинноволновый и коротковолновый радиационный балансы;  $\Phi_0$  – поток тепла от океана к нижней поверхности льда;  $\Phi_k$  – поток тепла, формирующийся вследствие выделения или поглощения тепла при таянии и нарастании льда на нижней поверхности;  $EH$  – поток тепла через снежно-ледяной покров.

Как показано в работах [Макитас, 1984; Доронин, 1969; Semtner, 1976], в случае квазистационарности процессов на границах снежно-ледяного покрова и при условии постоянства теплофизических свойств льда и снега распределения температуры в льде и снеге близки к линейным. В этом случае поток тепла через снежно-ледяной покров можно рассчитать по формуле:

$$EH = k_i \frac{T_f - T_s}{h_i + (k_i / k_s h_s)}, \quad (3.3)$$

где  $k_s$ ,  $k_i$  – коэффициенты теплопроводности снега и льда;  $h_s$  – толщина снега;  $h_i$  – толщина льда;  $T_f$  – температура замерзания воды;  $T_s$  – температура верхней поверхности снежно-ледяного покрова.

Вертикальный турбулентный поток явного тепла рассчитывается по формуле:

$$H = c_p \rho k u_* T_* , \quad (3.4)$$

где  $\rho$  – плотность воздуха;  $c_p$  – удельная теплоемкость;  $u_* = \sqrt{\tau / \rho}$  – динамическая скорость;  $T_*$  – масштаб изменения температуры;  $k$  – постоянная Кармана.

Для определения  $T_*$  и  $u_*$  используется параметризация приземного слоя атмосферы, предложенная [Зилитинкевич, Чаликов, 1968]. Согласно данной параметризации при известном параметре шероховатости  $z_0$  и предположении, что температура воздуха на этом уровне равна температуре поверхности  $T(z_0) = T_s$ , искомые величины находятся из замкнутой системы уравнений:

$$u(z_2) - u(z_0) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ f_u \left( \frac{z_2}{L} \right) - f_u \left( \frac{z_0}{L} \right) \right], \quad (3.5)$$

$$T(z_1) - T_s = T_* \left[ f_\Theta \left( \frac{z_1}{L} \right) - f_\Theta \left( \frac{z_0}{L} \right) \right], \quad (3.6)$$

$$L = \frac{u_*^2}{\kappa^2 B T_*} (1 + m / Bo), \quad (3.7)$$

где  $z_2, z_1$  – уровни измерения скорости ветра (10 м) и температуры воздуха (2 м),  $z_0 = 0,01$  см – параметр шероховатости;  $L$  – масштаб длины Монина–Обухова;  $f$  – функции устойчивости;  $\bar{T}$  – средняя температура в слое;  $T_s$  – температура поверхности;  $B = g/\bar{T}$  – параметр плавучести;  $g$  – ускорение свободного падения;  $m = -0,61c_p\bar{T}/L_v$  – безразмерный коэффициент, зависящий только от средней температуры воздуха в слое;  $L_v$  – удельная теплота парообразования;  $Bo$  – число Боуэна, рассчитываемое в предположении об идентичности процессов турбулентного переноса тепла и влаги по формуле:

$$Bo = \frac{H}{LE} = \frac{C_p(T_{z_1} - T_0)}{L_v(q_{z_1} - q_0)}, \quad (3.8)$$

где  $q_{z_1}$  – удельная влажность на уровне измерений  $z_1$  и у поверхности воды или льда. Явный вид функций устойчивости  $f_u$  и  $f_\theta$ , входящих в уравнения (3.5) и (3.6), зависит от стратификации приледного слоя атмосферы, описываемой безразмерным параметром  $\xi = z_1/L$ . Вид функций устойчивости приведен в таблице 1.

Таблица 1

**Вид функций устойчивости в зависимости от стратификации приледного слоя атмосферы**

| Стратификация |                   | Вид функции            | Источник                      |
|---------------|-------------------|------------------------|-------------------------------|
| Устойчивая    | $1 < \xi$         | $6 \ln \xi$            | [Брассерт, 1985]              |
|               | $0,4 < \xi < 1$   | $\ln \xi + 5\xi$       | [Брассерт, 1985]              |
|               | $0 < \xi < 0,4$   | $\ln \xi + 10\xi$      | [Зилитинкевич, Чаликов, 1968] |
| Нейтральная   | $-0,07 < \xi < 0$ | $\ln \xi$              | [Зилитинкевич, Чаликов, 1968] |
| Неустойчивая  | $\xi < -0,07$     | $0,25 + 1,2\xi^{-1/3}$ | [Зилитинкевич, 1970]          |

Система уравнений (3.5) – (3.7) является замкнутой для величин  $u_*$ ,  $T_*$  и  $L$  и решается методом последовательных приближений. Рассчитав  $u_*$  и  $T_*$  для соответствующей стратификации приповерхностного слоя воздуха, можно по формуле (3.4) определить вертикальный турбулентный поток явного тепла ( $H$ ) и далее по формуле (3.8) – вертикальный турбулентный поток скрытого тепла ( $LE$ ).

Для определения длинноволнового радиационного баланса поверхности используется формула, предложенная [Konig-Langlo, Augstein, 1994]:

$$R = 4\varepsilon\sigma T_s^3 - \varepsilon\sigma T_a^4 (3,765 + 0,22N^3), \quad (3.9)$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $N$  – балл общей облачности;  $\varepsilon$  – излучательная способность поверхности.

Приходящая коротковолновая солнечная радиация для безоблачного неба рассчитывается по формуле [Zillman, 1972]:

$$F_0 = \frac{S \cos^2 z_\theta}{(\cos z_\theta + 2,7)e \cdot 10^{-5} + 1,085 \cos z_\theta + 0,1}, \quad (3.10)$$

где  $S$  – солнечная постоянная;  $z_\theta$  – солнечный зенитный угол.

Для учета облачности используется параметризация, предложенная в работе [Маршанова, Черниговский, 1971], в соответствии с которой коротковолновый радиационный баланс поверхности равен:

$$F = F_0(1 - cN)(1 - \alpha)(1 - i_0), \quad (3.11)$$

где  $F_0$  – приходящая солнечная радиация;  $N$  – балл общей облачности;  $c$  – эмпирический коэффициент, меняющийся для полярных районов от месяца к месяцу;  $\alpha$  – альbedo подстилающей поверхности;  $i_0$  – коэффициент, определяющий, какая часть коротковолновой радиации не участвует непосредственно в теплообмене с атмосферой, а проникает в глубину льда и поглощается в его толще (в модели  $i_0$  принят равным 0,3).

В модели приняты следующие значения  $\alpha$ :  $\alpha = 0,81$  для нетающего снега  $T_s < 273,15$  °К;  $\alpha = 0,7$  для тающего снега  $T_s \geq 273,15$  °К;  $\alpha = 0,63$  для бесснежного ледяного покрова;  $\alpha = 0,1$  для чистой воды.

Поток тепла от океана к нижней поверхности льда рассчитывается по формуле:

$$\Phi_o = c_p \rho_w C_{ib} (T_w - T_f), \quad (3.12)$$

где  $C_{ib}$  – коэффициент турбулентного обмена.

Для расчета стаивания или нарастания льда или таяния снега сверху используется температура снежно-ледяной поверхности, которая находится итерационной процедурой. При этом рассчитывается разбаланс потоков на поверхности при данной температуре поверхности:

$$H + LE + R + F - EH = \Delta. \quad (3.13)$$

Процедура итерации прекращается и температура поверхности  $T_s$  считается найденной, когда разбаланс потоков меньше 1 Вт/м<sup>2</sup>с или же от итерации к итерации этот разбаланс меняется меньше, чем на 0,5 Вт/м<sup>2</sup>с, и при этом шаг изменения температуры поверхности не более 0,01 °К. Если в процессе итераций разбаланс потоков на поверхности увеличивается и при этом сохраняет знак, то знак изменения температуры поверхности в итерационной процедуре изменяется на противоположный, а шаг изменений уменьшается в десять раз. Если найденная температура верхней поверхности снежно-ледяного покрова превышает 273,15 °К, то она принимается равной температуре таяния, а разбаланс потоков тепла определяет интенсивность таяния снега (льда) на верхней границе ледяного покрова.

На основе данного алгоритма в модели реализованы шесть режимов изменения толщины льда и снега за счет стаивания и нарастания на верхней и нижней границах, связанных с состоянием снежно-ледяного покрова и особенностями процессов теплообмена [Махитас, Назаренко, Шутилин, 1988]. При этом таяние или нарастание льда снизу для всех режимов рассчитывается по формуле, следующей из уравнения баланса нижней поверхности ледяного покрова (3.2):

$$\Delta h_i = \frac{EH - \Phi_o}{L_i \rho_i} \Delta t, \quad (3.14),$$

где  $L_i$ ,  $\rho_i$  – теплота плавления и плотность льда;  $\Delta t$  – шаг интегрирования.

*Режим льда со снегом при отсутствии таяния.* Этот режим реализуется при условиях  $h_s \geq 0,01$  м и температуре поверхности меньше температуры таяния снега (273,15 °К). В этом случае альbedo снега принимается 0,81,  $i_0 = 0$ ,  $\varepsilon = 0,986$  (излучательная способность снега).

*Режим таяния снега.* Данный режим реализуется, когда температура поверхности, рассчитанная в ходе итерационной процедуры, выше температуры таяния снега. При этом за альbedo поверхности принимается альbedo тающего снега ( $\alpha_{st} = 0,7$ ). Температура поверхности принимается равной температуре таяния, и рассчитывается разбаланс потоков тепла на поверхности по формуле и величина стаивания:

$$H + LE + R + F - EH = Q, \quad (3.15)$$

$$\Delta h_c = \frac{Q\Delta t}{L_c \rho_c}, \quad (3.16)$$

где  $L_c, \rho_c$  – теплота плавления и плотность снега.

*Режим льда без снега при отсутствии таяния* реализуется при  $h_s < 0,01$  м и температуре поверхности льда ниже температуры замерзания. В этом режиме излучательная способность поверхности равна излучательной способности льда (0,97),  $\alpha = \alpha_i$  – альbedo льда,  $i_0 = 0,3$ . В этом режиме проникающая в лед коротковолновая радиация запасается во льду [Semtner, 1984], вызывая внутреннее таяние на включениях (солевые прослойки). Запасенное тепло в осенний период поддерживает температуру верхней поверхности льда равной температуре замерзания до тех пор, пока запасенная энергия полностью не иссякнет. При этом поглощенная во льду на каждом временном шаге солнечная радиация:

$$\Delta Q_1 = F_0 i_0 (1 - \alpha_i) \Delta t \quad (3.17)$$

запасается в ледяном покрове до тех пор, пока ее величина не превысит одной трети количества тепла, необходимого для таяния всего льда

$$Q_1 = \sum \Delta Q_1 \leq 0,3 L_i \rho_i h_i. \quad (3.18)$$

В противном случае избыток тепла идет на таяние льда сверху. При этом уравнения (3.15) и (3.17) записываются в виде:

$$H + LE + R + F - \frac{Q_1 - 0,3 L_i \rho_i h_i}{\Delta t} = EH, \quad (3.19)$$

$$\Delta Q_1 = F_0 i_0 (1 - \alpha_i) \Delta t - (Q_1 - 0,3 L_i \rho_i h_i). \quad (3.20)$$

*Режим таяния льда без снега.* Реализуется при  $h_s < 0,01$  м и рассчитанной температуре поверхности льда выше температуры таяния (273,05 °К). В этом случае температура поверхности полагается равной температуре таяния, по формуле (3.16) рассчитывается разбаланс потоков тепла. Величина стаивания определяется как:

$$\Delta h_i = \frac{Q\Delta t}{L_i \rho_i}. \quad (3.21)$$

В этом режиме значения эмпирических коэффициентов те же, что и в предыдущем.

*Режим поддержания.* Реализуется, когда после режима таяния льда без снега вследствие изменения внешних условий температура поверхности льда впервые становится ниже 273,05 °К. В этом режиме все параметры аналогичны режиму таяния льда без снега. При этом тепло, запасенное во льду, расходуется на поддержание температуры его верхней поверхности, равной 273,05 °К, и на таяние выпадающего снега. Количество тепла, необходимое для поддержания температуры поверхности, находится по формуле:

$$\Delta Q_2 = (H + LE + R - EH + \nu \rho_n L_n) \Delta t, \quad (3.22)$$

где  $\nu$  – скорость выпадения твердых осадков.

Суммарное изменение тепла, запасенного во льду, определяется выражением:

$$\Delta Q = F_0 i_0 (1 - \alpha_i) \Delta t - \Delta Q_2. \quad (3.23)$$

*Режим чистой воды.* В случае, когда лед отсутствует, происходит прогрев или охлаждение перемешанного слоя воды, определяемые по формуле:

$$(\Phi_0 - H - LE - R - F - \nu \rho_n L_n) \Delta t = \rho_w c_w h_w \Delta T_w, \quad (3.24)$$

где  $\rho_w, c_w$  – плотность и теплоемкость морской воды;  $h_w$  – толщина верхнего слоя в модели океана.

В случае охлаждения оно продолжается до тех пор, пока температура воды не опустится до температуры замерзания морской воды, после чего начинает образовываться лед, а температура подледного слоя  $T_w$  фиксируется на уровне температуры замерзания.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для проведения расчетов модель была адаптирована к акватории Северного Ледовитого океана и в настоящий момент имеет пространственное разрешение 13,8 км. Размер сеточной области 440×395 точек. По вертикали разрешение переменное, расчет производится на 33 горизонтах. Для описания донной топографии и конфигурации береговой черты использован архив GEBCO.

В первом эксперименте была сделана попытка воспроизвести современные изменения ледовитости Северного Ледовитого океана. Для расчетов в качестве внешнего

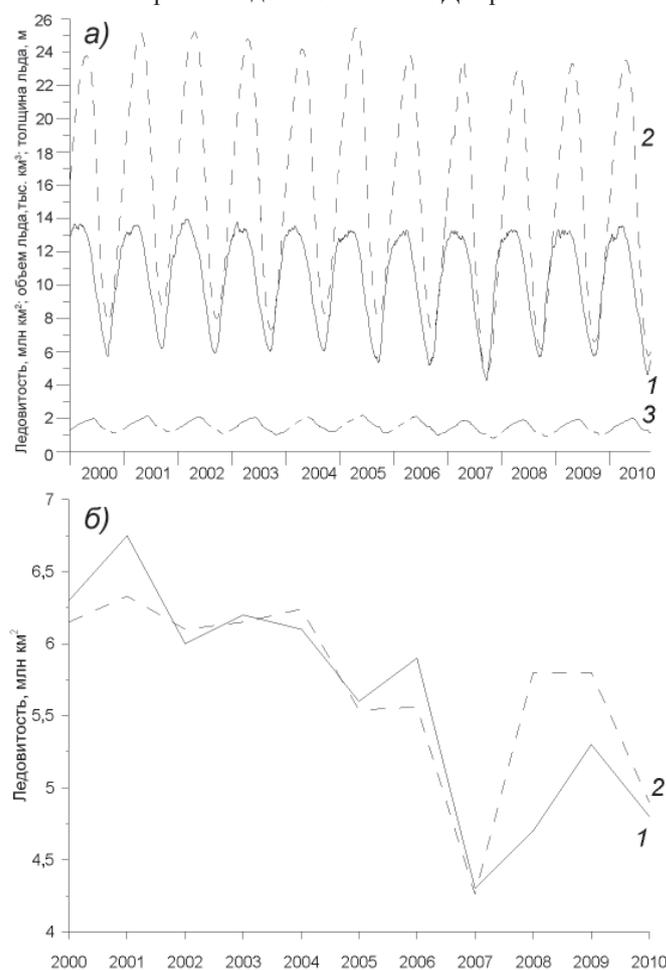


Рис. 1. Модельные оценки межгодовой изменчивости общей площади, объема льда и его средней толщины в СЛО (а): 1 – ледовитость, млн км<sup>2</sup>, 2 – объем льда, тыс. км<sup>3</sup>, 3 – толщина льда, м. Сравнение рассчитанной площади ледяного покрова в период максимального стаивания с данными спутниковых наблюдений (б): 1 – наблюдения NSIDC, 2 – моделирование.

форсинга были использованы: четырехсрочные значения атмосферного давления на уровне моря и температуры воздуха на высоте 2 м из NCEP/NCAR на сетке  $2,5 \times 2,5^\circ$ ; среднемесячные климатические данные об облачности, влажности воздуха, осадках и расходах 17 основных рек, впадающих в СЛО. В качестве начальных условий были заданы температура и соленость воды из World Ocean Atlas (WOA05) для летнего периода. Расчеты начинались с 1 сентября 2000 г., и три года форсинг не менялся для выхода модели на квазистационарное состояние. После этого расчеты продолжались при реальном форсинге из NCEP/NCAR до 30 сентября 2010 г.

Как видно из рис. 1, модель вполне адекватно воспроизвела основные известные особенности внутригодовой и межгодовой изменчивости характеристик ледяного покрова СЛО. Для верификации модели на рис. 2 приведено сравнение рассчитанной по модели ледовитости СЛО на момент ее исторического минимума в сентябре 2007 г. с данными спутниковых наблюдений, полученными в National Snow & Ice Data Center.

Достаточно достоверно модель воспроизводит и распространение атлантической водной массы на акватории СЛО. Для подтверждения данного тезиса на рис. 3 при-

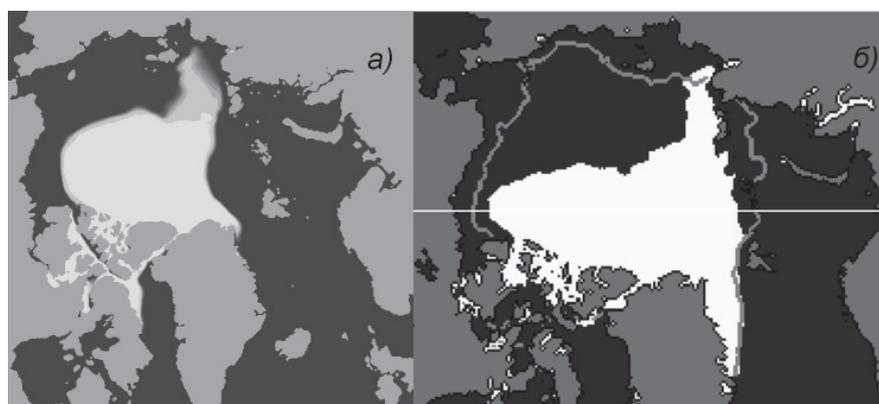


Рис. 2. Рассчитанное (а) и наблюдаемое (б) распределения ледяного покрова СЛО в сентябре 2007 г.

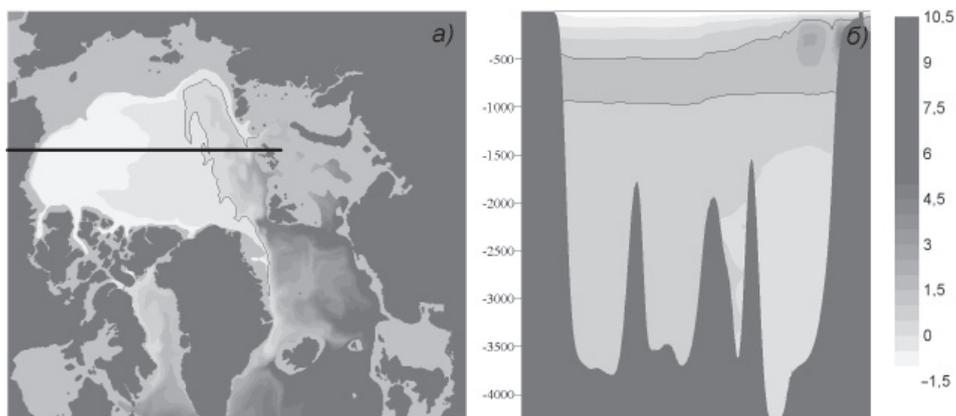


Рис. 3. Распределение рассчитанной температуры воды на горизонте 275 м (а) и разрезе вдоль черной линии в СЛО (б) в марте 2006 г.

ведены рассчитанные распределения температуры воды на горизонте 275 м во всем модельном бассейне и на разрезе от Аляски до Земли Франца-Иосифа. Как видно из рисунка, положение струи атлантических вод и ее меандрирование в соответствии с рельефом дна соответствуют нашим представлениям. При этом следует отметить, что значения температуры воды в ядре потока начиная с входа в желоб Святой Анны несколько ниже наблюдаемых, что, вероятно, обусловлено недостатками параметризаций диффузионного обмена и излишней вязкостью используемых расчетных схем.

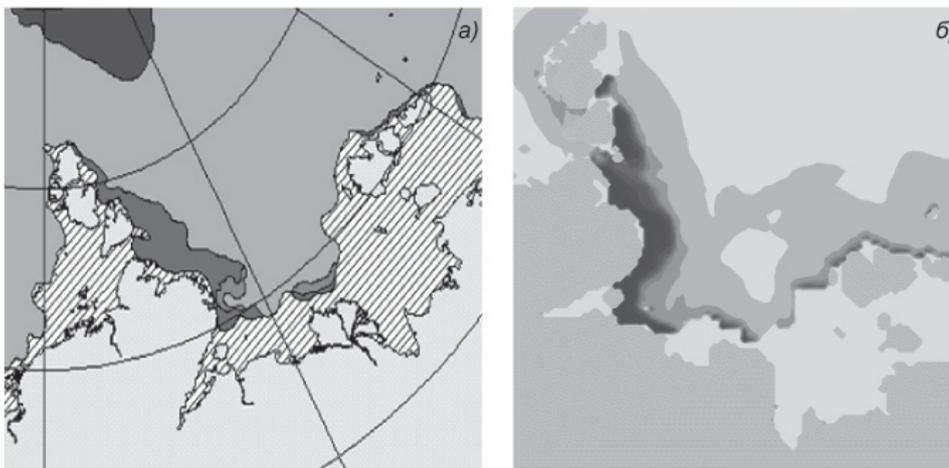


Рис. 4. Распределение ледяного покрова по данным обзорной ледовой карты за 27–29 апреля 2009 г. (а) и рассчитанная по модели на тот же срок сплоченность льда в море Лаптевых (б).

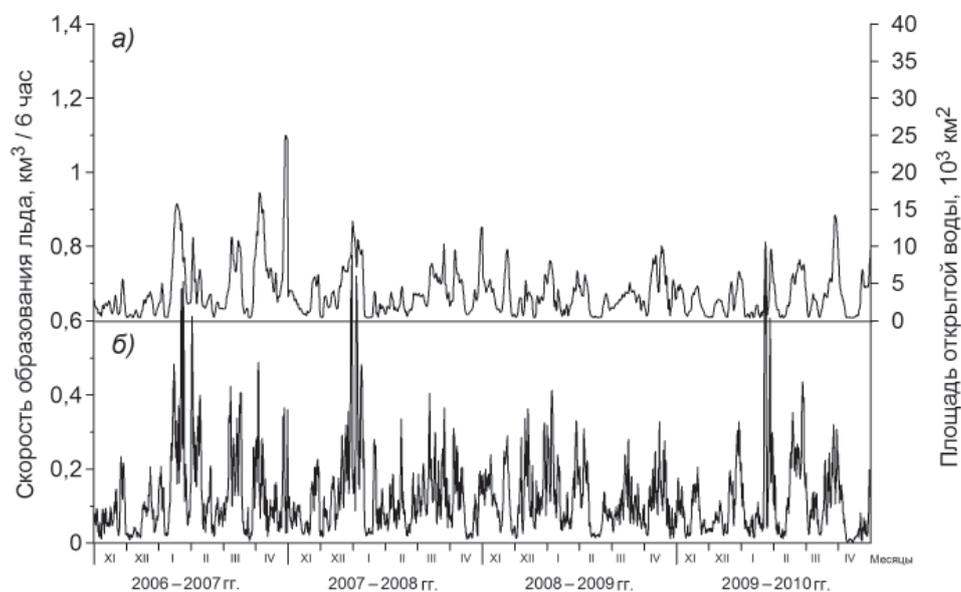


Рис. 5. Модельные оценки межгодовой изменчивости площади заприпайных полыней моря Лаптевых и их ледопродуктивности в 2006–2010 гг.: а – площадь открытой воды, б – скорость образования льда.

В следующей серии экспериментов исследовались процессы формирования полыней в море Лаптевых и оценивалось их влияние на ледопродуктивность региона. При этом, в отличие от первого эксперимента, в данной серии на период с 15 ноября по 15 июня каждого года задавалось среднее климатическое положение припая. На рис. 4 представлено сопоставление рассчитанной по модели сплоченности ледяного покрова с данными обзорной ледовой карты, построенной в ААНИИ по спутниковым данным. Как видно из рисунка, модель достаточно удовлетворительно воспроизвела распределение заприпайных полыней моря Лаптевых.

Изменение площади полыней и скорость образования льда в них за холодные периоды 2006–2010 гг. представлены на рис. 5. Проведенный численный эксперимент позволяет оценить вклад полыней в бюджет льда окраинных море и Северного Ледовитого океана в целом.

Полученные результаты будут подробно обсуждены в дальнейшем. Главная цель данной статьи – продемонстрировать возможности новой модели как инструмента в изучении ледово-гидрологического режима Северного Ледовитого океана. Как следует из вышеизложенного, разработанная модель может воспроизводить процессы не только климатического, но и синоптического масштаба. На основании динамического блока модели создана технология краткосрочного прогноза уровня для акваторий арктических морей, получившая одобрение Центральной методической комиссии Росгидромета. В настоящее время проходят ее оперативные испытания. Получена рекомендация Центральной методической комиссии и на разработку на основании созданной модели технологии расчета и краткосрочного прогноза характеристик ледяного покрова в Северном Ледовитом океане и его морях.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы» по Госконтрактам № 16.515.11.5074, № 16.420.12.0002, гранта РФФИ 09–05–00652 и Российско-германской лаборатории им. Отто Шмидта.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Брассерт У.Х.* Испарение в атмосферу. Теория, история, приложения. Л.: Гидрометеоздат, 1985. 350 с.
- Доронин Ю.П.* Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. Л.: Гидрометеоздат, 1969. 298 с.
- Зилитинкевич С.С., Чаликов Д.В.* Определение универсальных профилей скорости и температуры в приземном слое атмосферы // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. С. 294–302.
- Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1970. 290 с.
- Иванов Б.В., Макитас А.П.* Квазистационарная нульмерная модель арктических льдов // Тр. ААНИИ. 1990. Вып. 420. С. 18–31.
- Кулаков М.Ю.* Циркуляция вод и перенос взвесей в морях Лаптевых и Восточно-Сибирском // Проблемы Арктики и Антарктики. 2008. № 3 (80). С. 86–97.
- Макитас А.П.* Тепловой баланс арктических льдов в зимний период. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 67 с.
- Макитас А.П.* Параметризация процессов теплообмена между океаном и атмосферой через льды различной толщины // Тр. ААНИИ. 1984. Вып. 406. С. 27–36.

Макинас А.П., Назаренко Л.С., Шутилин С.В. Модель морского ледяного покрова Арктического бассейна // Математические модели в исследовании динамики океана. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1988. С. 96–116.

Мариунова М.С., Черниговский Н.Т. Радиационный режим зарубежной Арктики. Л.: Гидрометеиздат, 1971. 180 с.

Миронов Е.У., Ашик И.М., Дымов В.И., Кулаков М.Ю., Клячкин С.В. Модели и методы расчета и прогноза ледовых и океанографических условий в арктических морях // Проблемы Арктики и Антарктики. 2010. № 2 (85). С. 16–28.

Fofonoff P., Millard R. C. Algorithms for computation of fundamental properties of seawater // Unesco Tech. Pap. 1983. № 44. 53 p.

Hibler W.D. A Dynamic/Thermodynamic Sea Ice Model // J. Phys. Oceanogr. 1979. № 9. P. 815–846.

Hunke E.C., Dukowicz J.K. An Elastic-Viscous-Plastic Model for Sea Ice Dynamics // J. Phys. Oceanogr. 1997. Vol. 27. P. 1849–1867.

Killworth P.D., Stainforth D., Weeb D.J., Paterson S.M. The Development of a Free-Surface Bryan-Cox-Semtner Ocean Model // J. Phys. Oceanogr. 1991. Vol. 21. P. 1333–1348.

Kochergin V.P. Three-dimensional prognostic models // Three-Dimensional Coastal Ocean Models / N. S. Heaps, Ed. Coastal Estuarine Science Series. Amer. Geophys. Union. 1987. № 4. P. 201–208.

Konig-Langlo G., Augstein E. Parameterization of the downward long-wave radiation at the Earth's surface in polar regions // Meteorologische Zeitschrift. 1994. № 3. P. 343–347.

Makshtas A., Shoutilin S., Andreas E. Possible dynamic and thermal causes for the recent decrease in sea ice in the Arctic // J. Geophys. Res. 2003. Vol. 108. P. 25-1–25-13.

Oey L.-Y., Mellor G.L., Hires R.I. A three-dimensional simulation of the Hudson-Raritan Estuary. Part I: Description of the model and model simulation // J. Phys. Oceanogr. 1985. Vol. 15. № 12. P. 1676–1692.

Parkinson C.L., Washington W.M. A large scale numerical model of sea ice // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 311–337.

Semtner A.J. A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate // J. Phys. Oceanogr. 1976. Vol. 6. P. 379–389.

Semtner A.J. On modelling the seasonal thermodynamic cycle of sea ice in studies of climatic change // Climatic change. 1984. Vol. 6. P. 27–37.

Song Y., D.Haidvogel. A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system // J. Comp. Physics. 1994. Vol. 115. P. 228–244.

Zhang, J., Hibler III W.D. On an efficient numerical method for modeling sea ice dynamics // J. Geophys. Res. 1997. Vol. 102. C4. P. 8691–8702.

Zillman I.W. A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans // Meteorol. Study. 1972. Vol. 26. P. 562–565.

M.YU.KULAKOV, A.P.MAKSHTAS, S.V.SHUTILIN

#### AARI-IOCM – COUPLED ICE–OCEAN CIRCULATION MODEL FOR THE ARCTIC OCEAN

*The main features of the new coupled ice – water circulation dynamic-thermodynamic model, developed in AARI for study of sea ice-hydrological regime of the Arctic Ocean, are described. The results of its application to reproduction of ice conditions in the Arctic Ocean and the Laptev Sea polynya formation are presented.*

*Keywords:* sea ice, water circulation, Arctic Ocean, dynamic-thermodynamic model, polynya.