

В.М. Кушнир, Э. Хансен, В.К. Павлов, А.Н. Морозов

Термохалинная конвекция в прикромочной зоне Баренцева моря восточнее острова Шпицберген

Анализ термохалинной конвекции в прикромочной зоне Баренцева моря восточнее о. Шпицберген выполнен на основе данных двух гидрологических съемок Норвежского Полярного института в 1999 и 2000 гг. Использована модель Тэрнера, в которой критическое число Рэлея определено на основе эмпирического соотношения между числом Нуссельта и числом Рэлея, нормированным на его критическое значение. Результаты расчетов толщины конвективного слоя сопоставлены с данными наблюдений. Получены оценки вертикальной скорости конвективных движений.

Введение

Термохалинная конвекция широко распространена в морской среде, поскольку в ней существуют градиенты температуры и солёности с различными коэффициентами молекулярной диффузии k_b , k_s . Эти градиенты оказывают противоположное влияние на вертикальную устойчивость водной среды, что при некоторых условиях приводит к развитию конвективной неустойчивости и эффективному перемешиванию слоев воды с различными термохалинными параметрами. Механизм термохалинной конвекции обусловлен тем, что вертикальная диффузия тепла происходит быстрее, чем диффузия соли. Конвекция может возникнуть, в частности, если слой относительно холодной и распресненной воды находится над слоем более теплой и соленой воды. Вследствие этого относительно быстрый нагрев нижней границы контактной зоны и охлаждение ее верхней границы могут приводить к развитию вертикальной конвективной неустойчивости. Термогидродинамическая модель такой системы и условия ее устойчивости при линейных градиентах температуры и солёности рассмотрены в [1]. Показано, что основными параметрами, определяющими границу устойчивости, являются число Рэлея Ra и плотностное соотношение $R_\rho = \beta \Delta S / \alpha \Delta T$, где α – коэффициент температурного расширения; β – коэффициент солёностного сжатия; ΔS – перепад солёности; ΔT – перепад температуры в анализируемом слое. Отдельные особенности таких конвективных процессов рассмотрены в [2–13], а также во многих других работах (см., например, обзорные работы [14, 15]). Свидетельства формирования конвективных слоев в озерных, морских и океанских (в том числе арктических) условиях при положительных вертикальных градиентах температуры и солёности приведены в [7, 9, 16–20].

Термохалинные структуры в виде контактных зон между холодной распресненной водой тающего льда ($t = -1,5 \dots -2^\circ\text{C}$, $S = 34,4 - 34,7\text{‰}$, $\rho_t = 1027,7 - 1027,9 \text{ кг/м}^3$) и более теплыми солеными и плотными водами североатлантического происхождения ($t = 1,5 - 2^\circ\text{C}$, $S = 35\text{‰}$, $\rho_t = 1028 \text{ кг/м}^3$)

© В.М. Кушнир, Э. Хансен, В.К. Павлов, А.Н. Морозов, 2003

характерны для прикромочной зоны Баренцева моря, находящейся восточнее о. Шпицберген. Эти особенности гидрологической структуры соответствуют условиям развития термохалинной конвекции, результатом которой могут быть перемешанные квазиоднородные по температуре, солености и плотности слои. Такие слои толщиной от 6 – 10 до 70 – 80 м действительно были обнаружены на многих гидрологических станциях экспедициями Норвежского Полярного института, выполненными в этом районе в 1999 и 2000 гг.

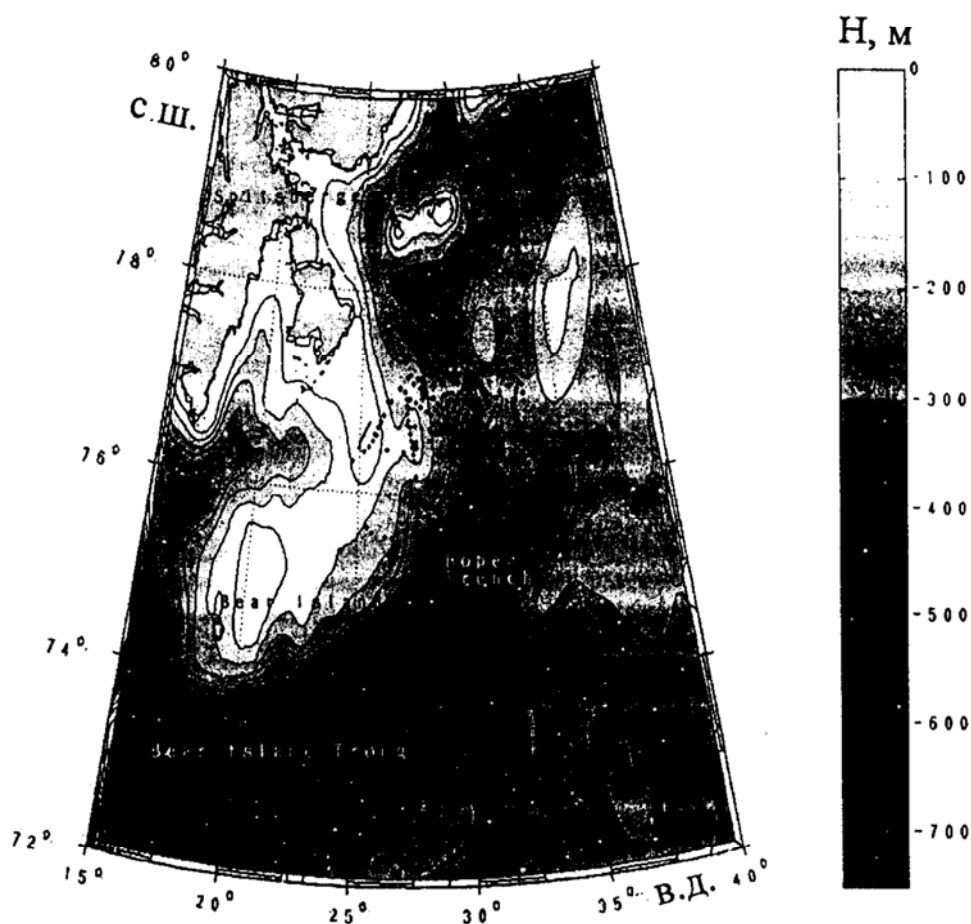
Конвективные вертикальные движения играют существенную роль в формировании гидрологической структуры вод, вертикальном перемешивании и вертикальной циркуляции. В связи с этим целью настоящей работы является анализ и прогноз развития термохалинной конвекции в прикромочной зоне, расположенной восточнее о. Шпицберген, а также оценки параметров вертикальной циркуляции вод при развитии таких конвективных движений.

Наблюдения

Измерения гидрологических характеристик и течений в прикромочной зоне, расположенной восточнее о. Шпицберген, были выполнены экспедициями Норвежского Полярного института (НПИ) в мае 1999 г. и в марте 2000 г. Спутниковые снимки этой зоны в начале мая 1999 г. показали, что граница прикромочной зоны проходит по $76 - 76,5^\circ$ с.ш., она не является сплошной и состоит из ледовых полей различных размеров. Благодаря этому CTD-измерения зондирующим прибором типа *SB-9* были выполнены как в открытом море, так и среди льдов на 80 – 100 миль севернее границы открытого моря. Навигационное обеспечение этих измерений осуществлялось спутниковой системой типа *GPS*. Положение CTD-станций при выполнении съемок показано на рис. 1 на фоне изобат. Рельеф дна в районе исследований характеризуется перепадом глубин от 100 до 300 м; в центральной части имеется подводная ложбина, ориентированная вдоль меридиана 30° в.д. Эта ложбина ограничена двумя склонами с глубинами до 100 м.

Измерения течений в прикромочной зоне были выполнены 05 – 31 мая 1999 г. с использованием доплеровского профиломера типа *ADCP Sentinel*, 307,2 кГц. Этот прибор был установлен на буйковой станции с координатами $76^\circ 19,3'$ с.ш., $32^\circ 19,3'$ в.д. и обеспечил измерения профилей течений в диапазоне глубин 60 – 110 м с интервалом дискретности 6 мин. В 2000 г. координаты этой буйковой станции были следующими: $76^\circ 27,3'$ с.ш., $33^\circ 19,3'$ в.д., период регистрации течений 14 марта – 12 апреля, интервал дискретности измерений 10 мин. Вторая буйковая станция с тремя приборами типа *RCM-7* была установлена в точке с координатами $75^\circ 32,6'$ с.ш., $26^\circ 34,1'$ в.д. Измерения проводились 13 – 31 марта 2000 г., интервал дискретности составлял 1 ч.

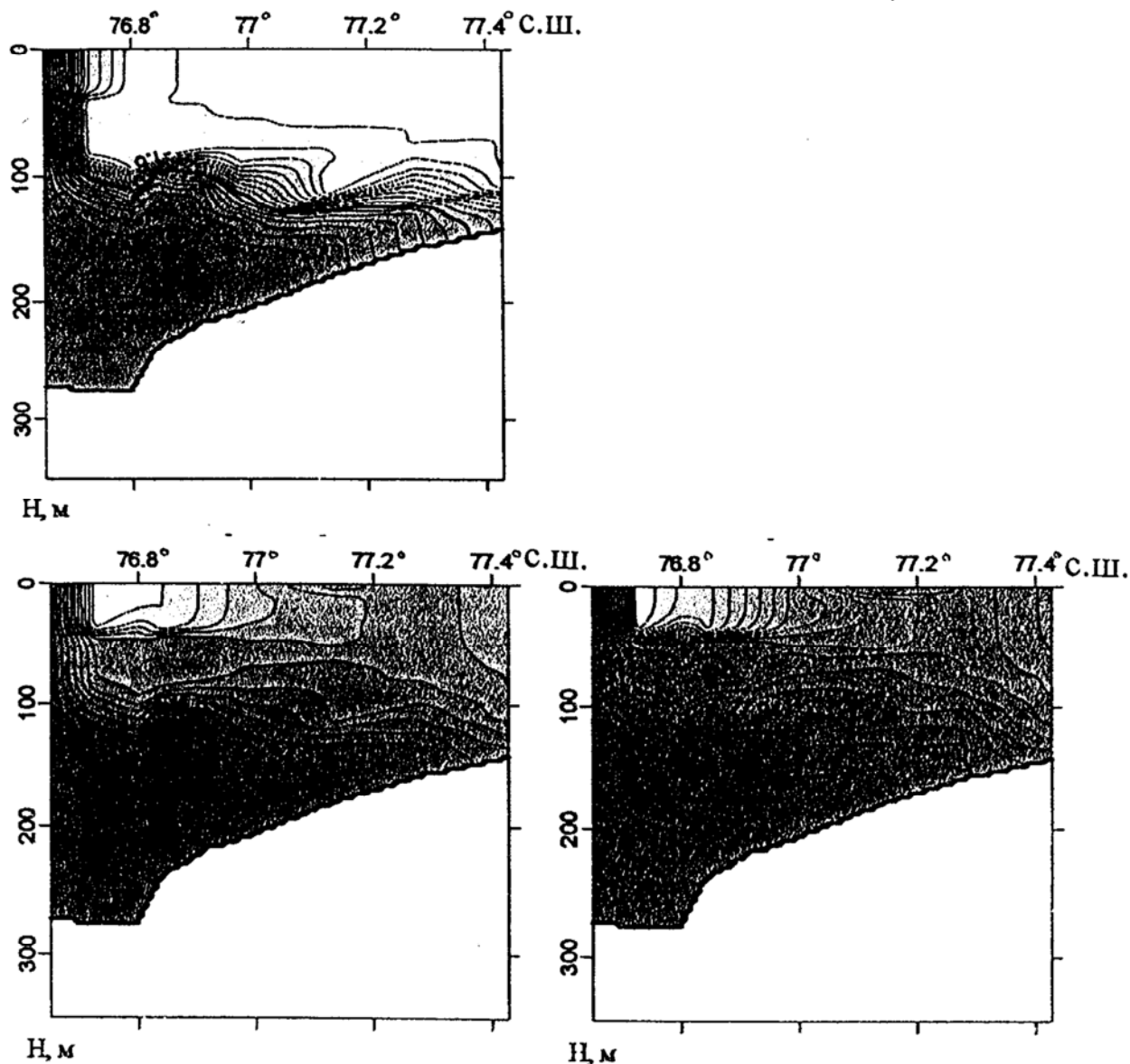
Анализ данных измерения течений показал преобладание баротропных составляющих с периодом полусуточного прилива (амплитуда 10 – 20 см/с) и более низкочастотных колебаний с периодом в несколько суток и примерно такой же амплитудой. Пространственные масштабы низкочастотных колебаний были определены по данным прогрессивных векторных диаграмм и оказались равными 15 – 30 км [21]. Такие масштабы характерны для мезомасштабных вихрей прикромочной зоны [22].



Р и с. 1. Положение CTD-станций в прикромочной зоне Баренцева моря восточнее о. Шпицберген

Квазипостоянные течения, по данным измерений 1999 г., характеризовались примерно одинаковыми скоростями на глубинах 50 – 120 м, их направление было юго-восточным, скорости 3 – 3,5 см/с. По данным измерений приборами RCM-7 в 2000 г., направление течений было юго-западным, скорости 5 – 6 см/с. Прибор ADCP, установленный на буре в 50 милях к северо-востоку, зарегистрировал баротропные течения юго-восточного направления со скоростями 4 – 5,5 см/с. Общей особенностью поля течений в прикромочной зоне было отсутствие значительных вертикальных сдвигов скорости течения; их характерные значения не превышали 10^{-3} с^{-1} .

Обработка данных CTD-зондирований показала, что основной особенностью термохалинной структуры прикромочного района восточнее о. Шпицберген является зона контакта глубинных относительно теплых и соленых вод североатлантического происхождения ($t = 1,5 - 2 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $S = 35\text{‰}$, $\rho_t = 1028 \text{ кг/м}^3$) и приповерхностных вод, образовавшихся в результате таяния льдов ($t = -1,5 \dots -2 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $S = 34,4 - 34,7\text{‰}$, $\rho_t = 1027,7 - 1027,9 \text{ кг/м}^3$).



Р и с. 2. Характерная термохалинная и плотностная структура прикромочной зоны по данным одного из широтных разрезов

На рис. 2 показаны вертикальные разрезы по температуре, солёности и плотности на одном из широтных галсов съёмки. На глубинах 50 – 100 м выделяются области квазиоднородной по температуре, солёности и плотности воды, которые могут быть сформированы в результате термохалинной конвекции в контактной зоне между относительно холодными и распресненными водами тающего льда и теплыми и солёными североатлантическими водами.

Характерный пример профилей температуры, солёности и плотности, на которых зарегистрированы квазиоднородные слои, приведен на рис. 3.

Толщины квазиоднородных слоев на различных станциях изменялись от 6 – 8 до 80 – 100 м.

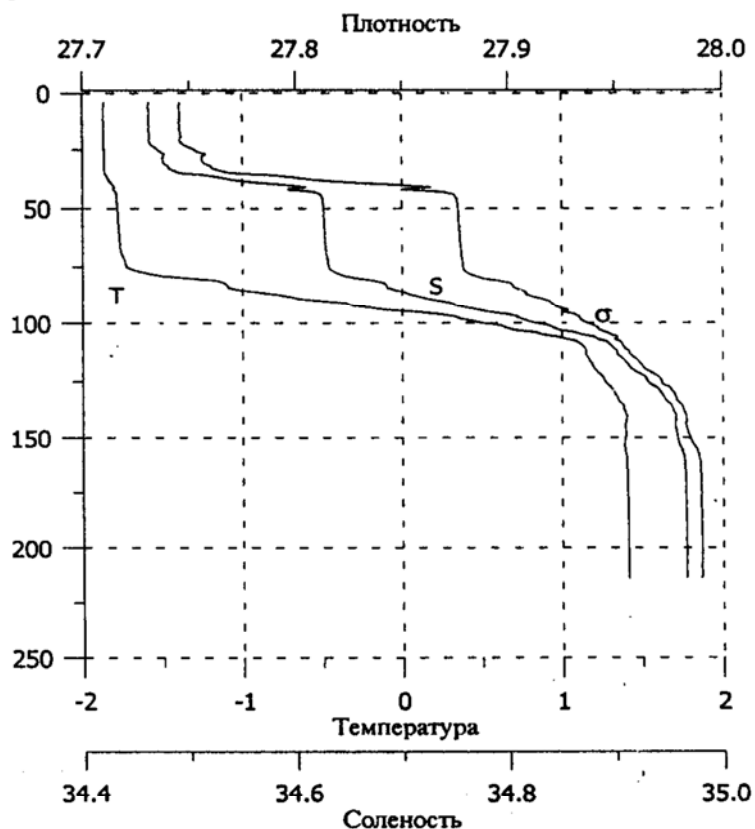
Методы

Анализ характеристик термохалинной конвекции в указанном районе Баренцева моря выполнен с использованием модели Тэрнера [3]. Эта модель основана на данных лабораторных исследований тепловой конвекции слоя воды, который стабилизирован положительным вертикальным градиентом

солёности. Поэтому данная модель применима к рассматриваемым условиям. По данным лабораторных наблюдений, при развитии конвективной неустойчивости происходит формирование квазиоднородного слоя, толщина которого h_q увеличивается пропорционально времени t как $h_q \propto t^{0.5}$. В это же время на верхней границе квазиоднородного слоя формируется локальный градиентный слой, толщина которого h_g значительно меньше толщины квазиоднородного слоя. При некотором значении $h_q = h_c$ его толщина перестает увеличиваться, а в градиентном слое начинается развиваться вторичная конвективная неустойчивость. Величина h_c называется критической толщиной конвективного слоя и равна:

$$h_c = (0,25 Ra_{cr} \nu q_b^3 k_i^{-2} N_s^{-8})^{0,25}, \quad (1)$$

где Ra_{cr} — критическое значение числа Рэлея, при котором начинает развиваться конвекция; ν — коэффициент молекулярной вязкости; $q_b = -\alpha g F_T / \rho C$ — вертикальный поток плавучести, соответствующий потоку тепла F_T ; C — коэффициент теплоемкости; k_i — коэффициент молекулярной теплопроводности; N_s — начальная частота плавучести, обусловленная вертикальным градиентом солёности.



Р и с. 3. Типичные профили температуры, солёности и плотности в прикромочной зоне с зарегистрированными квазиоднородными слоями указанных параметров

водного конвективного слоя в Черном море на основе баланса между перепадом температуры на его границе и потоком тепла через эту границу в следующем виде:

$$2Nu > (0,5 Ra / Ra_{cr})^{1/3}. \quad (2)$$

Результаты натурных исследований термохалинной конвекции показали, что во многих случаях толщина конвективных квазиоднородных слоев близка к величине h_c [9, 16, 18]. Причина стабильности критической толщины конвективного слоя в натуральных условиях остается до настоящего времени неясной. К.Н. Федоров [16] высказал гипотезу о том, что этот эффект может быть связан с горизонтальной адвекцией и диффузией соли. В [10] выполнена оценка условия стабильности критического слоя для глубокого

Это означает, что потеря устойчивости верхней границы критического слоя вследствие развития в ней вторичной конвекции возможна, если число Нуссельта (Nu) растет медленнее, чем число Рэлея в степени $1/3$ [15].

Таким образом, для оценки критической толщины конвективного слоя и условия его стабильности необходимо определить критическое число Рэлея в рассматриваемых условиях. Физический механизм роста конвективной неустойчивости предполагает существование в начальный момент некоторой градиентной прослойки между водами с различными термохалинными параметрами. Толщина δ этой градиентной прослойки определена в [6] на основе введения соответствующего размерного масштаба $\delta_T = (R_\rho - 1)^{0,25} (k_t / N)^{0,5}$, где $R_\rho = \beta \Delta S / \alpha \Delta T$; ΔS , ΔT — перепады солёности и температуры в том же слое; N — частота плавучести в том же слое. Толщина градиентной прослойки δ при этом равна:

$$\delta = n f^{-1}(R_\rho) \delta_T, \quad (3)$$

где n — эмпирический коэффициент, равный $3,67 \pm 0,26$; $f(R_\rho)$ — отношение потока тепла через жидкую поверхность раздела к потоку тепла через твердую теплопроводящую пластину при одном и том же перепаде температуры ΔT . Величина $f(R_\rho)$ равна:

$$f(R_\rho) = 0,101 \exp \{4,6 \exp[-0,54(R_\rho - 1)]\}. \quad (4)$$

Критическое число Рэлея Ra_{cr} вычисляется при использовании в качестве толщины конвективного слоя $d = \delta$ и условия $Nu = 1$ [6]:

$$Ra_{cr} = 1628 [f(R_\rho)]^{-3}. \quad (5)$$

Величина Ra_{cr} меняется в широких пределах от 10^0 до 10^6 и при $R_\rho = 3 \dots 4$, она имеет такой же порядок, который был получен Тэрнером в его экспериментах, т. е. $2,4 \cdot 10^4$.

При анализе термохалинной конвекции особый интерес представляет зависимость теплопереноса от числа Рэлея. Типичные степенные аппроксимации экспериментальных точек в большом диапазоне изменения чисел Рэлея имеют следующий вид [15]:

$$Nu = C_R (Ra / Ra_{cr})^{0,333}. \quad (6)$$

Используя известные соотношения для потока температуры через градиентный слой [14]

$$F_T = H_n k_t (\alpha g / \nu k_t)^{0,333} (\Delta T)^{1,333},$$

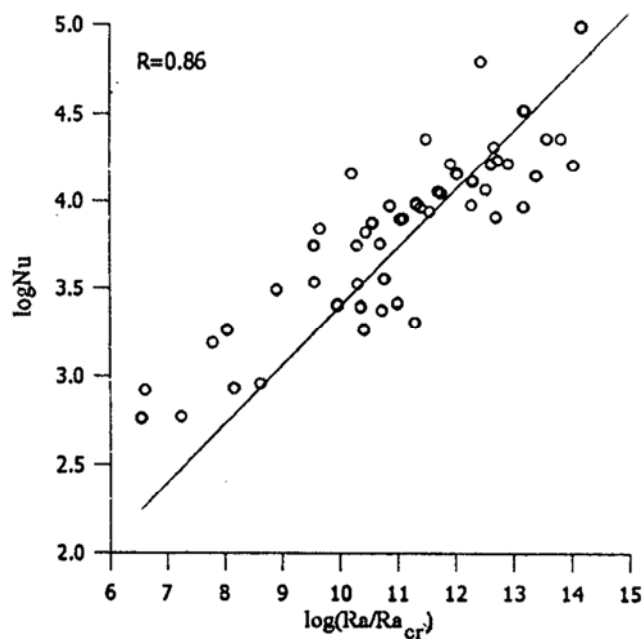
$$H_n = 8,585 \cdot 10^{-3} \exp \{4,6 \exp[-0,54(R_\rho - 1)]\}, \quad (7)$$

соотношение (1) для выражения критического числа Рэлея через действительные (измеренные) параметры контактной зоны и толщину конвективного слоя h_c , находим:

$$\frac{Ra}{Ra_{cr}} = \frac{\alpha g \Delta T d^7 H_n^3}{4 \nu k_t h_c^4 R_\rho^4}, \quad Nu = \frac{F_T d}{k_t \Delta T}, \quad (8)$$

где d — толщина контактной зоны.

Зависимость $\log(\text{Nu}) = f[\log(\text{Ra}/\text{Ra}_{cr})]$ была вычислена на основе обработки CTD-зондирований в прикромочной зоне, она представлена на рис. 4. Там же показана аппроксимирующая линия $\log(\text{Nu}) = 0,333[\log(\text{Ra}/\text{Ra}_{cr})] + 0,06$, вычисленная методом наименьших квадратов, и соответствующий коэффициент корреляции.



Р и с. 4. Экспериментальная зависимость $\log(\text{Nu}) = f[\log(\text{Ra}/\text{Ra}_{cr})]$ для прикромочной зоны (кружки) и линия аппроксимации $\log(\text{Nu}) = 0,333\log(\text{Ra}/\text{Ra}_{cr}) + 0,06$

Полученная зависимость $\text{Nu} = 1,148(\text{Ra} / \text{Ra}_{cr})^{1/3}$ использована для определения коэффициентов вертикальной диффузии тепла K_T и соли K_S в рассматриваемых условиях. Преобразования этого соотношения показали, что величину критического числа Рэлея можно выразить как $\text{Ra}_{cr} = 1869[f(R_\rho)]^{-3}$, что практически совпадает с соотношением К.Н. Федорова [6].

Проблема вертикальной диффузии в стратифицированной по плотности водной среде изучается длительное время [4, 23 – 27]. В результа-

те проведения теоретических, лабораторных и натурных исследований к настоящему времени предложены многие эмпирические соотношения для оценок коэффициентов вертикальной диффузии импульса K_m и растворенного вещества K_s , а также обоснованы прямые методы их определения. В эмпирических соотношениях величины K_m и K_s чаще всего выражаются через градиентные числа Ричардсона: $\text{Ri} = N^2(\partial \bar{U} / \partial z)^{-2}$. Это объясняется тем, что числа Ричардсона являются основным параметром, контролирующим стабильность устойчиво стратифицированной водной среды [4].

Техника измерений чисел Ричардсона является достаточно сложной, так как наряду с относительно простыми и традиционными измерениями плотности необходимо выполнять синхронные измерения вертикальных градиентов скорости течения. Вертикальное разрешение таких измерений должно соответствовать масштабу Торпа L_T , так как этот масштаб непосредственно определяет вертикальные возмущения плотности [27, 28]. Т.М. Дилон [29] показал, что масштабы Торпа и Озмидова тесно взаимосвязаны: $L_T = 1,25L_O = 1,25\varepsilon^{1/2}N^{-3/2}$. Величины ε и N имеют характерные значения $10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ и $0,01 \text{ рад/с}$ ($T=10 \text{ мин}$), и это соответствует величине $L_T \approx 40 \text{ см}$. По оценкам Торпа [28], величина L_T в термоклине оз. Лох-Несс изменяется в пределах $10 - 100 \text{ см}$, непосредственно под термоклином $5 < L_T < 10 \text{ см}$, в более глубоких слоях $L_T < 5 \text{ см}$. Таким образом, для получения надежных оценок чисел Ричардсона вертикальный градиент скорости течения необходимо измерять с

разрешением по глубине 5 – 10 см, что является сложной методической и технической проблемой.

Более простой и достаточно надежный метод определения коэффициента вертикальной диффузии основан на использовании зависимости между вертикальным сдвигом скорости течения S_v и частотой Брента-Вяйсяля N [30, 31]. Это позволяет выразить коэффициент вертикальной диффузии K_s через величину N , которая достаточно просто определяется по данным CTD-измерений. Такая зависимость имеет следующий общий вид:

$$K_s = \frac{a_s}{N^2} = \frac{a_s d}{\alpha g (R_\rho - 1) \Delta T}. \quad (9)$$

Анализ данных измерений показал, что параметр a_s зависит от плотностного соотношения ($a_s = 1,22 \cdot 10^{-8} R_\rho^{-2,45}$), а коэффициент температурного расширения α в исследуемом диапазоне температуры и солености ($-2,5 \dots 2,5$ °C, 34,4 – 35 ‰) в значительной степени зависит от температуры ($\alpha \rho_0 = 0,052 + 0,013T$, ρ_0 — средняя плотность). Используя также известное соотношение Х.Е. Хапперта [32] между коэффициентами вертикальной диффузии тепла и соли, находим:

$$K_s = \frac{1,22 \cdot 10^{-6} R_\rho^{-2,45} d}{(0,052 + 0,013T)(R_\rho - 1) \Delta T}, \quad K_T = \frac{8,53 \cdot 10^{-6} R_\rho^{-1,45} d}{(0,052 + 0,013T)(R_\rho - 1) \Delta T}. \quad (10)$$

Вертикальные потоки тепла в термоклизе теперь можно оценить двумя методами: на основе соотношения (7) и путем параметризации вида $F_{TP} = K_i (\Delta T / d)$. После преобразований, в которых учтены постоянные параметры и зависимость коэффициента температурного расширения от температуры, находим:

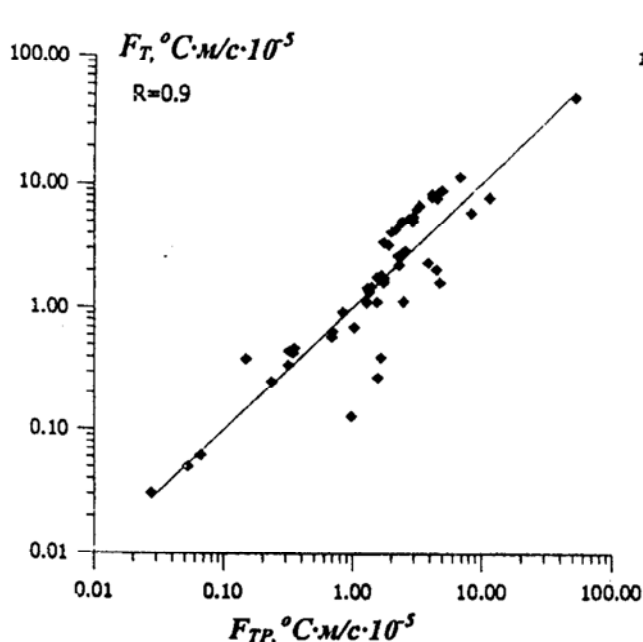
$$F_T = 3,813 \cdot 10^{-6} (0,052 + 0,013T)^{0,333} \Delta T^{1,333} \exp\{4,6 \exp[-0,54(R_\rho - 1)]\},$$

$$F_{TP} = \frac{8,53 \cdot 10^{-6} R_\rho^{-1,45}}{(0,052 + 0,013T)(R_\rho - 1)}. \quad (11)$$

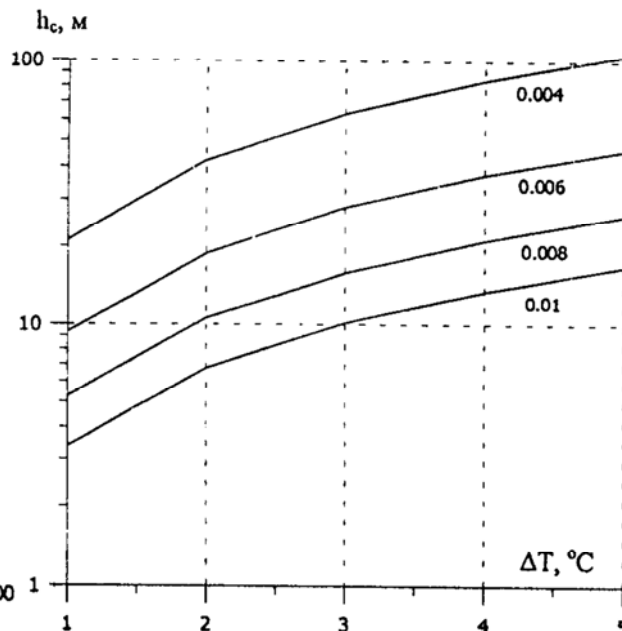
Сопоставление F_T и F_{TP} показано на рис. 5. Там же приведено значение коэффициента корреляции между этими величинами.

Высокая корреляция F_T и F_{TP} свидетельствует о возможности использования коэффициентов вертикальной диффузии тепла и соли (10) в прикромочной области в широком диапазоне изменения потоков.

Анализ представленных соотношений показал также, что критическая толщина конвективного слоя определяется двумя параметрами – перепадом температуры ΔT в слое контакта вод с различными характеристиками и частотой плавучести N . Соответствующая зависимость представлена на рис. 6.



Р и с. 5. Сопоставление потоков температуры в контактной зоне между водами тающего льда и североатлантическими водами



Р и с. 6. Зависимость критической толщины конвективного слоя h_c , м от перепада температуры ΔT , °C при различных величинах частоты плавучести N , рад/с

Время формирования конвективного слоя T_C и отношение толщины градиентного слоя h_g к величине h_c равны соответственно

$$T_C = \left(\frac{h_{cr} N}{C} \right)^2 q_b^{-1}, \quad \frac{h_g}{h_c} = \frac{2K_s N^2}{q_b}, \quad (12)$$

где C — константа, которая по данным экспериментов Тэрнера была в пределах 1,06 – 1,63 при среднем значении 1,3.

Видно, что при характерных для прикромочной зоны перепадах температуры в контактной зоне 3°С и значениях частоты плавучести 0,004 – 0,006 рад/с толщина конвективного слоя равна 20 – 50 м, что хорошо согласуется с данными непосредственных измерений.

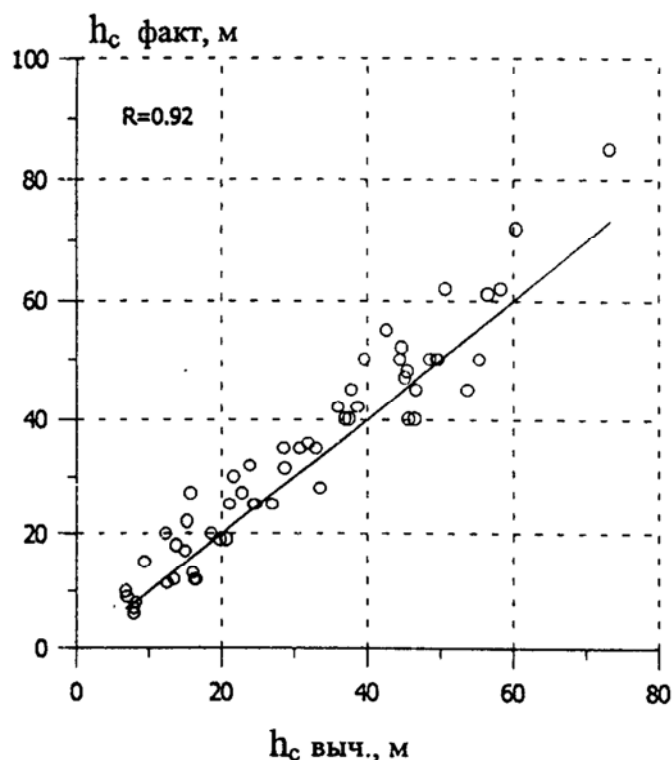
Средняя вертикальная скорость конвекции определяется на основе приведенных выше соотношений и может быть представлена в следующем виде:

$$w_c = 1772,8(\alpha g)^{1/3} \Delta t^{1/3} k_t^{2/3} \nu^{-1/3} \exp\{4,6[\exp(-0,54(R_p - 1))]\} \text{ м/сут.} \quad (13)$$

При характерных для прикромочной зоны величинах $\alpha g = 4,77 \cdot 10^{-4}$; $\nu = 1,88 \cdot 10^{-6}$; $k_t = 1,34 \cdot 10^{-7}$; $\Delta t = 3^\circ\text{C}$; $R_p = 2,5$ вертикальная скорость конвекции равна 3,26 м/сут.

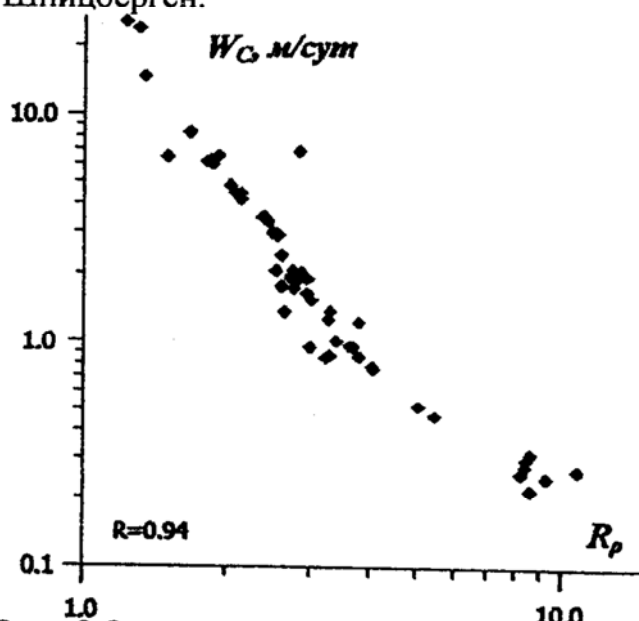
Результаты

Представленные соотношения использованы для обработки вертикальных CTD-профилей, на которых зафиксированы квазиоднородные ступенчатые структуры в зоне контакта тающего льда и североатлантических вод. Вычисления выполнялись в следующей последовательности. По данным о перепаде температуры ΔT и солёности ΔS , а также средней температуры контактной зоны определялось плотностное соотношение R_p . Эта величина



Р и с. 7. Результаты сопоставления фактических и вычисленных величин толщины конвективного слоя в прикромочной зоне

ческой толщины конвективного слоя h_c были сопоставлены с соответствующими действительными значениями, полученными на основе измерений. Результаты этого сопоставления представлены на рис. 7. На этом же графике нанесены значения коэффициента корреляции между указанными величинами. Его относительно высокое значение свидетельствует о возможности использования приведенных выше модельных представлений для анализа вертикальной термохалинной конвекции в прикромочной зоне восточнее о. Шпицберген.



Р и с. 8. Зависимость вертикальной скорости термохалинной конвекции (м/сут) от плотностного соотношения в контактной зоне между водами тающего льда и североатлантическими водами

использовалась для расчета критического числа Рэлея, вертикальных потоков температуры и плавучести. При этом частота плавучести $N_s = (\beta \Delta S g / d)^{0.5}$ в соотношении (1) вычислялась на основе определения перепада солёности ΔS и толщины контактной зоны d , а при оценке потока плавучести использовалась величина

$$N = [(\beta \Delta S - \alpha \Delta T) g / d]^{0.5}.$$

Коэффициенты кинематической вязкости и молекулярной теплопроводности в расчетах были постоянными и равными $1,88 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ и $1,33 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$.

Полученные в результате вычислений величины крити-

По соотношению (13) были вычислены оценки вертикальной скорости w_c конвективных движений для рассмотренных условий. Среднее значение $M(w_c) = 3,4 \text{ м/сут}$, стандартное отклонение $\sigma_w = 4,86 \text{ м/сут}$. Интересной особенностью является хорошо выраженная зависимость вертикальной конвективной скорости от плотностного соотношения. Она приведена на рис. 8.

Аппроксимационное соотношение этой зависимости в виде $w_c = 19,324 R_\rho^{-2,1075}$ может быть использовано для прогноза конвективных процессов в контактной области прикромочной зоны.

Выводы

1. Основной особенностью термохалинной структуры прикромочной области Баренцева моря восточнее о. Шпицберген является контактная зона между холодными и распресненными водами тающего льда и подстилающими их более теплыми и солеными водами северо-атлантического происхождения. Толщина этой контактной зоны составляет в среднем 100 м. При определенных условиях в такой контактной зоне могут развиваться процессы термохалинной конвекции, которая приводит к перемешиванию и формированию квазиоднородных слоев по температуре, солености и плотности. Такие квазиоднородные слои толщиной от 6 – 10 до 70 – 80 м обнаружены на многих гидрологических станциях в указанном районе. Аналогичные структуры обнаружены также в арктическом бассейне при подобных гидрологических условиях [17, 20, 33] и, вероятно, являются типичными для прикромочных областей арктических морей. Возможно, при этом процессы термохалинной конвекции относятся к основным механизмам формирования вертикальной структуры вод и перемешивания в таких районах.

2. Модель Тэрнера [3] адекватна реально наблюдаемым процессам термохалинной конвекции в изучаемой прикромочной области. Об этом свидетельствует высокая корреляция между числами Нуссельта и Рэлея, нормированными на критические значения, а также между вычисленными и наблюдаемыми величинами толщины конвективного слоя.

3. Вертикальная скорость термохалинной конвекции в изучаемой области изменяется в широких пределах, от 0,2 до 25 м/сут. Ее среднее значение равно 3,42 м/сут, стандартное отклонение — 4,86 м/сут. Величина скорости в значительной степени зависит от плотностного соотношения. Соответствующая аппроксимационная зависимость вида $w_c = 19,324 R_\rho^{-2,1075}$ может быть использована для прогноза возможного развития термохалинной конвекции в прикромочной зоне восточнее о. Шпицберген.

Работа выполнена при поддержке Nato Science Programme, Linkage Grant, Project № 978236, The Vertical Water Circulation at the Ice Edge in Barents Sea.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Veronis G. Effect of stabilizing gradient of solute on thermal convection//J Fluid Mech. – 1968. – 34. – P. 315 – 336.
2. Тареев Б.А. К теории конвекционной циркуляции в глубоководных впадинах океана//Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая. – 1960. – № 7. – С. 1022 – 1029.
3. Turner J.S. The behaviour of a stable salinity gradient heated from below//J. Fluid. Mech. – 1968. – 33. – P. 183 – 200.
4. Turner J.S. Small-scale mixing processes//Evol. Phys. Oceanogr. – MIT Publ, 1981. – P. 236 – 262.

5. *Fernando H.J.S.* The formation of layered structure when a stable salinity gradient is heated from below//*J. Fluid Mech.* – 1987. – 82. – P. 525 – 541.
6. *Федоров К.Н.* Толщины слоев и коэффициенты обмена при послойной конвекции в океане// *Избранные труды по физической океанографии.* – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – С. 100 – 106.
7. *Еремеев В.Н., Иванов Л.И., Самодуров А.С. и др.* Придонный пограничный слой в Черном море: гидрологическая структура, модель формирования//*Морской гидрофизический журнал.* – 1997. – № 2. – С. 3 – 27.
8. *Еремеев В.Н., Кушнир В.М.* Термодинамические параметры глубоководного придонного слоя в Черном море//*Докл. НАН Украины.* – 1994. – № 6. – С. 104 – 108.
9. *Еремеев В.Н., Кушнир В.М.* Придонный пограничный слой в Черном море: результаты и перспективы исследований//*Морской гидрофизический журнал.* – 1998. – № 1. – С. 50 – 69.
10. *Кушнир В.М.* Тепловые потоки и устойчивость верхней границы глубоководного придонного слоя в Черном море//*Там же.* – 1996. – № 1. – С.35 – 45.
11. *Linden P.E.* A note on the transport across a diffusive interface//*Deep-Sea Res.* – 1974. – 21. – P. 283 – 287.
12. *Linden P.E., Shirtcliffe T.G.L.* The diffusive interface in double-diffusion convection//*J. Fluid Mech.* – 1978. – 87. – P. 417 – 442.
13. *Huppert H.E., Turner J.S.* Double-diffusive convection//*Ibid.* – 1981. – 106. – P. 299 – 317.
14. *Тэрнер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях. – М.: Мир, 1977. – 400 с.
15. *Буссе Ф.Г.* Переход к турбулентности в конвекции Рэлея-Бенара//*Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности*/Ред. Х. Суини и Дж. Готлиб. – М.: Мир, 1984. – С. 124 – 168.
16. *Федоров К.Н.* О ступенчатой структуре температурных инверсий в океане//*Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* – 1970. – 6, № 11. – С. 1178 – 1188.
17. *Neshyba S., Neal V.T., Denner W.* Temperature and conductivity measurements under Ice Island T-3//*J. Geophys. Res.* – 1971. – 76. – P. 8170 – 8120.
18. *Newman F.C.* Temperature steps in Lake Kivu: a bottom heated saline lake//*J. Physic. Oceanogr.* – 1976. – 6. – P. 157 – 163.
19. *Murray J.W., Top Z., Ozsoy E.* Hydrographic properties and ventilation of the Black Sea//*Deep-Sea Res.* – 1991. – 38A, № 2A. – P. 663 – 689.
20. *Benard C., Benard R., Bennacer R., Gobin D.* Melting driven thermohaline convection//*Phys. Fluids.* – 1996. – 8, № 1. – P. 112 – 130.
21. *Gancel J.* Analysis of current-meters data in the Barents Sea// *Tech. Report Nork Polarinstitut and Norwegian Polar Institute*, 2001. – 51 p.
22. *Johannessen J.A., Johannessen O.H., Svendsen E. et al.* Mesoscale eddies in the Fram Strait marginal ice zone during the 1983 and 1984 Marginal Ice Zone Experiments//*J. Geophys. Res.* – 1987. – 92, № C7. – P. 6754 – 6772.
23. *Marmorino G.O., Caldwell D.R.* Heat and salt transport through a diffusive thermocline interface//*Deep-Sea Res.* – 1976. – 23. – P. 56 – 67.
24. *Bowden K.F.* Turbulence//*The Sea.* – V.1. *Phys. Oceanogr. Interscience Publ.* – J.Wiley & Sons. – New York – London, 1962. – P. 802 – 825.
25. *Озмидов Р.В.* Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. – М.: Наука, 1968. – 280 с.
26. *Gregg M.C.* Diapycnal mixing in the thermocline: A review//*J. Geophys. Res.* – 1987. – 92, № C5. – P. 5249 – 5286.
27. *Itsweire E.C., Koseff J.R., Briggs D.A., Ferziger J.H.* Turbulence in stratified shear flows: Implications for interpreting shear-induced mixing in the ocean//*J. Phys. Oceanogr.* – 1993. – 23. – P. 1508 – 1522.
28. *Thorpe S.A.* Turbulence and mixing in a Scottish Loch//*Philos. Trans. Roy. Soc.* – A286. – London, 1977. – P. 125-181.
29. *Dillon T. M.* Vertical overturns: A comparison of Thorpe and Ozmidov length scales//*J. Geophys. Res.* – 1982. – 87. – P. 9601 – 9613.
30. *Garget A.E.* Vertical eddy diffusivity in the ocean interior//*J. Mar. Res.* – 1984. – 42. – P. 359 – 393.
31. *Еремеев В.Н., Кушнир В.М.* Слоистая структура течений и вертикальный обмен в Черном море//*Океанология.* – 1996. – 36, № 1. – С.13 – 19.

32. *Huppert H.E.* On the stability of a series of double-diffusive layers//Deep-Sea Res. – 1971. – 18. – P. 1005 – 1021.
33. *Falk-Petersen S., Hop H., Budgell W.P.* et al. Physical and ecological processes in the marginal ice zone of the northern Barents Sea during the summer melt period//J. Marine Systems. – 2000. – 27. – P. 131 – 159.

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

Материал поступил в
редакцию 02.07.02
После доработки
29.07.02

ABSTRACT Double-diffusive convection on the edge ice zone in the Barents Sea to the east off Spitsbergen is analyzed using the data of two hydrological surveys of the Norwegian Polar institute in 1999 and 2000. The Turner's model where the critical Rayleigh number is determined based on the empirical ratio between the Nusselt number and the Rayleigh one normalized on its critical value, is used. The results of calculations of the convective layer thickness are compared to the observation data. Estimations of the vertical convective velocity are obtained.